



HAL
open science

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

Isabelle Saniour

► **To cite this version:**

Isabelle 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. Ingénierie biomédicale. Université de Lyon, 2017. Français. NNT : 2017LYSE1330 . tel-01787691

HAL Id: tel-01787691

<https://theses.hal.science/tel-01787691>

Submitted on 7 May 2018

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.



N°d'ordre NNT : 2017LYSE330

THÈSE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée au sein de
l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale N° 205
École Doctorale Interdisciplinaire Sciences-Santé (EDISS)

Spécialité de doctorat : Ingénierie pour le vivant
Discipline : Instrumentation et physique expérimentale

Soutenue publiquement le 18/12/2017, par :

Isabelle 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**

Devant le jury composé de :

M. Emmanuel PERRIN	Professeur des universités, Université Lyon 1	Président du jury
M. Philippe LEVEQUE	Directeur de recherche CNRS, Université de Limoges	Rapporteur
M. Hervé SAINT-JALMES	Professeur et Praticien Hospitalier, Université de Rennes	Rapporteur
Mme Nadège COURJAL	Maître de conférences, Université Franche-Comté	Examinatrice
Mme Marie POIRIER-QUINOT	Maître de conférences, Université Paris-Sud	Examinatrice
M. Olivier BEUF	Directeur de recherche CNRS, Université Lyon 1	Directeur de thèse
M. Gwenaël GABORIT	Maître de conférences, Université de Savoie	Co-encadrant
Mme Anne-Laure PERRIER	Maître de conférences, Université de Savoie	Co-encadrante
M. Raphaël SABLONG	Maître de conférences, Université Lyon 1	Invité

UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON 1

Président de l'Université

Président du Conseil Académique

Vice-président du Conseil d'Administration

Vice-président du Conseil Formation et Vie Universitaire

Vice-président de la Commission Recherche

Directrice Générale des Services

M. le Professeur Frédéric FLEURY

M. le Professeur Hamda BEN HADID

M. le Professeur Didier REVEL

M. le Professeur Philippe CHEVALIER

M. Fabrice VALLÉE

Mme Dominique MARCHAND

COMPOSANTE SANTE

Faculté de Médecine Lyon Est – Claude Bernard

Directeur : M. le Professeur G.RODE

Faculté de Médecine et de Maïeutique Lyon Sud – Charles Mérieux

Directeur : Mme la Professeure C. BURILLON

Faculté d'Odontologie

Directeur : M. le Professeur D. BOURGEOIS

Institut des Sciences Pharmaceutiques et Biologiques

Directeur : Mme la Professeure C. VINCIGUERRA

Institut des Sciences et Techniques de la Réadaptation

Directeur : M. X. PERROT

Département de formation et Centre de Recherche en Biologie Humaine

Directeur : Mme la Professeure A-M. SCHOTT

COMPOSANTE ET DEPARTEMENTS DE SCIENCES ET TECHNOLOGIE

Faculté des Sciences et Technologies

Directeur : M. F. DE MARCHI

Département Biologie

Directeur : M. le Professeur F. THEVENARD

Département Chimie Biochimie

Directeur : Mme C. FELIX

Département GEP

Directeur : M. Hassan HAMMOURI

Département Informatique

Directeur : M. le Professeur S. AKKOUCHE

Département Mathématiques

Directeur : M. le Professeur G. TOMANOV

Département Mécanique

Directeur : M. le Professeur H. BEN HADID

Département Physique

Directeur : M. le Professeur J-C PLENET

UFR Sciences et Techniques des Activités Physiques et Sportives

Directeur : M. Y.VANPOULLE

Observatoire des Sciences de l'Univers de Lyon

Directeur : M. B. GUIDERDONI

Polytech Lyon

Directeur : M. le Professeur E.PERRIN

Ecole Supérieure de Chimie Physique Electronique

Directeur : M. G. PIGNAULT

Institut Universitaire de Technologie de Lyon 1

Directeur : M. le Professeur C. VITON

Ecole Supérieure du Professorat et de l'Education

Directeur : M. le Professeur A. MOUGNIOTTE

Institut de Science Financière et d'Assurances

Directeur : M. N. LEBOSNE

Remerciements

Ces travaux de thèse ont été menés dans le cadre d'une collaboration entre l'équipe « RMN et optique : De la mesure au biomarqueur » du laboratoire CREATIS, le laboratoire IMEP-LAHC et la société Kapteos. Dans un premier temps, je voudrais donc remercier l'ensemble des acteurs de ces entités. Je remercie Monsieur Olivier Beuf, Monsieur Jean-Louis Coutaz et Monsieur Lionel Duvillaret, pour leurs accueils au sein des laboratoires CREATIS, IMEP-LAHC et de la société Kapteos, respectivement.

Je tiens à remercier Monsieur Hervé Saint-Jalmes et Monsieur Philippe Leveque pour avoir accepté le travail de rapporteur, ainsi que Madame Marie Poirier-Quinot et Madame Nadège Courjal, pour bien vouloir examiner ces travaux et pour l'intérêt qu'ils ont portés aux travaux réalisés et finalement Monsieur Emmanuel Perrin pour son rôle de président de ce jury.

Je voudrais exprimer ma profonde et sincère gratitude envers Oliver Beuf, mon directeur de thèse, qui a su proposer ses conseils toujours pertinents et stimulants. Je le remercie également pour m'avoir fait suffisamment confiance et pour m'avoir laissée presque libre dans mes travaux de thèse. Je le remercie également pour son soutien dans les moments clefs et les opportunités qu'il m'a données de participer à des conférences internationales très enrichissantes

Je tiens à remercier Gwenaël Gaborit, qui a encadré mes travaux au laboratoire IMEP-LAHC et à Kapteos et notamment pour les différentes discussions qui ont permis de trouver une solution à la plupart des problèmes que j'ai rencontrés pendant ma thèse. Je le remercie pour la confiance qu'il m'a accordée tout au long de cette thèse. Son implication dans les expériences d'électro-optique a été décisive pour la réalisation de ces travaux.

Je remercie aussi Anne-Laure Perrier, mon encadrante de thèse, pour avoir initié ce projet et pour toutes les discussions sur l'électromagnétisme, les capteurs radiofréquence et le découplage actif optique. Je la remercie également pour l'aide apportée pour la rédaction des articles, ainsi que pour la rédaction de ce manuscrit et pour la préparation de la soutenance.

Cette thèse et notamment le découplage actif optique n'aurait jamais pu être menée à bien sans le soutien et la grande compétence de Raphaël Sablong. Je le remercie pour son extrême gentillesse et pour toutes les discussions enrichissantes sur l'électronique et l'optique.

Je tiens à remercier Monsieur Fraser Robb pour son temps et pour ces conseils pendant le séminaire à CREATIS et au congrès ISMRM à Honolulu, et pour son aide dans l'utilisation des connecteurs de General Electric. Ce fut un grand plaisir et un honneur de vous avoir rencontré.

Je souhaiterais remercier les différents chercheurs et techniciens du laboratoire CREATIS qui ont participé directement ou indirectement à cette thèse. Je remercie Kevin d'avoir transmis mon CV, Simon pour son aide dans la réalisation des capteurs double-boucle, Hélène pour son oreille attentive, Fabien pour son aide dans l'enseignement et la relecture de

ma thèse « Alors, c'est quand ton anniversaire ? », Bruno pour sa bonne humeur, Laurent pour son aide dans la caractérisation des amplificateurs, Denis et Sophie pour leur aide durant les manips dans l'IRM 4,7T, Boualem, Nourdine et Pushot pour leur aide à la réalisation des circuits électroniques et des fantômes. Je remercie aussi Eric et Lorena pour toutes les discussions et les conseils. Je remercie également Pierrick, Christelle, Matthieu, Margot, Karine et Anthony, les gestionnaires qui m'ont supporté pendant tous les trajets à Chambéry. Merci à Marion, Nadzeu, Florine et Sylvie pour leurs gentillesse, leurs aides et leurs bonnes humeurs.

Je voudrais aussi remercier toutes les personnes du laboratoire IMEP-LAHC et Kapteos et notamment Jean et Laurane pour les différentes discussions sur l'électro-optique.

Je remercie chaleureusement les doctorants, j'ai passé avec eux les meilleurs moments de la thèse et ils m'ont aidé à traverser les mauvais. D'abord je voudrais remercier Reina, qui m'a proposé ce sujet de thèse et pour toutes les discussions reliées à la thèse et son aide. Je remercie Hugo, qui m'a appris l'utilisation de la graveuse, du VNA et la fabrication des antennes RF et beaucoup d'autres outils, « Hugo, j'ai une question !! ». Merci à Fred « mon voisin à Villeurbanne » pour son aide en optique. Je n'oublierais jamais Jean-Marie, Thomas et Dimitri. Je voudrais remercier énormément Laure et Pauline, grâce à qui j'ai pu survivre pendant ces trois années de thèse je vous suis extrêmement reconnaissante, vous avez été, vous êtes et vous resterez toujours ma famille en France. Un grand merci à Angéline, Mathilde, Eloïse, Clément, Hamza, Jabrane et récemment Charly et Lucie. C'est l'ambiance extraordinaire qui a régné entre doctorants qui m'a motivée, un grand merci à vous tous et bon courage pour la suite.

Merci à mes amis Nisrine, Rita, David, Clémence et Julien avec qui j'ai passé des moments inoubliables à Lyon, à Grenoble, et dans les autres villes que j'ai eu la chance d'explorer avec vous. Un très grand merci à Hoda qui m'a supporté et aidé (psychologiquement) pendant ces trois ans, je t'aime fort. Je pense à tous mes copains du Liban Johnny, Hani, Rony, Cam, ZouZou, #ML, Andros, Khaled, Elisa, Giselle et Ali.

« In the end, you always go back to the people that were there in the beginning », je vous remercie mes belles amies Ranroun, Ramroum, Roudyyy, Perlou et Marmour pour votre amitié et votre présence malgré la distance. I Love you my all time favorite « AWA..S ».

Merci à toute ma famille du Liban et spécialement à tayta Barbara, Alouce, Lamlouma, Michella, Céline et Dimi qui me soutiennent à tous moments. Je dédie ce mémoire à l'âme de mes deux Jeddos Hanna et Salim.

Finalement un énorme Merci à Pap Toni, Mama Dalal et Tella qui grâce à eux je suis arrivée jusque-là. Merci pour votre soutien inconditionnel. JE VOUS AIME. Je vous dédie également ce mémoire « my Happy Family ».

Enfin, je remercie affectueusement Milo pour son soutien pendant ces trois années et surtout pendant la rédaction de ce mémoire. Tu m'as donné la force, je n'aurais jamais eu le courage d'aller jusqu'au bout sans toi. Merci pour ton amour et ta patience. Merci pour TOUT.

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

Le développement de systèmes IRM à plus haut champ magnétique statique s'est accompagné d'une interrogation légitime concernant l'effet des champs électromagnétiques RF pour la sécurité des patients. L'effet sur la sécurité peut être renforcé par l'introduction d'éléments conducteurs à l'intérieur de la bobine RF comme c'est le cas pour les capteurs endoluminaux utilisés pour l'analyse des parois digestives. Ces capteurs entraînent des risques d'échauffements locaux élevés pour le patient en raison du TAS local induit par le champ électrique RF en présence de conducteurs. Ces capteurs pouvant présenter un bénéfice pour le patient, il est nécessaire de s'affranchir de ces limitations. Le premier objectif de cette thèse est le développement d'un capteur endoluminal à liaisons optiques. Un dispositif de découplage actif optique a été développé et caractérisé. Les images RMN acquises *in vitro* sur fantômes tests montrent une distribution du RSB comparable au découplage classique, validant ainsi l'efficacité du découplage optique. Concernant la transmission optique du signal RMN, des travaux ont été réalisés afin de s'affranchir des contraintes liées à l'utilisation d'un guide d'onde pour la conversion électro-optique par effet Pockels. Le capteur a été rendu plus compact. En revanche, l'importance de contrôler le TAS local dans des conditions expérimentales données demeure un besoin ne s'arrêtant pas à ceux des capteurs endoluminaux. Le second objectif est donc la validation expérimentale d'une sonde électro-optique pour la mesure du champ électrique RF durant un examen IRM. Cette sonde a permis d'effectuer des mesures du champ électrique dans l'air et dans différents milieux biologiques à 3 T et 4,7 T et estimer le TAS local.

Mots-clés : capteur endoluminal, IRM, découplage actif optique, conversion électro-optique, liaisons optiques, taux d'absorption spécifique, champ électrique, radiofréquence.

ABSTRACT

Electro-optical effects for safety in MRI: Optical methods for endoluminal RF coils and TAS measurement probes

The recent advancement in MRI systems and the increase of the static magnetic field strength were accompanied by a strong concern about the effect of RF electromagnetic fields on patients. The effect can be increased by the use of conductive elements inside the volume coil as in the case of endoluminal coils used to analyze digestive walls. These coils lead to an increase of the local SAR which is induced by RF electric field in the presence of the coaxial cable connecting the coil to the MR system, resulting in strong local heating. Giving that these coils have the potential to present a real benefit to the patient, it worth to overcome these limitations. Accordingly, the first objective of the thesis is the development of a fully optical endoluminal receiver coil. An optical active detuning system has been developed and characterized. The NMR images show a signal-to-noise ratio distribution similar to that obtained with conventional detuning techniques, thus validating the efficiency of the optical detuning. Concerning the electro-optical conversion and the optical transmission of the NMR signal, experiments were performed to overcome constraints related to the use of waveguide for electro-optical conversion by Pockels effect. Moreover, the importance of monitoring global and local SAR during MRI exams remains a need which is not limited only to the endoluminal coils. The second objective of the thesis is then the experimental validation of an electro-optical probe for real-time measurements of RF electric field. This probe can measure the RF electric field in air and in biological media at 3 T and 4.7 T MRI systems and allows the estimation of the local SAR.

Keywords: *endoluminal coil, MRI, active optical detuning, electro-optical detuning, optical links, specific absorption rate, electric field, radiofrequency.*

Table des matières

Liste des abréviations.....	xv
Introduction	1
Chapitre 1	5
Contexte des travaux : vers une détection sécurisée des champs électromagnétiques	5
1.1 - Un bref aperçu de l'imagerie par résonance magnétique	5
1.1.1 - Introduction.....	5
1.1.2 - Bases physiques de l'IRM.....	6
1.1.2.1 - États des spins nucléaires dans un champ magnétique statique	6
1.1.2.2 - Détection de signal RMN	8
1.1.2.3 - Temps de relaxation	9
1.1.2.4 - Séquences d'acquisition usuelles.....	10
1.1.2.5 - Codage spatial et construction de l'image	11
1.1.3 - Bobines radiofréquences d'émission et de réception	12
1.1.3.1 - Bobines volumiques de transmission	12
1.1.3.2 - Capteurs surfaciques.....	12
1.2 - Capteurs endoluminaux pour la détection du cancer colorectal et ses limites.....	17
1.2.1 - Introduction.....	17
1.2.2 - Préambule : le cancer colorectal.....	17
1.2.3 - Les méthodes d'imagerie médicale du cancer colorectal	19
1.2.4 - Le capteur endoluminal et la transmission du signal RMN par voie galvanique	21
1.2.5 - État de l'art des capteurs RMN à base optique.....	24
1.2.5.1 - Découplage actif des capteurs surfaciques par des méthodes optiques	24
1.2.5.2 - Transmission optique du signal RMN	26
1.3 - Risques des ondes électromagnétiques sur le patient	28
1.3.1 - Introduction.....	28
1.3.2 - Introduction aux risques dans un système IRM	28
1.3.2.1 - Champ magnétique statique.....	28
1.3.2.2 - Variation temporelle du champ magnétique	29
1.3.2.3 - Champ électromagnétique radiofréquence	30
1.3.2.4 - Normes d'exposition relatives aux champs magnétiques et électromagnétiques	31
1.3.3 - Interactions champs électromagnétique radiofréquence/vivant : influence des propriétés diélectriques des milieux biologiques	32
1.3.3.1 - Permittivité diélectrique et conductivité électrique des milieux biologiques	32
1.3.3.2 - Comportement fréquentiel des propriétés diélectriques d'un milieu biologique	34
1.3.4 - Quantification du taux d'absorption spécifique	36
1.3.5 - État de l'art des méthodes dédiées à la mesure et à l'estimation du taux d'absorption spécifique.....	37
1.3.5.1 - Capteurs de température.....	37
1.3.5.2 - Sondes pour la mesure du champ électrique.....	39
1.4 - Conclusion	42

Chapitre 2	45
Effet électro-optique pour la mesure des champs électromagnétiques	45
2.1 - Fondements théoriques des sondes électro-optiques dédiées à la mesure des champs électromagnétiques	45
2.1.1 - Introduction	45
2.1.2 - Techniques de modulation électro-optique	46
2.1.2.1 - Modulation d'amplitude	46
2.1.2.2 - Modulation de la phase	48
2.1.2.3 - Modulation de l'état de polarisation	49
2.1.3 - L'effet électro-optique linéaire	50
2.1.4 - Vecteur de sensibilité des cristaux anisotropes et isotropes	54
2.1.4.1 - Cas d'un cristal anisotrope	54
2.1.4.2 - Cas d'un cristal isotrope	55
2.2 - Critères de sélection des cristaux électro-optiques	56
2.2.1 - Le niobate de lithium : LiNbO_3	56
2.2.2 - L'oxyde de bismuth et de silicium : BSO	57
2.3 - Capteur endoluminal à base optique pour la mesure du signal RMN	58
2.4 - Sonde à base optique pour la mesure du champ électrique	59
2.4.1 - Réalisation d'une sonde vectorielle de champ électrique	59
2.4.2 - Définition des grandeurs caractéristiques pour la caractérisation de la sonde de champ électrique	61
2.4.2.1 - Sensibilité	61
2.4.2.2 - Linéarité de la sonde	63
2.4.2.3 - Réponse fréquentielle et résolution temporelle	64
Chapitre 3	67
Découplage actif optique d'un capteur endoluminal	67
3.1 - Capteur de réception surfacique endoluminal	68
3.1.1 - La boucle résonante	68
3.1.2 - Circuit de découplage classique associé à la boucle résonante : capteur endoluminal classique de référence	71
3.2 - Le découplage actif optique	72
3.2.1 - Circuit de découplage actif optique associé à la boucle résonante : capteur endoluminal à découplage optique	72
3.2.1.1 - Caractérisation des photodiodes	73
3.2.1.2 - Test de susceptibilité magnétique de tous les composants du capteur	75
3.2.2 - Dispositif de transmission optique du signal de découplage	77
3.2.2.1 - Séparation des signaux AC/DC	78
3.2.2.2 - Convertisseur électrique-optique faible puissance	79
3.2.2.3 - Convertisseur optique forte puissance	81
3.3 - Capteur endoluminal plus « compact » et plus sensible	82
3.3.1 - Capteur endoluminal « compact »	83
3.3.2 - Capteur multiélément associé à un circuit de découplage optique	84
3.4 - Caractérisation des capteurs endoluminaux sur un banc expérimental	85
3.4.1 - Temps de commutation entre les états de couplage et découplage du capteur	85
3.4.1.1 - Approche théorique	87
3.4.1.2 - Étude expérimentale	90
3.4.2 - Coefficient de réflexion et facteur de qualité	91

3.5 - Mise en œuvre expérimentale du dispositif d'imagerie dans un système IRM clinique à 3 T	93
3.5.1 - Étude de l'efficacité du découplage entre le capteur endoluminal et la bobine volumique.....	94
3.5.2 - Imagerie in vitro avec le capteur endoluminal en réception.....	96
3.5.3 - Mesure de l'élévation de température.....	99
3.6 - Perspectives d'amélioration.....	100
3.7 - Conclusion.....	101
Chapitre 4.....	103
Vers une transmission optique du signal RMN.....	103
4.1 - Capteur endoluminal à liaison optique dédié à la mesure du champ magnétique radiofréquence.....	103
4.1.1 - Conversion électro-optique d'un signal radiofréquence.....	104
4.1.1.1 - Présentation du banc expérimental.....	104
4.1.1.2 - Mesure de linéarité.....	107
4.2 - Points bloquants.....	109
4.2.1 - Influence de la conversion/transmission optique sur le rapport signal-sur-bruit.....	109
4.2.2 - Phénomènes piézoélectriques dans le niobate de lithium.....	111
4.2.3 - Efficacité de couplage optique entre le guide et la fibre.....	112
4.3 - Optimisation du capteur endoluminal à liaison optique.....	113
4.3.1 - Réduction de l'encombrement optique : vers un capteur endoluminal fibré.....	113
4.3.1.1 - Caractérisation optique de la fibre polarisante.....	113
4.3.1.2 - Caractérisation électro-optique du guide d'onde associée à la fibre polarisante.....	115
4.3.2 - Intégration de la boucle résonante et du guide d'onde sur un même substrat.....	117
4.4 - Conclusion.....	119
Chapitre 5.....	121
Étude du champ électrique radiofréquence dans un système IRM.....	121
5.1 - Système électro-optique pour la mesure du champ électrique.....	121
5.1.1 - Unité de traitement du signal associée à la sonde électro-optique.....	121
5.1.2 - Caractérisation des sondes électro-optiques sur un banc expérimental.....	122
5.2 - Résumé de différentes expériences effectuées dans deux systèmes IRM.....	125
5.3 - Mesure du champ électrique dans un système IRM 4,7 T préclinique.....	127
5.3.1 - Mise en œuvre expérimentale.....	128
5.3.2 - Performances des sondes EO dans l'environnement de l'IRM.....	130
5.3.2.1 - Linéarité et dynamique de mesure.....	130
5.3.2.2 - Sensibilité.....	132
5.3.3 - Cartographie de la distribution du champ électrique.....	132
5.3.3.1 - Simulation de la distribution du champ électrique.....	132
5.3.3.2 - Cartographies bidimensionnelles expérimentales du champ électrique.....	134
5.3.3.3 - Mesures vectorielles du champ électrique à l'intérieur de la bobine RMN.....	135
5.3.4 - Détection de la forme des impulsions RF.....	136
5.3.5 - Mesure du champ électrique in vitro.....	138
5.3.6 - Interaction entre deux sonde électro-optiques similaires.....	141
5.3.7 - Réponse de la sonde en présence d'une boucle résonante.....	141

5.4 - Mesure du champ électrique dans un système IRM 3T clinique.....	142
5.4.1 - Influence de la sonde électro-optique sur l'image RMN.....	142
5.4.2 - Mesure du champ électrique dans des fruits et ex vitro	143
5.4.3 - Mesure du champ électrique in vivo	147
5.5 - Evaluation du taux d'absorption spécifique.....	148
5.6 - Conclusion	150
Conclusion générale	153
Annexe A.....	157
Convertisseur électrique-optique faible puissance.....	157
Annexe B	158
Prototypes de capteurs endoluminaux testés.....	158
Annexe C	160
Recalage des images RMN	160
Bibliographie	163
Curriculum vitae.....	173

Liste des abréviations

AF	Facteur d'antenne ou de proportionnalité (<i>Antenna Factor</i>)
$B_{1,H}$	Amplitude d'une impulsion radiofréquence de forme Hermite
$B_{1,Rect}$	Amplitude d'une impulsion radiofréquence de forme rectangulaire
$B_{1,S}$	Amplitude d'une impulsion radiofréquence de forme sinus cardinal
BSO	Oxyde de bismuth et de silicium
CdTe	Tellurure de cadmium
CE-C/L/1	Capteur endoluminal avec un circuit de découplage actif classique / large-substrat / simple-boucle
CE-C/S/1	Capteur endoluminal avec un circuit de découplage actif classique / petit-substrat / simple-boucle
CE-C/S/2	Capteur endoluminal avec un circuit de découplage actif classique / petit-substrat/ double-boucle
CE-O/L/1	Capteur endoluminal avec un circuit de découplage actif optique / large-substrat/ simple-boucle
CE-O/S/1	Capteur endoluminal avec un circuit de découplage actif optique / petit-substrat/ simple-boucle
CE-O/S/2	Capteur endoluminal avec un circuit de découplage actif optique / petit-substrat/ double-boucle
C_m	Capacité d'adaptation
C_t	Capacité d'accord
D_{PIN}	<i>Positive intrinsic negative diode</i>
DTO	Dispositif de transmission optique
E_x	Composante du vecteur du champ électrique suivant l'axe x
E_y	Composante du vecteur du champ électrique suivant l'axe y
E_z	Composante du vecteur du champ électrique suivant l'axe z
fem	Force électromotrice
FDA	Food and drugs administration
FID	Signal de précession libre
FMP	Fibre à maintien de polarisation
FP	Fibre polarisante
FR4	<i>Flame Resistant 4</i>
GBF	Générateur de basses fréquences
GHF	Générateur de hautes fréquences
IRM	Imagerie par résonance magnétique
$LiNbO_3$	Niobate de lithium
MC	Mode commun
MD	Mode différentiel
NaCl	Chlorure de sodium

NiSO ₄	Sulfate de nickel
RBW	Bande passante d'analyse
RF	Radiofréquence
RMN	Résonance magnétique nucléaire
RSB	Rapport signal-sur-bruit
SLair	Sonde longitudinale dédiée à la mesure de la composante longitudinale du champ électrique dans l'air
ST	Temps de balayage
STair	Sonde transverse dédiée à la mesure des deux composantes transverse du champ électrique dans l'air
STbio	Sonde transverse dédiée à la mesure des deux composantes transverses du champ électrique dans un milieu biologique
TAS	Taux d'absorption spécifique
TE	Temps d'écho
TEM	Cellule transverse électromagnétique
TNM	<i>Tumor Node Metastasis</i>
TR	Temps de répétition
VNA	Analyseur de réseau vectoriel

Introduction

L'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM), fondée sur le principe physique de la Résonance Magnétique Nucléaire (RMN), est généralement décrite comme une modalité « sans danger » pour le patient du fait que, contrairement aux systèmes reposant sur l'utilisation de rayon X, les rayonnements impliqués ne sont pas ionisants. Un scanner IRM peut être utilisé pour acquérir des images de la majorité des parties du corps humain (par exemple, la tête, les articulations, l'abdomen, les jambes, etc.) en offrant un meilleur contraste des tissus mous et une meilleure différenciation entre la graisse, l'eau, les muscles et d'autres tissus mous que les autres modalités d'imagerie et cela sans faire appel à des produits de contraste. Les images RMN sont capables de fournir aux médecins des informations anatomiques, structurelles, fonctionnelles et métaboliques, permettant le diagnostic d'une grande variété de pathologies. Cependant, il existe des dangers inhérents à l'environnement de l'IRM qui doivent être caractérisés afin d'être définitivement exclus ou contrôlés. Ces risques peuvent être attribués à l'un ou l'autre des principaux composants mis en œuvre dans un système IRM : le champ magnétique statique, les gradients de champ magnétique et le champ radiofréquence (RF). Dans des conditions normales d'utilisation d'un système IRM clinique, les risques associés aux interactions directes de ces champs avec les tissus du patient sont contrôlés. Les risques proviennent principalement de l'interaction de des champs magnétiques statiques, variables ou électromagnétiques avec des objets ferromagnétiques, des conducteurs, des connexions galvaniques filaires et des dispositifs médicaux placés dans l'environnement de l'IRM. Dans ce cas, l'effet le plus difficile à contrôler est l'élévation de la température des tissus avoisinants ces objets, causés par l'augmentation du Taux d' Absorption Spécifique (TAS). Dans ce contexte, les organisations internationales dédiées à la sécurité des patients mais également des travailleurs ont défini des normes d'expositions relatives aux champs magnétiques et électromagnétiques, limitant les risques dans un système IRM. Par conséquent, l'utilisation des liaisons galvaniques filaires utilisées dans le cadre de procédures interventionnelles en IRM est limitée. De plus, l'examen chez des patients avec des dispositifs médicaux implantés, comme par exemple les stimulateurs cardiaques, les stimulateurs cérébraux profonds et les prothèses, ne sont pas toujours réalisables ou sont possibles dans des conditions restreintes (intensité du champ magnétique, date d'implantation du dispositif, région anatomique examinée).

L'un des projets d'une équipe du laboratoire CREATIS est le développement de capteurs endoluminaux utilisés en IRM pour le diagnostic des maladies gastro-intestinales et l'analyse des parois intestinales profondes. Les dimensions subcentimétriques de ces capteurs permettent leur positionnement proche des parois intestinales pour l'exploration des zones profondes, ce qui n'est pas possible lorsque les capteurs sont placés à l'extérieur du patient. Les capteurs internes permettent d'acquérir localement des images RMN avec un Rapport Signal-sur-Bruit (RSB) significativement amélioré, ce qui permet d'accéder à une résolution spatiale plus élevée par rapport aux capteurs externes conventionnels. Néanmoins, les fils

métalliques des connexions associés à ces capteurs, peuvent augmenter considérablement le TAS local et limitent donc l'utilisation clinique de ces capteurs. Étant donné que les capteurs endoluminaux présentent un vrai bénéfice en terme de qualité d'image pour le diagnostic du cancer colorectal et afin de surmonter les problèmes liés à l'échauffement, le premier objectif de ce projet de thèse est de remplacer les connexions galvaniques, utilisées pour la transmission des signaux électriques, par des liaisons optiques fibrées afin d'assurer pleinement la sécurité du patient lors de l'exploration de tissus profonds. Le capteur à liaison « toute optique » doit permettre à la fois la transmission optique du courant continu nécessaire pour le découplage du capteur à travers un circuit de découplage actif et celle du signal RMN suite à une conversion électro-optique fondée sur l'effet Pockels.

Dans le contexte de la sécurité du patient, il est également important de quantifier précisément les effets résultants d'une exposition aux champs électromagnétiques radiofréquences durant un examen IRM. Le second objectif de cette thèse est de valider une sonde submillimétrique pour la mesure directe et en temps réel du champ électrique radiofréquence local. Il s'agit donc, plus spécifiquement, de caractériser la sonde et analyser les signaux détectés dans différentes conditions expérimentales. La sonde est fondée sur le même principe que celui utilisé pour la conversion électro-optique du signal RMN.

Le premier chapitre de ce manuscrit est consacré à la présentation du phénomène de résonance magnétique nucléaire et des notions essentielles pour la formation d'une image par IRM. Les bobines RF d'émission et de réception sont abordées puis nous présentons brièvement la motivation des développements de capteurs endoluminaux dans le contexte du cancer colorectal. Ensuite, les qualités et les limites de ces capteurs sont passées en revue pour justifier l'intérêt des liaisons optiques pour la transmission des signaux électriques. Un état de l'art de l'instrumentation dédiée à la transmission optique des signaux de découplage et des signaux RMN est présenté. D'autre part, les risques des appareils IRM et les normes définies par les organisations internationales pour assurer la sécurité des patients et des travailleurs sont exposés. Les propriétés diélectriques des milieux biologiques sont décrites afin de comprendre la nature de l'interaction entre les ondes radiofréquences et les tissus du patient. Ce chapitre se termine par un panorama des différentes techniques et dispositifs de mesure usuellement employées pour l'évaluation du TAS dans les systèmes IRM. Une comparaison de leurs performances respectives est présentée.

Le second chapitre présente les fondements théoriques de l'effet électro-optique (effet Pockels). Cet effet permet la mesure en temps réel des composantes du vecteur champ électrique. Deux configurations optiques sont intéressantes pour notre application. La première configuration est fondée sur l'utilisation d'un cristal anisotrope en tant que modulateur d'état de polarisation du faisceau laser sondant le cristal. Ce cristal est associé à la boucle endoluminale pour convertir le signal RMN en un signal optique et être transmis optiquement à l'extérieur de l'IRM. La deuxième configuration repose sur l'emploi d'un cristal isotrope pour la modulation d'état de polarisation du laser sonde. Cette méthode permet la mesure directe du champ électrique nécessaire pour l'évaluation du TAS local.

Le troisième chapitre décrit le concept du découplage actif optique. Un circuit des éléments actifs (diode PIN et photodiodes) a été réalisé, associé à un dispositif de

transmission optique du signal continu de découplage. Les différents circuits ont été caractérisés sur un banc expérimental. Le choix des composants est présenté. Les différentes améliorations apportées au capteur associé à un circuit de découplage actif optique sont exposées. Les améliorations englobent la diminution des dimensions du capteur pour répondre aux contraintes d'encombrement et l'augmentation de la sensibilité du capteur par la réalisation d'un capteur double-boucle/canal. Une étude théorique et expérimentale des temps de commutation des capteurs a été menée afin d'assurer une commutation suffisamment rapide par rapport aux durées d'application des impulsions RF. Des images de RM réalisées sur des fantômes avec ces capteurs sont comparées. Enfin, des mesures locales de l'élévation de la température ont été réalisées à des localisations spécifiques de la boucle endoluminale et du circuit de découplage associé. Ce chapitre présente une première étape pour la réalisation d'un capteur endoluminal à liaison « toute optique ».

La deuxième fonctionnalité du capteur endoluminal est la transmission optique du signal RMN. Ainsi, le quatrième chapitre aborde la conversion électro-optique et la transmission optique du signal RMN. Les travaux antérieurs réalisés au sein du laboratoire CREATIS et qui concerne la validation de ce concept en utilisant un guide d'onde en tant que modulateur d'état de polarisation sont décrits. Une étude théorique de l'ordre de grandeur du signal électro-optique est présentée. Les contraintes liées au dispositif optique sont ainsi exposées. Les travaux d'optimisation du montage optique et des composants nécessaires pour la transmission du signal RMN pour rendre le capteur plus compact sont décrits. Ce chapitre se clôt sur une présentation d'un nouveau prototype de capteur endoluminal intégrant sur un même substrat à la fois la boucle résonante et le guide d'onde.

Le dernier chapitre concerne la mise en œuvre d'une sonde électro-optique pour la mesure du champ électrique et la validation expérimentale de celle-ci dans deux systèmes IRM différents. Sur un système IRM préclinique à 4,7 T, la linéarité du champ électro-optique vis-à-vis de l'amplitude du champ magnétique RF est analysée dans une bobine volumique chargée et non-chargée. Ces résultats permettent d'extraire la sensibilité et la dynamique de mesure de la sonde dans l'environnement de l'IRM. Les trois composantes du champ électrique sont mesurées, vérifiant le caractère vectoriel de la sonde électro-optique. Une cartographie du champ électrique est réalisée dans l'air afin de déterminer les positions de fortes concentrations du champ électrique. Les cartographies issues des mesures expérimentales sont comparées aux simulations. Dans les systèmes IRM préclinique à 4,7 T et clinique à 3 T, des mesures du champ électrique sont effectuées au sein de différents échantillons et dans différentes conditions expérimentales. Ces mesures mènent à une estimation du TAS local.

Ces travaux de thèse ont été menés dans le cadre d'une collaboration entre l'équipe « RMN et optique : De la mesure au biomarqueur » du laboratoire CREATIS, spécialisée en RMN et en conception de capteurs radiofréquences, le laboratoire IMEP-LAHC qui est spécialisé en électro-optique et la société Kapteos qui développe des sondes électro-optiques pour la mesure du champ électrique.

Chapitre 1

Contexte des travaux : vers une détection sécurisée des champs électromagnétiques

1.1 - Un bref aperçu de l'imagerie par résonance magnétique

1.1.1 - Introduction

L'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) est une modalité d'imagerie médicale fondée sur un phénomène physique appelé la Résonance Magnétique Nucléaire (RMN). Cette technique utilise les propriétés de certains noyaux de posséder des moments magnétiques. Le phénomène RMN a été découvert au début des années trente par l'équipe d'Isaac Rabi qui a réalisé des expériences sur des faisceaux moléculaires afin de mesurer les propriétés magnétiques des atomes et des molécules par résonance magnétique. À la fin de 1945, deux équipes américaines, Purcell, Torrey et Pound à Harvard, ainsi que Bloch, Hansen et Packard à Stanford, ont indépendamment mis en évidence le phénomène de la RMN dans la matière condensée [1]. En 1970, Damadian a démontré différences de contrastes entre les tissus sains et cancéreux. La première image RMN est obtenue en 1973 par Lauterbur [2]. Aujourd'hui, cette méthode de diagnostic incontournable permet d'obtenir des informations détaillées de natures anatomiques, structurelles, fonctionnelles et métaboliques avec une résolution spatiale et un contraste intrinsèque élevé comparé à d'autres techniques d'imagerie médicale.

Une expérience IRM nécessite trois composants majeurs :

- Le champ magnétique statique \vec{B}_0 est créé par un aimant d'intensité élevée pour orienter préférentiellement les moments magnétiques des noyaux constituant un milieu dans la direction du champ magnétique. Les aimants les plus couramment employés aujourd'hui sont les électro-aimants supraconducteurs. L'homogénéité peut atteindre $\pm 0,05$ parties par million (ppm) dans une sphère de 10 cm de diamètre et ± 5 ppm dans une sphère de 50 cm de diamètre [3]. Plus l'homogénéité est faible, meilleure est la qualité de l'aimant.
- Les gradients de champ magnétique qui créent des variations linéaires du champ magnétique dans les trois directions de l'espace. Ces gradients dont la fréquence est de l'ordre du kHz ont des amplitudes de l'ordre de 10 à 45 mT/m.

- Le champ magnétique \vec{B}_1 variable appliqué dans le domaine des radiofréquences (RF) est généré par une bobine de transmission RF, dans lequel est placé le milieu d'étude (échantillon ou patient). Appliqué à une fréquence particulière, dite de résonance, dépendante du noyau considéré et du champ magnétique statique, l'aimantation macroscopique M_0 formée par l'ensemble des moments magnétiques, s'écarte de son état d'équilibre. À l'arrêt de l'émission radiofréquence, l'aimantation retourne à son état d'équilibre initial. Le retour à l'équilibre crée une force électromotrice aux bornes d'une bobine résonante qui est mesuré puis traité pour obtenir une image (figure 1.1).

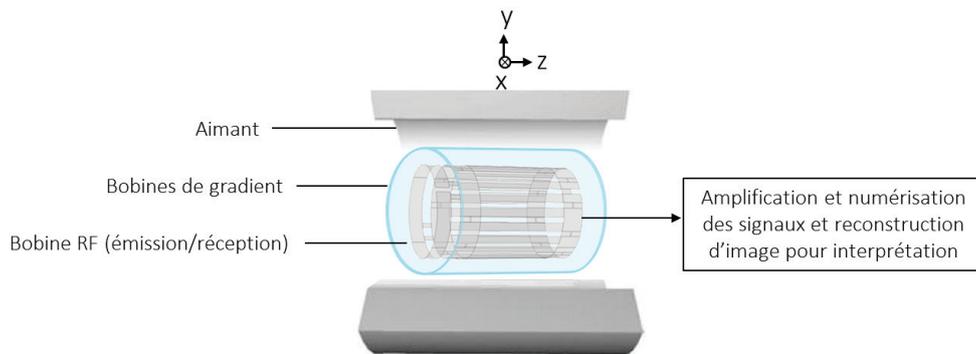


Figure 1.1 : Représentation schématique simplifié d'un système IRM.

Dans la suite de cette section, nous expliquerons d'une manière succincte les principes physiques de RMN et nous introduirons les bobines RF qui assurent l'émission et/ou la réception des signaux radiofréquences.

1.1.2 - Bases physiques de l'IRM

1.1.2.1 - États des spins nucléaires dans un champ magnétique statique

Le phénomène de RMN est fondé sur la réponse à un champ magnétique de certains noyaux atomiques du corps humain. Certains noyaux atomiques possèdent, en plus de leur masse et de leur charge, un moment angulaire intrinsèque¹, \vec{s} , appelé aussi spin nucléaire auquel est associé un moment magnétique², $\vec{\mu}$,

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{s}, \quad (1.1)$$

où γ est une constante appelée rapport gyromagnétique, dépendante du noyau considéré (exprimée en $\text{rad} \cdot \text{T}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$). Seuls les noyaux de spin non nul possèdent un moment magnétique

¹ Le moment angulaire intrinsèque résulte du mouvement de rotation des particules sans dimension autour de leurs propres axes.

² La charge du noyau en rotation génère un champ magnétique, associé à un moment magnétique.

et peuvent être étudiés par RMN. Le proton ou noyau d'hydrogène est le plus abondant dans le corps humain ce qui explique pourquoi l'imagerie des protons est la plus répandue.

Lorsqu'un moment magnétique est placé dans un champ magnétique statique \vec{B}_0 que l'on suppose aligné avec l'axe z dans le référentiel de l'IRM, il s'oriente de manière préférentielle suivant la direction du champ magnétique statique. Dans le cas du proton, deux orientations sont possibles : parallèle ou antiparallèle au champ \vec{B}_0 (figure 1.2 à gauche). L'alignement parallèle correspond à un état de basse énergie, tandis que l'alignement antiparallèle correspond à l'état de haute énergie³. La fréquence angulaire de précession du moment magnétique spin autour du champ \vec{B}_0 est donnée par :

$$\omega_0 = \gamma B_0. \quad (1.2)$$

Le rapport gyromagnétique du proton de l'hydrogène est égale à $2,68 \times 10^8 \text{ rad.T}^{-1}.\text{s}^{-1}$ (soit $42,6 \text{ MHz.T}^{-1}$). Pour des champs magnétiques 3 T et 4,7 T, par exemple, les fréquences de précession des spins sont respectivement 127,73 MHz et 200,22 MHz. Cette fréquence de précession est appelée la fréquence de Larmor et l'équation (1.2) est appelée équation de Larmor.

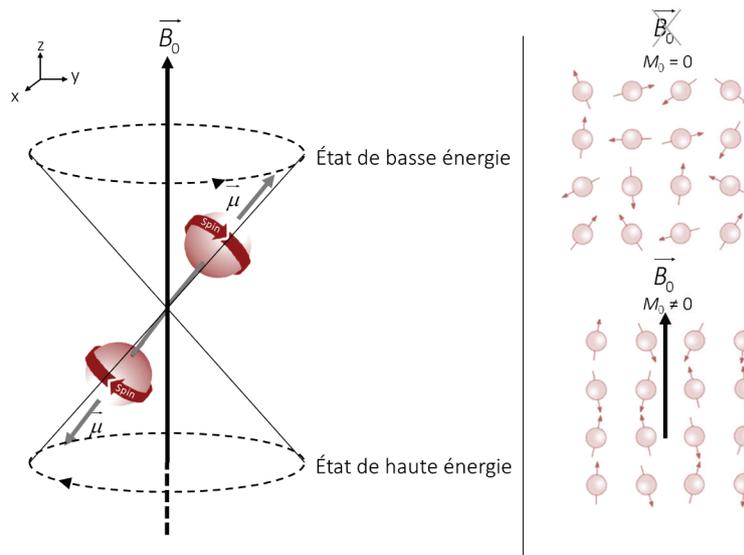


Figure 1.2 : À gauche, mouvement de précession du spin autour du champ magnétique extérieur \vec{B}_0 . Le sens de rotation des moments magnétiques dépend des orientations des moments angulaires par rapport au champ magnétique extérieur (parallèles ou antiparallèles). À droite, la répartition de la population de spins en l'absence du champ magnétique (dans ce cas, la composante M_0 de l'aimantation est nulle) et en présence du champ magnétique extérieur (dans ce cas, la composante M_0 de l'aimantation n'est pas nulle).

³ L'hamiltonien décrivant les propriétés d'un moment magnétique en présence d'un champ magnétique extérieur correspond à une quantification en deux états d'énergie.

L'analyse RMN ne se fait pas sur un seul noyau mais sur une population. En l'absence de champ magnétique extérieur, la distribution de l'orientation des moments magnétiques est aléatoire et la contribution totale est nulle. En revanche, l'application d'un champ magnétique statique \vec{B}_0 entraîne une des orientation préférentielles créant une aimantation macroscopique longitudinale M_0 qui est la composante longitudinale de l'aimantation nucléaire \vec{M} (figure 1.2 à droite). À température ambiante ($T = 300$ K) et pour des spins 1/2, l'amplitude de l'aimantation longitudinale est donnée par :

$$M_0 \approx N \frac{\gamma^2 \hbar^2}{4K_B T} |\vec{B}_0|, \quad (1.3)$$

où N est le nombre total des noyaux (la somme des noyaux dans un état de basse énergie et les noyaux de haute énergie) et K_B est la constante de Boltzmann ($K_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$)

Comme nous l'avons mentionné plus haut, à l'équilibre thermique, les états de spins sont distribués sur les deux niveaux d'énergie obéissant à la loi de Boltzmann. À la température du corps humain, l'énergie thermique est un million fois plus élevé que la différence entre deux états d'énergie (haute et basse) et donc l'excédent de population dans le niveau de basse énergie est très faible. Pour un champ de l'ordre de 1,5 T et pour le proton, l'excédent est d'environ 1 pour 100 000 à la température ambiante.

À ce stade, on peut constater que de manière statique, la RMN est très peu sensible. Un moyen de l'exploiter est de modifier l'aimantation de son état d'équilibre et d'observer le retour à l'équilibre de la composante transversale.

1.1.2.2 - Détection de signal RMN

L'aimantation macroscopique peut s'écarter de sa position d'équilibre en appliquant un champ magnétique radiofréquence \vec{B}_1 dans le plan transverse, à la fréquence angulaire de Larmor ω_0 . Ce champ magnétique est produit par une bobine de transmission RF. L'impulsion RF permet de basculer l'aimantation hors de son état d'équilibre, d'un angle dit de bascule θ défini comme suit :

$$\theta = \gamma B_1 \tau, \quad (1.4)$$

avec τ est le temps d'application de l'impulsion RF.

Une composante transverse de l'aimantation nucléaire M_\perp est ainsi créée dans le plan xy , transversale à \vec{B}_0 et à M_0 (figure 1.3). Cette phase est appelée phase d'excitation RF. La composante transverse peut être écrite sous forme complexe [4] :

$$M_\perp \equiv M_x(t) + iM_y(t) = M_0 e^{-i\omega t + \varphi_0}. \quad (1.5)$$

φ_0 correspond au phase initial.

Le signal s'observe lorsque l'excitation RF est arrêtée : c'est la phase de réception du signal radiofréquence. Une bobine de réception RF (qui peut être la même bobine utilisée pour la transmission ou non) est employée pour détecter la tension induite à ses bornes et induite par la variation du flux magnétique au cours du temps, résultant de la rotation de l'aimantation. Selon le principe de réciprocité, la bobine de réception détecte un signal équivalent au champ magnétique \vec{B}_1 par unité de courant créé dans un échantillon de volume

V [5]. La force électromotrice fem induite aux bornes de la bobine de réception est donnée par :

$$fem = -\oint \frac{d}{dt} (\vec{B}_1 \cdot \vec{M}) dV. \quad (1.6)$$

L'amplitude du signal en provenance d'un volume élémentaire δV et détecté par le capteur de réception peut être écrite sous la forme suivante :

$$S \approx \frac{|\vec{B}_1|}{I} \omega_0 \sin \theta M_0 \delta V. \quad (1.7)$$

Nous rappelons que θ est l'angle de bascule et M_0 est l'aimantation macroscopique de l'échantillon. Le signal RMN est encore appelé signal de précession libre (FID, *Free Induction Decay*). Il est à noter que ce signal est généralement faible (de l'ordre du μT).

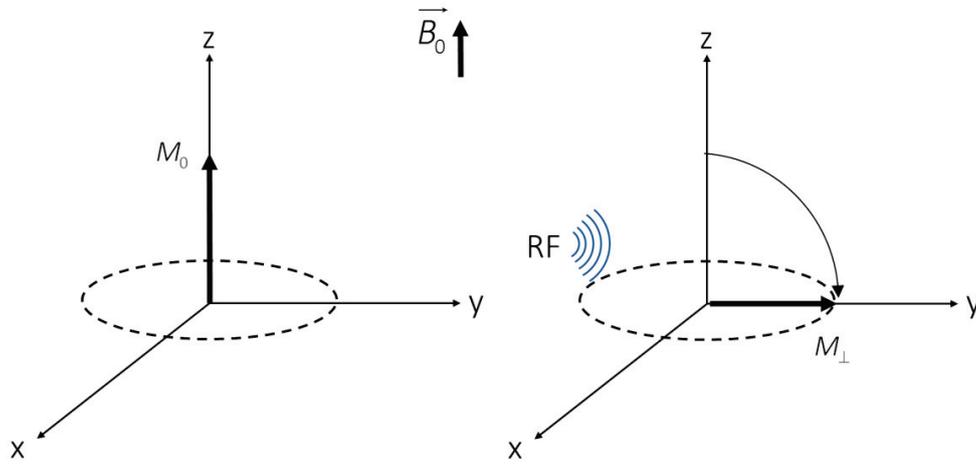


Figure 1.3 : Bascule de l'aimantation macroscopique suite à l'application d'un champ RF dans le plan xy .

1.1.2.3 - Temps de relaxation

Le retour de l'aimantation à sa position initiale (suivant la direction de \vec{B}_0) correspond à l'interaction de l'ensemble des spins avec le milieu moléculaire environnant (le « réseau ») et se traduit par un échange d'énergie. La vitesse des spins à retrouver l'équilibre thermique peut être caractérisée par une constante de temps, T_1 , appelée temps de relaxation longitudinale. Ce temps est une solution des équations de Bloch qui intègrent les effets de relaxation et de précession [1]. En supposant que l'aimantation longitudinale a la valeur initiale $M_z(0)$, l'équation de l'aimantation, au retour à l'équilibre, s'écrit :

$$M_z(t) = M_0 - (M_0 - M_z(0)) \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right). \quad (1.8)$$

En parallèle, il existe un deuxième temps de relaxation lié à l'interaction entre les spins qui se traduit par le déphasage entre les moments magnétiques de spins⁴ et donc la perte de cohérence du signal RMN. La vitesse de décroissance de l'aimantation M_{\perp} décroît en fonction de la constante de temps T_2 . L'amplitude de la composante transverse décroît de manière exponentielle :

$$M_{\perp}(t) = M_{\perp}(0) \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right). \quad (1.9)$$

Il est à noter que la FID correspond à la décroissance de l'aimantation transverse M_{\perp} sous la forme d'une exponentielle décroissante de constante de temps T_2 .

Dans les milieux liquides, les temps de relaxations T_1 et T_2 sont relativement longs, de l'ordre de la dizaine de millisecondes jusqu'à la seconde.

1.1.2.4 - Séquences d'acquisition usuelles

Une séquence d'imagerie par résonance magnétique est constituée d'une succession d'évènements agencés dans le temps afin d'avoir une image RMN. Les temps d'écho TE et les temps de répétition TR existent dans toutes les séquences. Le TE correspond au temps auquel l'acquisition du signal RMN est effectuée et TR, comme son nom l'indique, présente le temps de répétition de la séquence, temps laissé à l'aimantation longitudinale pour se restaurer. Dans le cadre de cette thèse, nous avons essentiellement utilisé la séquence d'écho de spin et la séquence d'écho de gradient.

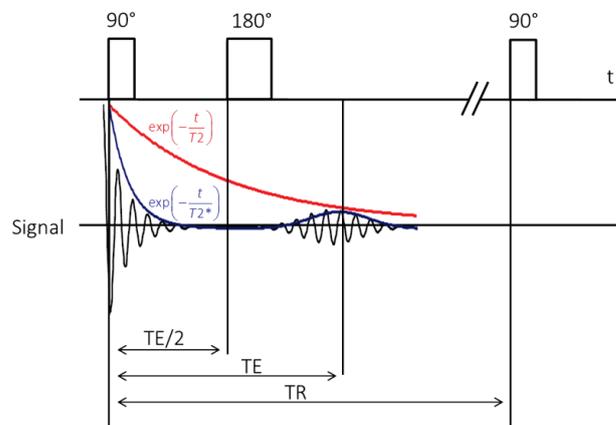


Figure 1.4 : Exemple du chronogramme de la séquence d'écho de spin.

La séquence d'écho de spin comprend une impulsion radiofréquence avec un angle de bascule de 90° suivie d'une impulsion de 180° . Comme nous l'avons mentionné plus haut, le signal de FID diminue exponentiellement suivant la constante du temps T_2 . Toutefois, des inhomogénéités spatiales de \vec{B}_0 existent, causant un déphasage supplémentaire de l'ensemble

⁴ Les phases des spins se dispersent en raison de variations dans les fréquences locales de précession.

des aimantations dans le volume de l'échantillon. Cela est traduit par une décroissance rapide du signal de FID suivant une constante de temps T_2^* . Afin de compenser ce déphasage, une impulsion 180° est appliquée au temps $t = TE/2$. La figure 1.4 présente le chronogramme de cette séquence.

La séquence d'écho de gradient, quant à elle, comporte une seule impulsion radiofréquence avec un angle de bascule inférieur ou égal à 90° sans impulsion de 180° ce qui permet ainsi de réduire la durée de la séquence et permettre des acquisitions plus rapides. Le rephasage des spins se fait ici à l'aide du gradient du champ lors du codage de phase, principe qui sera expliqué dans le paragraphe suivant. Cette séquence est plus sensible aux artéfacts de susceptibilité magnétique contrairement à la séquence d'écho de spin.

1.1.2.5 - Codage spatial et construction de l'image

Le codage spatial de l'image est assuré par des bobines de gradients de champ magnétique situées à l'intérieur de l'aimant. Ces bobines rendent les valeurs du champ magnétique ainsi que la fréquence de résonance des aimantations linéairement dépendantes de leur position. En effet, une variation du champ est obtenue en superposant au champ magnétique \vec{B}_0 un champ magnétique dont l'intensité est variable spatialement dans une direction donnée.

Une image de RM correspond à une section d'une région anatomique donnée. Cela nécessite d'employer trois gradients différents : gradient de sélection de coupe G_z , gradient d'encodage de fréquence G_x et gradient d'encodage de phase G_y , où l'indice représente les directions d'application des gradients de champs. Il est à noter qu'il n'y a pas de lien entre le type de gradient et leur direction d'application suivant les axes (x , y et z). Le codage spatial est réalisé à partir de trois étapes :

- La première étape consiste à choisir la section du corps que nous souhaitons imager. Il s'agit d'appliquer un gradient linéaire de champ magnétique le long de champ magnétique statique \vec{B}_0 . Nous rappelons que ce champ est orienté selon l'axe z . Les spins auront ainsi une fréquence de résonance associée à leur abscisse z . L'épaisseur de coupe dépend de l'amplitude du gradient G_z et la position de la coupe est déterminée par la fréquence centrale de l'impulsion RF.
- La deuxième étape consiste à appliquer, pendant une durée courte (de l'ordre de la milliseconde), le gradient d'encodage de phase G_y après l'impulsion d'excitation et la sélection de la coupe et avant la phase de lecture du signal. Ce gradient a pour effet de modifier progressivement la phase relative des spins nucléaires selon l'axe y .
- La dernière étape fait appel au gradient d'encodage de fréquence G_x qui est appliqué selon l'axe x pendant la lecture du signal. Le signal reçu possède un spectre de fréquences dont chaque fréquence correspond à la relaxation des protons placés à une abscisse donnée.

Le signal RMN est ainsi une superposition de fréquences et phases dépendantes des coordonnées spatiales. Une image RMN est obtenue après avoir effectué l'échantillonnage et la transformée de Fourier bidimensionnelle (2D) inverse du signal RMN.

1.1.3 - Bobines radiofréquences d'émission et de réception

Les premiers systèmes IRM ont été formés d'une bobine volumique d'émission et de réception de quelques centimètres de diamètre adaptés à des petits échantillons. Les faibles dimensions de ces bobines ont permis d'avoir un champ magnétique uniforme et une bonne sensibilité de mesure [6]. Cependant, l'augmentation du diamètre de la bobine volumique a entraîné plusieurs problèmes : la détérioration de la sensibilité des bobines et l'impossibilité d'étudier avec précision l'organe d'intérêt. Par conséquent, les capteurs (ou « bobines ») surfaciques, utilisés principalement en réception RF, ont été introduits pour améliorer le Rapport Signal-sur-Bruit (RSB) ainsi que la résolution spatiale.

1.1.3.1 - Bobines volumiques de transmission

Les bobines volumiques « corps entier » interviennent à l'émission pour modifier l'aimantation de sa position d'équilibre. Une bobine volumique peut être définie comme un circuit électrique de type (RLC) constitué essentiellement d'un élément inductif d'inductance L , d'un élément capacitif de capacité C et d'une résistance R . Nous pouvons distinguer plusieurs géométries et modèles de bobines volumiques : les bobines de Helmholtz, les bobines en selles de cheval et les cages d'oiseaux. En effet, la géométrie de la bobine volumique intervient en terme d'uniformité et d'intensité délivrée [4]. L'intensité du champ \overline{B}_1 délivré par la bobine de transmission RF est déterminée par la puissance P_{amp} délivrée par l'amplificateur radiofréquence. En général, cette puissance est donnée par l'équation suivante :

$$P_{amp} = I^2 Z, \quad (1.10)$$

où I est le courant délivré à la bobine par le système IRM pour créer le champ \overline{B}_1 et Z est l'impédance de la bobine qui dépend de la fréquence ω_0 (équation(1.11)). :

$$Z = \sqrt{R_{eq}^2 + \left(\omega_0 L - \frac{1}{\omega_0 C} \right)^2}. \quad (1.11)$$

R_{eq} est la résistance équivalente de l'échantillon, du capteur et de l'électronique radiofréquence qui sera décrit plus en détail dans le paragraphe suivant. Lorsque la bobine est accordée à la fréquence de résonance ($\omega_0 L - 1/\omega_0 C = 0$), le champ \overline{B}_1 délivré dépend de la résistance R_{eq} du système.

L'énergie totale W_p associée au champ magnétique RF est l'intégrale du temps sur toute l'impulsion de la puissance fournie au système et donnée par l'équation suivante :

$$W_p = \int B_1(t) B_1^*(t) dt \quad (1.12)$$

1.1.3.2 - Capteurs surfaciques

En réception, les capteurs surfaciques sont placés au contact de la zone d'intérêt pour améliorer le rapport signal-sur-bruit. Au cours des années, une grande variété de capteurs

surfaciques de géométries différentes ont été développés pour différentes applications. Ackerman *et al.* [7] ont été parmi les premiers à utiliser un capteur surfacique dans le but d'améliorer le rapport signal-sur-bruit (RSB) dans une expérience de spectroscopie par résonance magnétique effectuée sur le muscle et le cerveau des rats. Dans ce paragraphe, nous présentons le circuit résonant du capteur, son accord et son adaptation, la nécessité de découplage du capteur lors de la phase d'excitation RF et finalement, le RSB d'un capteur surfacique.

Circuit du capteur, accord et adaptation

Comme une bobine de transmission RF, le circuit électrique (ou la « boucle ») du capteur est un circuit de type RLC résonant (ou « accordé ») à une pulsation donnée ω_0 pour qu'elle soit sensible à la fréquence du signal RMN (fréquence de Larmor). La résonance d'un capteur se traduit par une sélectivité fréquentielle et permet donc de filtrer une partie du bruit associé à la détection du signal RMN. Ce dernier est généralement transmis du capteur au récepteur de l'IRM par l'intermédiaire d'une ligne de transmission qui est souvent un câble coaxial d'impédance caractéristique Z_0 . Pour que la puissance du signal transmise soit maximale, il est nécessaire que l'impédance de la boucle (Z_b) soit adaptée à Z_0 ($Z_b = R_b + jX_b = Z_0^*$) [8]. En général, l'impédance est égale à 50Ω .

Pour adapter le capteur à l'impédance Z_0 , deux méthodes sont principalement utilisées : l'adaptation par couplage inductif ou par couplage capacitif.

La première méthode est fondée sur la transmission du signal reçu par l'inductance du capteur vers une seconde inductance connectée à une ligne de transmission d'impédance Z_0 formant ainsi un transformateur d'impédance dépourvu de connexion galvanique [9] (figure 1.5).

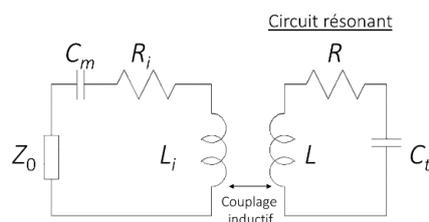


Figure 1.5 : Schéma électronique du couplage inductif d'un capteur. Le couplage se produit entre les inductances L_i et L . Le circuit primaire (à gauche) assure l'adaptation du circuit résonant (à droite). Le circuit résonant est accordé à la fréquence de résonance sans être adapté en impédance. R_i et R sont des résistances traduisant les pertes. C_i et C_m correspondent respectivement aux capacités d'accord et d'adaptation.

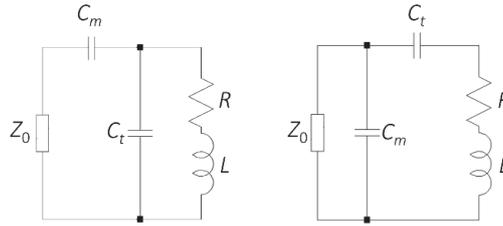


Figure 1.6 : Schémas électroniques d'un circuit résonant à couplage capacitif. À gauche, l'accord est en parallèle. À droite, l'accord est en série.

La deuxième méthode de couplage consiste à ajouter une capacité au circuit résonant afin d'obtenir l'impédance souhaitée. Dans ce cas, la capacité nécessaire pour l'accord peut être placée en parallèle (« accord parallèle », figure 1.6 à gauche) ou en série (« accord série », figure 1.6 à droite) par rapport au circuit résonant.

Afin de déterminer théoriquement les valeurs des capacités d'accord (C_t , *tuning capacitor*) et d'adaptation (C_m , *matching capacitor*), un système à deux inconnues doit être résolu. Dans le cas d'un accord en parallèle, le système des équations est :

$$\begin{cases} C_t = \frac{\omega_0 L Z_0 - \sqrt{R Z_0 (\omega_0^2 L^2 - R Z_0 + R^2)}}{\omega_0 Z_0 (\omega_0^2 L^2 + R^2)} \\ C_m = \frac{2\omega_0^2 L C_t - \omega_0^4 L^2 C_t^2 - \omega_0^2 R^2 C_t^2 - 1}{\omega_0^2 (R^2 C_t^2 - L + \omega_0^2 L C_t)} \end{cases} \quad (1.13)$$

Pour un accord en série, les valeurs théoriques des capacités d'accord et d'adaptation sont données par :

$$\begin{cases} C_t = \frac{\omega_0 L + \sqrt{R Z_0 - R^2}}{\omega_0 (R^2 - R Z_0 + \omega_0^2 L^2)} \\ C_m = \frac{C_t (\omega_0^2 L C_t - 1)}{\omega_0^4 L^2 C_t^2 + \omega_0^2 R^2 C_t^2 - 2 \omega_0^2 L C_t + 1} \end{cases}, \quad (1.14)$$

où ω_0 est la pulsation de l'onde électromagnétique en rad/s, L est l'inductance de la boucle, Z_0 est l'impédance de charge qui est égale à 50Ω et finalement la résistance R qui traduit les pertes présentes dans la boucle. Les équations (1.13) et (1.14) montrent que les valeurs des capacités sont interdépendantes, de ce fait, en pratique, la modification de l'une va introduire une variation de l'autre et réciproquement.

Bien que l'adaptation d'impédance par couplage inductif présente plusieurs avantages, notamment la réduction des effets de charge lorsque le capteur est placé à proximité de l'objet à imager, ainsi que l'ajustement de l'accord et l'adaptation indépendamment de la boucle résonante, pour les applications endoluminales, le couplage capacitif est plus avantageux pour minimiser les pertes diélectriques [10] et rendre le découplage du capteur plus efficace. De plus, cette configuration permet d'avoir un capteur endoluminal plus compact ce qui est souhaité pour respecter le confort du patient.

Découplage du capteur

Pendant la phase d'excitation RF, le capteur de réception RF doit être découplé de la bobine de transmission pour éviter un fort couplage entre les deux bobines entraînant une concentration du champ \vec{B}_1 proche de la bobine réceptrice, ce qui affecte le contrôle du contraste de l'image et l'uniformité de l'image [11] et peut engendrer des d'échauffements en raison des concentrations de champ électrique associées. Il existe principalement deux catégories de découplage du capteur de réception : le découplage passif et le découplage actif.

Le découplage passif est fondé sur l'utilisation de deux diodes PIN (D_{PIN} , *Positive Intrinsic Negative diode*) mises en position tête-bêche en série avec la boucle résonante (figure 1.7 à gauche). Lorsque le champ magnétique RF est transmis, le courant induit dans la boucle rend alternativement l'une des diodes, dans le circuit, passante au-dessus d'un certain seuil. Par conséquent, la capacité C placée en parallèle des diodes se trouve court-circuitée et le capteur de réception est ainsi découplé [11], [12] plus ou moins efficacement.

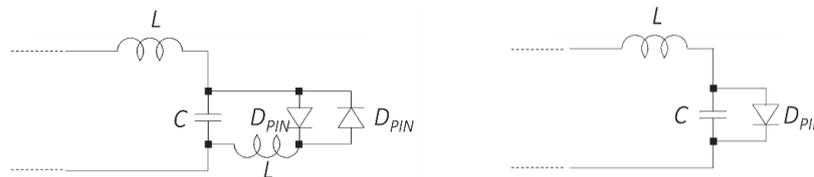


Figure 1.7 : Représentations schématiques d'un circuit résonant associé à un circuit de découplage passif (à gauche) et à un circuit de découplage actif (à droite).

D'autre part, le découplage actif peut être effectué en utilisant une diode PIN ajoutée au circuit résonant (figure 1.7 à droite). Le système IRM transmet un courant continu (DC) pour activer la diode PIN lors de l'émission du champ \vec{B}_1 . La variation de l'impédance interne de la diode PIN modifie la fréquence de résonance de la boucle résonante.

Malgré le fait que le découplage passif est une méthode sans fil, cette méthode n'est pas suffisamment efficace parce que, en fonction des impulsions RF utilisées, le courant induit n'est pas toujours suffisant pour activer la diode PIN ce qui peut dégrader l'uniformité de l'image. En outre, les pertes de conduction élevées dans les diodes de commutation rapide peuvent induire un échauffement considérable des tissus présents au voisinage du capteur endoluminal [13]. En revanche, le découplage actif est plus fiable que les méthodes passives et il est par conséquent utilisé sur tous les systèmes cliniques et la quasi majorité des systèmes.

Rapport signal-sur-bruit du capteur

Le RSB d'un capteur est limité par deux facteurs ; la sensibilité du capteur et le bruit associé au signal RMN. Comme nous l'avons précisé précédemment, le flux magnétique ressenti par le capteur de réception induit un signal électrique aux bornes de celui-ci (équation(1.6)). Ce signal est altéré par le bruit provenant de plusieurs sources ; le bruit dû à la résistance du capteur, les pertes diélectriques et inductives dans l'objet à imager et le bruit

dû aux circuits électroniques de la chaîne d'acquisition. L'expression de la tension du bruit peut être donné par :

$$B \propto \sqrt{4K_B T \Delta f R_{eq}}, \quad (1.15)$$

avec Δf la bande passante de mesure et R_{eq} la résistance équivalente des différentes sources du bruit.

À partir des équations (1.7) et (1.15), l'expression du rapport signal-sur-bruit du capteur peut être donnée par :

$$RSB \equiv \frac{S}{B} \approx \frac{|\overline{B}_1|}{I} \frac{\omega_0 \sin \theta M_0 \delta V}{\sqrt{4K_B T \Delta f R_{eq}}} \quad (1.16)$$

Le RSB est directement proportionnel au coefficient d'induction $|\overline{B}_1|/I$ et inversement proportionnel à la racine carré de la résistance équivalente. L'optimisation des capteurs surfaciques revient à la maximisation du rapport $|\overline{B}_1|/I\sqrt{R_{eq}}$.

En outre, le signal détecté par le capteur surfacique est fortement dépendant de ses dimensions et de sa géométrie. Considérons le cas d'un capteur surfacique de forme circulaire de rayon r , parcouru par un courant continu I . D'après la loi de Biot-Savart, l'expression du champ magnétique induit par le capteur a une distance d de l'axe du capteur, normalisée par le courant I , est :

$$\frac{|\overline{B}_1|}{I} = \frac{\mu_0}{2} \frac{r^2}{[r^2 + d^2]^{3/2}}, \quad (1.17)$$

avec μ_0 la perméabilité magnétique dans le vide. Nous remarquons qu'au voisinage du capteur ($d \ll r$), le coefficient d'induction $|\overline{B}_1|/I$ est inversement proportionnel au rayon de la boucle et par conséquent, d'après le principe de réciprocité, l'intensité du signal RMN augmente lorsque le rayon du capteur surfacique diminue.

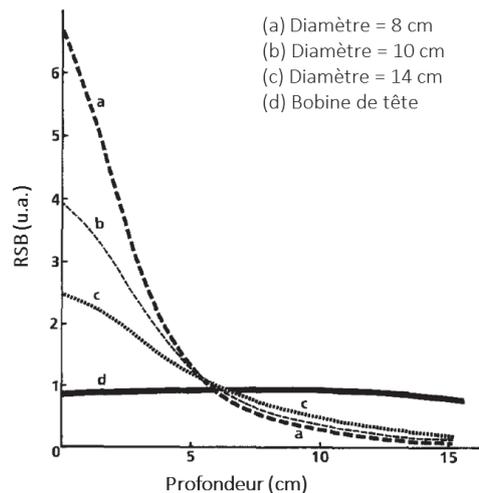


Figure 1.8 : L'évolution du RSB du capteur en fonction de la profondeur pour des capteurs surfaciques de différents diamètres (a) 8 cm, (b) 10 cm, (c) 14 cm et (d) bobine de tête [14].

Notons par ailleurs que les bruits provenant de l'objet à imager et du capteur se réduisent avec la diminution du rayon du capteur. Pour ce type de capteur, le RSB est d'autant plus élevé que le rayon du capteur est faible (figure 1.8). En revanche, la profondeur d'exploration diminue avec le diamètre de la bobine [14]. Ces caractéristiques nécessitent de trouver un compromis entre sensibilité et profondeur d'exploration.

1.2 - Capteurs endoluminaux pour la détection du cancer colorectal et ses limites

1.2.1 - Introduction

La géométrie et les dimensions des capteurs surfaciques sont fortement liées à la pathologie que nous souhaitons observer afin d'obtenir des images bien détaillées avec un RSB élevé. L'amélioration de la qualité des images en termes de résolutions spatiale et temporelle a été réalisée principalement par l'augmentation du champ magnétique statique (jusqu'à 3T en clinique) ainsi que par les progrès techniques liés à l'augmentation du nombre des canaux de réception des antennes de surface. Toutefois, l'exploration des voies digestives naturelles, et en particulier l'analyse de la paroi digestive, ne sont aujourd'hui possibles qu'avec des capteurs miniatures endoluminaux dont la haute sensibilité permet de visualiser les tissus au voisinage du capteur avec une résolution spatiale dans le plan d'une centaine de micromètres. Cette haute définition de l'image est cruciale pour effectuer un diagnostic à la fois précis et précoce du cancer colorectal. Or à ce jour, l'usage de ces capteurs endoluminaux est limité par des aspects liés à la sécurité du patient en raison de l'échauffement local induit principalement par le câble reliant le capteur au système d'imagerie. Le premier objectif de la thèse est alors le développement d'un capteur endoluminal à liaisons optiques pour répondre aux problèmes de sécurité. Il s'agit donc, plus spécifiquement, de réaliser un capteur endoluminal associé à deux circuits à bases optiques pour acheminer le courant de découplage du capteur et transmettre le signal RMN détecté par le capteur. Cette section a pour objectif d'explicitier le contexte de l'étude. D'abord, nous introduisons brièvement l'anatomie du gros intestin et les maladies du côlon notamment le cancer colorectal. Par la suite, une description des différentes méthodes de détection de ces maladies sera présentée. Ensuite, les bénéfices et les limites des capteurs endoluminaux seront décrits. Enfin, nous présentons un rapide panorama des différentes solutions proposées dans la littérature pour la transmission optique des signaux électriques.

1.2.2 - Préambule : le cancer colorectal

Le gros intestin d'un être humain (figure 1.9 à gauche) est constitué par le côlon (côlon ascendant, côlon transverse, côlon descendant et côlon sigmoïde), le rectum et l'anneau anal ou l'anus. Le côlon mesure de 1 à 1,5 m de long avec un diamètre décroissant. Le diamètre du caecum est d'environ 8 cm tandis qu'au niveau du côlon sigmoïde, le diamètre est autour de 3 cm.

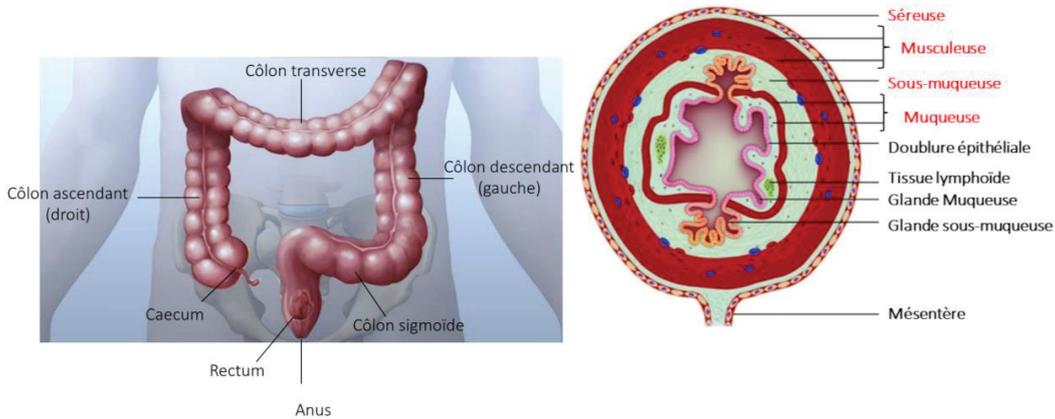


Figure 1.9 : À gauche, illustration de l'anatomie du gros intestin d'un être humain. À droite, présentation schématique des différentes couches du côlon [15].

La paroi colique est formée essentiellement de quatre couches concentriques (figure 1.9 à droite) : la muqueuse, la sous-muqueuse, la musculuse et enfin la séreuse. La fonction principale du côlon est l'absorption d'eau et des sels minéraux des résidus alimentaires ainsi que la production des selles (ou matières fécales). Ces matières deviennent de plus en plus solides en passant par le côlon pour arriver finalement au rectum.

Classification		Description
Tumeur primitive (T)	Tis	Invasion tumorale touchant la muqueuse
	T1	Tumeur envahissant la sous-muqueuse
	T2	Tumeur envahissant la musculuse
	T3	Tumeur envahissant la sous-séreuse ou les tissus péri-rectaux
	T4a	Tumeur perforant le péritoine
	T4b	Tumeur envahissant les autres organes ou les structures avoisinantes
Ganglions lymphatiques atteints (N)	N0	Aucun ganglion lymphatique n'est atteint par le cancer
	N1	Entre 1 et 3 ganglions lymphatiques sont atteints
	N2	Au moins 4 ganglions lymphatiques sont atteints
Métastases à distance (M)	M0	Absence de métastases
	M1	Présence de métastases dans les organes

Tableau 1.1 : Classification TNM du cancer colorectal en se basant sur les données de l'examen clinique, les biopsies et l'imagerie.

Une des pathologies du gros intestin est le cancer colorectal qui peut être localisé dans le côlon ou dans le rectum [16]. Le cancer colorectal, comme tout cancer, se développe à partir d'une prolifération anarchique de cellules anormales et généralement à partir de lésions non-cancéreuses, appelés polypes, qui se trouvent sur la muqueuse intestinale. Les polypes peuvent être bénins ou malins. Afin de caractériser le développement de la lésion et son agressivité (vis-à-vis son environnement), une classification TNM est utilisée [17]. Celle-ci est présentée sur le tableau 1.1. TNM est l'acronyme des mots anglais : *Tumor* (Tumeur), *Node* (Ganglions lymphatiques) et *Metastasis* (Métastases). Chaque lettre est ainsi associée à un chiffre pour caractériser l'état du cancer.

À partir de cette classification, un stade est attribué à l'évolution du cancer (du stade 0 au stade 4) :

- Stade 0 (Tis N0 M0) : La tumeur est en surface ; il n'envahit pas la sous-muqueuse, aucun ganglion n'est atteint par la tumeur et il n'y a pas de métastases à distance.
- Stade I (T1 N0 M0 ou T2 N0 M0) : La tumeur envahissant la sous-muqueuse ou la couche musculuse est supérieure à 2 cm, aucun ganglion n'est atteint par la tumeur et il n'y a pas de métastases à distance.
- Stade II (T3 N0 M0, T4 N0 M0) : Les cellules cancéreuses ont traversé plusieurs couches du côlon ou du rectum (séreuse ou les structure avoisinants), mais aucun ganglion n'est atteint par la tumeur et il n'y a pas de métastases à distance.
- Stade III (Tx N1 M0, Tx N2 M0) : Les cellules cancéreuses ont envahi les ganglions lymphatiques mais il n'y a pas de métastases à distance.
- Stade IV (Tx, Nx, M1) : la présence de métastases. Le cancer s'est propagé vers les organes éloignés (foie ou poumons).

En 2014 et d'après l'institut national du cancer [18], le cancer colorectal est le troisième cancer le plus fréquent en France, après le cancer de la prostate et du sein, et le second en ce qui concerne la mortalité après le cancer du poumon. Dans le monde, le cancer colorectal est le deuxième cancer le plus fréquent chez les femmes et le troisième le plus fréquent chez les hommes avec respectivement 614 300 et 746 300 nouveaux cas estimés par an dans le monde [19]. Toutefois, une détection précoce du cancer colorectal (stade I) permet d'augmenter très significativement le taux de survie à 5 ans pour atteindre 91 % par rapport à un taux de survie de 11 % lorsque le cancer est diagnostiqué tardivement (après apparition de métastases) [20]. Ces éléments soulignent l'importance de posséder une méthode d'imagerie pour un diagnostic plus précis des premiers stades de ce cancer.

1.2.3 - Les méthodes d'imagerie médicale du cancer colorectal

En général, le diagnostic du cancer colorectal repose sur la réalisation d'une endoscopie totale avec des prélèvements biopsiques ultérieurement analysés. Cet examen est nécessaire pour confirmer ou infirmer le premier diagnostic et pour l'évaluation du stade du cancer afin de réaliser le traitement le plus adapté. Néanmoins, le bilan d'extension (profondeur, répartition, concentration) du cancer colorectal n'est pas possible par cet examen, d'où la nécessité de l'utilisation de l'imagerie médicale pour améliorer le diagnostic précis des tumeurs du tube digestif. À l'heure actuelle, les techniques d'imagerie du cancer les

plus répandues pour la caractérisation locorégional du cancer colorectal regroupent la tomодensitométrie, l'endoscopie ultrasonore, l'imagerie par résonance magnétique.

La tomодensitométrie

La tomодensitométrie (ou « scanner à rayons X ») est fondée sur l'absorption des rayons X par les tissus du corps humain. Les rayons traversés sont détectés par des scintillateurs afin d'obtenir des images anatomiques. Pour le cas du cancer colorectal, un produit de contraste est injecté pour obtenir un contraste approprié sur les images. De nouvelles méthodes de reconstruction ont été combinées au scanner pour la détection des cancers colorectaux symptomatiques [21] ou de polypes larges [22]. Cet examen est appelé « coloscopie virtuelle » ou « coloscanner » et a été développé pour remplacer la coloscopie qui est un examen invasif et nécessite une anesthésie parfois générale. La tomодensitométrie est un examen largement utilisé pour l'imagerie de l'abdomen et du pelvis et dans l'évaluation du tractus gastro-intestinal. La tomодensitométrie est faiblement invasive [23], [24], présente un large champ de vue et permet de bien identifier les métastases. Cependant, elle est moins sensible aux classifications T et N par rapport aux autres techniques d'imagerie et est un examen ionisant [25]. De plus, le contraste présent entre les structures « molles » reste faible malgré l'utilisation d'agent de contraste.

L'endoscopie ultrasonore

La deuxième modalité d'imagerie est l'endoscopie ultrasonore ou « echo-endoscopie ». Elle est fondée sur l'endoscopie conventionnelle associée à un transducteur ultrasonore, placé sur la partie distale. Cette sonde génère des ondes mécaniques dans les tissus pour une exploration en profondeur. C'est une méthode sûre et l'équipement est relativement peu cher et facilement déplaçable. Plusieurs études ont montré les bonnes performances de l'endoscopie ultrasonore dans la détections des tumeurs sur les parois coliques [26], [27] et notamment dans la précision de stadification T1 et T2. Mais, pour la détection des stades T3, T4 et N, ses performances sont moins bonnes comparées à l'IRM et une sténose peut empêcher son emploi. L'inconvénient majeur de cette méthode est la nécessité d'être mise en œuvre par un opérateur expérimenté pour la réalisation des examens et l'analyse des images.

L'imagerie par résonance magnétique

La troisième méthode d'imagerie la plus utilisée pour la détection du cancer colorectal est l'imagerie par résonance magnétique (cf. section 1.1-) suite aux progrès réalisés au niveau des capteurs surfaciques de réception externes et internes (qui seront développés dans la section suivante) et des capteurs en réseaux. L'IRM permet d'établir le bilan d'extension des cancers colorectaux des stades avancés et différencier les tumeurs T2 et T3, les tumeurs T3 et T4 et les tumeurs N0 et Nx. Cette dernière différenciation est une caractéristique de l'IRM [28]–[30]. Les limites de l'IRM sont d'une part sa faible sensibilité pour les stades T1 et T2 par rapport à celle fournie par l'endoscopie ultrasonore et d'autre part c'est un équipement

plus coûteux et moins disponible. Le délai moyen d'attente, de l'ordre de 30 jours en France, est largement supérieur à celui d'un examen de tomодensitométrie ou d'une endoscopie ultrasonore.

Autres modalités d'imagerie

Récemment, l'imagerie multimodale fondée sur l'utilisation de plusieurs modalités d'imagerie a été introduite. Cette méthode a pour objectif de recueillir plus d'informations en provenance du tissu par des techniques d'imagerie différentes et, par conséquent, d'améliorer la qualité du diagnostic. L'IRM/TEP est un exemple important qui démontre une efficacité de détection du cancer colorectal [31]. De plus, Dorez et *al.*[32] ont combiné plusieurs modalités d'imagerie : capteur endorectaux IRM et endoscopie conventionnelle, la spectrophotométrie optique et l'endomicroscopie confocale. Les résultats de ces travaux ont montré une amélioration de la sensibilité de détection des pathologies gastro-intestinales.

1.2.4 - Le capteur endoluminal et la transmission du signal RMN par voie galvanique

En 1986, Schnall *et al.*[33] ont employé, pour la première fois, un capteur de réception endoscopique IRM. Ensuite, Inui *et al.* [34] ont utilisé ce dispositif pour l'imagerie de la prostate et des cancers gastriques. Par la suite, de nombreuses études ont démontré la capacité de ces capteurs à fournir des images de la prostate [35]–[38] ou des cancers colorectaux [39]–[42] avec une haute résolution spatiale et un temps d'acquisition suffisamment court. Plus récemment, des études ont démontré la possibilité, avec ces capteurs, de différencier les couches de la paroi intestinale [43], [44] ainsi que la stadification du cancer [24], [45]. En effet, la dimension subcentimétrique de ces capteurs permet leur positionnement proche des parois d'intérêt, en particulier des parois intestinales pour l'exploration des zones profondes, ce qui n'est pas possible lorsque les capteurs sont placés à l'extérieur du patient. Ceci permet d'avoir un RSB significativement plus élevé que celui obtenu avec des capteurs externes.

Bien que l'IRM ne mette en œuvre aucun rayonnement ionisant comme d'autres techniques de diagnostic médical, elle emploie des champs électromagnétiques de hautes fréquences dont les niveaux et les effets doivent être strictement contrôlés. Le champ électrique radiofréquence induit des courants de même fréquence dans les conducteurs notamment les câbles coaxiaux reliant le capteur au système d'imagerie, causant une augmentation du Taux d'Absorption Spécifique (TAS) (appelé aussi débit d'absorption spécifique) pouvant créer des échauffements locaux dans les tissus [46], [47]. Ce problème limite aujourd'hui la large utilisation de ces capteurs endoluminaux en clinique. En effet, un câble coaxial se compose généralement de trois couches concentriques (figure 1.10 à gauche) : au centre se trouve un fil de cuivre (l'âme) qui permet le transport du signal, puis un diélectrique isolant cette ligne du signal et d'un treillis métallique qui constitue la masse du câble coaxial. Le câble coaxial est ensuite protégé mécaniquement et électriquement par une gaine isolante. Le mode de propagation dominant dans les lignes coaxiales est le mode transverse électromagnétique (TEM). La figure 1.10 à droite montre un modèle électrique

équivalent d'un segment d'une ligne de propagation de longueur δx très petit devant la longueur d'onde λ dont les paramètres primaires sont la résistance linéique (R , en Ω/m), l'inductance linéique (L , en H/m), la capacité linéique (C , en F/m) et finalement la conductance linéique (G , en S/m).

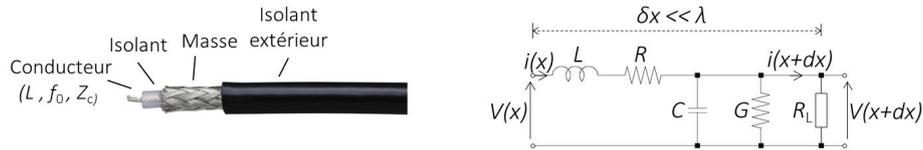


Figure 1.10 : Représentation d'un câble coaxial (à gauche). Schéma électrique équivalent d'une ligne de propagation (à droite).

Pour comprendre l'interaction entre les signaux circulant dans le câble coaxial et le champ radiofréquence, il est nécessaire de déterminer la nature de ces signaux. Deux types de signaux peuvent apparaître généralement dans un câble coaxial : courant de mode différentiel (MD) et courant de mode commun (MC). Un signal de mode différentiel, transmis par un câble coaxial, se propage entre deux systèmes (émetteur et récepteur). Le signal de MD se compose de deux courants identiques qui circulent dans l'âme et la tresse du câble coaxial mais dans des directions opposées (figure 1.11 en haut). Dans ce cas, la ligne de transmission (le câble coaxial) est considérée « symétrique ».

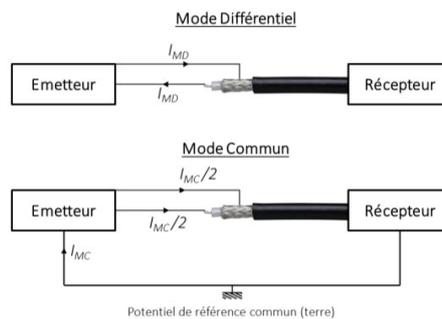


Figure 1.11 : Représentation schématique de la propagation des courants de mode différentiel (I_{MD}) et de mode commun (I_{MC}) entre deux systèmes (émetteur et récepteur).

En revanche, un signal de mode commun utilise la masse commune des deux systèmes ou la terre des systèmes comme potentiel de référence commun (figure 1.11 en bas). La ligne de transmission est alors « asymétrique » et le mode commun est le mode de transmission des parasites. Le courant circulant dans un câble coaxial est alors la somme des courants MD et MC. Une des raisons pour laquelle les signaux MC existent est une mauvaise mise à la terre (*Grounding*). De plus, d'autres facteurs peuvent intervenir : le couplage entre les rayonnements radiofréquences extérieurs couplés à la « masse » du câble coaxial et le couplage entre les systèmes résonants (bobine RF) [48].

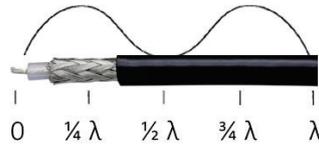


Figure 1.12 : Onde stationnaire circulant dans un câble coaxial et les positions des maximas ($\frac{1}{4} \lambda$ et $\frac{3}{4} \lambda$) dans le cas d'un câble de longueur λ .

De façon générale, un câble coaxial est formé de deux conducteurs séparés par un diélectrique empêchant l'émission ou la réception de rayonnements électromagnétiques. Mais la présence de courants de mode commun circulant en surface peut produire cet effet indésirable [49]. Par conséquent, le câble coaxial peut se comporter comme une antenne dipolaire dans lequel se propage une onde stationnaire. Le courant généré présente des maximas à des distances correspondant à un nombre impair de quart de longueur d'onde (e.g. $\frac{1}{4} \lambda$ et $\frac{3}{4} \lambda$, figure 1.12).

Un champ électrique $\overrightarrow{E_{ind}}$ est ainsi généré au voisinage du câble coaxial, placé à proximité des tissus du patient. Celui-ci est à l'origine de l'élévation de la température des tissus δT pendant un temps δt [46] :

$$\frac{\delta T}{\delta t} = \frac{|\overrightarrow{E_{ind}}|^2 \sigma}{2 \rho_V C_c}, \quad (1.18)$$

où σ est la conductivité électrique (exprimé en $S.m^{-1}$), ρ_V correspond à la densité volumique du tissu (exprimé en $kg.m^{-3}$) et C_c est la capacité calorifique spécifique (exprimé en $J.kg^{-1}.K^{-1}$). Ceci montre l'importance d'utiliser des câbles coaxiaux de longueur inférieure à $\frac{1}{2} \lambda$ afin d'éviter les échauffements locaux.

Plusieurs auteurs ont étudié le cas spécifique de fils métalliques utilisés dans le cadre de procédures interventionnelles en IRM et ont démontré l'augmentation considérable du risque de brûlure à proximité des tissus et notamment au niveau des extrémités du câble coaxial par « effet de pointe », positions où le champ électrique est le plus intense [50]–[52]. De plus, il est clairement établi que l'accroissement du champ magnétique statique augmente considérablement les risques d'échauffement et de brûlures du patient. Or, la tendance du marché est nettement à l'accroissement des champs magnétiques. Bien que l'origine de ces échauffements soit maintenant bien documentée, peu de dispositifs totalement sûrs ont été proposés.

Différentes solutions ont été proposées pour empêcher la propagation des courants de mode commun afin de diminuer le TAS. Ces méthodes englobent d'une part les hautes impédances comme les trappes [48], [53], les transformateurs [54] ou les lignes quart d'onde [52] et d'autre part les « Baluns » ou les circuits symétriques [10]. Mais il est impossible d'utiliser ces méthodes pour les applications endoluminales qui nécessitent une longue connexion avec un faible diamètre de câble afin d'explorer toute la longueur du côlon (cf. paragraphe 1.2.2.-). Le remplacement de la connexion galvanique filaire par une liaison optique fibrée assurerait pleinement la sécurité du patient lors de l'exploration d'organes profonds. Nous rappelons que ceci représente le premier objectif de cette thèse : réalisation

d'un capteur endoluminal à liaisons optiques. Dans le paragraphe suivant, nous allons décrire l'état de l'art des méthodes de transmission optique utilisées pour propager le signal continu de découplage ainsi que le signal RF.

1.2.5 - État de l'art des capteurs RMN à base optique

L'utilisation de fibres optiques à la place de câbles coaxiaux apparaît comme une alternative attirante pour résoudre définitivement les problèmes de sécurité. Des solutions différentes ont déjà été explorées pour assurer une connexion optique entre l'IRM et certaines bobines [55]–[58]. En ce qui concerne les capteurs endoluminaux, alors que le problème majeur est la conversion optique et la transmission du signal RMN, le couplage/découplage est également une question importante pour avoir un capteur de réception entièrement optique. En conséquence, tous les signaux électriques émis et reçus par le capteur devront être transmis optiquement : le signal continu nécessaire pour le découplage actif du capteur et le signal de réception RF. Au cours de cette section, nous présenterons les techniques de conversion électrique-optique dédiées au découplage du capteur puis à la transmission optique du signal RMN.

1.2.5.1 - Découplage actif des capteurs surfaciques par des méthodes optiques

De manière conventionnelle, le courant de découplage est fourni par le système IRM pour être transmis à l'aide d'un câble coaxial au capteur RMN. Différents circuits de découplage actif optique associés aux capteurs de réception RF ont déjà été proposés pour certaines applications spécifiques comme, par exemple, le suivi d'un cathéter dans le cas des IRM interventionnelles [59], [60].

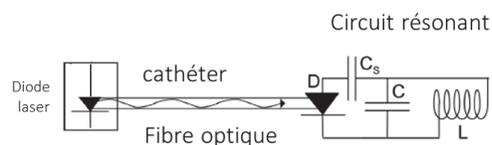


Figure 1.13 : Schéma du circuit de découplage actif optique proposé par Weiss et al. [60]. D est la photodiode associée au circuit résonant

Le circuit de découplage proposé par Wong *et al.*[59] est composé d'une photorésistance qui assure le découplage de la boucle résonante lorsqu'elle est activée, tandis que Weiss *et al.*[60] ont utilisé une photodiode placée en parallèle du circuit résonant (figure 1.13). Mais ces études n'ont pas été réalisées pour l'imagerie et par conséquent, le circuit de découplage optique proposé ne présente pas des performances de commutation élevées, caractéristique importante pour acquérir des images RMN de bonne qualité. En effet, la réponse d'une photorésistance est lente (de l'ordre d'une dizaine de ms) et l'utilisation de photodiodes « non-isolées » du circuit de la boucle résonante peut dégrader le facteur de qualité de cette dernière à cause de la résistance interne élevée de la photodiode.

Plus récemment, Korn *et al.* [61] ont utilisé le découplage optique pour les capteurs RF dédiés à la compensation du mouvement cardiaque. Le circuit proposé est représenté dans la figure 1.14 et utilisé pour le couplage inductif. Dans cette étude, le temps de commutation n'a pas été considéré comme un paramètre important. De plus, le faible photo-courant induit (110 μA) dans ce système de découplage n'est pas suffisant pour découpler un autre type de capteur (différentes dimensions, capteurs multicanaux) placé dans un champ magnétique statique plus élevé que 1,5 T.



Figure 1.14. Représentation schématique (en haut) et photographie (en bas) du circuit de découplage proposé par Korn *et al.* [61]. Lorsque la photodiode D_1 est éclairée, elle active les diodes PIN D_2 et D_3 afin de découpler le circuit résonant. C est la capacité d'accord, tandis que L_1 et L_2 sont des inductances fortes utilisées pour isoler la photodiode de la boucle résonante.

Enfin, Memis *et al.* [56] ont proposé un circuit de découplage optique actif fondé sur l'utilisation d'un phototransistor associé à une batterie à la place de la diode PIN (figure 1.15). Cette méthode n'est cependant pas adaptée aux applications endoluminales en raison de la structure métallique de la batterie et aussi de l'encombrement du circuit.

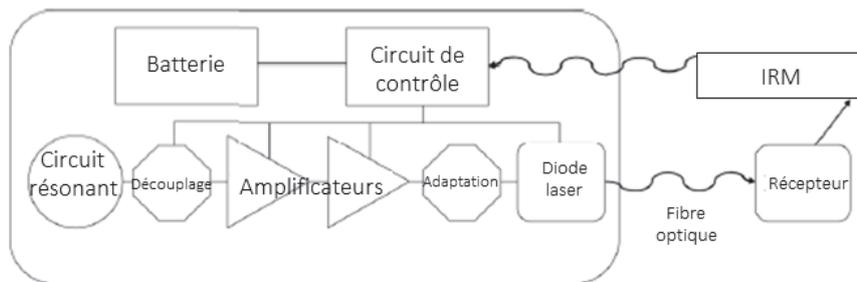


Figure 1.15 : Schéma bloc de la méthode de découplage optique proposée par Memis *et al.* [56].

Pour conclure, la méthode de Korn *et al.* semble être la plus adaptée aux applications endoluminales. Le dispositif optique actif proposé ne nécessite pas de batteries ou de liaisons galvaniques supplémentaires. De plus, le temps de réponse de certaines photodiodes est plus élevé que celui des photorésistances.

1.2.5.2 - Transmission optique du signal RMN

En ce qui concerne la transmission optique du signal RMN, une conversion électro-optique du signal RMN est nécessaire au niveau de la boucle résonante. Les méthodes de conversion électrique-optique peuvent être classées en deux grandes familles : la modulation directe ou la modulation externe du signal RMN.

Modulation directe du signal RMN

Les méthodes de modulation directes emploient une diode laser au niveau de la boucle résonante. Plusieurs études ont été fondées sur cette méthode pour la transmission optique du signal RMN [55], [62], [56], [63]. Lors de la phase de réception RF, le signal RMN induit dans la boucle résonante permet la modulation directe de la puissance optique émise par la diode laser. Étant donné que l'intensité du signal RMN est faible, l'utilisation d'un amplificateur à faible bruit suivi d'un circuit d'adaptation d'impédance est nécessaire pour améliorer la qualité du capteur et par conséquent le rapport signal-sur-bruit des images RMN. Cette méthode de modulation nécessite cependant une alimentation continue à la fois pour le laser et l'amplificateur. La figure 1.16 schématise la méthode de transmission optique du signal RMN fondée sur la modulation directe.

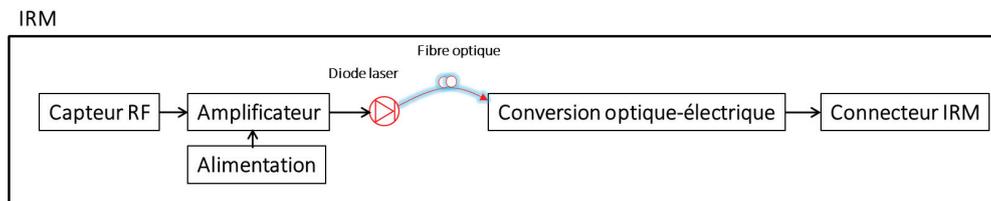


Figure 1.16. Représentation schématique de la méthode de modulation directe. Les flèches en noir correspondent aux connexions galvaniques et celles en bleu et rouge correspondent aux fibres optiques.

Une autre méthode plus récente fondée sur la modulation directe a été proposée par Fandrey *et al.* [58]. Un phototransistor a été placé au niveau de la boucle résonante à la place de la diode laser utilisée par la méthode précédente. L'alimentation par branchement au réseau électrique ou par batterie a été remplacée par une alimentation optique assurée par des convertisseurs de puissance photovoltaïques.

Enfin, Possanzini *et al.* [64] ont proposé la numérisation directe du signal RMN (figure 1.17). L'architecture dStreamTM de Philips a introduit une technique hybride pour amplifier, filtrer et échantillonner le signal RMN afin d'être converti en un signal optique numérisé et transmis par fibre optique. Cette méthode nécessite également une alimentation électrique externe ce qui peut introduire à nouveau des problèmes d'échauffement locaux.

Cette problématique rend la modulation et la numérisation directe non adaptées aux applications endoluminales.

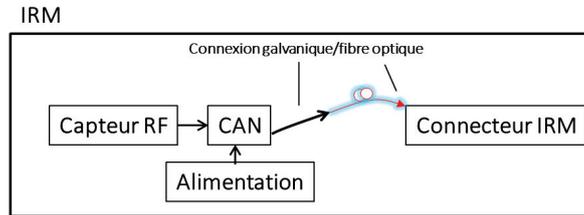


Figure 1.17 : Représentation schématique de la méthode de numérisation directe. Les flèches en noir correspondent aux connexions galvaniques et celles en bleu et rouge correspondent aux fibres optiques.

Modulation externe du signal RMN

La deuxième méthode de modulation optique trouvée dans la littérature est la modulation externe. Cette méthode consiste à ne plus moduler directement la puissance du laser par son courant d'injection mais à procéder à cette modulation au moyen d'un modulateur optique extérieur au laser. La modulation peut être imposée à la phase, à l'amplitude ou à la polarisation du laser. La faisabilité de cette méthode a été démontrée par [65], [66] en utilisant un modulateur de type Mach-Zehnder (figure 1.18). Ce dernier est un interféromètre fondé sur un cristal électro-optique. La constitution du modulateur par des matériaux magnétiques ainsi que son exigence d'une source de tension n'ont pas permis d'intégrer le système optique à l'intérieur de l'imageur, perdant ainsi tout l'intérêt de la liaison optique.

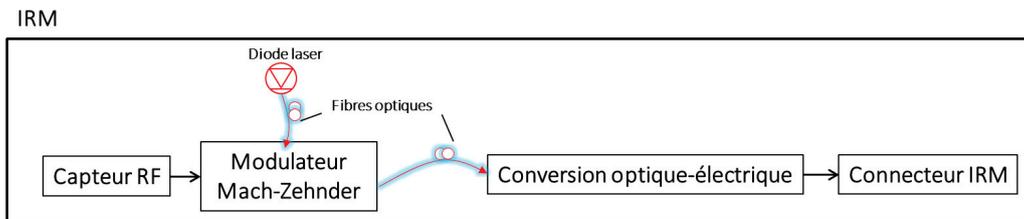


Figure 1.18 : Représentation schématique de la méthode de modulation externe. Les flèches en noir correspondent aux connexions galvaniques et celles en bleu et rouge correspondent aux fibres optiques.

Malgré le coût et la complexité d'implémentation des capteurs utilisant la modulation externe, ces derniers présentent de bonnes performances en termes de dynamique de mesure et du RSB des images par rapport aux capteurs associés à une méthode de modulation directe. Dans le cadre de cette thèse, la modulation externe sera retenue pour la conversion électro-

optique du signal RMN détecté par le capteur RF, mais en utilisant un autre type de cristal que nous avons jugé plus adapté aux applications RMN.

1.3 - Risques des ondes électromagnétiques sur le patient

1.3.1 - Introduction

Le développement massif des systèmes IRM ainsi que des bobines de transmission et de réception radiofréquences s'est accompagné d'une interrogation légitime concernant l'impact des champs électromagnétiques (EM) radiofréquences intenses sur les patients. Dans cette section nous reprenons, d'une manière succincte, les risques d'un système IRM qui englobent l'interaction des ondes radiofréquences avec les tissus biologiques et le taux d'absorption spécifique. La mesure locale du TAS représente le second objectif de cette thèse. Nous définissons ainsi les propriétés diélectriques des milieux biologiques ; propriétés importantes pour déterminer la nature de l'interaction des champs électromagnétiques avec le milieu vivant. Enfin, un état de l'art de l'instrumentation dédiée à l'évaluation du TAS dans un système IRM est présenté.

1.3.2 - Introduction aux risques dans un système IRM

Durant un examen IRM, les patients et les personnels médicaux se trouvant à proximité d'un système IRM peuvent être exposés simultanément à trois variantes de champs électromagnétiques : le champ magnétique statique \vec{B}_0 , les gradients de champ magnétique variables en fonction du temps et le champ magnétique radiofréquence \vec{B}_1 .

1.3.2.1 - Champ magnétique statique

Les systèmes d'IRM cliniques utilisés aujourd'hui produisent des champs statiques allant de 0,2 à 3 T (1 T = 10 000 Gauss, rappelons que le champ magnétique terrestre est de l'ordre de 0,5 Gauss). Selon les directives de l'agence américaine des produits alimentaires et médicaux (FDA, *Food and Drugs Administration*), les systèmes d'IRM cliniques utilisant des champs magnétiques statiques supérieurs à 8 T représentent un « risque significatif » pour les patients adultes. Actuellement le système IRM pouvant accueillir des volontaires pour des études cliniques possède un champ magnétique de 9,4 T [67]. Un nouvel aimant à 11,7 T de type « corps entier » est aujourd'hui en cours d'installation à Neurospin (Paris, France) [68]. En effet, un champ magnétique intense permet d'augmenter le signal et d'améliorer certains contrastes mais aussi d'accéder à des informations métaboliques ou fonctionnelles avec plus de sensibilité (cf. paragraphe 1.1.2.2-). Le risque principal de ce champ intense est la création de charges électriques dans le milieu à imager. Sous l'application du champ \vec{B}_0 , ces charges sont mises en mouvement créant un courant dans le corps à imager [69]. Pour un temps d'exposition relativement court, les études montrent l'absence du risque d'effets biologiques chez les patients [70]–[72]. Par contre une étude a été menée pour évaluer les symptômes

sensoriels et la fonction vestibulaire chez les travailleurs exposés à un champ statique de 9,4 T. Celle-ci a révélé que tous les participants souffraient de symptômes sensoriels tels que la nausée, le vertige et un goût métallique liés à une exposition à un champ intense [73], [74]. Ces effets nécessitent une meilleure surveillance des travailleurs et un contrôle de leur exposition. D'autre part, plus de 400 études ont été réalisées pour étudier les effets des champs magnétiques statiques sur les tissus biologiques [75]. Elles portaient en particulier sur les altérations de la croissance et de la morphologie des cellules, la reproduction cellulaire, la structure de l'ADN ainsi que l'expression des gènes, le traitement neurologique de l'information visuelle et auditive, l'activité nerveuse, la reproduction et la dynamique cardiovasculaire. Les résultats ne démontrent aucun risque important ou nuisible lié à l'exposition des tissus biologiques aux champs magnétiques statiques. En ce qui concerne les effets de l'exposition à long terme, il existe plusieurs mécanismes physiques d'interaction entre les tissus et les champs magnétiques statiques qui pourraient théoriquement conduire à des changements pathologiques chez les sujets humains. Cependant, l'analyse quantitative de ces mécanismes indique qu'ils sont inférieurs au seuil de signification [76]. Bien qu'il n'y ait aucune preuve, à l'heure actuelle, d'un effet cumulatif de l'exposition au champ magnétique statique sur la santé, l'intérêt pour la compréhension des dangers potentiels associés reste vif.

1.3.2.2 - Variation temporelle du champ magnétique

Comme nous l'avons présenté dans le paragraphe 1.1.2.5-, trois gradients de champs sont employés pour encoder spatialement le signal RMN détecté. Ces gradients de champs orthogonaux subissent des variations dans le temps et des commutations (activation ou désactivation). La variation du champ magnétique dans le temps peut conduire à un champ électrique qui, à son tour, induit des courants circulants dans les tissus conducteurs (loi de Faraday). Un système IRM moderne est capable de créer des gradients d'amplitude 40 mT.m^{-1} avec un taux de commutation jusqu'à $200 \text{ T.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$. Par conséquent, le gradient peut passer de zéro à sa valeur maximale en $200 \mu\text{s}$ environ [77]. Une grande vitesse de commutation peut entraîner une augmentation de la densité du courant. Les courants induits seront déterminés par le taux de variation du champ magnétique et par la répartition locale de l'impédance du corps. Les problèmes de sécurité liés à la commutation rapide des gradients de champs sont principalement des effets biologiques : stimulation nerveuse périphérique, stimulation musculaire, stimulation cardiaque ou encore fibrillation ventriculaire [69]. Ces effets ont été examinés depuis plusieurs années [78]–[81]. Le potentiel d'interaction entre les gradients de champ magnétique et les tissus biologiques dépend de divers facteurs, y compris la densité de flux maximale, la densité de flux moyenne, la présence d'harmoniques fréquentielles, les caractéristiques de la forme d'onde du signal, la polarité du signal, les propriétés électriques et la sensibilité de la membrane cellulaire. Pour un taux d'exposition normal, la stimulation du nerf périphérique est perceptible sous la forme d'une sensation de « picotements ». À des niveaux d'exposition élevés, les patients peuvent devenir mal à l'aise ou souffrir d'une douleur. À des niveaux extrêmement élevés, qui ne sont pas autorisés actuellement sur les systèmes IRM commerciaux, la stimulation cardiaque peut apparaître et cela peut être un véritable danger pour le patient. Il est intéressant de noter que la stimulation périphérique de certains organes dépend du gradient activé suivant la direction x , y ou z . De plus, sur les bords des

bobines de gradient, les variations du champ peuvent être plus élevées que $40 \text{ mT}\cdot\text{m}^{-1}$. Le contrôle et la mesure fiable des courants électriques induits est difficile à mettre en œuvre dans un système IRM [82]. Aujourd'hui, la simulation numérique du taux d'exposition sur des modèles humains est la méthode la plus répandue [81], [82].

De plus, la commutation des gradients de champs magnétiques produit un bruit acoustique dont la fréquence est, en général, inférieure à 5 kHz. Lorsque les courants alternatifs de basse fréquence traversent les bobines de gradient immergées dans le champ magnétique statique élevé, des forces importantes (Lorentz) sont exercées sur ces bobines produisant un couplage mécanique avec la résine qui est destinée à les maintenir. C'est ce couplage mécanique qui génère le bruit acoustique. Ce dernier peut atteindre un niveau inacceptable voire dangereux si les patients ne sont pas protégés de manière adéquate [83]. L'exposition à un fort bruit acoustique peut entraîner une réduction de la sensibilité des cellules ciliées dans l'organe de Corti et un décalage dans le seuil de l'ouïe. Cela peut être temporaire ou permanent si l'exposition est très forte ($> 140 \text{ dBA}$), prolongée ou fréquemment répétée. Le bruit acoustique peut aussi poser un problème pour certains patients particuliers comme les patients atteints de troubles psychiatriques. En effet ils peuvent devenir confus ou souffrir d'une anxiété accrue en raison de l'exposition à un fort bruit. Brummett *et al.* (1988) [84] ont signalé des changements temporaires dans les seuils d'audition chez 43 % des patients scannés sans protection auditive ou avec des bouchons d'oreille incorrectement ajustés. La récupération des effets du bruit se produit dans une période de temps relativement courte. Cependant, si le bruit est particulièrement sévère, la récupération complète peut prendre jusqu'à plusieurs semaines. Si le bruit est suffisamment nuisible, un changement de seuil auditif permanent à des fréquences spécifiques peut se produire.

1.3.2.3 - Champ électromagnétique radiofréquence

Depuis l'introduction de l'IRM comme examen diagnostique, le nombre des patients exposés aux rayonnements électromagnétiques a considérablement augmenté. Les radiofréquences couvrent une large bande fréquentielle (3 kHz – 300 GHz) et les champs électromagnétiques appartenant à cette gamme fréquentielle sont qualifiés de non-ionisants. En effet, ces rayonnements ne sont pas suffisamment énergétiques pour ioniser la matière. Bien que les risques de rayonnements ionisants sur la santé humaine soient bien connus, les risques des rayonnements électromagnétiques en général, et durant un examen IRM en particulier, sont insuffisamment définis. Avant 1985, il n'y avait pas de rapports d'incidences sur les réponses thermophysiques des sujets humains exposés au rayonnement RF au cours d'un examen IRM. Depuis quelques années, plusieurs études ont été réalisées pour identifier les risques liés à l'exposition aux ondes RF [85]–[87]. Jusqu'à présent, la seule interaction connue entre le champ électrique RF et le tissu est le phénomène d'échauffement. Celui-ci peut entraîner des brûlures en particulier en présence de conducteurs métalliques (boucles RF, câbles coaxiaux, guides interventionnels, implants métalliques, ...) qui renforcent l'induction du champ électrique. À des fréquences supérieures à 0,1 MHz, la puissance radiofréquence (RF) transmise durant un examen IRM est majoritairement dispersée sous forme de chaleur dans le tissu en raison des pertes résistives. L'absorption de l'énergie radiofréquence amplifie l'oscillation des molécules, entraînant une dilatation

compensatoire des vaisseaux sanguins ainsi qu'une augmentation du flux sanguin permettant l'élimination de l'excès de chaleur qui se dissipe principalement à travers la peau. Les caractéristiques électromagnétiques et thermiques des différents organes du corps humain sont différentes. Par exemple, les yeux ont un faible flux sanguin et le temps nécessaire pour disperser l'énergie thermique est plus long. À cette fin, le taux d'absorption spécifique a été défini comme le paramètre standard pour estimer la quantité d'énergie radiofréquence déposée dans les tissus du patient. Sa définition sera décrite ultérieurement dans cette section. Schaefer *et al* [80] ont été les premiers à étudier les réponses thermiques humaines induites par les ondes RF au cours d'un examen IRM. Les changements de température et d'autres paramètres physiologiques ont été évalués chez des sujets volontaires exposés à un TAS relativement élevé (environ 4,0 W/kg). Les données indiquaient qu'il n'y avait pas d'élévation de température excessive ni d'autres conséquences physiologiques néfastes liées à l'énergie RF. L'augmentation de température dépend réellement de l'intensité du champ magnétique statique et celle-ci est en augmentation pour les nouveaux systèmes RMN. Les systèmes IRM 7 T ou 9,4 T sont capables de déposer une énergie RF supérieure aux systèmes de 1,5 T et 3 T. Par conséquent, des recherches sont nécessaires pour caractériser les réponses thermiques chez les sujets humains et déterminer les dangers d'échauffement associés à ces champs magnétiques élevés [88].

1.3.2.4 - Normes d'exposition relatives aux champs magnétiques et électromagnétiques

Un système IRM présente un « risque significatif » lorsqu'elle est utilisée dans l'une des conditions présentées dans le tableau 1.2.

Paramètre	Risques significatifs (mode contrôlé)		
Champ magnétique statique	Adultes et enfants > 1 mois	$B_0 > 8 \text{ T}$	
	Néonatal et enfant < 1 mois	$B_0 > 4 \text{ T}$	
Taux d'absorption spécifique (TAS)	Corps entier	$t \geq 15 \text{ min}$	TAS > 4 W/kg
	Tête	$t \geq 10 \text{ min}$	TAS > 3,2 W/kg
	Corps partiel (sans la tête)	-	TAS > 10 W/kg
	Tronc local	-	TAS > 10 W/kg
	Extrémités	-	TAS > 40 W/kg
Elévation de la température	Corps entier		> 1°C
	Tête		> 1°C
	Tronc local		> 2°C
	Extrémités		> 3°C
	Néonatal et enfant		> 1°C
Variation temporelle du champ magnétique $\text{dB}/\text{dt} = 20 (1+0,36/t_{s,\text{eff}})$	$\text{dB}/\text{dt} > 80 - 100 \text{ T}\cdot\text{s}^{-1}$		
Niveau de pression acoustique	> 140 dB		

Tableau 1.2 : Tableau récapitulatif des risques significatifs des systèmes IRM établis par l'IEC dans le cas du mode contrôlé (certains patients peuvent avoir des effets comme des vertiges, des étourdissements ou des nausées). $t_{s,\text{eff}}$ est la durée effective de stimulation.

Ces limites ont été fournies par la commission électrotechnique international (IEC, *International Electrotechnical Commission*) et la FDA sous le numéro IEC 60601-2-33. Il s'agit des limites à prendre en compte par les fabricants dans leurs conceptions de système IRM. La commission internationale de la protection contre les rayonnements non-ionisants (ICNIRP, *International Commission on Non-Ionizing Radiation*) a publié des directives sur les champs électromagnétiques variables en fonction du temps [89], [90], sur l'exposition aux champs magnétiques statiques [91], sur les champs à basse fréquence [92] et sur les champs électriques induits par le mouvement du corps humain [93]. De plus, l'union européenne a adopté une directive (2013/35/UE) concernant les seuils d'exposition des travailleurs aux champs électromagnétiques en se basant sur des considérations biologiques. Le champ magnétique statique est limité à 2 T dans des conditions normales de travail et à 8 T dans des conditions de travail contrôlées. Le taux d'absorption spécifique doit être inférieur à 0,4 W/g pour une exposition corps entier.

1.3.3 - Interactions champs électromagnétique radiofréquence/vivant : influence des propriétés diélectriques des milieux biologiques

La détermination du degré d'interaction des champs radiofréquences avec le milieu vivant est déterminée par la quantité d'énergie absorbée par une certaine quantité de matière pendant un temps donné. Mais dans le cas d'un milieu biologique, la quantification de cette interaction n'est pas aussi simple. Le tissu biologique est un milieu hétérogène qui peut contenir de l'eau, des ions, des constituants insolubles et des molécules organiques dissoutes. La réponse de ces constituants au champ radiofréquence appliqué permet de définir les propriétés électriques de chaque milieu et, ainsi, de déterminer les champs électromagnétiques produits dans un milieu biologique. Dans cette section, nous présentons les propriétés diélectriques des milieux biologiques ainsi que leur comportement en fonction de l'augmentation de la fréquence.

1.3.3.1 - Permittivité diélectrique et conductivité électrique des milieux biologiques

Afin de déterminer les champs électromagnétiques produits dans un milieu biologique durant un examen IRM, il est nécessaire de connaître les propriétés diélectriques (permittivité relative ϵ_r et conductivité totale σ) des tissus biologiques qui sont fortement dépendantes de la fréquence des champs électromagnétiques. Le corps humain est constitué d'une grande variété de milieux biologiques ayant des propriétés diélectriques très différentes.

De façon générale, les milieux biologiques sont à la fois amagnétiques, conducteurs ioniques et diélectriques à pertes [94], [95]. Il existe certaines substances à caractère diamagnétique et paramagnétique naturellement présents dans le corps humain, toutefois, d'un point de vue électromagnétique, les milieux biologiques sont considérés amagnétiques et leur perméabilité magnétique est donc assimilée à celle du vide μ_0 . De plus, les milieux biologiques sont constitués de charges libres et des charges liées qui, sous l'effet d'un champ électrique, peuvent créer des courants de conduction et de polarisation. Les charges libres sont de nature ionique ; leurs mobilités dépendent des forces de frottement ainsi que des

contraintes dues à la structure des tissus. En conséquence, la fréquence du champ appliqué a une forte influence sur le déplacement de ces ions. La présence de molécules polaires⁵ électriques de tailles différentes, soumises également à des forces de frottement, donne aux milieux biologiques un comportement diélectrique à pertes.

Sous l'application d'un champ électrique radiofréquence, le comportement des milieux biologiques dépend à la fois des caractéristiques générales des milieux conducteurs et des milieux diélectriques à pertes. Ces caractéristiques englobent la conductivité ionique liée au déplacement des ions ainsi que l'orientation des molécules d'eau de nature polaire en présence du champ électrique (polarisation des molécules). Dans ces milieux, la densité du courant électrique induit par le champ électrique peut s'écrire comme suit :

$$\vec{J} = \vec{J}_c + \vec{J}_d, \quad (1.19)$$

où \vec{J}_c est le courant de conduction lié aux déplacements des charges libres et \vec{J}_d est le courant de déplacement dû au mouvement d'oscillation des charges liées. Le courant \vec{J}_c correspond à la capacité du matériau à conduire l'électricité en présence d'un champ électrique \vec{E} appliqué. Il peut être donné par la loi d'Ohm :

$$\vec{J}_c = \sigma \vec{E}. \quad (1.20)$$

Le courant de déplacement traduit le déplacement des charges liées suite à l'application d'un champ électrique alternatif. Il est exprimé par l'expression suivante :

$$\vec{J}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = j\omega \vec{D} = j\omega \varepsilon(\omega) \varepsilon_0 \vec{E}, \quad (1.21)$$

\vec{D} représente le déplacement électrique relié au champ électrique dans un milieu diélectrique à pertes. ε_0 correspond à la permittivité électrique du vide. $\varepsilon(\omega)$ est la permittivité relative complexe à la pulsation ω : $\varepsilon(\omega) = \varepsilon' - j\varepsilon''$. La partie réelle (permittivité réelle du matériau) correspond à la capacité du milieu à se polariser en présence d'un champ électrique appliqué tandis que la partie imaginaire est appelée facteur de pertes diélectriques. Il faut noter que les parties réelles et imaginaires de la permittivité ne sont pas indépendantes. L'équation (1.19) devient :

$$\vec{J} = (\sigma + j\omega \varepsilon(\omega) \varepsilon_0) \vec{E} = \sigma(\omega) \vec{E}, \quad (1.22)$$

avec $\sigma(\omega)$ la conductivité complexe :

$$\sigma(\omega) = \sigma + \sigma_d(\omega) + j\omega \varepsilon_0 \varepsilon''(\omega) = \sigma' - j\sigma'', \quad (1.23)$$

La partie réelle de la conductivité engendre les pertes ohmiques (σ) et les pertes diélectriques ($\sigma_d = \omega \varepsilon_0 \varepsilon''$). La partie imaginaire fait apparaître le courant de déplacement lié à la polarisabilité du matériau. Finalement, l'expression générale de la permittivité complexe pour un matériau mixte conducteur-diélectrique à perte peut s'écrire :

$$\varepsilon_{eff}(\omega) = \varepsilon' - j \left(\frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} + \varepsilon'' \right). \quad (1.24)$$

⁵ Les molécules polaires sont des molécules à l'intérieur desquelles les charges ne sont pas réparties de manière homogènes.

Les expressions des permittivités et conductivités complexes sont interdépendantes. Ces propriétés sont souvent issues de mesures macroscopiques dans des tissus considérés homogènes et parfois anisotropes. L'équation (1.22) montre que le champ électrique induit dans les tissus biologiques est fortement lié à sa permittivité diélectrique et sa conductivité électrique.

1.3.3.2 - Comportement fréquentiel des propriétés diélectriques d'un milieu biologique

La variation de la permittivité diélectrique dépend essentiellement de la fréquence du champ électrique appliqué. Plusieurs études ont été réalisées afin de caractériser les milieux biologiques. Gabriel *et al.* [96]–[98] ont fourni les valeurs de permittivité et de conductivité pour un grand nombre de tissus d'origine animale et humaine. Ces valeurs demeurent aujourd'hui une base de données de référence. Foster et Shwan [99], Stuchly *et al.* [100] et Pethig [101] ont contribué également à la compréhension du comportement diélectrique des milieux biologiques.

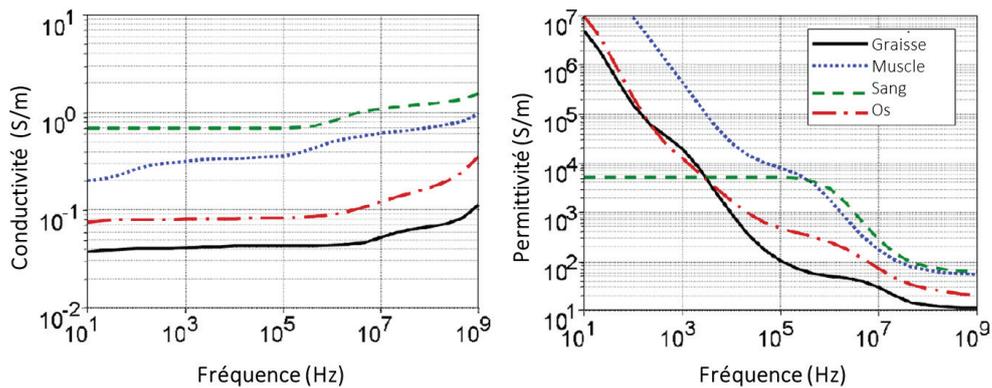


Figure 1.19 : Valeurs de la conductivité et de la permittivité de certains tissus (graisse, muscle, sang et os) en fonction de la fréquence [95], [97]. Le modèle empirique utilisé est de type Cole Cole (qui sera expliqué ultérieurement dans cette section) ; les paramètres ont été ajustés pour correspondre aux valeurs mesurées.

Des mesures plus récentes ont été réalisées sur le foie [38] et la peau [102] entre 1 kHz et 100 MHz par V. Raicu *et al.* De plus, Bao *et al.* [103] et Schmid *et al.* [104], [105] ont fourni de nouvelles permittivités pour la matière grise aux fréquences micro-ondes et Alabaster [106] a proposé des valeurs de la permittivité complexe de la peau humide et sèche autour de 60 GHz. Les valeurs de conductivité et de permittivité disponibles dans la littérature varient fortement en fonction de la fréquence comme le montre la figure 1.19. Nous remarquons que la diminution de la permittivité réelle ϵ' entraîne une augmentation de la conductivité électrique. Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons à des fréquences de l'ordre de la centaine de mégahertz. À ces fréquences, les permittivités diélectriques du muscle et du sang sont très proches.

Différents modèles empiriques ont été développés pour approximer le comportement fréquentiel de la permittivité diélectrique et de la conductivité électrique des milieux biologiques. Le premier modèle est le modèle de Debye qui décrit les phénomènes de relaxation dipolaire dans les milieux, liés à l'orientation des molécules polaires [107]. Les expressions de la permittivité et de la conductivité sont données respectivement par les équations (1.25) et (1.26).

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon' + j\varepsilon'' = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_S - \varepsilon_\infty)}{1 + (\omega\tau)^2} + j \left(\frac{(\varepsilon_S - \varepsilon_\infty)\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} + \frac{\sigma_S}{\omega\varepsilon_0} \right), \quad (1.25)$$

$$\sigma = \omega\varepsilon_0\varepsilon'' = \sigma_S + \frac{(\varepsilon_S - \varepsilon_\infty)\varepsilon_0\omega^2\tau}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad (1.26)$$

avec τ , la constante de temps de relaxation associée à la fréquence caractéristique ω_c . ε_S et σ_S correspondent respectivement à la permittivité statique et la conductivité statique lorsque $\omega \ll \omega_c$ et ε_{inf} est la permittivité obtenue lorsque $\omega \gg \omega_c$. L'équation de Debye prend en compte les différents phénomènes de relaxation qui traduisent l'évolution des propriétés diélectriques, dans les diélectriques, en fonction de la fréquence du champ électrique appliqué. Ces relaxations ont été définies par Schwan [99]. L'équation de Debye peut s'écrire alors sous la forme suivante :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - j \frac{\sigma_S}{\omega\varepsilon_0} + \sum_{i=1}^n \frac{\Delta\varepsilon_i}{1 + j\omega\tau_i}, \quad (1.27)$$

où i est l'indice correspondant à chaque phénomène de relaxation associé à une constante de relaxation τ_i . En résumé, le modèle de Debye repose sur la représentation des phénomènes de relaxation en utilisant uniquement la constante de temps, ce qui n'est pas toujours suffisant pour décrire les constantes diélectriques des milieux biologiques.

Un deuxième modèle a été proposé par les frères Cole [108], [109]. Ce modèle introduit un paramètre supplémentaire α à l'expression de la permittivité du modèle de Debye :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - j \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0} + \sum_{i=1}^n \frac{\Delta\varepsilon_i}{1 + (j\omega\tau_i)^{1-\alpha_i}} \quad (1.28)$$

L'expression de Debye se retrouve pour $\alpha = 0$. Lorsque α augmente, la distribution des temps de relaxation s'élargit et se traduit par un élargissement de la dispersion dans le domaine fréquentiel. Ce modèle représente le comportement fréquentiel de la permittivité et de la conductivité des milieux biologiques, mais ne décrit pas l'origine des phénomènes physiques de ce comportement.

Cole et Davison ont proposé un modèle en 1951 en introduisant le paramètre β [110] dans l'expression de la permittivité qui devient :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - j \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0} + \frac{\Delta\varepsilon}{(1 + j\omega\tau)^\beta}. \quad (1.29)$$

Ensuite en 1966, une nouvelle expression a été proposée par Havriliak et Negami. Cette nouvelle expression combine les contributions de Cole-Cole et de Cole-Davidson :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} + \frac{\Delta \varepsilon}{\left(1 + (j\omega\tau)^{1-\alpha}\right)^\beta} \quad (1.30)$$

Tous les modèles proposés sont empiriques ; ils peuvent être utilisés pour ajuster les résultats expérimentaux des mesures réalisées dans les milieux biologiques afin de comprendre au mieux le comportement fréquentiel des propriétés diélectriques.

En conclusion, la connaissance des propriétés diélectriques des milieux biologiques est essentielle pour étudier le champ électrique radiofréquence produit dans les milieux biologiques durant un examen IRM.

1.3.4 - Quantification du taux d'absorption spécifique

Les changements thermorégulateurs et autres changements physiologiques qu'un sujet humain risque en réponse à l'exposition aux rayonnements RF sont liés directement à la quantité d'énergie absorbée. L'interaction entre les champs radiofréquences et le milieu biologique dépend de la fréquence du champ, de la nature du champ (électrique ou magnétique et champ éloigné ou proche) ainsi que du milieu exposé (composition chimique, forme, dimensions). À l'interface entre le milieu biologique et le milieu extérieur, une partie de l'onde électromagnétique rayonnée est transmise au sein des tissus entraînant l'élévation de la température de ces derniers. Le terme dosimétrie, utilisé pour quantifier l'absorption tissulaire des champs électromagnétiques, est le taux d'absorption spécifique. Le TAS, généralement exprimé en W/kg, est considéré comme le paramètre le plus adéquat pour étudier les interactions ondes-milieux biologiques. La quantité relative de l'énergie RF absorbée par le patient lors d'un examen IRM est désignée comme le TAS global moyen de l'ensemble du corps (TAS « corps entier »). Lors d'un examen IRM, le TAS « corps entier » est une fonction complexe constituée de nombreuses variables, y compris la fréquence (déterminée par la force du champ magnétique statique), le type d'impulsion RF utilisé, le temps de répétition, le type de bobine RF d'émission utilisé, le volume de tissu contenu dans la bobine de transmission RF, la forme de la région anatomique exposée, ainsi que d'autres facteurs. D'autres niveaux de TAS existent par rapport à la partie du corps exposée.

En théorie, le TAS se définit comme la dérivée en fonction du temps de la quantité d'énergie absorbée dW par un élément de masse tissulaire dm contenu dans un élément de volume tissulaire dV de densité volumique ρ_V connue :

$$TAS = \frac{d}{dt} \left(\frac{dW}{dm} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{dW}{\rho_V dV} \right) \quad (1.31)$$

Cette expression permet la détermination de la puissance totale absorbée :

$$P_t = \int_M TAS \, dm, \quad (1.32)$$

avec M , la masse totale des tissus exposés. Le TAS peut être aussi exprimé de deux manières différentes ((1.33) et (1.34)) en se basant sur les grandeurs physiques mises en jeu lors des interactions ondes électromagnétiques-milieu biologique. Ces grandeurs englobent la valeur efficace du champ électrique (E , exprimée en V/m) qui interagit avec les tissus et l'élévation

de la température (δT , exprimée en K) pendant un temps d'exposition (δt) qui est le résultat de cet effet.

$$TAS = \frac{\sigma E^2}{\rho_V} \quad (1.33)$$

$$TAS = C_c \frac{\delta T}{\delta t} \quad (1.34)$$

Où σ et ρ_V sont respectivement la conductivité électrique du milieu et la masse volumique et où C_c est la capacité calorifique en $J.kg^{-1}.K^{-1}$.

Il est à noter que le TAS est considéré comme le paramètre dosimétrique de référence sur une plage de fréquence de 1 MHz à 10 GHz. Pour des fréquences supérieures à 10 GHz, les champs radiofréquences sont absorbés en surface en pénétrant très peu dans le tissu. Dans ce cas, la densité de puissance (exprimée en $W.m^{-2}$) est le paramètre utilisé. En dessous de 1 MHz, la densité de courant devient le critère de référence dosimétrique puisque les champs induisent uniquement des courants dans les tissus et peuvent s'accompagner par une élévation de la température.

1.3.5 - État de l'art des méthodes dédiées à la mesure et à l'estimation du taux d'absorption spécifique

Dans un examen IRM, de nombreux paramètres interviennent dans l'estimation du taux d'absorption spécifique (cf. paragraphe 1.3.4-). Ces paramètres rendent la tâche d'évaluation du TAS complexe. Il est donc important de trouver la méthode et le moyen technologique le plus adapté afin d'estimer précisément le TAS. Nous rappelons que le TAS est lié principalement au carré du champ électrique et il peut être déterminé indirectement en mesurant la variation de la température en fonction du temps. Cette section a pour objectif de présenter les différentes techniques associées à la mesure du TAS à travers des capteurs de température ou de champ électrique.

1.3.5.1 - Capteurs de température

Les méthodes de mesure de la variation de température sont largement utilisées pour l'évaluation indirecte du TAS dans les systèmes d'IRM. De façon générale, pour évaluer les réponses thermiques durant un examen IRM, les sujets volontaires ou les patients sont surveillés de façon continue ou semi-continue tout au long de l'examen. Les capteurs de température sont placés à des endroits spécifiques comme par exemple dans la poche sublinguale ou dans la membrane tympanique. Ces endroits indiquent la température du corps entier du patient ce qui permet de déterminer ainsi le TAS « corps entier ». Les capteurs peuvent être également placés à des endroits spécifiques pour mesurer l'élévation de température locale. Les méthodes de mesures de température les plus utilisées dans un système IRM sont principalement scindées en deux grandes catégories : la thermographie infrarouge et les sondes de températures de mesure locale.

Thermographie infrarouge

Le principe des thermomètres infrarouges est fondé sur la mesure sans contact de la température d'un corps par la détection des rayonnements infrarouges émis par celui-ci. Tout corps de température supérieure au point zéro absolu ($T > -273$ °C) émet en sa surface un rayonnement électromagnétique proportionnel à sa propre température. Le rayonnement propre émis est d'autant plus grand que la température est élevée. Une partie de ce rayonnement est un rayonnement infrarouge qui sera utilisé dans les mesures thermiques [111]. Kawamura *et al.* [112] ont employé cette méthode pour la mesure de l'élévation de la température dans un modèle de tête humaine placée dans une bobine RF de type cage d'oiseau. Les mesures ont été réalisées pendant un temps d'exposition court et ont permis d'évaluer la distribution du TAS à l'intérieur du fantôme. La thermographie infrarouge permet d'obtenir une cartographie 2D en temps réel du milieu à étudier. Cette méthode présente également une bonne sensibilité, une bonne résolution de température ($< 0,08$ °C) et une précision de ± 2 °C [113]. Mais la sensibilité est limitée par l'émissivité des matériaux qui doit être précisément déterminée. L'émissivité est définie par le rapport entre le flux de puissance émis à la longueur d'onde par le milieu à étudier de température T et le flux de puissance émis par un corps noir à une température identique. Les phénomènes de diffusion et de convection doivent par ailleurs être pris en compte sans quoi ils peuvent fausser les mesures.

Les sondes de températures de mesure locale

Les sondes les plus employées pour la mesure de température dans un système IRM reposent principalement sur la variation de la résistance (Pt100 ou thermistances) ou sur des effets optiques.

Les capteurs de température utilisant des thermistances sont fondés sur le phénomène de variation (diminution ou augmentation) de la valeur de la résistance d'oxyde métallique avec la température. Malgré leurs nombreux avantages (dimensions réduites, précision, fiabilité, faible coût) les thermistances peuvent être composées de composants métalliques qui peuvent interagir avec la distribution du champ électrique perturbant alors la mesure de la température.

En revanche, il existe plusieurs types de capteurs de température fondés sur des effets thermo-optiques comme la thermométrie fluoroptique. La société Luxtron (appelé maintenant LumaSense technologies) développe et commercialise ce type de capteur. Cette méthode est fondée sur le temps de décroissance du signal fluorescent émis par une couche de phosphore lorsqu'elle est excitée par un rayonnement lumineux. Lorsque le capteur est stimulé par la lumière, il émet, par fluorescence, un rayonnement dont la bande spectrale se situe dans la zone proche de l'infrarouge. Le temps nécessaire à la décroissance du signal fluorescent dépend de la température du capteur. Le signal de fluorescence est ainsi transmis par une fibre optique pour être traité et amplifié. Plusieurs études ont été réalisées à l'aide de cette méthode pour la mesure du TAS à proximité d'implants durant un examen IRM [46], [87]. Ces capteurs de température présentent plusieurs avantages car les fibres optiques sont des diélectriques à faibles pertes qui ne sont pas affectées par le champ électromagnétique. Ces sondes présentent

une résolution en température de 10 mK et un temps de réponse de 250 ms. De plus, le diamètre de l'extrémité de la sonde est de l'ordre de 0,5 mm.

Il existe également un autre procédé de mesure avec des fibres optiques fondées sur la dépendance à la température de l'écart de bande d'énergie du cristal GaAs. La petite taille du cristal permet son placement à l'extrémité de la fibre optique, autorisant la mesure locale de la température. Ces sondes sont développées par la société Opsens et sont commercialement disponibles pour le contrôle de la température dans les systèmes IRM. Ces sondes sont complètement diélectriques, présentent une résolution en température de 0,01°C et un temps de réponse plus petit ou égal à 225 ms.

Les sondes à base optique possèdent plusieurs caractéristiques adaptées à une mesure sous IRM car elles sont de taille réduite (bonne résolution spatiale), elles ont un très faible niveau de bruit et un temps de réaction relativement court (centaine de ms). Cependant, la résolution temporelle de ces sondes est limitée par les phénomènes de diffusion qui se produisent dans le milieu biologique exposé aux champs RF pendant une durée d'exposition longue, ce qui peut altérer les mesures de variations de température.

1.3.5.2 - Sondes pour la mesure du champ électrique

Le TAS peut être évalué d'une manière directe par la mesure du champ électrique radiofréquence. Deux grandes familles de sondes mesurant le champ électrique sont essentiellement utilisées dans les systèmes IRM : les dipôles actifs électriques et les sondes électro-optiques.

Dipôles actifs électriques

Les dipôles actifs électriques ont toujours été les sondes les plus utilisées pour la mesure du champ électrique en IRM. Comme son nom l'indique, un dipôle se compose essentiellement de deux bornes ou « pôles » entre lesquels circule le courant. La longueur des bornes détermine les propriétés du dipôle : sa fréquence et son impédance. Un détecteur non-linéaire (diode Schottky ou autre) est associé à l'antenne dipôle ainsi qu'un circuit de filtrage et une ligne de transmission basse fréquence hautement résistive.

Le principe de fonctionnement de ces antennes est fondé sur la conversion du champ électrique alternatif en une tension alternative appliquée aux bornes du détecteur non-linéaire [114]. À la sortie du détecteur, le signal évolue d'une manière quadratique en fonction du champ électrique à mesurer. Un élément redresseur est placé au niveau du dipôle afin de réaliser un premier traitement du signal. Ceci permet d'obtenir une bande passante beaucoup plus large que les dipôles passifs. L'emploi d'une diode PIN permet d'obtenir une tension (V_m) proportionnelle au carré de l'amplitude du champ électrique à mesurer :

$$|V_m| = C \left\| \vec{E}_i(0, \omega) \right\|^2, \quad (1.35)$$

où C est une constante qui dépend des caractéristiques du montage et du type de détecteur.

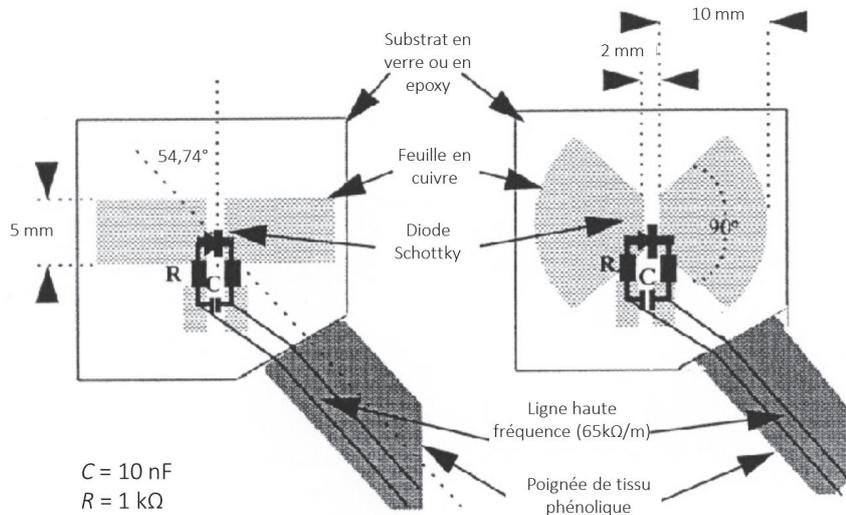


Figure 1.20 : Schéma des deux types de dipôles utilisés par Taylor et al. Dipôle de forme rectangulaire (à gauche) et dipôle de forme « fan-tailed » [115].

De nombreuses expérimentations dosimétriques ont été réalisées à l'aide de ce type de sonde pour la mesure du champ électrique radiofréquence pendant un examen IRM. Taylor *et al* [115], [116] ont conçu une sonde à base de dipôle de forme rectangulaire ou de type « fan tailed » (figure 1.20) pour mesurer la composante transverse du champ électrique à l'intérieur d'un fantôme biologique et à proximité d'un capteur surfacique RF. La valeur du champ électrique a été déterminée suite à un étalonnage de la sonde [115]. Dans la référence [85], le même type de dipôle a été utilisé pour mesurer la répartition du champ électrique à l'intérieur d'une bobine volumique pour la tête à 8 T. Cette méthode de mesure bénéficie d'une bonne sensibilité (autour de 1 mV), mais la structure métallique du dipôle ainsi que les composants électroniques qui le constituent (détecteur de diodes, résistance et condensateur placés entre les deux bras) peuvent interagir avec le champ électrique à mesurer et en altérer la mesure. De plus, les larges dimensions de ce dipôle dégradent la résolution spatiale de la sonde (e.g. 2,5 cm³ [116]).

Par ailleurs, une sonde dipôle associée à des liaisons optiques a été développée par Nordbeck *et al.* [86]. Cette méthode a été utilisée pour déterminer la distribution du champ électrique à l'intérieur d'un fantôme sur deux systèmes IRM différents. Dans cette étude, les cartographies du champ étaient similaires aux simulations mais la valeur du champ électrique n'a pas été fournie. L'emploi de liaisons optiques a pour objectif d'éviter les signaux parasites indésirables mais le transducteur contenant des composants électroniques peut toujours perturber le champ électrique.

Pour conclure, les dipôles autorisent la mesure du champ électrique avec une très bonne sensibilité et sur une large bande fréquentielle. Néanmoins, la présence d'un élément redresseur implique que le contenu spectral du signal recueilli est perdu. Ce type de sonde peut interagir avec les bobines RF et ainsi perturber le champ électrique à mesurer. De plus,

un dipôle orienté dans une direction donnée ne permet d'extraire qu'une seule composante du champ électrique.

Sondes électro-optiques

Un deuxième type de sonde, utilisée pour la mesure du champ électrique en IRM, est la sonde électro-optique. Son principe est fondé sur l'utilisation d'un cristal spécifique qui change ses propriétés optiques en fonction du champ électrique appliqué (effet Pockels). À cet effet, le faisceau laser sondant un cristal électro-optique change également ses propriétés physiques (amplitude, phase, état de polarisation). Les fondements théoriques de l'effet Pockels ainsi que le principe de fonctionnement des sondes électro-optiques seront détaillés dans le deuxième chapitre.

L'effet Pockels a été exploité dans de nombreux domaines d'applications : dans les domaines des télécommunications, des plasmas, de la défense, de l'énergie. L'effet électro-optique a été ensuite introduit dans le domaine de la santé pour la mesure non-invasive du taux d'exposition [117]–[119]. En 1995, Wust *et al.* [120] ont développé une sonde électro-optique en utilisant un cristal de niobate de lithium (LiNbO_3), en configuration d'interféromètre de Mach-Zehnder. Cette sonde a été utilisée pour la mesure du TAS dans un fantôme exposé à un champ électrique radiofréquence. Le capteur présente une dynamique de 100 dB et une incertitude de mesure inférieure à 1 %.

Un autre type de sonde électro-optique a été réalisé [117] en utilisant un cristal de Tellure de cadmium (CdTe). La mesure repose sur la modulation d'état de polarisation du faisceau laser sonde. Les mesures du champ électrique ont été réalisées dans un fantôme soumis à un champ électrique radiofréquence généré par une antenne dipolaire dans le but de cartographier le TAS. Le champ minimum mesurable a été évalué à $0,6 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$, la dynamique de mesure était supérieure à 45 dB avec une réponse plate sur la gamme de fréquence allant de 1,95 à 20 GHz et une sélectivité dépassant 45 dB.

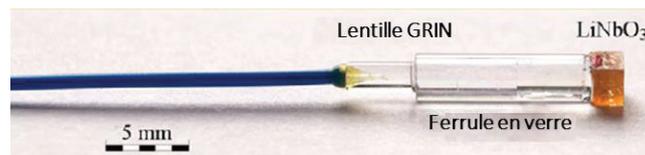


Figure 1.21 : Photographie de la sonde électro-optique employée par Reiss *et al.* [121]

Plus récemment, les sondes électro-optiques ont été employées pour la mesure du champ électrique dans un système IRM [121], [122]. La méthode optique proposée par Reiss *et al.* [121] est fondée sur la conversion électro-optique du signal électrique en utilisant un cristal de niobate de lithium et en se basant sur la modulation de l'état de polarisation (figure 1.21). La sonde a été employée pour la mesure du champ électrique dans un fantôme placé à côté d'une boucle résonante. La linéarité a été mesurée sur une dynamique de mesure de 1 V. La sensibilité de mesure était autour de 10 mV. Cependant, dans ce travail, un cristal anisotrope (LiNbO_3) a été utilisé. La structure trigonale d'un tel cristal lui donne un coefficient thermo-optique ($dn/dT \approx 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) très élevé conduisant à une modification non

négligeable des indices de réfraction avec la température par rapport à ceux induits par le champ électrique. Cette dépendance à la température peut être compensée à l'aide d'une rotation mécanique des lames d'onde. Cependant, une telle compensation entraîne une mesure instable et donc non suffisamment précise pour assurer la mesure absolue du champ électrique. L'autre solution impliquant le rotateur de Faraday n'est pas adaptée à l'environnement de l'IRM.

Comparées aux dipôles, les sondes électro-optiques présentent plusieurs avantages : d'une part, elles sont complètement diélectriques en ne possédant aucun élément métallique pouvant perturber le champ électrique à mesurer, d'autre part il est envisageable de mesurer les trois composantes du champ électrique avec des cristaux de coupes différentes. De plus, leur réponse est linéaire avec le champ électrique contrairement aux dipôles actifs dont la réponse au champ électrique est quadratique. Enfin, les faibles dimensions de ces sondes permettent d'atteindre une bonne résolution spatiale. Le seul point limitant semble être la sensibilité.

1.4 - Conclusion

Pour conclure, les capteurs internes permettent d'acquérir localement des images RMN avec un rapport signal-sur-bruit (RSB) significativement amélioré et une résolution spatiale plus élevée par rapport aux capteurs externes conventionnels. Ces avancées techniques ont été largement bénéfiques pour obtenir des informations détaillées de la paroi gastro-intestinale et ano-rectale non égalées avec les autres techniques d'imagerie médicale. Cependant, l'utilisation clinique de tels capteurs est controversée et limitée pour plusieurs raisons comme : l'inconfort des patients, leurs coûts et les échauffements locaux dus aux rayonnements radiofréquences. Étant donné que ces capteurs présentent un vrai bénéfice en termes de qualité d'image pour le diagnostic, le premier objectif de ce projet de thèse est de concevoir et fabriquer un capteur endoluminal, en collaboration avec la société Kapteos, permettant de répondre au cahier des charges suivant :

- Des dimensions sucentimétriques du capteur permettant son insertion dans un cylindre de 6 mm de diamètre et 70 mm de long afin de satisfaire le confort du patient.
- Une boucle résonante, accordée à la fréquence de résonance du proton (127,72 MHz) pour un système IRM 3T ((Discovery MR750, General electric healthcare, Milwaukee, États-Unis) et ayant une forme rectangulaire pour améliorer la profondeur d'exploration le long du côlon.
- Une transmission optique du signal de découplage (mode quasi-continu DC).
- Une modulation externe du signal RMN en utilisant un cristal électro-optique qui sera associé à la boucle résonante.

Afin d'assurer la totale sécurité des patients durant un examen IRM, il est également important de connaître le TAS global et local dans des conditions expérimentales données. Pour ce faire, les fabricants des systèmes IRM estiment (de manière conservative) le TAS global moyen en se basant sur l'intensité du champ magnétique statique, le temps de répétition, les caractéristiques des impulsions RF (intensité et durée) d'une séquence donnée et les constantes diélectriques du milieu. Dans cette estimation, l'effet de la présence de

conducteurs métalliques (ferromagnétiques ou non) à proximité du patient, pouvant entraîner une augmentation significative du TAS local, n'est pas prise en compte. Ce simple exemple illustre la nécessité de prendre en considération le TAS local et d'identifier de manière directe les positions de fortes concentrations du champ électrique, ou de manière indirecte, l'élévation de la température, afin de s'assurer de la sécurité du patient. Dans ce contexte, le second objectif de cette thèse est de caractériser et de valider expérimentalement des sondes électro-optiques à bases de cristaux isotropes (indépendants de la température) pour la mesure en temps réel du champ électrique radiofréquence afin de contrôler le TAS au cours d'un examen IRM. Pour son utilisation dans un système IRM, cette sonde doit avoir les caractéristiques suivantes :

- Complètement diélectrique pour ne pas perturber milieu environnant ou déformer la distribution du champ électromagnétique.
- Indépendante de la température.
- Taille réduite pour son placement *in vivo* à proximité des implants ou *in situ* pendant les interventions chirurgicales ; par exemple dans le cerveau à côté des électrodes qui servent à la stimulation cérébrale profonde.
- Réponse rapide pour le contrôle en temps réel du TAS durant un examen IRM.

Les performances intrinsèques de la sonde électro-optique seront détaillées dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

Effet électro-optique pour la mesure des champs électromagnétiques

2.1 - Fondements théoriques des sondes électro-optiques dédiées à la mesure des champs électromagnétiques

2.1.1 - Introduction

Il existe certains cristaux dont les indices de réfraction sont modifiés lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique. Ceci est le résultat des forces qui perturbent les positions, les orientations et les formes de molécules constituantes du cristal⁶ [123]. La dépendance des indices de réfraction sur le champ électrique⁷ peut être soit linéaire (effet électro-optique linéaire ou effet Pockels [124] dans les milieux non-centrosymétriques⁸), soit quadratique (effet électro-optique quadratique ou effet Kerr dans les milieux centrosymétriques). Dans le cadre de ce travail de thèse, l'effet linéaire électro-optique a été retenu pour développer les sondes optiques pour la mesure respective des champs magnétique et électrique radiofréquences dans l'environnement de l'IRM. Cet effet permet de garder l'intégrité de l'information sur le champ électrique (amplitude, phase, fréquence). Il est à noter que les sondes ont été développées par la société Kapteos (nos partenaires du projet).

En présence d'un champ électrique \vec{E}_Ω , ayant une pulsation Ω , les indices de réfraction d'un milieu changent. Cette variation, à son tour, a un effet sur les propriétés du faisceau optique du laser, de vecteur d'onde \vec{k}_ω et de pulsation, ω , venant sonder le cristal électro-optique de longueur L comme présenté sur la figure 2.1. À noter que la modification des indices de réfraction n'est due qu'au champ électrique \vec{E}_Ω et non pas au champ électrique

⁶ Une orientation de la molécule aura lieu dans le cas des cristaux liquides, et une déformation du nuage électronique aura lieu dans le cas d'un cristal non-centrosymétriques.

⁷ En plus de l'effet électro-optique, d'autres effets peuvent apparaître : l'effet photoélastique traduisant les contraintes mécaniques qui peuvent déformer la maille cristalline et ainsi modifier le champ électrique local vu par les nuages électroniques. Dans un milieu non-centrosymétrique, un champ électrique appliqué peut déformer également la maille cristalline par effet piézoélectrique. Cette déformation produit à son tour un changement d'indice par effet photoélastique. Pour des fréquences de modulation très supérieures aux fréquences propres de résonance mécanique du cristal, la contribution photoélastique à la variation d'indice est cependant négligeable devant la contribution électro-optique.

⁸ Les cristaux non-centrosymétriques n'ont pas un centre d'inversion.

\vec{E}_ω présent dans le matériau lorsqu'une onde optique le traverse. En effet, la puissance optique du laser mise en jeu dans la sonde est relativement faible.

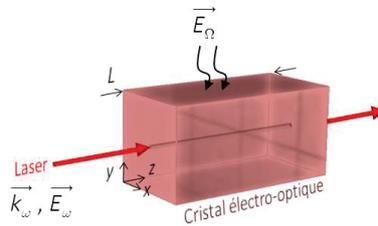


Figure 2.1 : Variation des indices de réfraction du cristal électro-optique suite à l'application d'un champ électrique. La variation des indices de réfraction, à son tour, a un effet sur le faisceau optique qui traverse le cristal. \vec{k}_ω est le vecteur d'onde du laser et ω est la pulsation.

2.1.2 - Techniques de modulation électro-optique

D'une manière générale, lorsqu'un faisceau laser est envoyé sur un cristal, le champ électrique modifie les caractéristiques du faisceau en amplitude, phase et état de polarisation. L'état de polarisation peut être défini comme étant l'évolution temporelle de la trace du vecteur du champ électrique dans le plan transverse au vecteur champ optique. Il est ainsi possible d'exploiter l'effet électro-optique par plusieurs méthodes en réalisant des dispositifs fondés sur la modulation de l'amplitude, la modulation de la phase ou la modulation de l'état de polarisation.

2.1.2.1 - Modulation d'amplitude

Les dispositifs optiques fondés sur la modulation d'amplitude nécessitent d'employer un cristal fonctionnant comme un interféromètre Fabry-Pérot⁹. Ce dernier est réalisé en ajoutant des miroirs sur les faces parallèles d'entrée et de sortie du cristal afin d'avoir des surfaces diélectriques hautement réfléchissantes (coefficient de réflexion proche de 1). Les puissances optiques réfléchies et transmises sont issues des interférences entre multiples ondes optiques se propageant à l'intérieur du cristal. Ces interférences dépendent essentiellement de l'indice de réfraction du milieu électro-optique.

Le coefficient de transmission du Fabry-Pérot présente des maxima pour des valeurs spécifiques des longueurs d'onde λ telles que

$$\lambda_m = 2 \frac{nL}{m}, \quad (2.1)$$

où n est l'indice de réfraction, L est la longueur du cristal et m est un nombre entier correspondant à l'ordre. Comme nous l'avons précisé plus haut, l'indice de réfraction varie en

⁹ Un interféromètre de Fabry-Pérot est un système constitué d'un cristal qui permet de moduler directement l'intensité optique.

fonction du champ électrique appliqué \vec{E}_Ω entraînant ainsi une modification du coefficient de transmission. Par conséquent, la fonction du signal optique transmis normalisé (figure 2.2) peut être défini comme suit [125] :

$$I_t = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} n(\vec{E}_\Omega) L \right)}, \quad (2.2)$$

R étant le coefficient de réflexion en intensité des faces de la cavité.

Le point de fonctionnement idéal du dispositif correspond à la zone de la courbe ($I_t = f(\lambda)$) qui présente un maximum de linéarité comme le montre la figure 2.2 [126].

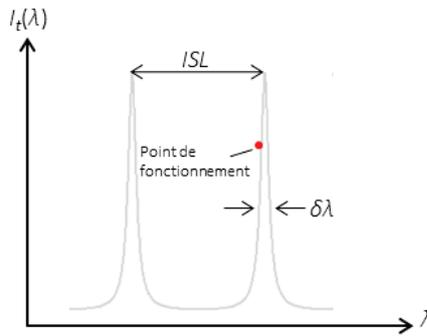


Figure 2.2 : Intensité optique de transmission d'un Fabry-Pérot et détermination de point de fonctionnement.

La présence du champ électrique induit une variation de l'intervalle spectral libre (ISL) du Fabry-Pérot qui est donné comme suit :

$$ISL = \frac{c}{2n(\vec{E}_\Omega)L}, \quad (2.3)$$

c étant la vitesse de la lumière dans le vide.

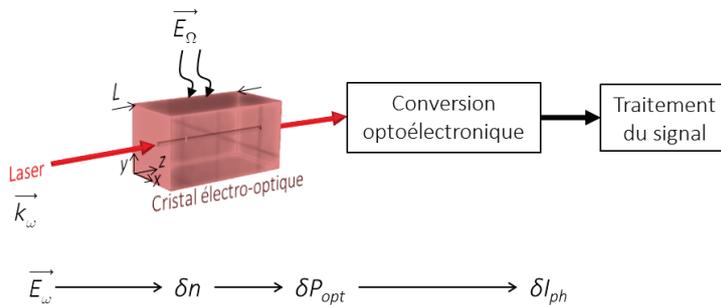


Figure 2.3 : Les différentes conversions des grandeurs physiques dans le cas d'un dispositif optique fondé sur la modulation d'amplitude, n étant l'indice de réfraction du cristal, P_{opt} et I_{ph} correspondent respectivement à la puissance optique et au photo-courant.

La variation de l'ISL entraîne par suite une variation de la puissance optique transmise P_{opt} qui sera convertie en signal électrique par l'intermédiaire d'une photodiode. Le photocourant I_{ph} obtenu est fonction de la puissance optique P_{opt} . La figure 2.3 montre schématiquement les différentes conversions nécessaires dans le cas d'un dispositif optique utilisant la modulation d'amplitude.

La méthode de modulation d'amplitude présente des bonnes performances en termes de sensibilité de mesure et de bande passante. En revanche, la linéarité de la conversion est limitée par la réponse non-linéaire de l'interféromètre Fabry-Pérot à ondes multiples au voisinage des résonances et par la dynamique de mesure. D'un point de vue expérimental, un dispositif fondé sur la modulation d'amplitude peut être réalisé en utilisant uniquement un cristal électro-optique et un photodétecteur, mais l'alignement optique d'un tel montage est complexe car le moindre défaut dans la stabilité de la réponse du Fabry-Pérot peut dégrader les performances du dispositif.

2.1.2.2 - Modulation de la phase

Le principe d'une sonde à modulation de la phase est fondé sur le déphasage entre deux faisceaux optiques : l'un traversant le cristal électro-optique et l'autre ne traversant pas le cristal (faisceau de référence) (figure 2.4). La mesure du déphasage nécessite un dispositif interférométrique comme par exemple un Mach-Zehnder [125].

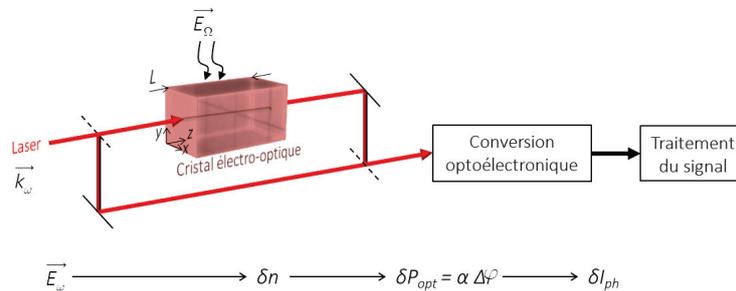


Figure 2.4 : Les différentes conversions des grandeurs physiques dans le cas d'un dispositif optique fondé sur la modulation de la phase. n est l'indice de réfraction du cristal, $\Delta\varphi$ correspond au déphasage entre le faisceau optique de référence et celui qui traverse le cristal soumis à un champ électrique et α est une constante. P_{opt} et I_{ph} correspondent respectivement à la puissance optique et au photo-courant.

À la sortie du cristal, le laser, présentant une polarisation rectiligne, subit une variation de phase suite à la variation de l'indice de réfraction δn sondé par le laser. Un déphasage $\Delta\varphi$ est ainsi obtenu après interférence entre le faisceau laser en sortie du cristal et le faisceau laser de référence suivant la relation :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi(n_+ - 1)L}{\lambda} + \varphi_0, \quad (2.4)$$

où n_{\pm} sont les indices propres du cristal et φ_0 est un déphasage ajustable dépendant du chemin optique entre les deux faisceaux lumineux en absence du cristal électro-optique. Le déphasage est ensuite converti en une variation de puissance optique δP_{opt} et finalement en une variation de photo-courant δI_{ph} , étape réalisée à l'aide d'une photodiode.

Cette méthode présente une résolution spatiale assez bonne (dépendant de l'occupation de l'onde optique intra-cristal) mais sa sensibilité reste plus faible à la modulation d'amplitude¹⁰ [129]. De plus, elle nécessite généralement l'utilisation d'électrodes de part et d'autre du cristal et une alimentation externe afin de contrôler le déphasage optique initial entre les deux faisceaux optiques. Ce déphasage initial doit être figé au sein même du capteur ce qui rend sa réalisation plus complexe. D'autre part, les électrodes rendent les sondes fondées sur la modulation de phase non-adaptées à l'environnement de l'IRM (car elles peuvent interagir avec le champ électromagnétique et déformer ainsi sa distribution dans un système IRM).

2.1.2.3 - Modulation de l'état de polarisation

La figure 2.5 résume les différentes conversions qui ont lieu dans un dispositif optique fondée sur la modulation de l'état de polarisation.

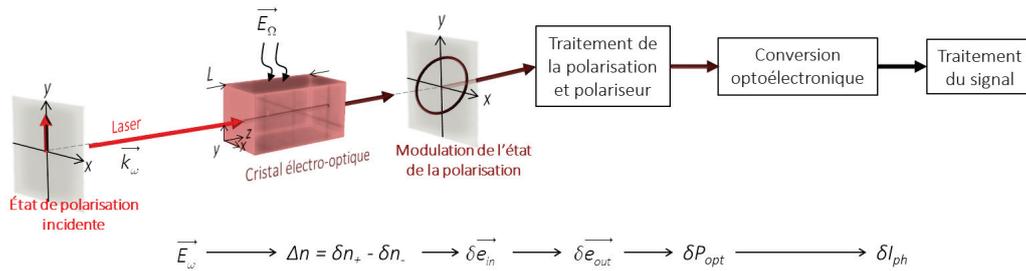


Figure 2.5 : Cascade de conversion du signal électro-optique. Le champ électrique induit une variation des indices de réfraction du cristal EO ce qui entraîne une modulation de l'état de polarisation ($\delta \vec{e}_{in}$) de la puissance optique incidente, traduit par un déphasage $\Delta\varphi$ entre les deux états propres de polarisation qui sondent respectivement les indices propres n_{+} et n_{-} dans le cristal. P_{opt} correspond à la puissance optique et I_{ph} est le photo-courant produit par la photodiode.

Le champ électrique appliqué à un cristal induit une variation de ses indices de réfraction Δn , ce qui entraîne une modulation de l'état de polarisation ($\delta \vec{e}_{in}$) de la puissance optique incidente, traduit par un déphasage $\Delta\varphi$ entre les deux états propres de polarisation qui sondent respectivement les indices propres n_{+} et n_{-} dans le cristal.

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 + \Delta\varphi_E = \frac{2\pi L}{\lambda} (\Delta n(0) + \Delta n(\vec{E}_{\Omega})), \quad (2.5)$$

¹⁰La longueur effective du cristal est plus grande pour un cristal en cavité (dans le cas de la modulation d'amplitude) que pour un cristal « nu » (dans le cas de la modulation de phase) [127], [128].

avec $\Delta\varphi_0$ induit par la biréfringence propre au cristal $\Delta n(0)$ et $\Delta\varphi_E$ est le déphasage additionnel dû à la biréfringence induite suite à l'application du champ électrique $\Delta n(\vec{E}_0)$.

À la sortie du cristal, un traitement de l'état de polarisation est réalisé. Dans le cas général, ce traitement a pour but de compenser le déphasage $\Delta\varphi$ induit par le cristal en l'absence du champ électrique. Un polariseur est utilisé ainsi pour convertir ce déphasage en une puissance optique δP_{opt} . Une photodiode est encore une fois employée pour assurer la conversion de la puissance optique δP_{op} en une variation de photo-courant δI_{ph} . Il est à noter que la modulation de la puissance optique ainsi que la modulation du photo-courant dépendent de la puissance optique moyenne $\overline{P_{opt}}$ reçu par la photodiode. Cette dernière est limitée par le courant de saturation de la photodiode. Au final, la modulation du courant est proportionnelle à la composante du champ électrique mesurée en temps réel.

La méthode de modulation d'état de polarisation a des performances en termes de sensibilité et de bande passante identiques à celle de la méthode de modulation de la phase. En effet, la sensibilité dépend de la variation de biréfringence ($\delta n_+ - \delta n_-$) en présence du champ électrique et non de la variation d'un unique indice de réfraction (δn_+ ou δn_-), comme dans les cas de modulation d'amplitude ou de phase.

D'une manière générale, les dispositifs fondés sur la modulation d'état de polarisation sont conceptuellement plus complexes que les deux autres méthodes. Cependant, ces dispositifs sont plus simples sur le plan de leurs implémentations et nécessitent en général une lame demi-onde en entrée du capteur et un trio (une lame demi-onde, une lame quart d'onde et un polariseur pour le traitement du signal modulé) en sortie.

Pour conclure, le dispositif fondé sur la modulation d'amplitude s'avère le plus facile à mettre en œuvre et le plus performant, mais la technologie associée à la structure de cette sonde n'est pas accessible. La modulation de l'état de polarisation, quant à elle, permet d'avoir un traitement tout optique, déporté du capteur lui-même, et donc du milieu de mesure. Ceci est bien adapté à l'environnement de l'IRM.

2.1.3 - L'effet électro-optique linéaire

La variation des indices de réfraction est le résultat de la résolution des équations de Maxwell dans un milieu diélectrique, associé à un formalisme tensoriel appliqué aux deux types de milieux rencontrés : anisotropes et isotropes. La polarisation \vec{P}_ω induite dans ces cristaux peut être donnée comme suit [130] :

$$\vec{P}_\omega = \underbrace{\varepsilon_0[\chi_1]}_I \vec{E}_\omega + \underbrace{\varepsilon_0[\chi_2]}_{II} \vec{E}_\omega \vec{E}_\Omega + \dots, \quad (2.6)$$

où $[\chi_i]$ est le tenseur de susceptibilité d'ordre i lié aux indices optiques de réfraction du matériau. Nous rappelons que \vec{E}_ω correspond au champ électrique associé à l'onde optique de pulsation ω . À noter que la pulsation Ω du champ électrique est considérée très faible par rapport à celle du champ électrique ($\omega \gg \Omega$). Le premier terme de l'équation (2.6) (I) correspond à la polarisation linéaire du matériau alors que le terme (II) traduit l'effet Pockels par l'interaction entre le champ électrique de l'onde optique et le champ électrique à mesurer.

Le vecteur de déplacement \vec{D}_ω relié au champ électrique \vec{E}_ω de l'onde optique dans le milieu s'écrit :

$$\vec{D}_\omega = \varepsilon_0 \underbrace{[1] + [\chi_1] + [\chi_2] \vec{E}_\omega}_{[\varepsilon_r]} \vec{E}_\omega, \quad (2.7)$$

où $[\varepsilon_r]$ correspond au tenseur de permittivité relative et qui peut être défini comme suit [131] :

$$[\varepsilon_r] = \begin{pmatrix} n_x^2 + \chi_{xxi}^{(2)} E_{\Omega_i} & \chi_{xyi}^{(2)} E_{\Omega_i} & \chi_{xzi}^{(2)} E_{\Omega_i} \\ \chi_{yyi}^{(2)} E_{\Omega_i} & n_y^2 + \chi_{yyi}^{(2)} E_{\Omega_i} & \chi_{yzi}^{(2)} E_{\Omega_i} \\ \chi_{zxi}^{(2)} E_{\Omega_i} & \chi_{zyi}^{(2)} E_{\Omega_i} & n_z^2 + \chi_{zzi}^{(2)} E_{\Omega_i} \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

L'inversion de cette matrice donne le tenseur d'imperméabilité $[\varepsilon_r^{-1}] \equiv \varepsilon_0 / [\varepsilon]$, permettant ainsi de définir l'ellipsoïde des indices d'un milieu lorsqu'il est soumis à un champ électrique :

$$\frac{x^2}{n_x^2} \left(1 - \frac{\chi_{xxi}^{(2)} E_{\Omega_i}}{n_x^2}\right) + \frac{y^2}{n_y^2} \left(1 - \frac{\chi_{yyi}^{(2)} E_{\Omega_i}}{n_y^2}\right) + \frac{z^2}{n_z^2} \left(1 - \frac{\chi_{zzi}^{(2)} E_{\Omega_i}}{n_z^2}\right) - 2 \frac{\chi_{xyi}^{(2)} E_{\Omega_i}}{n_x^2 n_y^2} xy + 2 \frac{\chi_{xzi}^{(2)} E_{\Omega_i}}{n_x^2 n_z^2} xz + 2 \frac{\chi_{yzi}^{(2)} E_{\Omega_i}}{n_y^2 n_z^2} yz \cong 1 \quad (2.9)$$

À noter que le tenseur de permittivité relative est aussi diagonalisable.

L'amplitude et l'orientation des indices de réfraction dépendent de l'intensité des composantes du champ électrique (dans le référentiel propre du cristal). La variation des indices de réfraction peut être ensuite définie comme suit :

$$\delta \left(\frac{1}{n_i}\right)^2 = \sum_j r_{ij} E_j, \quad (2.10)$$

où i et j correspondent respectivement au coefficient de l'ellipsoïde et de la composante du champ électrique. r_{ij} (équation (2.11)) est le coefficient électro-optique du tenseur associé au cristal utilisé impliquant 18 coefficients (3 correspondant aux trois composantes du champ électrique et 6 correspondant aux coefficients de l'ellipsoïde). Le tenseur du cristal traduit alors la relation entre les trois composantes du champ électrique et la perturbation linéaire des coefficients de réfraction suite à la présence du champ électrique. Les valeurs du tenseur dépendent du groupe ponctuel (classe cristalline) du cristal et sont généralement très faible (entre 1 et 100 pm/V).

$$r_{ij} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

Dans le référentiel initial du cristal, l'équation de l'ellipsoïde des indices s'écrit :

$$\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2 + 2\delta yz + 2\epsilon xz + 2\kappa xy = 1 \quad (2.12)$$

avec :

$$\begin{aligned}
 \alpha &= (n_x)^{-2} + r_{11}\vec{E}_{\Omega_x} + r_{12}\vec{E}_{\Omega_y} + r_{13}\vec{E}_{\Omega_z} \\
 \beta &= (n_y)^{-2} + r_{21}\vec{E}_{\Omega_x} + r_{22}\vec{E}_{\Omega_y} + r_{23}\vec{E}_{\Omega_z} \\
 \gamma &= (n_z)^{-2} + r_{31}\vec{E}_{\Omega_x} + r_{32}\vec{E}_{\Omega_y} + r_{33}\vec{E}_{\Omega_z} \\
 \delta &= r_{41}\vec{E}_{\Omega_x} + r_{42}\vec{E}_{\Omega_y} + r_{43}\vec{E}_{\Omega_z} \\
 \varepsilon &= r_{51}\vec{E}_{\Omega_x} + r_{52}\vec{E}_{\Omega_y} + r_{53}\vec{E}_{\Omega_z} \\
 \kappa &= r_{61}\vec{E}_{\Omega_x} + r_{62}\vec{E}_{\Omega_y} + r_{63}\vec{E}_{\Omega_z}
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

En présence d'un champ électrique, les axes propres (Ox, Oy, Oz) du cristal changent. Le champ électrique induit une déformation (dilatation et contraction) et des rotations φ et θ de l'ellipsoïde des indices. Il est nécessaire alors de trouver le nouveau repère dont l'axe OZ est colinéaire avec le vecteur d'onde optique \vec{k}_ω (figure 2.6).

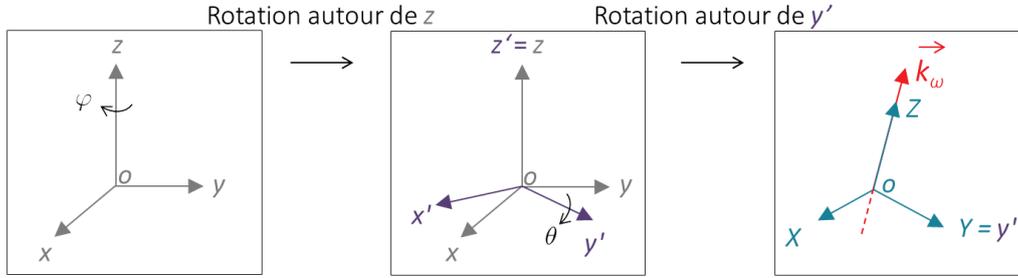


Figure 2.6 : Représentation du changement de repère propre du cristal (Ox, Oy, Oz) . Le nouveau repère est (OX, OY, OZ) qui est porté par l'onde optique dont le vecteur d'onde est selon OZ .

La première rotation est autour de l'axe Oz , la matrice associée est :

$$R_{z \rightarrow Z}(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{2.14}$$

La deuxième rotation est suivant l'axe Oy' (le nouvel axe après la rotation autour d' Oz)

$$R_{y' \rightarrow Y}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 & -\sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix}. \tag{2.15}$$

De point de vue de l'onde optique, la nouvelle matrice de l'ellipsoïde des indices avec le changement d'orientation devient :

$$R_{z \rightarrow Z}(\varphi) \cdot R_{y' \rightarrow Y}(\theta) \cdot \begin{pmatrix} \alpha & \kappa & \varepsilon \\ \kappa & \beta & \delta \\ \varepsilon & \delta & \gamma \end{pmatrix} \cdot R_{z \rightarrow Z}(-\varphi) \cdot R_{y' \rightarrow Y}(-\theta) = \begin{pmatrix} A & F & E \\ F & B & D \\ E & D & C \end{pmatrix}. \tag{2.16}$$

L'équation de l'ellipse correspondant à l'intersection du plan d'onde avec l'ellipsoïde s'obtient en posant $Z = 0$:

$$AX^2 + BY^2 + 2FGY = 1, \quad (2.17)$$

avec

$$\begin{aligned} A &= (\alpha \cos^2 \varphi + \beta \sin^2 \varphi + \kappa \sin 2\varphi) \cos^2 \theta + \gamma \sin^2 \theta - (\varepsilon \cos \varphi + \delta \sin \varphi) \sin 2\theta \\ B &= \alpha \sin^2 \varphi + \beta \cos^2 \varphi + \kappa \sin 2\varphi \\ F &= \left(\frac{\beta - \alpha}{2} \sin 2\varphi + \kappa \cos 2\varphi \right) \cos \theta - (\delta \cos \varphi - \varepsilon \sin \varphi) \sin \theta \end{aligned} \quad (2.18)$$

Comme nous l'avons précisé dans le paragraphe 2.1.2.3-, décrivant la variation des indices de réfraction, la méthode fondée sur la modulation d'état de polarisation d'une onde optique sondant le cristal est utilisée dans ces travaux de thèse. Cette variation d'indice, en présence d'un champ électrique, s'écrit :

$$\delta n_{\pm}(\vec{E}_{\Omega}) = n_{\pm}(\vec{E}_{\Omega}) - n_{\pm}(\vec{0}), \quad (2.19)$$

Les expressions de n_{\pm} peuvent être déduites ensuite de l'équation (2.17) :

$$n_{\pm} = \sqrt{\frac{2}{A + B \pm \sqrt{(A - B)^2 + 4F^2}}}. \quad (2.20)$$

Les valeurs de ces indices dépendent de la direction du vecteur d'onde optique \vec{k}_{ω} , des coefficients électro-optiques du cristal et finalement du champ électrique \vec{E}_{Ω} à mesurer.

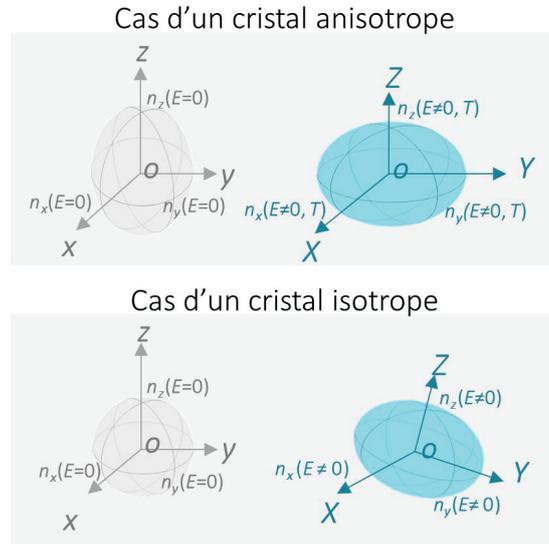


Figure 2.7 : Ellipsoïde des indices de réfraction dans les cas d'un cristal anisotrope (en haut) et d'un cristal isotrope (en bas). Les flèches grises représentent les axes diélectriques propres du cristal sans la présence d'un champ électrique et les flèches bleues correspondent aux nouveaux axes diélectriques du cristal qui changent suite à la présence du champ électrique. Dans le cas d'un cristal isotrope les axes diélectriques propres du cristal change en amplitude et en orientation.

2.1.4 - Vecteur de sensibilité des cristaux anisotropes et isotropes

Les cristaux électro-optiques peuvent être classés en deux grandes familles : anisotropes et isotropes. La principale différence entre les cristaux anisotropes et isotropes peut être observée sur les représentations tridimensionnelles (3D) dans la figure 2.7.

Les indices de réfraction sont modifiés par le champ électrique dans les deux cas. Néanmoins l'orientation des axes diélectriques propres reste inchangée (au premier ordre) uniquement dans le cas des cristaux anisotropes. Par conséquent, l'orientation des axes propres ne dépend donc pas de l'orientation du champ électrique. Dans les paragraphes suivants, nous expliquerons le principe de la mesure du champ électrique \vec{E}_Ω par la variation des indices de réfraction pour les deux types de cristaux, en introduisant le concept de vecteur de sensibilité. Dans le cadre de cette thèse, nous avons choisi un cristal anisotrope pour le développement de la sonde de mesure du champ magnétique RF et un cristal isotrope pour le développement des sondes du champ électrique RF.

2.1.4.1 - Cas d'un cristal anisotrope

Comme nous l'avons précisé plus haut dans le cas d'un cristal anisotrope, les axes propres de l'ellipsoïde des indices se déforment (se raccourcissent ou s'allongent uniquement) sous l'application d'un champ électrique. Les faibles valeurs des coefficients électro-optiques (autour de quelques dizaines de pm.V^{-1}) n'entraînent aucune rotation de l'ellipsoïde des indices. Dans ce cas, il est possible d'exprimer la variation des indices de réfraction de l'équation (2.19) en utilisant l'opérateur de gradient et en appliquant le développement limité au premier ordre [126], [132] :

$$\delta n_\pm(\vec{E}_\Omega) = \vec{\nabla} n_\pm(\vec{E}_\Omega)_{\vec{E}_\Omega=0} \cdot \vec{E}_\Omega = \vec{K}_\pm \cdot \vec{E}_\Omega \quad (2.21)$$

Le vecteur \vec{K} est un vecteur sensibilité et il s'agit d'un vecteur de gradient par rapport au champ électrique appliqué. Il est exprimé en m/V . La variation d'indice propre dépend alors du champ électrique et du vecteur sensibilité. Elle est maximale lorsque les deux vecteurs \vec{K} et \vec{E}_Ω sont colinéaires. Le vecteur sensibilité a été introduit dans la conception des sondes électro-optiques dans le but de trouver les orientations optimales du cristal permettant d'avoir une grande sensibilité de mesure et donc une grande variation des indices de réfraction. À cette fin, il est nécessaire d'introduire la notion de l'angle Λ (équation (2.22)) qui représente l'angle entre les vecteur \vec{K} et le vecteur d'onde optique \vec{k}_ω . Cet angle détermine la composante du champ électrique qui induit la variation de l'indice de réfraction mesurée de vue par le vecteur d'onde du faisceau sonde.

$$\cos \Lambda = \left| \frac{\vec{k}_\omega \cdot \vec{K}}{\|\vec{k}_\omega\| \|\vec{K}\|} \right| = \frac{|K_x \sin \theta \cos \varphi + K_y \sin \theta \sin \varphi + K_z \cos \theta|}{\|\vec{K}\|} \quad (2.22)$$

avec

$$\vec{k}_\omega = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta) . \quad (2.23)$$

Les trois configurations géométriques pour l'angle Λ les plus répandues dans le développement des sondes électro-optiques pour la mesure du champ électrique sont :

- $\Lambda=0$: pour cet angle, la composante du champ électrique mesurée est parallèle au vecteur d'onde optique. Cette configuration correspond à une sonde dite longitudinale.
- $\Lambda=\pi/2$: pour cet angle, la composante du champ électrique mesurée est perpendiculaire au vecteur d'onde optique. Cette configuration correspond à une sonde dite transverse.
- $\Lambda=\arccos(1/\sqrt{3})=54,74^\circ$: pour cet angle, les trois composantes du champ électrique peuvent être mesurées par rotation successive du cristal de $54,74^\circ$ autour l'axe de propagation du faisceau optique. Cette configuration correspond à une sonde dite vectorielle.

2.1.4.2 - Cas d'un cristal isotrope

En présence du champ électrique, un cristal isotrope devient un biréfringent uniaxe¹¹. Les indices de réfractons varient en amplitude et les axes diélectriques propres subissent aussi une rotation (figure 2.7 en bas). À noter que la direction du champ électrique appliqué affecte la longueur des axes propres de l'ellipsoïde et leurs orientations, contrairement aux cristaux anisotropes. Il est alors nécessaire d'introduire deux vecteurs sensibilités $\overrightarrow{\Delta K_a}$ et $\overrightarrow{\Delta K_b}$ [132] qui sont orthogonaux entre eux. Dans ce cas, la variation d'indice s'écrit :

$$\Delta n(\overrightarrow{E_\Omega}) = \sqrt{(\overrightarrow{\Delta K_a} \cdot \overrightarrow{E_\Omega})^2 + (\overrightarrow{\Delta K_b} \cdot \overrightarrow{E_\Omega})^2} \quad (2.24)$$

Ici Λ_\perp est l'angle entre $\overrightarrow{k_\omega}$ et vecteur unitaire $\overrightarrow{e_\perp}$, qui est la seule composante du champ électrique à laquelle le cristal n'est pas sensible. Par conséquent, le comportement des vecteurs de sensibilité dépend de l'orientation du vecteur $\overrightarrow{k_\omega}$ dans le repère cristallographique.

Dans le cadre de nos travaux, deux coupes ont été retenues pour développer les sondes de mesure du champ électrique qui seront plus détaillées ultérieurement dans la section 2.4-

- Cas $\overrightarrow{k_\omega} // \langle 100 \rangle$: un seul vecteur de sensibilité $\overrightarrow{\Delta K_a}$ ou $\overrightarrow{\Delta K_b}$ est colinéaire au vecteur d'onde $\overrightarrow{k_\omega}$. Le cristal n'est alors sensible qu'à la composante du champ électrique parallèle au vecteur d'onde. Cette configuration correspond à une sonde dite longitudinale.
- Cas $\overrightarrow{k_\omega} // \langle 111 \rangle$: dans ce cas les deux vecteurs sensibilités $\overrightarrow{\Delta K_a}$ et $\overrightarrow{\Delta K_b}$ sont orthogonaux à $\overrightarrow{k_\omega}$ et le cristal est alors sensible aux deux composantes transverses du champ électrique. De plus, la relation $\|\overrightarrow{\Delta K_a}\| = \|\overrightarrow{\Delta K_b}\|$ permet de mesurer simultanément les deux composantes transverses du champ électrique avec une sensibilité identique. Cette configuration correspond à une sonde dite transverse [133], [134].

¹¹ Un milieu uniaxe possède un seul axe optique et deux indices de réfraction : ordinaire n_o et extraordinaire n_e . La biréfringence est ainsi donnée par $\delta n = n_e - n_o$.

2.2 - Critères de sélection des cristaux électro-optiques

Les performances des sondes de mesure des champs RF magnétique et électrique dans un système IRM dépendent essentiellement du choix du cristal électro-optique. Ce dernier doit répondre d'une part aux contraintes spécifiques des milieux biologiques dans un environnement radiofréquence, et d'autre part il doit fournir une mesure précise et non-perturbatrice. Le cristal doit avoir également une large plage de transparence autour de la longueur d'onde utilisée et donc non-absorbant en ce qui concerne le champ électrique. Il doit aussi avoir des coefficients électro-optiques élevés pour avoir une variation d'indice importante en fonction du champ électrique appliqué. De plus, l'environnement de l'IRM requiert l'utilisation de sondes entièrement diélectriques, dépourvues d'éléments métalliques pour ne pas perturber les champs électromagnétiques ou le milieu environnant.

Pour le développement du capteur RMN, un guide d'onde optique anisotrope réalisé par diffusion titane sur un substrat de niobate de lithium ($\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$) a été utilisé [135], [136]. Concernant la mesure du champ électrique, nous avons employé l'oxyde de bismuth et de silicium (BSO, *Bismuth Silicon Oxide*) qui est un cristal isotrope. Ce dernier autorise une mesure du champ électrique indépendamment des variations thermiques. Il est important de comprendre que le guide d'onde a été utilisé en tant que modulateur EO tandis que le cristal isotrope a été employé dans le but de mesurer le champ électrique. Le choix des cristaux est fait à partir d'un compromis entre la performance (non-linéarité et possibilité de mise en forme intra-cristal) et la pérennité de la filière des cristaux (fiabilité et approvisionnement).

2.2.1 - Le niobate de lithium : LiNbO_3

Le niobate de lithium est largement utilisé dans les applications d'optique [137]. Ce cristal a été choisi pour réaliser un guide d'onde pour les mesures du signal RMN par une méthode électro-optique avec une bonne sensibilité.

À température ambiante, le niobate de lithium a une structure cristalline trigonale, à symétrie 3m. Son point de fusion est relativement élevé (1530,15 K) lui assurant une bonne stabilité thermique. Il est également insoluble dans l'eau. Sa densité est égale à 4,65 g/cm³ et sa dureté est 5 Mohs. Il est à noter que la dureté est une mesure de la résistance à la déformation d'un matériau. Une échelle de Mohs (de 1 à 10) a été établie pour classer les matériaux selon leur dureté. Les caractéristiques générales, diélectriques et optiques du LiNbO_3 sont résumées dans le tableau 2.1. Le domaine de transparence de ce cristal est entre 0,42 μm et 5,2 μm . À température ambiante, le LiNbO_3 est uniaxe négative ($n_e < n_o$) et les indices de réfractions n_e et n_o peuvent être donnés par les équations de Sellmeier [138] :

$$n_e^2 = 4,5820 + \frac{0,099169}{\lambda^2 - 0,04443} - 0,02195\lambda^2 \quad (2.25)$$

$$n_o^2 = 4,9048 + \frac{0,11768}{\lambda^2 - 0,04750} - 0,027169\lambda^2 \quad (2.26)$$

avec λ la longueur d'onde utilisée qui est, dans notre cas, égale à 1,55 μm .

Propriétés générales	Point de fusion	1530,15 K
	Dureté	5 MOhs
	Densité	4,65 g/cm ³
Propriétés diélectriques	Permittivité	85,2 (à haute fréquence)
Propriétés optiques	Indices de réfraction [135]	$n_e = 2,13$ à $1,55 \mu\text{m}$ $n_o = 2,2$ à $1,55 \mu\text{m}$
	Coefficients électro-optiques [138]	$r_{13} = 8,6 \text{ pm/V}$ à $1,55 \mu\text{m}$ $r_{33} = 30,8 \text{ pm/V}$ à $1,55 \mu\text{m}$ $r_{22} = 3,4 \text{ pm/V}$ à $1,55 \mu\text{m}$ $r_{51} = 2,8 \text{ pm/V}$ à $1,55 \mu\text{m}$
	Domaine de transparence	0,42 – 5,2 μm

Tableau 2.1 : Tableau récapitulatif de quelques caractéristiques générales, diélectriques et optiques du LiNbO_3 .

Le tenseur électro-optique du niobate de Lithium correspond à celui des cristaux électro-optiques appartenant au groupe cristallographique 3m, et est donnée comme suit :

$$r_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

Les valeurs des coefficients électro-optiques r_{ij} , données par le tableau 2.1 sont déterminées à hautes fréquences (au-dessus des résonances piézoélectriques). Seules les valeurs à hautes fréquences, radiofréquences plus précisément, nous intéressent car le capteur RMN est destiné à détecter le champ magnétique radiofréquence (autour de 64 MHz, 128 MHz ou 200 MHz respectivement pour les IRM 1,5 T, 3 T et 4,7 T).

2.2.2 - L'oxyde de bismuth et de silicium : BSO

Suite à plusieurs expériences de caractérisation de cristaux électro-optiques [94], [139], le BSO a été identifié comme le meilleur pour réaliser la sonde électro-optique pour la mesure du champ électrique grâce à ses performances intrinsèques et à ses caractéristiques physico-chimiques compatibles avec les milieux biologiques d'intérêt [94]. La structure du BSO, à température ambiante, est cubique centrée et appartient au groupe cristallographique 43m. Son point de fusion est relativement élevé (1163 K) et il est insoluble dans l'eau. Le tableau 2.2 résume quelques caractéristiques du BSO.

Comme indiqué dans le tableau 2.2, la constante diélectrique du BSO dépend de la fréquence ; à haute fréquence, au-dessus des fréquences de résonances piézoélectriques, la permittivité du BSO se rapproche de celle des milieux biologiques, ce qui garantit une transition adiabatique entre le cristal et le milieu.

Propriétés générales	Point de fusion	1163 K
	Dureté	5 MOhs
	Densité	9,5 g/cm ³
Propriétés diélectriques	Permittivité	40-45 (à haute fréquence)
Propriétés optiques	Indice de réfraction	$n_x = n_y = n_z = n_0 = 2,46$ à $1,55 \mu\text{m}$
	Coefficient électro-optique	$r_{41} = 3,8 \text{ pm/V}$ à $1,55 \mu\text{m}$
	Domaine de transparence	0,45 - 6 μm

Tableau 2.2 : Tableau récapitulatif de quelques caractéristiques générales, diélectriques et optiques du BSO.

L'indice de réfraction du BSO dépend de la longueur d'onde λ et est donnée par l'équation de Sellmeier comme suit [140] :

$$n_0^2 = 2.75488 + \frac{2.96265}{1 - \frac{0.07484}{\lambda^2}} + \frac{2.56788}{1 - \frac{210}{\lambda^2}}. \quad (2.28)$$

Le tenseur électro-optique du BSO, propre aux cristaux cubiques isotropes, peut être donné par l'équation suivante :

$$r_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{pmatrix}. \quad (2.29)$$

Finalement, le BSO est disponible commercialement en différentes coupes ($\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$).

2.3 - Capteur endoluminal à base optique pour la mesure du signal RMN

Afin de réaliser un capteur endoluminal à liaison « toute optique », un cristal électro-optique (guide d'onde Ti :LiNbO₃) a été rajouté à la boucle de réception pour assurer la conversion du signal RMN électrique en un signal optique transmis par une fibre optique [136]. Le cristal a été employé en tant que modulateur d'état de polarisation. Dans la figure 2.8, les différentes conversions de grandeurs physiques sont présentées. L'explication détaillée des étapes de conversion ainsi que les expressions des grandeurs physiques seront présentées dans le chapitre 4 dédié à la transmission optique du signal RMN.

Le capteur endoluminal est une boucle de réception du champ magnétique radiofréquence \vec{B}_Ω de pulsation Ω . Ce dernier induit une différence de potentiel V aux bornes de la boucle. Afin de créer l'effet Pockels dans le cristal ajouté à la boucle résonante, deux électrodes ont été placées sur les faces parallèles du cristal et reliées aux deux bornes de la

boucle résonante. Le champ électrique \vec{E}_Ω induit, entre les deux électrodes, une variation des indices de réfraction δn entraînant une modulation d'état de polarisation δe_{out} . Comme nous l'avons présenté dans le paragraphe 2.1.2.3-, la modulation d'état de polarisation sera traitée optiquement puis convertie en un signal électrique à l'aide de la photodiode. Ce signal est proportionnel au signal RMN détecté par le capteur endoluminal.

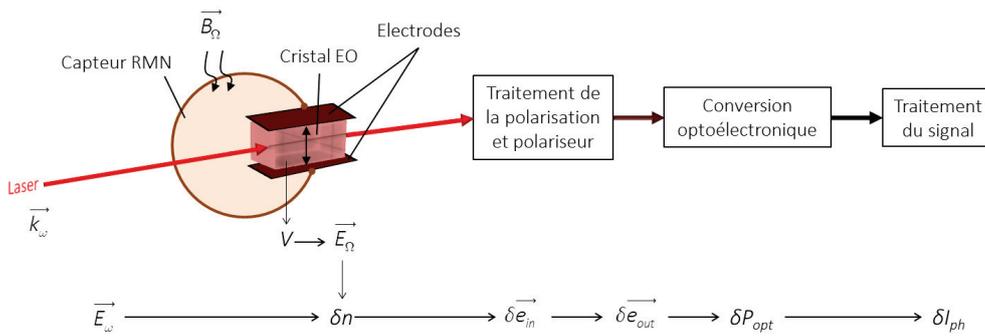


Figure 2.8 : Cascade de conversion des grandeurs physiques dans le cas d'un capteur RMN utilisant un cristal en tant que modulateur d'état de polarisation. Le champ électrique induit une variation des indices de réfraction du cristal EO, ce qui entraîne une modulation de l'état de polarisation (e) de la puissance optique. P_{opt} correspond à la puissance optique et I_{ph} est le photo-courant produit par la photodiode.

2.4 - Sonde à base optique pour la mesure du champ électrique

2.4.1 - Réalisation d'une sonde vectorielle de champ électrique

Deux coupes de cristal BSO isotrope ont été choisies pour la réalisation des sondes électro-optiques. Comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe 2.1.4.2-, il existe une coupe du cristal isotrope permettant la mesure simultanée des deux composantes transverses du champ électrique. La figure 2.9 présente les deux configurations optiques des sondes et les représentations tridimensionnelles de sensibilité correspondantes. Ces représentations indiquent l'intensité de variation d'indice en fonction du champ électrique normalisé ; elles sont propres à chaque coupe du cristal faite selon les valeurs des angles de rotation φ et θ définis dans le paragraphe 2.1.3-. Nous rappelons que l'axe OZ du cristal porte l'onde optique.

La première coupe ayant l'axe cristallographique $\langle 100 \rangle$ correspond aux angles $\varphi = 0$ et $\theta = \pi/2$. La puissance optique est émise le long de cet axe. La représentation de la sensibilité vectorielle (figure 2.9 en haut) montre que la modification des indices est nulle pour les composantes transverses du champ électrique (dans le plan XY). Par contre, cette modification est maximale selon l'axe Z . Une sonde longitudinale a été développée en se basant sur cet arrangement optique. Dans ce cas, l'axe de sensibilité du cristal est colinéaire

avec l'onde optique. Dans le cas du cristal BSO, l'équation associée à la variation d'indice est :

$$\delta n_{\langle 100 \rangle} = \left[\overline{E_z} \right] n_0^3 r_{41}, \quad (2.30)$$

avec $n_0 = 2,46$, $r_{41} = 3,8 \text{ pm/V}$ et E_z est la composante longitudinale du champ électrique.

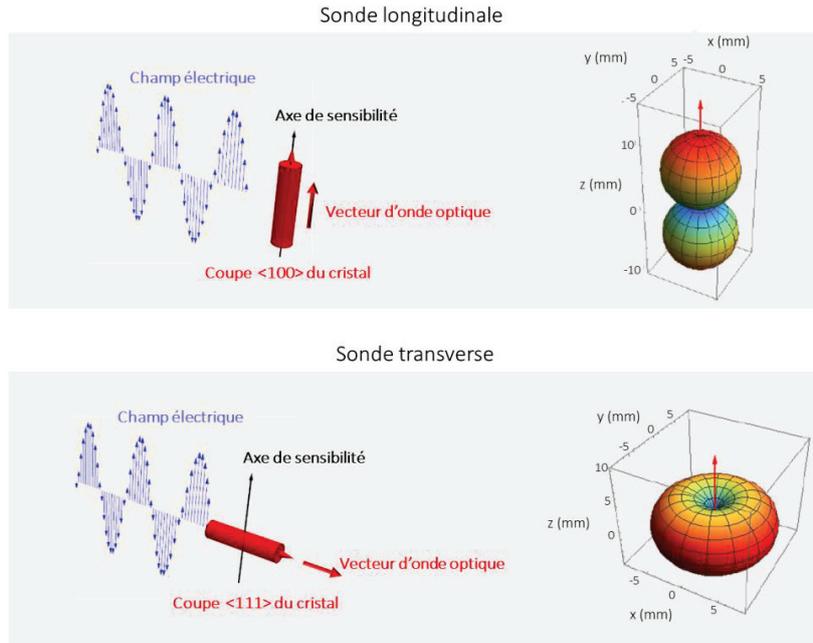


Figure 2.9 : Représentation schématique de la sonde (à gauche) et représentation de la sensibilité vectorielle (à droite). En haut, les représentations correspondent à une sonde longitudinale en utilisant une onde optique le long de l'axe $\langle 100 \rangle$ du cristal. En bas, les représentations correspondent à une sonde transverse en utilisant une onde optique le long de l'axe $\langle 111 \rangle$ du cristal.

La deuxième coupe ayant l'axe cristallographique $\langle 111 \rangle$ correspond aux angles $\varphi = \pi/2$ et $\theta = \arccos(1/\sqrt{3})$. La puissance optique est émise le long de cet axe. La représentation de la sensibilité vectorielle, figure 2.9 en bas, montre que la modification des indices est nulle pour la composante longitudinale du champ électrique (selon l'axe Z). Par contre, cette modification est maximale dans le plan XY. Une sonde transverse a été développée en se basant sur cet arrangement optique. Dans ce cas, l'axe de sensibilité du cristal est perpendiculaire avec l'onde optique. L'axe de sensibilité sera ainsi déterminé. Dans ce cas, l'équation associée à la variation d'indice est :

$$\delta n_{\langle 111 \rangle} = \left(\frac{2}{3} \right)^{1/2} \left[\overline{E_{\perp}} \right] n_0^3 r_{41}, \quad (2.31)$$

où E_{\perp} est la composante transverse (E_x ou E_y) qui dépend de l'orientation du cristal. Nous pouvons, d'après l'équation (2.31) déduire que la sonde longitudinale est plus sensible que la

sonde transverse d'un facteur de $\sqrt{2/3}$.

Nous rappelons que ces sondes ont été développées par la société Kapteos et utilisées, pour cette thèse, pour mesurer le champ électrique radiofréquence dans un système IRM afin d'évaluer le taux d'absorption spécifique dans les milieux biologiques.

2.4.2 - Définition des grandeurs caractéristiques pour la caractérisation de la sonde de champ électrique

Cette partie décrit les grandeurs caractéristiques de la sonde électro-optique utilisée pour la mesure du champ électrique. Nous rappelons que les sondes sont fondées sur la modulation d'état de polarisation. Ces caractéristiques sont développées plus spécifiquement pour une sonde électro-optique utilisant un cristal isotrope mais s'appliquent néanmoins de la même manière à un cristal anisotrope.

2.4.2.1 - Sensibilité

Tout d'abord, nous introduisons la sensibilité de la sonde qui est ici définie comme la valeur minimale mesurable du champ électrique qui correspond à l'amplitude efficace du bruit sur la bande passante d'analyse du système de mesure. Il est nécessaire alors d'identifier les différentes sources de bruit et de trouver leur impact sur la sensibilité. La figure 2.10 schématise l'ensemble des éléments du système de mesure électro-optique et les sources de bruit provenant de chaque élément.

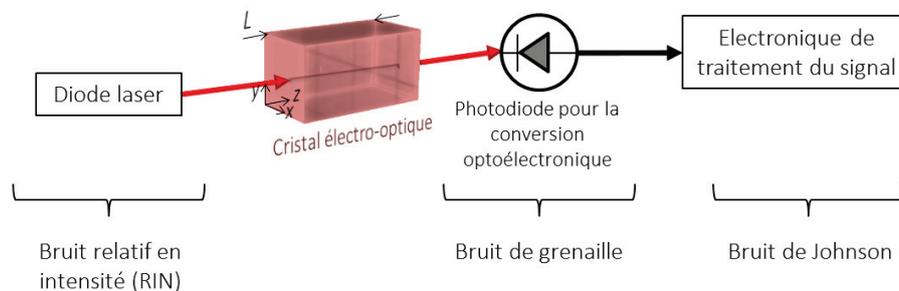


Figure 2.10 : Les différentes sources de bruit identifiées dans une sonde électro-optique.

Bruit relatif en intensité

La première source du bruit provient de la diode laser qui présente un bruit relatif en intensité (RIN, *Relative Intensity Noise*).

La puissance de ce bruit peut être donnée par l'équation suivante :

$$\Delta RIN = R_L I_{ph}^2 10^{\frac{RIN_{dB}}{10}} \Delta f = R_L (\eta P_{opt})^2 10^{\frac{RIN_{dB}}{10}} \Delta f, \quad (2.32)$$

où R_L est la résistance de charge, I_{ph} correspond au courant induit par la photodiode, Δf est la bande de fréquence considérée autour la fréquence de travail et η correspond à la sensibilité

qui s'exprime en A/W. Il est à noter que ce bruit est proportionnel à la puissance optique moyenne (P_{opt}). Il existe généralement deux contributions à la densité spectrale de bruit d'une diode laser. La première contribution est le bruit dit « 1/f » correspondant à une densité spectrale en puissance qui décroît avec la fréquence et est dominant aux basses fréquences (inférieures à 100 kHz). Le deuxième bruit est lié à l'émission spontanée¹². Dans notre système de mesure, les sources lasers utilisées ont un RIN inférieur à -150 dB/Hz.

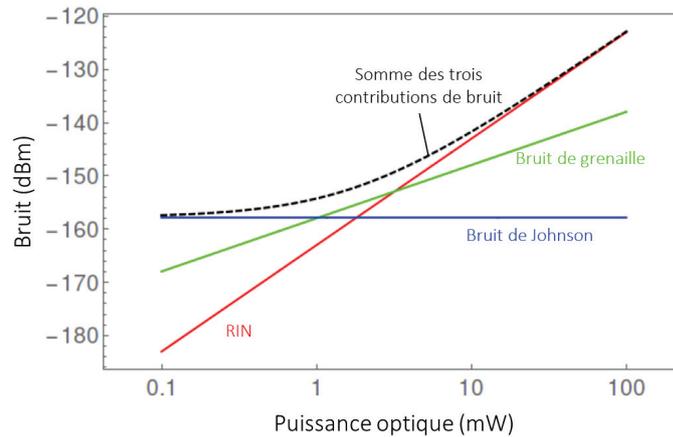


Figure 2.11 : les différentes sources du bruit d'un système de mesure électro-optique [141].

Bruit de grenaille

La deuxième source de bruit provient de la chaîne de détection de la puissance optique modulée et de la photodiode qui assure la conversion de la puissance optique P_{opt} en un photo-courant I_{ph} . Le bruit associé à la photodiode est le bruit de grenaille (*Shot noise*) qui correspond aux fluctuations statistiques du nombre de porteurs de charges qui vont créer le photo-courant. L'expression de la variance de ce bruit est :

$$\Delta P_{eq} = R_L 2qI_{ph} \Delta f = R_L 2q\eta P_{op} \Delta f, \quad (2.33)$$

avec q , la charge élémentaire. Le bruit de grenaille est un bruit blanc indépendant de la fréquence.

Bruit de Johnson

La troisième source de bruit, comme le montre la figure 2.10, est le bruit de Johnson ou le bruit thermique qui se trouve également au sein de la chaîne de détection. Ce bruit est un phénomène aléatoire dû à la variation de tension aux bornes de la charge et donc provient essentiellement des éléments résistifs de l'électronique associée à la chaîne de détection. Il est donné par l'équation suivante :

¹² L'émission spontanée est un phénomène quantique qui se produit lors du passage d'un niveau d'énergie à un niveau plus bas par émission d'un photon.

$$\Delta P_{th} = 4K_B T \Delta f, \quad (2.34)$$

K_B est la constante de Boltzmann et T est la température. Comme le bruit de grenaille, le bruit de Johnson ne dépend pas de la fréquence (bruit blanc).

Les différentes sources de bruits sont présentées par la figure 2.11. D'autres sources de bruit peuvent s'ajouter encore comme par exemple le bruit des étages d'amplification. Il est à noter que les sources de bruit optique des systèmes optoélectroniques sont inférieures à celles liées à l'appareil de visualisation (oscilloscope ou analyseur de spectre). Une amplification en aval de la chaîne de détection permet l'amélioration de la dynamique de mesure. En pratique, une caractérisation en laboratoire sera faite dans le domaine fréquentiel avec une bande d'analyse restreinte. Cette configuration permettra de calibrer le capteur *in fine* avec une grande dynamique de mesure et d'extraire le champ minimal mesurable dans une bande d'analyse de 1 Hz. La valeur de E_{min} , exprimée en $V.m^{-1}.Hz^{-1/2}$, sera la valeur de référence quel que soit la bande réelle d'analyse (il suffira de multiplier par la racine de cette bande).

2.4.2.2 - Linéarité de la sonde

La seconde caractéristique de la sonde électro-optique est la linéarité. Idéalement, le signal électro-optique qu'elle délivre doit être linéairement proportionnel à la valeur du champ électrique à déterminer comme le montre la figure 2.12.

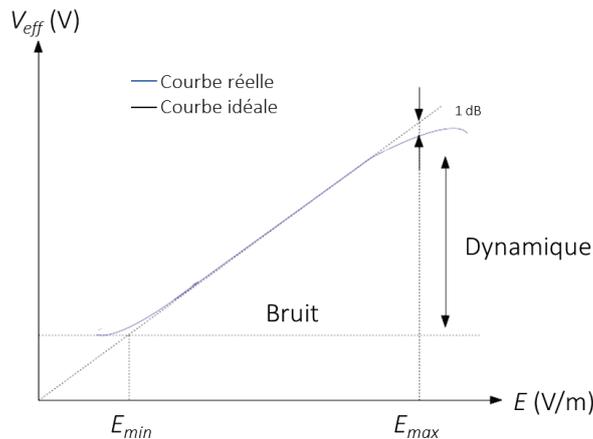


Figure 2.12 : Réponse linéaire de la sonde électro-optique [139].

La dynamique de mesure peut être définie comme étant l'intervalle dans lequel la linéarité est assurée. La limite basse ici correspond au champ électrique minimal détectable et dépendant de la sensibilité. La limite haute correspond au champ électrique maximal mesurable défini conventionnellement à 1 dB de compression (l'écart entre les courbes réelle et théorique). Cet écart est dû à la réponse non-linéaire de la conversion entre la modulation d'état de polarisation et la modulation de la puissance optique (loi de Malus). La dynamique dépend principalement des éléments de la chaîne de détection et non pas des caractéristiques du cristal électro-optique ni des propriétés du laser.

2.4.2.3 - Réponse fréquentielle et résolution temporelle

Dans ce paragraphe, nous présentons la réponse en fréquence du système électro-optique. La bande passante globale de la sonde est limitée par (figure 2.13) : (1) la bande passante de la chaîne de détection, (2) la bande passante liée au temps de vie de l'onde optique dans le cristal EO, (3) le temps caractéristique de l'effet électro-optique. Pour les applications dans les systèmes IRM, nous nous intéressons exclusivement à certaines fréquences, montrées sur la figure 2.13, par exemple : 64 MHz pour 1,5 T, 127,7 MHz pour 3 T, 200,22 MHz pour 4,7 T, 298,2 MHz pour 7 T, 400,44 MHz pour 9,4 T et 498,42 MHz pour 11,7 T.

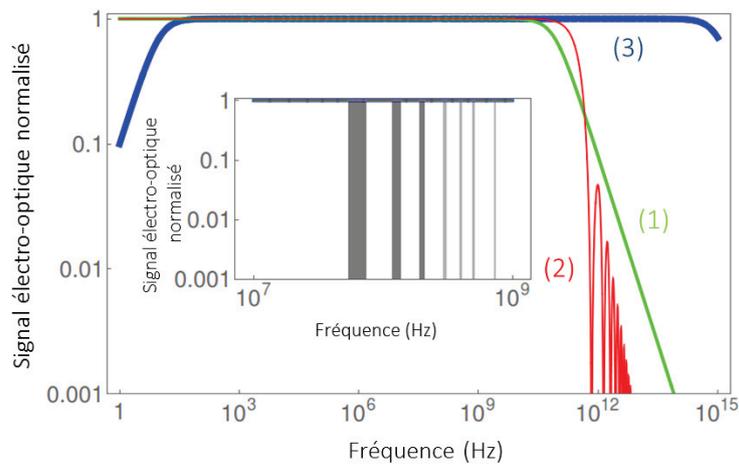


Figure 2.13 : La bande passante théorique de chaque facteur limitant : (1) la bande passante de la chaîne de détection, (2) la bande passante liée au temps nécessaire aux photons pour traverser le cristal électro-optique (3) le temps caractéristique de l'effet électro-optique [141]. Les lignes en gris représentent les fréquences correspondant aux systèmes IRM cliniques et précliniques les plus utilisées (64 MHz pour 1,5 T, 127,7 MHz pour 3 T, 200,22 MHz pour 4,7 T, 298,2 MHz pour 7 T, 400,44 MHz pour 9,4 T et 498,42 MHz pour 11,7 T).

Le premier facteur de limitation est principalement lié à la bande passante de la photodiode utilisée qui se comporte, dans le domaine fréquentiel, comme un filtre passe bas du premier ordre. L'emploi d'un amplificateur peut également limiter la gamme fréquentielle.

La deuxième limitation concerne la bande passante liée au temps de propagation du faisceau laser dans le cristal électro-optique. Elle peut être déterminée par la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle du cristal lors du passage des photons (aller-retour dans le cas d'un cristal fonctionnant en réflexion). Ceci est donné par une fonction créneau temporel de durée :

$$\tau = \frac{2nL}{c}, \quad (2.35)$$

avec n , l'indice de réfraction du cristal, L la longueur du cristal et c la célérité de la lumière.

Ainsi la fréquence de la coupure associée est déterminée par transformée de Fourier :

$$f_c = \frac{0,443c}{2nL}. \quad (2.36)$$

La dernière limitation dépend du temps caractéristique de l'effet électro-optique. En effet, la fréquence de coupure haute qui lui est associée est de l'ordre d'une dizaine de Téra-hertz et la fréquence de coupure basse est entre quelques Hertz et plusieurs kilohertz selon les cristaux. Cette coupure basse est limitée par la présence de charges résiduelles dans le cristal. Ces derniers peuvent écarter le champ en basse fréquence ; ce qui n'est pas un facteur limitant pour les applications visées.

Finalement, la bande passante peut s'étendre de 10 Hz à plus de 50 GHz et la résolution temporelle est liée directement au temps de réponse de la sonde. La résolution temporelle est l'écart-type de la réponse impulsionnelle de la sonde.

Dans le cas des systèmes IRM, les signaux détectés sont centrés autour d'une fréquence fixe avec une largeur spectrale qui ne dépasse jamais une bande passante de quelques dizaines de kHz. Cette remarque est cruciale pour l'optimisation du traitement du signal, et en particulier pour les faibles valeurs du champ électrique.

Chapitre 3

Découplage actif optique d'un capteur endoluminal

Comme tous les capteurs RMN surfaciques de réception, le capteur endoluminal est constitué d'une boucle radiofréquence résonante et d'un circuit de découplage. Un capteur peut être formé d'une ou plusieurs boucles accordées à la fréquence de précession de Larmor (équation (1.2)) dans le champ magnétique statique de l'IRM utilisée. Lors d'un examen IRM, et notamment lors de la phase d'excitation radiofréquence, le découplage entre les bobines d'émission et de réception est indispensable pour éviter toute interaction mutuelle entre ces bobines. L'interaction entre bobines peut produire une altération du signal RMN et ainsi une déformation de l'image RMN. Le découplage consiste à produire un décalage de la fréquence de résonance de la boucle de réception à l'aide de composants passifs ou actifs suivant la méthode utilisée (cf. paragraphe 1.2.5.1-).

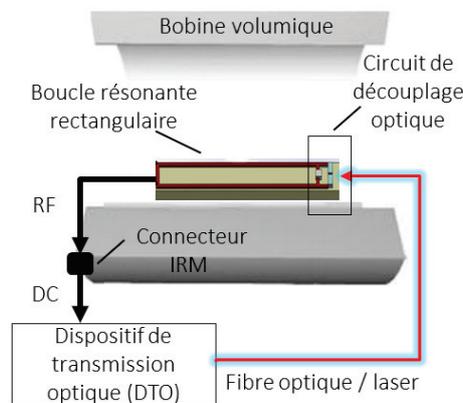


Figure 3.1 : Schéma simplifié d'une boucle endoluminale associée à un circuit de découplage optique. Le signal continu de découplage est délivré par l'IRM via un connecteur de General Electric puis converti en un signal optique à l'aide d'un dispositif de transmission optique (DTO) avant d'être transmis au capteur à travers une fibre optique. La transmission du signal RMN radiofréquence est effectuée par voie galvanique.

Nous décrivons, dans ce chapitre, le capteur endoluminal de réception associé à un circuit de découplage actif optique. Cette méthode de découplage constitue la première étape

pour réaliser un capteur à liaison « toute optique » qui permettrait d'assurer la sécurité totale du patient durant un examen IRM. Dans la première section, nous présentons la conception et la réalisation d'un capteur endoluminal à découplage classique qui servira de capteur de référence. Dans la deuxième section, nous détaillons un capteur à découplage actif optique et le dispositif de transmission optique (DTO) relié au scanner IRM (figure 3.1). Ces deux premiers prototypes (capteur de référence et capteur à découplage optique) ont été réalisés sur un substrat ayant une largeur supérieure à celle de la boucle afin de tester plus facilement le fonctionnement du circuit de découplage. Dans la section 3.3-, nous présentons les améliorations apportées aux premiers prototypes pour obtenir d'une part des capteurs plus compacts répondant aux contraintes d'encombrement et d'autre part des capteurs doubles-boucles/canaux. Les résultats de caractérisations des différents capteurs sur un banc expérimental seront exposés en section 3.4-. Ensuite, des images RMN in vitro réalisées sur un fantôme sont présentées en section 3.5-, l'objectif étant de vérifier à la fois la faisabilité mais aussi l'efficacité du circuit de découplage actif optique et du DTO. Enfin, dans le but de vérifier que le circuit de découplage optique est sans danger pour le patient, des mesures locales de l'élévation de la température ont été réalisées, durant un examen IRM, à des endroits spécifiques sur la boucle endoluminale et sur le circuit de découplage associé.

3.1 - Capteur de réception surfacique endoluminal

Un capteur surfacique peut être considéré comme un dipôle magnétique qui détecte le signal radiofréquence dans une région limitée. Par rapport à des bobines volumiques, ces capteurs ont l'avantage d'offrir un rapport signal-sur-bruit élevé permettant d'améliorer la résolution spatiale des images RMN. La géométrie et les dimensions de ces capteurs dépendent de la région à observer. Pour certaines pathologies, en particulier les maladies gastro-intestinales, il faut pouvoir placer le capteur très proche de la paroi colique pour maximiser le RSB du capteur dans la région d'intérêt (pariétale et péri-pariétale). À cet effet, les capteurs surfaciques endoluminaux sont les plus adaptés parce que leur taille suffisamment petite permet leur insertion par les voies naturelles pour un positionnement au voisinage direct des parois intestinales. Ce procédé assure donc l'analyse des parois dans les zones profondes, ce qui n'est pas possible lorsque les capteurs sont placés à l'extérieur du patient.

3.1.1 - La boucle résonante

Des travaux antérieurs, réalisés au laboratoire CREATIS, ont déterminé une géométrie optimale de la boucle endoluminale dont les dimensions ont été choisies en se basant sur les contraintes et les exigences médicales de l'IRM endoluminale ainsi que pour le confort du patient [142]–[144]. Le circuit résonant est constitué d'une simple boucle rectangulaire de cuivre gravé sur un substrat epoxy (FR4, *Flame Resistant 4*). La forme rectangulaire permet d'améliorer la profondeur d'exploration le long du côlon. Les dimensions de la boucle ont une influence sur les caractéristiques du capteur. En effet, en augmentant la largeur de la boucle, le champ de vue augmente mais la sensibilité maximale de la boucle diminue, dégradant ainsi le RSB de l'image acquise comme nous l'avons précisé dans le paragraphe 1.1.3.2- ; d'où la

nécessité de trouver un compromis entre ces deux critères. La longueur des pistes de cuivre était $L_b = 47$ mm, leurs largeurs valaient $l_b = 5,1$ mm et leurs épaisseurs étaient $b = 35$ μm en respectant l'épaisseur de peau (δ) du cuivre (perméabilité magnétique $\mu = 1,25 \times 10^{-6}$ H/m, conductivité électrique $\sigma = 5,96 \times 10^7$ S/m) à la fréquence de résonance ($f = 127,72$ MHz). À cette fréquence élevée, la densité de courant n'est, en effet, pas uniforme mais elle est concentrée en surface des conducteurs sur une épaisseur limitée, ce qui induit une résistance effective supérieure à celle déterminée en régime de courant continu, affectant le facteur de qualité du capteur. Afin de limiter ce problème, l'épaisseur b du conducteur doit être plus élevée que l'épaisseur de peau δ qui est définie dans l'équation suivante :

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}} = \sqrt{\frac{2}{\omega_0 \mu \sigma}} = \sqrt{\frac{2 \rho}{\omega_0 \mu}}, \quad (3.1)$$

où ω_0 est la pulsation de l'onde électromagnétique en rad/s et ρ est la résistivité du matériau en $\Omega \cdot \text{m}$. L'épaisseur de peau dans le cuivre à 127,72 MHz est autour de 5,9 μm .

Pour ce type de récepteurs RLC, la géométrie rectangulaire et les dimensions de la boucle résonante permettent de déterminer la valeur théorique de l'inductance L . L'expression de l'inductance d'un rectangle de côtés L_b et l_b de fil rectangulaire de largeur a ($a = 0,8$ mm) et d'épaisseur b , comme le montre la figure 3.2 à gauche, est :

$$L = \frac{\mu_0}{\pi} \left((L_b + l_b) \log \left(\frac{2L_b l_b}{a + b} \right) - L_b \log(L_b + \sqrt{L_b^2 + l_b^2}) - l_b \log(l_b + \sqrt{L_b^2 + l_b^2}) - \frac{L_b + l_b}{2} + 2\sqrt{L_b^2 + l_b^2} + 0.447\pi(a + b) \right). \quad (3.2)$$

La valeur théorique de l'inductance [145] est $L = 45,22$ nH. La résistance R prend en compte les résistances se trouvant sur le circuit électronique (résistance des pistes de cuivre, résistance des composants...) et traduit les « parasites » dues à l'imperfection des composants. La valeur de la résistance est relativement faible (autour de 0,7 Ω). En général, la résistance des capteurs de réception doit être faible pour avoir un facteur de qualité élevé.

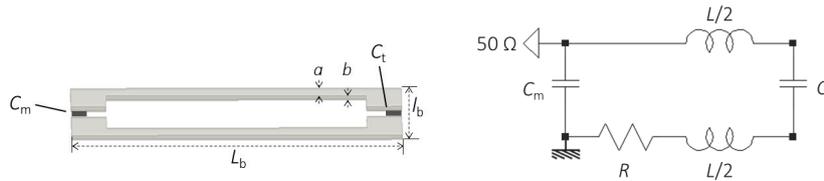


Figure 3.2 : Boucle rectangulaire de section rectangulaire (à gauche). Schéma électrique de la boucle résonante RLC (à droite).

L'adaptation de la boucle est réalisée par couplage capacitif (cf paragraphe 1.1.3.2-). Cette méthode est la plus fréquente : elle est fondée sur l'ajout d'un condensateur d'adaptation de capacité C_m pour obtenir l'impédance d'entrée souhaitée qui est dans notre cas de 50 Ω . De plus, un condensateur d'accord de capacité C_t est mis en série avec l'inductance afin de régler la fréquence de résonance à 127,72 MHz. La figure 3.2 à droite montre le circuit électrique équivalent de la boucle résonante. D'après l'équation (1.14) et les valeurs théoriques de L et R , les valeurs théoriques des capacités sont 36,83 pF et 209,15

respectivement pour C_t et C_m .

Concernant la réalisation de la boucle, les gravures ont été effectués à l'aide d'une machine de prototypage mécanique (Protomat S63[®], LPKF laser & electronics). Des condensateurs de petites tailles, à souder sur la boucle et constitués de matériaux amagnétiques à base de céramique (case A, American Technical Ceramis ATC, New York, États-Unis) ont été utilisés. Ces condensateurs possèdent des facteurs de qualité élevés : de l'ordre de 1000 à 127,72 MHz. En effet, le choix des composants non-magnétiques est très important afin d'éviter les inhomogénéités du champ magnétique RF car celles-ci peuvent détériorer la qualité des images. La boucle a été gravée sur un large substrat FR4 (longueur $L_s = 60$ mm et largeur $l_s = 11$ mm) pour une raison pratique dans un premier temps afin de tester le fonctionnement du circuit. Un câble coaxial (RG58, Radiall) ayant une permittivité relative (ϵ_r) égale à 2,25 et une impédance caractéristique Z_c égale à 50Ω a été directement soudé à l'extrémité proximale de la boucle. La longueur du câble a été choisie égale à 50 cm, ce qui est inférieur à la demi-longueur d'onde ($\lambda/2 = 78,24$ cm) du câble coaxial, pour éviter l'établissement de courant induits par le champ électrique qui peuvent affecter la qualité de l'image [146].

La caractérisation de la boucle résonante a été effectuée à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel (VNA, *Vector Network Analyzer*) (Agilent technologies Inc, Santa Clara, CA, États-Unis). Les valeurs des capacités, initialement basées sur les valeurs théoriques de C_t et C_m , ont été ajustées pour assurer l'accord du capteur à 127,72 MHz (fréquence de résonance des protons à 3T) et son adaptation à 50Ω . Il faut noter que les réglages de l'accord et de l'adaptation ne sont pas indépendants. Une modification de l'accord entraîne des variations de l'adaptation et réciproquement. Les résultats obtenus sont 34,4 pF et 203,2 pF respectivement pour C_t et C_m ; ces valeurs sont proches des valeurs théoriques. En effet, les condensateurs soudés sur la boucle possèdent une tolérance de 5 % par rapport à leur valeur nominale. La valeur de l'inductance mesurée sur le VNA était 48 nH, ce qui est proche de la valeur théorique. Il est à noter qu'un fantôme test a été utilisé pour simuler la charge des tissus sur le capteur lors des caractérisations. Le fantôme est un cylindre de diamètre externe égal à 90 mm avec une cavité (« lumière ») centrale cylindrique de 12 mm de diamètre interne, ce qui est adapté à la largeur du substrat. Ce fantôme est rempli d'une solution de sulfate de nickel (1,25g $\text{NiSO}_4 \times 6\text{H}_2\text{O}$) et de chlorure de sodium (5g NaCl) pour 1 L d'eau distillé (figure 3.3).

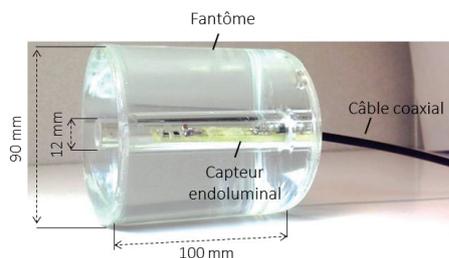


Figure 3.3 : Fantôme utilisé pour simuler la charge des tissus sur le capteur et utilisé pour la caractérisation du capteur sur le banc expérimental ainsi que pour l'imagerie in vitro dans un système IRM.

3.1.2 - Circuit de découplage classique associé à la boucle résonante : capteur endoluminal classique de référence

Pendant la phase d'excitation radiofréquence, un courant continu de l'ordre de 150 mA est émis par le système RMN 3 T de General Electric pour découpler en fréquence le capteur. En phase de réception RF, le système RMN impose par défaut une tension négative (autour de -30 V) pour assurer le fonctionnement « normal » du capteur en réception. Dans le cas du découplage classique, ces signaux servent à activer (avec le courant de 150 mA) ou bloquer (avec le signal de -30 V) la diode PIN ajoutée à la boucle résonante ; ces signaux sont transmis via un câble coaxial. En effet, le commutateur le plus répandu aujourd'hui pour assurer le découplage en fréquence d'un capteur surfacique est la diode PIN. Ce composant peut être mis en série ou en parallèle du circuit résonant en fonction des domaines d'applications. Ce composant est caractérisé par sa rapidité de commutation qui est de l'ordre de quelques nanosecondes [147].

Un capteur endoluminal simple boucle ayant un découplage actif classique (CE-C/L/1) a été réalisé pour pouvoir comparer les performances de la méthode de découplage optique avec une méthode classique. Il est à noter que la lettre (L) et le chiffre (1) dans CE-C/L/1 correspondent respectivement au large substrat et au nombre de boucles. Pour ce prototype de capteur, un câble coaxial a été utilisé pour transmettre à la fois le courant de découplage et le signal radiofréquence détecté par le capteur. La diode PIN (D_{PIN}) (DH 80055, Temex Ceramics, Pessac, France) a été placée en parallèle du condensateur d'accord (C_t) de la boucle résonante (sur son extrémité distale) comme le montre le circuit électrique de la figure 3.4.

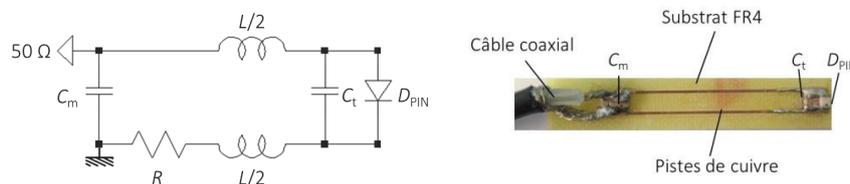


Figure 3.4 : Schéma électrique (à gauche) et photographie (à droite) de la boucle résonante associée à une diode PIN utilisée pour le découplage classique.

La géométrie et les dimensions des pistes de cuivre et du substrat correspondent à celles données au paragraphe 3.1.1-. Afin de ne pas perdre de temps dans la réalisation du capteur CE-C/L/1, les valeurs des capacités d'accord et d'adaptation ont été simulées avec le logiciel LTspice (Linear Technology, California, États-Unis). Il suffit de fournir en entrée le circuit électrique du circuit résonant (figure 3.4) et la fréquence de résonance. Les valeurs des capacités ont été ajustées afin d'obtenir la sortie souhaitée. Les valeurs simulées sont 34 pF et 193 pF respectivement pour C_t et C_m . En pratique, la diode PIN soudée en parallèle de la capacité d'adaptation, perturbe légèrement l'impédance d'entrée du capteur. Comme expliqué auparavant, l'impédance d'entrée du capteur a été optimisée à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel afin d'ajuster les valeurs des capacités d'accord et d'adaptation. Les valeurs de C_t et C_m sont respectivement 36,3 pF et 190 pF, ce qui est très proche des valeurs obtenues par

simulation.

3.2 - Le découplage actif optique

La première étape de réalisation d'un capteur à liaison « toute optique » est le découplage actif optique de ce capteur. Cette méthode repose sur la conversion électro-optique du signal continu de découplage de l'IRM puis sa transmission optique jusqu'au capteur pendant la phase d'excitation RF. Ce découplage est assuré par deux circuits : le circuit de découplage optique, qui est ajouté sur la boucle résonante et le dispositif de transmission optique (DTO), qui permet de transformer le signal de découplage électrique du système RMN en un signal optique. De simples fibres optiques multimodales assurent le lien entre les deux circuits comme présenté plus haut en figure 3.1. Nous présentons le circuit de découplage optique en paragraphe 3.2.1- ainsi que la caractérisation des composants qui le constituent. Le DTO sera détaillé dans le paragraphe 3.2.2-.

3.2.1 - Circuit de découplage actif optique associé à la boucle résonante : capteur endoluminal à découplage optique

Pour réaliser le découplage actif optique d'un capteur endoluminal, un circuit constitué essentiellement d'une photodiode a été rajouté au capteur endoluminal classique présenté dans le paragraphe 3.1.2-. Cette photodiode, une fois éclairée, émet un courant continu qui active la diode PIN afin de découpler la boucle résonante. Cette photodiode agit simplement comme une source de courant commandée et alimentée par un dispositif optique externe. Le capteur reçoit à la fois le signal de découplage à travers le circuit de découplage optique et le signal RF capté par la boucle résonante. Pour éviter que l'impédance de la photodiode modifie la fréquence de résonance de la boucle ainsi que son facteur de qualité, deux inductances fortes ($L_{choke} = 1,2 \mu\text{H}$, *choke inductance*) (SRT Resistor technology, Allemagne) sont rajoutées entre la photodiode et la boucle résonante. Nous verrons par la suite que deux photodiodes en série (Figure 3.5), et non une seule photodiode, sont nécessaires pour assurer un circuit de découplage efficace.

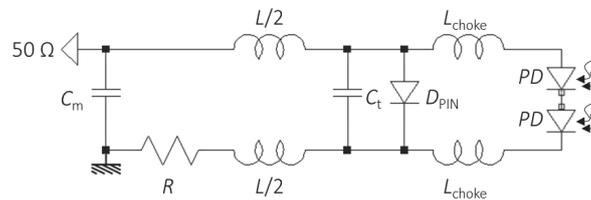


Figure 3.5 : Schéma électrique d'un capteur endoluminal associé à un circuit de découplage actif optique.

Pour réaliser un premier prototype de capteur endoluminal à découplage optique, plusieurs photodiodes ont été caractérisées. De plus, tous les composants constituant ce capteur ont été testés en termes de susceptibilité magnétique, afin de retenir les meilleurs.

3.2.1.1 - Caractérisation des photodiodes

Les photodiodes doivent posséder certaines caractéristiques pour le bon fonctionnement du capteur endoluminal. Les critères de sélection sont :

- l'amplitude du courant généré par le système de photodiodes (en régime de source de courant) doit être suffisante pour assurer l'activation de la diode PIN.
- Le matériel constituant la photodiode doit être compatible avec l'environnement de l'IRM.
- La géométrie et les dimensions de la photodiode doivent être adaptées aux dimensions du capteur endoluminal.
- Le temp de réponse de la photodiode doit être faible pour assurer une conversion optique-électrique suffisamment rapide. En effet, les durées d'application des impulsions RF dans les séquences IRM cliniques sont au minimum de l'ordre de la milliseconde. Le circuit de découplage optique qui contient la photodiode doit commuter rapidement devant ces durées d'application, c'est-à-dire avoir un temps de réponse de quelques microsecondes au plus.
- Le coût de la photodiode doit être faible.

Certains critères comme la longueur d'onde de sensibilité, le type de matériau constituant la photodiode, les dimensions de celle-ci ou le temps de réponse nous ont permis de présélectionner six photodiodes commerciales à bas coût ; Des tests complémentaires ont été nécessaires pour affiner le choix de la photodiode la plus appropriée pour notre application. Le tableau 3.1 montre les caractéristiques de chaque photodiode sur lesquelles nous nous sommes basées pour la sélection initiale.

Marque commerciale	Réponse spectrale (nm)	Courant résiduel (nA)	Temps de réponse (ns)	Surface photosensible (mm ²)	Matériau de conditionnement
Vishay (BPW34)	430 - 1100	2	100	7,5	Plastique
Vishay (TEMD7000X01)	350-1120	1	100	0,23	Plastique
Hamamatsu (S6931-01)	320 -1100	0,02	500	6,6	Plastique
Hamamatsu (S10783)	320 -1100	0,01	-	7	plastique
Hamamatsu (S4011-06DS)	320-1100	0,01	500	1,6	Plastique
OSRAM (SFH 203 P)	400-1100	1	5	1	Plastique

Tableau 3.1 : Caractéristiques des photodiodes commerciales sélectionnées.

La caractéristique courant-tension a été mesurée pour chaque photodiode selon la procédure suivante : la photodiode éclairée a été chargée par une résistance variable. Le courant et la tension ont été mesurés simultanément en fonction de la valeur de la résistance. Ces mesures ont été effectuées afin de déterminer notamment la valeur du courant généré pour une tension seuil typique (environ 0,7 V) correspondant à la tension de polarisation directe de la diode PIN. Sur un banc expérimental, deux photodiodes ont été éclairées chacune par un laser fibré de puissance 30 mW et de longueur d'onde de 650 nm (FP-SMA-60-30MP-1MH Lasermodule, Laser Components, Allemagne). Ce laser a été choisi pour sa puissance optique et à sa longueur d'onde qui semblent sécuritaires par rapport au patient et aussi aux expérimentateurs. La fibre optique a été placée parallèle au plan du circuit et donc à la surface photosensible des photodiodes ce qui a nécessité l'utilisation d'un réflecteur sous forme de prisme (côté = 2mm, revêtement en aluminium, Edmund, États-Unis). Les résultats présentés sur la figure 3.6 à gauche montrent que la tension aux bornes d'une seule photodiode n'est pas suffisante pour activer la diode PIN dont le point de fonctionnement imposé est compris entre 0,6 V et 0,7 V. Il est donc nécessaire d'utiliser deux photodiodes en série.

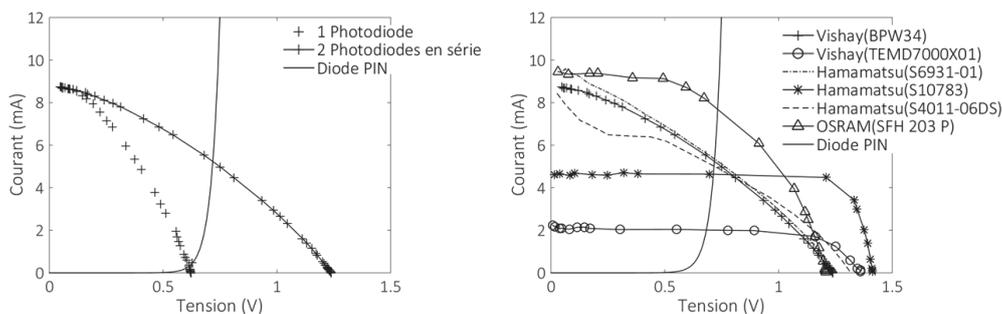


Figure 3.6 : Influence de l'utilisation d'une ou de deux photodiodes en série sur la caractéristique courant-tension pour la photodiode Vishay BPW34 (à gauche). Caractéristiques courant-tension de toutes les paires de photodiodes testées (à droite).

La figure 3.6 à droite représente les caractéristiques courant-tension de toutes les paires de photodiodes utilisées en série. Les trois meilleures en termes d'intensité du courant pour la tension d'activation de la diode PIN sont : OSRAM Opto Semiconductors-SFH 203 P (7,8 mA), Hamamatsu-S6931-01(6,4 mA) et Vishay-BPW34 (5,5 mA). La caractéristique de la photodiode OSRAM SFH 203 P est la meilleure mais malheureusement sa forme n'est pas adaptée ; elle augmente l'encombrement du capteur.

Dans ce paragraphe, nous étudions l'influence du placement de la fibre optique par rapport à la photodiode. Le placement des fibres parallèle à la face sensible de la photodiode a été choisi, dans un premier temps, pour minimiser le plus possible les dimensions du circuit de découplage du capteur. Cette disposition a imposé l'utilisation d'un prisme collé sur la photodiode. Cependant, le couplage à travers le prisme (fibre optique/prisme/photodiode) induit environ 20 % de pertes par rapport au couplage direct fibre optique/photodiode comme le montre la figure 3.7 à droite. Il est à noter que le couplage entre fibre optique/prisme et prisme/photodiode a été effectué à l'aide d'une colle (Scotch Gel Glue, 3M). Le couplage

direct fibre optique/photodiode est assuré en plaçant la fibre optique perpendiculairement à la surface photosensible de la photodiode comme le montre la figure 3.7 (au milieu). Dans cette configuration, nous avons éloigné de 1 mm la fibre optique de la photodiode afin d'éclairer la photodiode sur toute sa surface photosensible. Cet éloignement n'apporte pas de bénéfices en terme de courant ; cela tend même à détériorer le couplage optique (de l'ordre de 10 %). Finalement, nous avons trouvé que le couplage direct de la fibre optique sur la surface sensible de la photodiode (configuration perpendiculaire) est la meilleure configuration en termes d'amplitude du courant généré.

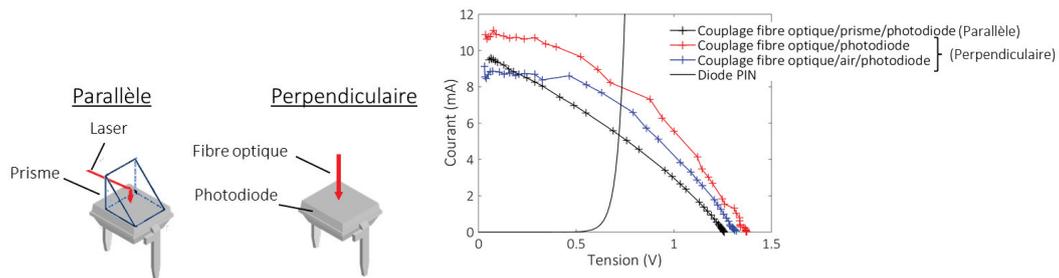


Figure 3.7 : Position de la fibre optique parallèle au plan photosensible de la photodiode, d'où l'insertion d'un prisme (à gauche). Placement de la fibre optique perpendiculaire au plan de la surface photosensible de la photodiode (au milieu). Valeur du courant généré en fonction du placement de la fibre optique (à droite).

3.2.1.2 - Test de susceptibilité magnétique de tous les composants du capteur

L'uniformité du champ magnétique statique en IRM doit avoir une homogénéité de l'ordre de quelques ppm dans l'ensemble du volume d'exploration. La présence de composants peut induire des inhomogénéités qui vont se traduire par des déformations de l'image en forme et en intensité. L'effet du magnétisme des photodiodes a été testé à partir de l'analyse des artéfacts engendrés sur une image. Pour des raisons de commodité, les tests ont été réalisés sur le système préclinique 4,7 T du laboratoire CREATIS.

Les composants ont été fixés sur un fantôme cylindrique ($\varnothing = 30$ mm) contenant une solution de $1,25\text{g NiSO}_4 \times 6\text{H}_2\text{O} + 5\text{g NaCl}$ pour 1 L d'eau distillée. Une bobine volumique de diamètre 60 mm a été utilisée pour l'émission et la réception. La séquence utilisée est MSME (*Multi Slice Multi Echo*) ayant les paramètres suivants : champ de vue = 50×90 mm², la matrice d'acquisition est 128×128 , TE/TR=20/1485,6 ms, épaisseur de coupe = 1 mm, la distance inter-coupe = 1,05 mm, nombre de coupe = 30, la bande passante est 10 kHz et la résolution numérique est 0,0391 cm/pixel. Les images RMN de la figure 3.8 montrent que la diode PIN, le condensateur (ATC 100A) et la photodiode (Hamamatsu S6931-01) n'ont aucune influence notable sur les images RMN contrairement à la photodiode Vishay BPW34 qui déforme localement mais de façon importante les images RMN. Sur la figure, nous observons une zone sombre liée à la déformation de l'image de plus d'un cm de longueur pour la photodiode Vishay BPW34. Même si les photodiodes sont placées sur le capteur à 5 mm de

la boucle, cette déformation de plus de 1 cm de long n'est pas tolérable dans notre cas ce qui exclut définitivement la photodiode Vishay BPW34. Finalement, la photodiode (Hamamatsu S6931-01) a été choisie car elle répondait à la fois aux contraintes de caractéristiques courant-tension et de compatibilité magnétique.

À noter que le capteur endoluminal est construit pour une IRM clinique ayant un champ magnétique plus faible (3 T) donc l'effet des composants sur les images sont plus faibles. De plus, la diode PIN et les condensateurs seront placés sur les bords les plus éloignés du centre des capteurs ce qui minimise encore le risque de déformer l'image.

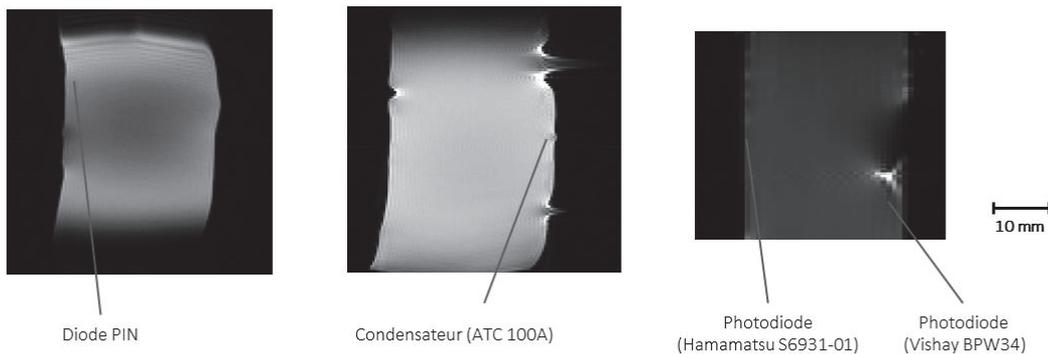


Figure 3.8 : Images RMN en présence des différents composants pouvant constituer le capteur endoluminal permettant d'estimer qualitativement la compatibilité magnétique avec l'IRM. D'autres composants (non précisés sur la figure) ont été testés en même temps d'où la présence de déformations locales.

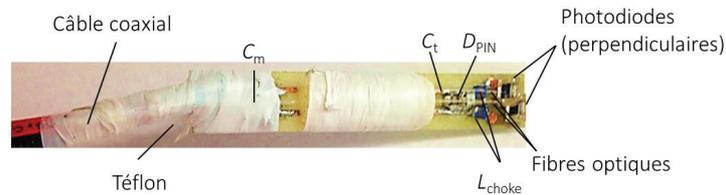


Figure 3.9 : Photographie d'un capteur endoluminal associé à un circuit de découplage actif optique. Un ruban de téflon a été utilisé pour maintenir le capteur et les fibres.

À l'issue de ces différentes caractérisations, nous avons choisi, dans un premier temps, de réaliser un capteur endoluminal simple boucle avec un circuit de découplage actif conforme aux critères suivants (figure 3.9) :

- Utilisation d'une diode PIN permettant le découplage du capteur lorsqu'elle est activée.
- Mise de la diode PIN en parallèle du condensateur dédié à l'accord (C_t).
- Emploi de deux inductances fortes pour isoler le circuit de la boucle du circuit de découplage actif optique.

- Utilisation d'une paire de photodiodes pour avoir un courant suffisant à la tension seuil d'activation de la diode PIN.
- Utilisation de la photodiode Hamamatsu S6931-01 qui, comparativement aux autres photodiodes testées, présente de bonnes performances en termes de caractéristique courant-tension et de magnétisme
- Placement des fibres optiques sur l'axe perpendiculaire à la surface photosensible de la photodiode pour avoir une puissance optique élevée.

Pour ce prototype de capteur, les valeurs de C_t et C_m utilisées en pratique sont respectivement 39 pF et 212,8 pF.

3.2.2 - Dispositif de transmission optique du signal de découplage

Le dispositif de transmission optique a été développé dans le but de transformer le signal électrique de découplage envoyé par l'IRM en un signal optique. Ce dispositif est constitué de trois sous-circuits comme présenté sur la figure 3.10. Par l'intermédiaire de fibres optiques, ce dispositif va permettre d'éclairer les photodiodes placées sur le capteur endoluminal. Les paragraphes suivants sont dédiés à la description et la caractérisation de chaque sous-circuit.

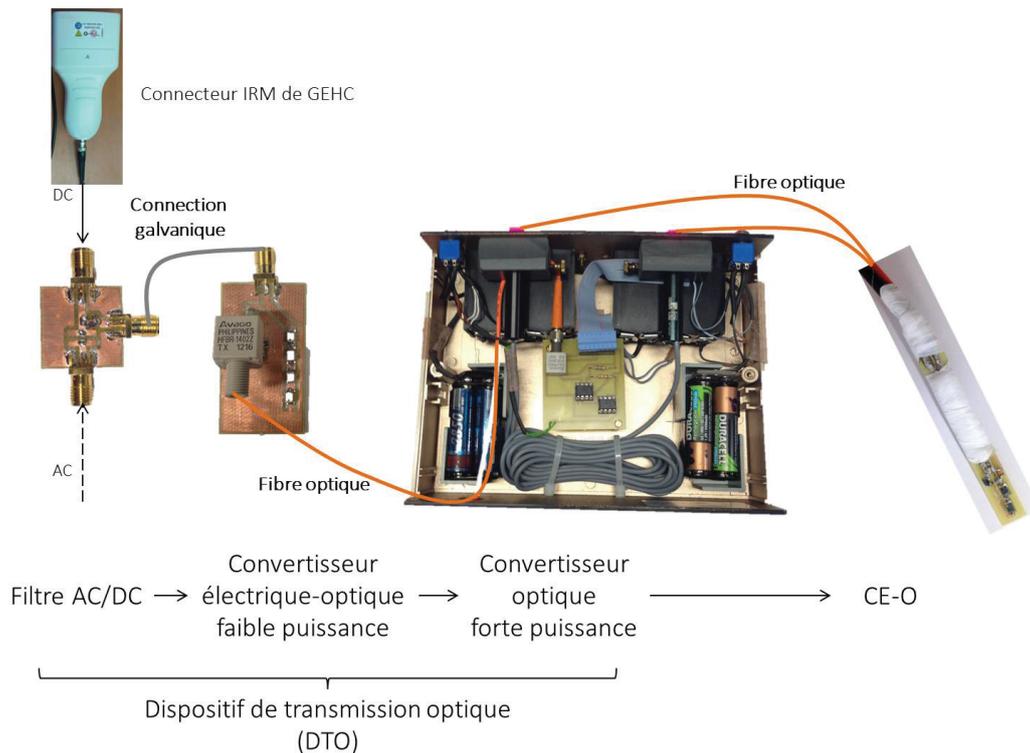


Figure 3.10 : Dispositif de transmission optique du signal continu de découplage du système RMN vers le capteur endoluminal.

3.2.2.1 - Séparation des signaux AC/DC

Nous rappelons que, dans ce chapitre, la transmission optique concerne uniquement le signal continu de découplage tandis que le signal RF détecté par le capteur est transmis par un câble coaxial. L'utilisation d'un filtre (figure 3.11) était donc nécessaire pour séparer le courant alternatif (AC, *Alternative Current*) du courant direct continu (DC, *Direct Current*). Ces courants sont respectivement reçus et émis au niveau du connecteur IRM de General Electric montré par la figure 3.10.

Le filtre AC/DC placé juste après le connecteur de l'IRM est simplement constitué d'un condensateur (C_F) d'une part et d'une inductance (L_F) d'autre part. Le condensateur laisse passer uniquement le courant radiofréquence AC détecté par la boucle résonante et bloque le courant continu DC. Ce dernier passe à travers l'inductance pour être converti ensuite en un signal optique.

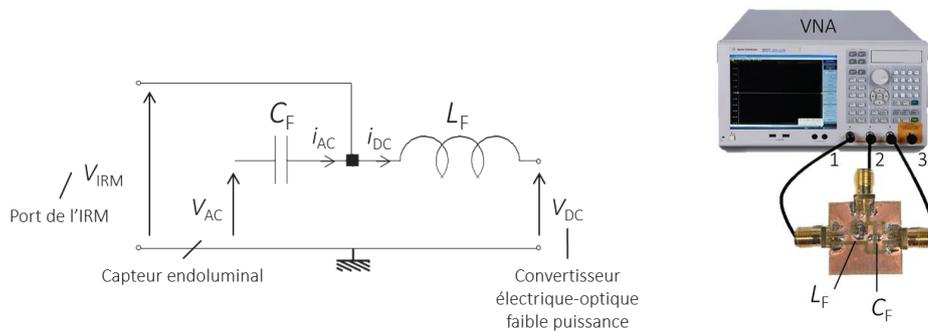


Figure 3.11 : Représentation du schéma électronique du filtre AC/DC utilisé pour la séparation des signaux AC et DC respectivement reçu et émis par le même port de l'IRM (à gauche). Montage de caractérisation du filtre sur un banc expérimental en utilisant le VNA (à droite). Les ports numérotés 1, 2 et 3 du VNA sont reliés respectivement à l'entrée du filtre (où le connecteur de l'IRM se relie), aux bornes de l'inductance et aux bornes du condensateur.

La caractérisation du filtre est effectuée sur un banc expérimental à l'aide d'un VNA comme le montre la figure 3.11. Une série de valeurs d'inductances et de capacités a été testée pour trouver les valeurs optimales assurant ainsi le bon fonctionnement du filtre. Pour chaque paire (C_F, L_F), les coefficients de réflexion et de transmission ont été mesurés pour chaque port à la fréquence de résonance de notre application (127,72 MHz). Les ports du VNA numérotés 1, 2 et 3 dans la figure 3.11 correspondent respectivement à l'entrée du filtre (où le connecteur de l'IRM se relie), aux bornes de l'inductance et aux bornes du condensateur. Le tableau 3.2 montre les résultats obtenus pour chaque paire (C_F, L_F).

Les meilleurs résultats expérimentaux ont été obtenus pour $L_F = 2700$ nH et $C_F = 200$ pF (notons que les résultats sont très proches pour les paires (2700 nH, 200 pF), (2700 nH, 130 pF) et (2700 nH, 56 pF)). Le coefficient de transmission entre les ports 1 et 2 est autour de $-43,50$ dB ce qui vérifie que le signal AC ne pourra pas être transmis à travers l'inductance. De plus, $|S_{31}| = -0,71$ dB montre que le signal RF est transmis par le

condensateur et finalement la valeur $|S_{32}|$ montre qu'aucune transmission du signal n'est possible entre la boucle résonnante du capteur endoluminal et le premier circuit de conversion électrique-optique du signal de découplage. Ces valeurs ont donc été retenues pour réaliser le filtre. Le signal DC traversant l'inductance sera utilisé pour moduler les lasers afin d'éclairer ou non les photodiodes.

L_F (nH)	C_F (pF)	S_{21} (dB)	S_{31} (dB)	S_{32} (dB)
2700	270	-40,26	-0,72	-38,15
4700	270	-26,53	-0,76	-24,66
1500	270	-31,69	-0,76	-30,20
2700	200	-43,50	-0,71	-39,57
2700	130	-41,56	-0,69	-39,84
2700	56	-41,94	-0,67	-39,43

Tableau 3.2 : Résultats de la caractérisation du filtre AC/DC. Les paramètres S en fonction des valeurs de l'inductance et de la capacité.

3.2.2.2 - Convertisseur électrique-optique faible puissance

Les lasers, utilisés pour éclairer les photodiodes, nécessitent des piles d'alimentation ; celles-ci sont magnétiques et doivent être placées loin de l'imageur. Dans un premier temps, un câble coaxial avait été utilisé pour faire simplement la liaison entre le connecteur sur lequel nous dérivons le signal de découplage de l'IRM et les lasers. Cependant, il a été démontré que l'ajout d'une longueur de câble électrique peut perturber le signal de découplage comme montré sur la figure 3.12 [136].

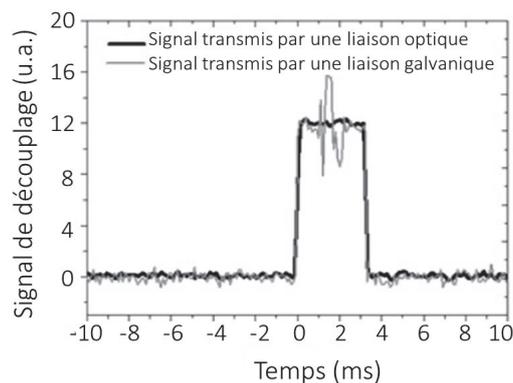


Figure 3.12 : Influence de la méthode de transmission du signal entre l'IRM et le dispositif de commande des lasers. Une transmission galvanique par des câbles coaxiaux ajoute des parasites sur le signal de découplage contrairement à sa transmission par voie optique [136].

En effet le câble coaxial fait office d'antenne et récupère une partie du signal RF d'émission qui se superpose au signal de découplage pendant la phase d'émission. Ceci nous a conduit à transformer le signal électrique au plus proche du connecteur IRM de General Electric en un signal optique. Ce signal optique de faible puissance (autour de $100 \mu\text{W}$) va ensuite être reconverti loin de l'imageur en un signal optique de forte puissance capable d'alimenter les photodiodes.

Le circuit de convertisseur électrique-optique de faible puissance est formé de diodes PIN et d'un convertisseur commercial électrique-optique (HFBR de transmission, Avago Technologies, 1404, 820 nm) (HFBR-T).

L'objectif est de placer le HFBR-T dans une zone de fonctionnement garantissant une émission optique convenable (figure 3.13 à gauche), tout en assurant la sécurité du composant, qu'il soit soumis au courant direct du régime de découplage, ou à la tension inverse du régime de couplage. D'après sa fiche de spécification, le HFBR-T est activé de façon certaine lorsqu'une tension égale ou supérieure ou égale à 1,6 V est appliquée à ses bornes. Comme nous l'avons mentionné dans la section plus haut, un courant de 150 mA est délivré pour le découplage des capteurs surfaciques contre une tension de -30 V pour leur fonctionnement normal à 127,72 MHz (c'est-à-dire en régime de « couplage »). Pour ce faire, une diode PIN a été mise en série avec le HFBR-T, ensuite les deux composants ont été placés en parallèle de quatre diodes PIN comme le montre la figure 3.13 à droite. La branche des quatre diodes PIN dérive le courant excédentaire du régime de découplage, tandis que la diode placée en série est une diode de protection du HFBR-T. En effet, elle évite qu'un courant inverse au-delà du seuil de claquage traverse le HFBR-T, comme cela serait le cas si la tension du régime de couplage était directement appliquée aux bornes du composant.

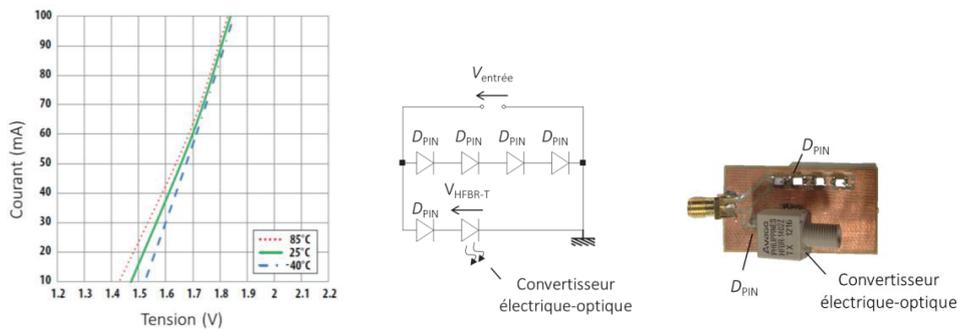


Figure 3.13 : Caractéristique courant-tension du HFBR de transmission tirée de sa fiche technique (à gauche). Schéma électrique (au centre) et photographie (à droite) du convertisseur électrique-optique faible puissance.

Cette configuration permet en théorie d'avoir une tension de 2,1 V lorsque le courant délivré par l'IRM est de 150 mA, en supposant que la tension de polarisation directe de la diode PIN est autour de 0,7 V. De plus, aucun signal optique n'est généré pour une tension de -30 V. Les mesures expérimentales de la tension aux bornes du HFBR-T ($V_{\text{HFBR-T}}$) sont réalisées sur un banc expérimental. Les résultats présentés dans le tableau 3.3 montrent l'efficacité de ce circuit pour activer ou non le HFBR-T en fonction de la tension d'entrée

appliquée. Sachant que les valeurs des signaux de couplage et de découplage peuvent varier d'un modèle IRM à un autre, nous avons démontré également que le circuit fonctionne et que les puissances optiques à la sortie du HFBR-T restent inchangées quelles que soient les tensions de découplage supérieures à zéro (150 mA ou 5 V) et de couplage inférieures ou égales à zéro (-30 V ou 0 V). Les tensions de 5 V et de 0 V ont permis respectivement d'activer et de bloquer le HFBR-T. L'utilisation de quatre diodes PIN a été l'option conservée pour assurer l'activation du HFBR-T mais l'utilisation de trois diodes PIN est également possible (voir Annexe A).

<i>Signal commande</i> $V_{\text{entrée}}$ ou $I_{\text{entrée}}$	$V_{\text{HFBR-T}}$ (V)
-30 V	-0,018
150 mA	2,11
0 V	0,012
5 V	1,9

Tableau 3.3 : Tension aux bornes du HFBR de transmission ($V_{\text{HFBR-T}}$) en fonction des signaux nécessaires pour pouvoir coupler ou découpler le capteur endoluminal.

Les composants constituant ce circuit sont quasi non-magnétiques permettant de placer le circuit proche de l'IRM ; nous le placerons à la sortie du filtre. La puissance optique sortant du HFBR-T est transmise via une fibre optique au convertisseur optique forte puissance utilisé pour la modulation des lasers.

3.2.2.3 - Convertisseur optique forte puissance

Le signal de découplage optique en sortie du convertisseur électrique-optique faible puissance est transmis par une fibre optique multimodale (Radiospares, $\varnothing = 0,2$ mm) de 5 m de long pour arriver à l'entrée du convertisseur optique forte puissance.

Le schéma électrique de ce convertisseur est présenté sur la figure 3.14. Il est constitué essentiellement d'un HFBR de réception et de deux amplificateurs (A_1 et A_2). Le HFBR de réception (HFBR de réception, Avago Technologies, 2404, 820 nm) (HFBR-R) est un convertisseur optique-électrique commercial. Les tensions aux bornes de la sortie de ce composant commutent entre 0,7 V ou 0,7 mV respectivement en fonction de l'absence ou de la présence d'une puissance optique en entrée. Cependant, les tensions nécessaires pour allumer ou éteindre les deux lasers sont respectivement 0 V et 5 V. Par conséquent, un amplificateur opérationnel (TL081) en montage non-inverseur (A_1) avec des résistances $R_1 = 6,8$ k Ω et $R_2 = 39$ k Ω a été utilisé pour adapter les tensions de sortie du HFBR-R aux seuils de modulation des deux diodes lasers. Un amplificateur suiveur (A_2) a été placé en sortie de l'amplificateur opérationnel pour s'affranchir de tout problème de désadaptation d'impédance.

Pour vérifier le fonctionnement de l'ensemble du DTO, des mesures de tensions ont été effectuées sur un banc expérimental ; celles-ci sont reportées dans le tableau 3.4. Un signal de commande simulant les signaux de l'IRM envoyé à l'entrée du HFBR-T permet bien de

générer les tensions V_{Mod} attendues. Ces tensions V_{Mod} assurent correctement la modulation en tout ou rien des deux diodes lasers. Les signaux optiques générés sont alors transmis à l'aide de deux fibres optiques (Radiospares, $\varnothing = 0,2$ mm) pour éclairer ou éteindre les deux photodiodes placées sur le capteur endoluminal.

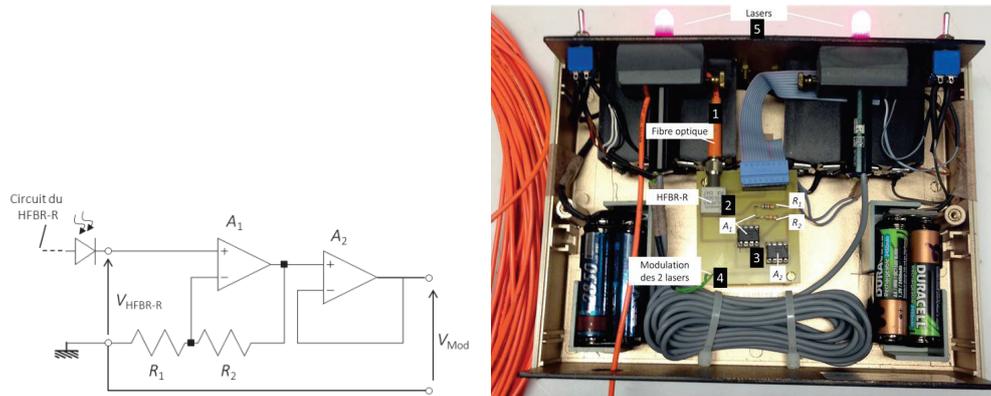


Figure 3.14 : Schéma électrique (à gauche) et photographie du dispositif réalisé pour la commande des lasers (à droite). (1) fibre optique transmettant la puissance optique provenant du HFBR de transmission (2) HFBR de réception pour la conversion optique-électrique, (3) amplificateurs non-inverseur A_1 et suiveur A_2 , (4) tension de modulation (V_{mod}) des lasers (5) les lasers).

Signal commande $V_{entrée}$ ou $I_{entrée}$	V_{HFBR-T} (V)	V_{HFBR-R} (V)	V_{Mod} (V)	État des lasers	État du capteur
-30 V	-0,018	0,8	5	Eteints	Couplage
150 mA	2,11	0,00066	0	Allumés	Découplage
0 V	0,012	0,8	5	Eteints	Couplage
5 V	1,9	0,0007	0	Allumés	découplage

Tableau 3.4 : Tableau résumant les tensions à chaque étage de la chaîne de transmission optique des signaux de découplage (150 mA ou 5 V) ou de couplage (-30 V ou 0 V). $V_{entrée}$ correspond à une simulation de la tension envoyée par l'IRM, V_{HFBR-T} est la tension appliquée aux bornes du HFBR de transmission, V_{HFBR-R} est la tension générée aux bornes du HFBR de réception et finalement V_{Mod} correspond à la tension de modulation des lasers.

3.3 - Capteur endoluminal plus « compact » et plus sensible

Rendre le capteur endoluminal plus « compact » sous-entend la réduction de la largeur du substrat à la même largeur que la boucle. Cela nous permet de détecter les régions plus proches de la boucle et d'améliorer le RSB. D'autre part, la sensibilité du capteur dépend de son orientation ; d'où la proposition d'ajouter des boucles ou d'envisager d'autres géométries.

3.3.1 - Capteur endoluminal « compact »

Comme nous l'avons mentionné précédemment, la largeur du substrat a été choisie, dans un premier temps, plus large que celle de la boucle pour pouvoir simplifier l'intégration des photodiodes sur le circuit de découplage et sur le même substrat que la boucle. Pour avoir un substrat ayant les mêmes dimensions que la boucle, il était nécessaire de trouver des photodiodes de petite taille et respectant tous les critères que nous avons étudiés dans le paragraphe 3.1.1-. Deux photodiodes de plus petites dimensions (Hamamatsu (S10625-01CT) et Hamamatsu (S12158-09CT) ont été testées. La figure 3.15 montre que la caractéristique courant-tension de cette dernière est très comparable à celle de la plus large (Hamamatsu S6931-01, utilisée pour le capteur endoluminal à « large substrat ») en termes de courant généré à la tension de polarisation de la diode PIN. Contrairement la photodiode Hamamatsu (S10625-01CT), qui a de très petites dimensions, a un courant généré plus faible que pour les autres photodiodes. C'est la photodiode Hamamatsu (S12158-09CT) qui a été retenue pour le circuit de découplage actif optique du capteur endoluminal « compact ».

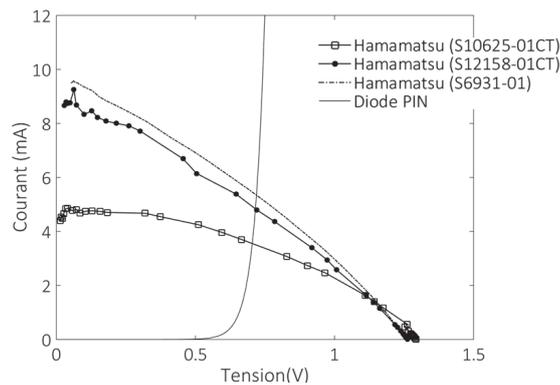


Figure 3.15 : Caractéristiques courant-tension des photodiodes de petites dimensions comparées à la photodiode de large dimension.

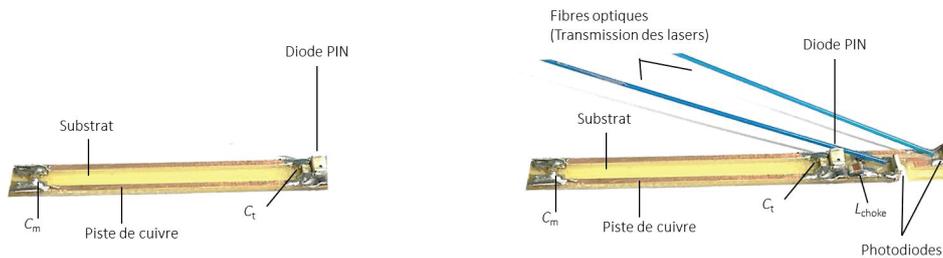


Figure 3.16 : Photographie illustrant les prototypes des capteurs endoluminaux compacts. À gauche, capteur avec un circuit de découplage classique (CE-C/S/I). À droite, capteur avec un circuit de découplage optique (CE-O/S/I). En réalité, les fibres optiques sont collées sur le substrat.

Les prototypes des différents capteurs étudiés dans les paragraphes 3.1.2- et 3.2.1- ont été rendus plus compacts en diminuant la largeur (Petite largeur ou *Small (S)*) du substrat pour devenir le capteur associé à un circuit de découplage classique (CE-C/S/1) et le capteur associé à un circuit de découplage optique (CE-O/S/1). La figure 3.16 résume ces prototypes de capteurs. Les petites dimensions des photodiodes ont permis le placement de leurs surfaces photosensibles perpendiculaire au plan de la boucle et dans l'axe des fibres optiques afin d'améliorer le courant généré comme nous l'avons vu dans le paragraphe 3.2.1.1-.

3.3.2.- Capteur multiélément associé à un circuit de découplage optique

La sensibilité d'une boucle simple surfacique est fortement dépendante de son orientation par rapport à la direction du champ magnétique statique dans l'IRM. En d'autres termes, une perte partielle ou presque totale du signal peut avoir lieu en fonction de l'orientation du capteur.

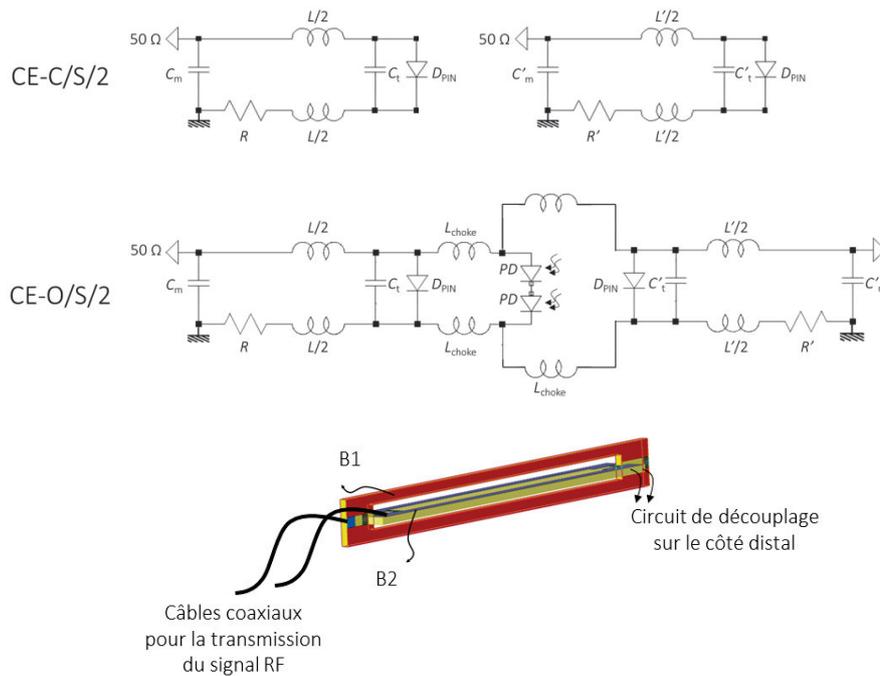


Figure 3.17 : Schéma électrique du capteur endoluminal formé de deux boucles en quadrature. Le capteur ayant un découplage classique (CE-C/S/2) est constitué de deux boucles indépendantes (en haut) tandis que le capteur associé à un circuit optique (CE-O/S/2) est formé de deux boucles ayant le même circuit optique pour le découplage ; ceci a nécessité leurs liaisons au niveau des photodiodes (au milieu). Modélisation de la géométrie du capteur en quadrature (en bas).

Pour notre application, nous souhaitons évidemment que le rapport signal-sur-bruit soit le plus élevé possible ainsi qu'avoir une meilleure uniformité radiale dans les régions avoisinantes, et surtout détecter du signal quelle que soit l'orientation du capteur. À cette fin, la première solution était de combiner deux boucles indépendantes et ainsi de disposer de deux canaux de réception sur le système RMN. Afin de découpler les capteurs entre eux, nous avons placé les deux boucles géométriquement en quadrature. Dans cette configuration, les deux signaux détectés ont une différence de phase de 90° . Par conséquent, durant la réception RF, il est attendu une augmentation théorique du rapport signal-sur-bruit d'un facteur de $2^{1/2}$ [148].

Les schémas électriques ainsi que la géométrie du capteur compact en quadrature sont illustrés par la figure 3.17, la première boucle (B1) préserve les dimensions de la boucle simple et la longueur de la deuxième boucle (B2) est réduite ($L_{b2} = 66$ mm) pour pouvoir les placer en quadrature l'une dans l'autre. Deux prototypes de capteurs ont été construits. Le premier est le capteur associé à un circuit classique (CE-C/S/2) qui est formé de deux boucles indépendantes et muni d'un circuit de découplage galvanique. Un deuxième capteur double-canal et double-boucle est associé à un circuit de découplage actif optique (CE-O/S/2). Les photodiodes Hamamatsu (S12158-09CT), dont les surfaces photosensibles ont été mises en perpendiculaire au plan du capteur, ont été utilisées pour construire le capteur CE-O/S/2. Un circuit unique de découplage actif constitué de deux photodiodes et d'une diode PIN s'est avéré suffisant pour découpler simultanément les deux boucles. Ce choix à l'avantage d'être un ensemble plus compact mais ne permet pas d'utiliser séparément les deux boucles.

Sur un banc expérimental et à l'aide d'un VNA, nous avons déterminé les valeurs des capacités d'accord et d'adaptation de chaque boucle. Les valeurs de C_t et C_m seront présentées dans la section 3.4- pour toutes les configurations des capteurs. Ces valeurs ont changé par rapport à celles d'une boucle simple.

3.4 - Caractérisation des capteurs endoluminaux sur un banc expérimental

Les capteurs prototypes à large-substrat des sections 3.1- et 3.2- ainsi que différents capteurs petit-substrat (simple-boucle et double-boucle) ont été caractérisés sur un banc expérimental. Les temps de commutation de chaque capteur (à découplage classique et à découplage optique) pour la phase de couplage/découplage ainsi que pour la phase découplage/couplage ont été évalués. De plus, le coefficient de réflexion de chaque capteur a été mesuré afin de déterminer son facteur de qualité.

3.4.1 - Temps de commutation entre les états de couplage et découplage du capteur

Le temps de commutation du capteur de l'état de découplage vers l'état de couplage et réciproquement est une notion importante dans un examen IRM. En effet, une commutation lente découplage-vers-couplage peut produire une perte du signal entraînant une dégradation du rapport signal-sur-bruit de l'image RMN et une commutation lente couplage-vers-

découplage provoque potentiellement une perturbation de l'homogénéité du champ radiofréquence.

Pour le découplage actif classique, le temps de découplage dépend principalement du temps mis par la diode PIN pour s'activer ou se bloquer respectivement pour le découplage et le couplage. Comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe 3.1.2-, le temps de commutation de la diode PIN est de l'ordre de quelques nanosecondes. En ce qui concerne le découplage actif optique, le dispositif de transmission optique décrit dans le paragraphe 3.2.2- est formé de plusieurs circuits de conversion, ce qui peut retarder le découplage du capteur.

Les temps de commutation entre les états découplage et couplage du capteur et inversement ont été mesurés sur un banc expérimental pour le capteur de référence et le capteur avec un circuit de découplage optique (figure 3.18).

Un champ magnétique RF de fréquence égale à 127,72 MHz a été généré à l'aide d'une boucle circulaire ($\varnothing = 10$ cm) de large bande passante (300 MHz) reliée à un générateur de hautes fréquences (GHF) (HM 8134-3, HAMEG Instruments, 1Hz-1,2 GHz) générant une puissance électrique de 13 dBm. En se basant sur les résultats du paragraphe 3.2.2.2-, un générateur de basses fréquences (GBF) (33220A, Agilent, 20 MHz) a été utilisé pour la génération d'un signal carré ayant une amplitude de $5 V_{cc}$ à 1 kHz. Dans le cas d'un capteur classique, un filtre est utilisé pour séparer les signaux DC et RF transmis par le même câble. Pour le capteur avec un circuit de découplage actif optique, la tension de découplage (5 V) est directement convertie en un signal optique à l'aide de circuit de convertisseur électrique-optique faible puissance. Le signal optique est ensuite transmis par une fibre optique vers le convertisseur optique forte puissance afin d'éclairer les photodiodes qui, à leur tour, vont générer un courant DC pour activer la diode PIN et ainsi décaler la fréquence de résonance du capteur. Lorsqu'une tension nulle est appliquée en entrée, les lasers ne s'allument pas et par suite le capteur reste couplé.

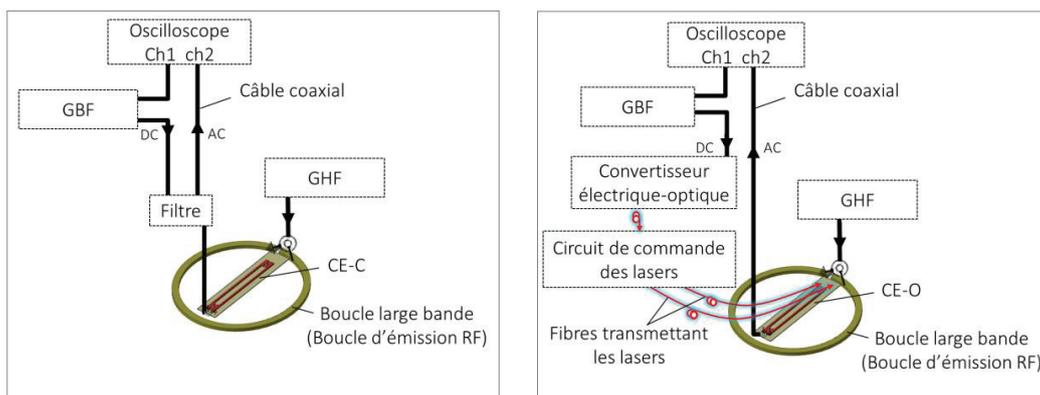


Figure 3.18 : Schémas expérimentaux pour la mesure des temps pour le couplage et de découplage d'un capteur classique (à gauche) et d'un capteur à découplage optique (à droite).

Pour le CE-C/L/1, les temps mesurés pour le découplage et le couplage du capteur sont respectivement 250 ns et 750 ns. Ces temps dépendent principalement du temps court de

commutation des diodes PIN. En revanche, ces temps sont beaucoup plus élevés pour le CE-O/L/1 ; le temps mesuré pour le découplage était autour de 2 μ s et le temps de couplage était beaucoup plus long (autour de 100 μ s). Afin d'améliorer la réponse du capteur et le rendre compatible avec la fonction recherchée, nous avons étudié théoriquement les raisons expliquant les temps correspondant au découplage et au couplage du capteur. Nous avons ensuite proposé une solution pour réduire les temps de commutation ; cette solution a été vérifiée expérimentalement.

3.4.1.1 - Approche théorique

L'étude exhaustive et précise de l'influence de tous les composants formant la boucle résonante et son circuit de découplage actif optique sur les temps de commutation serait relativement complexe. Nous avons donc procédé à plusieurs simplifications.

La première simplification concerne les photodiodes. Le circuit équivalent de deux photodiodes en série, figure 3.19 en haut, est constitué d'une source de courant $i_0(t)$ (courant émis suite à l'éclairage de la photodiode), d'une diode D en parallèle à une capacité de jonction C_j et d'une résistance R_{sh} (*Shunt resistance*), cette dernière ayant une valeur très élevée qui tend vers l'infini. Sachant que les photodiodes peuvent être éclairées ou non, nous avons supposé que le courant de sortie $i_{ph}(t)$ peut avoir deux valeurs constantes : $i_{ph}(t) = I_{ph}$ dans le cas où les photodiodes sont éclairées et $i_{ph}(t) = 0$ dans le cas contraire.

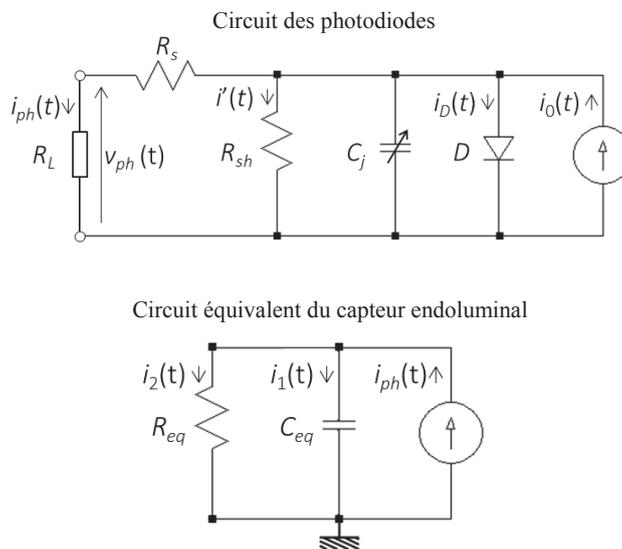


Figure 3.19 : Représentation schématique d'une photodiode. $i_0(t)$ est le courant généré suite à l'éclairage de la photodiode (proportionnel à l'intensité lumineuse), $i_{ph}(t)$ est le courant de sortie ($i_{ph}(t) = i_0(t) - i_D(t) - i'(t)$), D est la diode PIN, C_j est la capacité de la jonction, R_{sh} est la résistance shunt et R_s est la résistance en série (en haut). R_L représente l'impédance de charge du circuit connecté à la photodiode (capteur endoluminal dans notre cas). Le circuit simplifié du capteur endoluminal et de son circuit de découplage actif optique (en bas).

La seconde approximation concerne la diode PIN. D'après la caractéristique statique directe d'une diode PIN (figure 3.6), nous pouvons distinguer deux zones de fonctionnement : quand la tension aux bornes de la diode ($v_D(t)$) est plus petite que la tension seuil ($V_{seuil} \approx 0,6$ V) et le cas où la tension $v_D(t)$ est supérieure ou égale à V_{seuil} . Dans le premier cas, la diode est bloquée, la tension à ses bornes varie et aucun courant ne la traverse. On peut négliger l'effet capacitif de la diode PIN et prendre en revanche en considération celui des deux photodiodes mises en série ; les autres condensateurs du circuit (capacités d'accord et d'adaptation, parasites, etc.) apportent aussi une contribution,. Soit δt le temps nécessaire pour charger le condensateur équivalent à l'ensemble. D'autre part, quand $v_D(t) \geq V_{seuil}$, la diode PIN est activée (passante) et le courant varie en fonction de la tension appliquée. Dans ce cas, le temps pour la charge du condensateur est $\delta t'$. L'activation de la diode PIN se déroule donc en deux temps. Étant donné que $\delta t \gg \delta t'$, nous allons étudier δt qui est le temps nécessaire pour charger ou décharger le condensateur.

Concernant les composants passifs du circuit, nous allons donc considérer que C_{eq} est la capacité équivalente de C_t , C_m , $2C_j$ et accessoirement la capacité de la diode PIN et R_{eq} est la résistance équivalente de R_{sh} , R_s et R (la résistance de la boucle). Étant donné que le courant I_{ph} est constant, l'effet de l'inductance n'a pas été pris en compte dans le circuit simplifié.

D'après ces hypothèses, le circuit électrique simplifié, figure 3.19 en bas, est alors constitué d'un générateur de courant $i_{ph}(t)$ nécessaire pour commuter la diode PIN, de la capacité C_{eq} et de la résistance R_{eq} . Nous sommes maintenant en mesure d'étudier les temps pour la commutation du capteur endoluminal correspondant aux phases de découplage et couplage.

Temps pour le découplage du capteur : δt_d

Le temps pour découpler le capteur constitue maintenant le temps nécessaire pour charger le condensateur C_{eq} . En utilisant la loi des nœuds, nous avons :

$$i_1(t) + i_2(t) = I_{ph} \quad (3.3)$$

En considérant que la tension est identique aux bornes du générateur de courant, du condensateur et de la résistance, l'équation différentielle de la charge d'un condensateur peut être donnée comme suit :

$$\frac{\partial q_c(t)}{\partial t} + \frac{q_c(t)}{R_{eq}C_{eq}} = I_{ph}, \quad (3.4)$$

où sa solution est :

$$q_c(t) = A(1 - e^{-t/\tau}), \quad (3.5)$$

avec

$$A = I_0 R_{eq} C_{eq} \quad (3.6)$$

et

$$\tau = R_{eq} C_{eq}. \quad (3.7)$$

d'où l'expression de la tension aux bornes du condensateur :

$$v_c(t) = I_0 R_{eq} (1 - e^{-t/\tau}). \quad (3.8)$$

et les conditions initiales et finales de charge du condensateur sont :

$$\begin{aligned} v_c(t \rightarrow 0) &= 0 \\ v_c(t \rightarrow \infty) &= I_0 R_{eq} \end{aligned} \quad (3.9)$$

Par conséquent, le temps nécessaire pour avoir la tension V_{seuil} ($\approx 0,6$ V) pour activer la diode PIN peut être donné par la relation suivante :

$$\delta t_d = t_1 - t_0 = -\tau \ln \left(1 - \frac{V_{seuil}}{R_{eq} I_0} \right), \quad (3.10)$$

t_0 est le temps initial lorsque la tension aux bornes du condensateur est nulle et t_1 est le temps où la tension $v_c(t)$ atteint la tension seuil V_{seuil} . Or, le produit $R_{eq} I_0$ correspond à la tension maximale lorsque le condensateur est totalement chargé, ce qui est bien supérieure à $V_{seuil} \approx 0,6$ V. Le développement limité de l'équation (3.10) au deuxième ordre peut donc être écrit :

$$\begin{aligned} \delta t_d &\approx -R_{eq} C_{eq} \left(-\frac{V_{seuil}}{I_0 R_{eq}} - \frac{1}{2} \left(\frac{V_{seuil}}{R_{eq} I_0} \right)^2 \right) \\ &\approx C_{eq} \left(\frac{V_{seuil}}{I_0} + \frac{1}{2 R_{eq}} \left(\frac{V_{seuil}}{I_0} \right)^2 \right) \end{aligned} \quad (3.11)$$

Le développement limité montre que le temps δt_d est, à une constante près, inversement proportionnel à la résistance R_{eq} et l'expression trouvée correspond à une hyperbole très aplatie. Au vu de de cette expression, pour minimiser δt_d , il s'agit de maximiser I_0 par un choix adéquat de la photodiode, les paramètres V_{seuil} et C_{eq} étant peu flexibles. Pour ce qui concerne cette phase, on voit qu'il serait préférable de prendre une valeur de résistance de shunt la plus grande possible.

Temps pour le couplage du capteur : δt_c

Lorsque la tension des photodiodes passe à zéro, la décharge du condensateur équivalent a lieu. Le temps de commutation vers l'état « couplage » dépend de la rapidité de décharge. On suppose en effet que durant ce régime la diode PIN se place en mode quasiment bloqué, après un temps très court c'est-à-dire que l'essentiel du courant de décharge du condensateur C_{eq} passe à travers la résistance R_{eq} .

L'équation différentielle de décharge est :

$$\frac{\partial q_c(t)}{\partial t} + \frac{q_c(t)}{R_{eq} C_{eq}} = 0, \quad (3.12)$$

où sa solution est :

$$q_c(t) = A e^{-t/\tau}, \quad (3.13)$$

A et τ gardent les mêmes expressions que dans le cas de la charge du condensateur équivalent.

L'expression de la tension aux bornes du condensateur devient :

$$v_c(t) = I_0 R_{eq} e^{-t/\tau}, \quad (3.14)$$

et les conditions initiales et finales de charge du condensateur sont :

$$\begin{aligned} v_c(t \rightarrow 0) &= V'_{seuil} \\ v_c(t \rightarrow \infty) &= 0 \end{aligned} \quad (3.15)$$

Au cours de la décharge du condensateur et lorsque la tension v_c atteint une tension V'_{seuil} largement inférieure à V_{seuil} , la diode PIN a une impédance suffisamment grande pour garantir les conditions exigeantes d'accord et d'adaptation. Nous pouvons alors écrire :

$$\begin{aligned} v_c(t \rightarrow t'_1) &= V'_{seuil} \\ V'_{seuil} &\approx c V_{seuil} \\ c &\ll 1 \end{aligned} \quad (3.16)$$

avec t'_1 le temps du blocage de la diode PIN.

Par conséquent, le temps nécessaire pour l'activation de la diode PIN est :

$$\begin{aligned} \delta t_c &= t'_1 - t'_0 = \tau \ln \left(\frac{V'_{seuil}}{V_{seuil}} \right) \\ &\approx R_{eq} C_{eq} \ln \left(\frac{1}{c} \right) \end{aligned} \quad (3.17)$$

avec t'_0 est le temps initial lorsque le courant I_{ph} passe à zéro. L'équation (3.17) montre une dépendance linéaire entre le temps de commutation δt_c et la résistance équivalente, qui devrait ici être la plus faible possible.

D'après les expressions des temps δt_c et δt_d en fonction de la résistance, et puisque le temps pour le couplage du capteur est plus long que le temps pour son découplage, nous avons choisi d'abaisser la valeur de R_{eq} par l'ajout d'une résistance en parallèle des deux photodiodes, ce qui permet d'accélérer essentiellement la décharge des condensateurs et donc d'améliorer le temps pour le couplage.

3.4.1.2 - Étude expérimentale

Suite à l'approche théorique, une résistance R_0 a été ajoutée en parallèle des photodiodes pour avoir une décharge plus rapide. Les temps de commutation vers l'état de couplage (D-C) et vers l'état de découplage (C-D) ainsi que la tension aux bornes de la diode PIN (v_D) ont été mesurés en fonction de la valeur de la résistance R_0 et pour les photodiodes larges (Hamamatsu (S6931-01)) et petites (Hamamatsu (S12158-09CT)). Les résultats sont présentés respectivement dans la figure 3.20 et le tableau 3.5.

Le montage expérimental présenté en figure 3.18 a été utilisé pour effectuer les mesures des temps de réponse du capteur. Le temps pour la commutation vers l'état « couplage » augmente linéairement en fonction de la valeur de la résistance (figure 3.20). Tandis que le temps de commutation vers l'état « découplage » est quasi constant. Nous avons obtenu un accord qualitatif satisfaisant entre les données expérimentales et la théorie. En revanche, la résistance R_0 doit être assez élevée pour assurer l'activation de la diode PIN comme le montrons par le tableau 3.5. Les temps varient d'une photodiode à une autre en fonction des caractéristiques de chacune d'entre elles. Par conséquent, le choix d'une

résistance R_0 de 1.8 k Ω a été fait pour assurer l'activation de la diode PIN, ce qui correspond à un bon compromis.

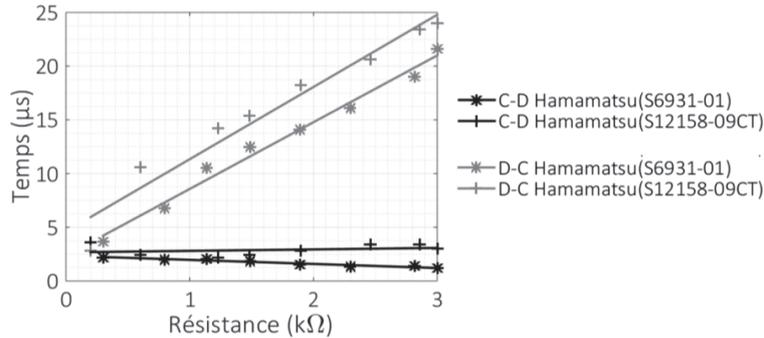


Figure 3.20 : Temps de commutation C-D et D-C du capteur endoluminal en fonction de la valeur de la résistance ajoutée en parallèle des deux photodiodes : (Hamamatsu (S6931-01)) et (Hamamatsu (S12158-09CT)).

Photodiode Résistance (k Ω)	v_D (V)	
	Hamamatsu (S6931-01)	Hamamatsu (S12158-09CT)
~ 0,2	0,665	0,620
~ 0,6	0,680	0,655
~ 1,23	0,706	0,673
~ 1,48	0,707	0,690
~ 1,9	0,708	0,688
~ 2,46	0,708	0,695
~ 2,86	0,709	0,692
~ 3	0,709	0,695

Tableau 3.5 : Les tensions aux bornes de la diode PIN mesurées en fonction des valeurs de la résistance pour les cas des photodiodes Hamamatsu (S6931-01) et Hamamatsu (S12158-09CT).

3.4.2 - Coefficient de réflexion et facteur de qualité

Tous les prototypes de capteurs endoluminaux ont été caractérisés en utilisant le VNA afin d'évaluer la qualité de leurs boucles résonantes et l'efficacité du découplage actif optique. Le coefficient de réflexion et le facteur de qualité ont été mesurés pour tous les capteurs lorsqu'ils sont chargés et non-chargés par le fantôme décrit dans le paragraphe 3.1.1-. La figure 3.21 et le tableau 3.6 présentent un résumé des différentes caractéristiques des capteurs. Lorsque le capteur est couplé, le module du coefficient de réflexion est entre -30 dB et -40 dB, ce qui montre le fonctionnement de tous les capteurs à la fréquence de résonance (figure 3.21).

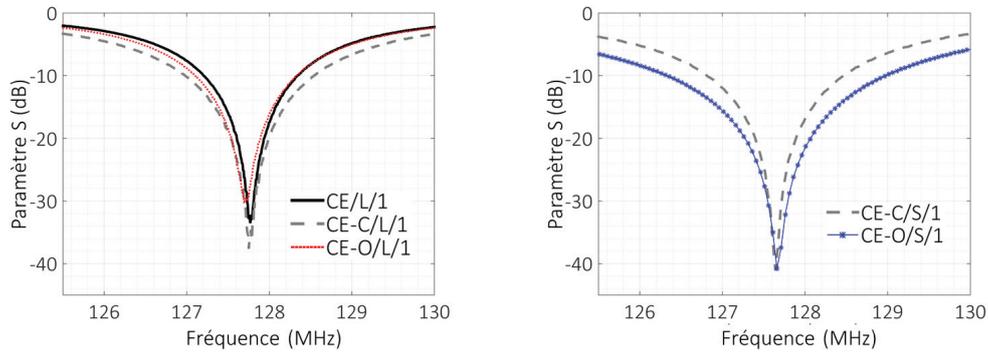


Figure 3.21 : Module des coefficients de réflexion des capteurs (Large-substrat) chargés.

Prototype de capteur	C_t (pF)	C'_t (pF)	C_m (pF)	C'_m (pF)	Q		Q		$ S_{11} $ (dB) à 127,72 MHz	
					(chargé)	(non-chargé)	(non-chargé)	(non-chargé)	(B1)	(B2)
CE/L/1	34,4	-	203,2	-	72,62		78,84		-32,82	
CE-C/L/1	36,3	-	190	-	52,68		55,74		-0,66	
CE-O/L/1	39	-	212,8	-	51,28		57,41		-0,69	
CE-C/S/1	36,5	-	200	-	51,77		55,37		-0,60	
CE-O/S/1	40	-	180	-	31,49		32,52		-0,75	
CE-C/S/2	35,3	28,8	233	180	54,65 (B1)	68,28 (B2)	56,52 (B1)	53,22 (B2)	-0,65 (B1)	-0,52 (B2)
CE-O/S/2	35,3	25,3	210	180	31,07 (B1)	39,55 (B2)	31,14 (B1)	41,06 (B2)	-0,62 (B1)	-0,61 (B2)

Tableau 3.6 : Caractéristiques des trois prototypes de capteurs ayant un large substrat (capteur sans découplage (CE), capteur avec découplage classique (CE-C) et capteur avec découplage optiques (CE-O). C'_t et C'_m correspondent respectivement aux capacités d'accord et d'adaptation de la deuxième boucle (la plus petite) du capteur double-boucle. Nous rappelons que : CE = capteur endoluminal, L = un large substrat, =, un petit substrat, 1 = une simple boucle et 2 = une double-boucle.

Le tableau 3.6 présente les facteurs de qualité des capteurs (chargés et non-chargés par un fantôme) qui ont été calculés suivant la méthode utilisée dans la référence [144]. Le facteur de qualité d'un capteur non-chargé est meilleur que celui du capteur chargé. Ceci est dû aux bruits ajoutés au signal suite à l'interaction produite entre le capteur et le fantôme qui introduit des pertes magnétiques. Le facteur de qualité du capteur CE-O/L/1 est similaire à celui du capteur de référence tandis que celui du CE-C/S/1 est plus petit. Cette diminution est due au choix de la photodiode (Hamamatsu S12158-09CT) et non pas à la méthode du

découplage actif optique. En effet, nous avons mesuré les facteurs de qualité de plusieurs prototypes de capteurs avec différents types de photodiodes. Les facteurs de qualité obtenus étaient très proches (autour de 51) à l'exception de celui du capteur utilisant la photodiode (Hamamatsu S12158-09CT). L'influence de cette diminution du facteur de qualité sera étudiée dans le paragraphe 3.5.2-. Lors de la phase de découplage, le coefficient de réflexion S_{11} est quasiment nul pour les capteurs CE-C et CE-O (sauf le capteur sans circuit de découplage) ce qui illustre le bon fonctionnement du circuit de découplage actif optique.

Concernant les capteurs constitués de deux boucles, les coefficients de réflexion de chaque boucle et le coefficient de transmission entre les boucles ont été mesurés pour vérifier respectivement l'accord de chaque boucle et l'absence de couplage mutuel entre les deux boucles. Les performances des capteurs à découplage optique (CE-O/S/2) ont été comparées au capteur à découplage classique (CE-C/S/2). À la fréquence de résonance, le paramètre S_{21} était de -24,86 dB et -30 dB respectivement pour le capteur ayant un découplage optique et le capteur ayant un découplage classique (figure 3.22). Ces résultats montrent le faible couplage entre les deux boucles. De plus, lors de la phase de découplage, le coefficient de réflexion est proche de zéro dB pour les deux boucles (tableau 3.6). Ceci démontre que le circuit de découplage actif optique peut également être utilisé efficacement pour découpler les deux boucles.

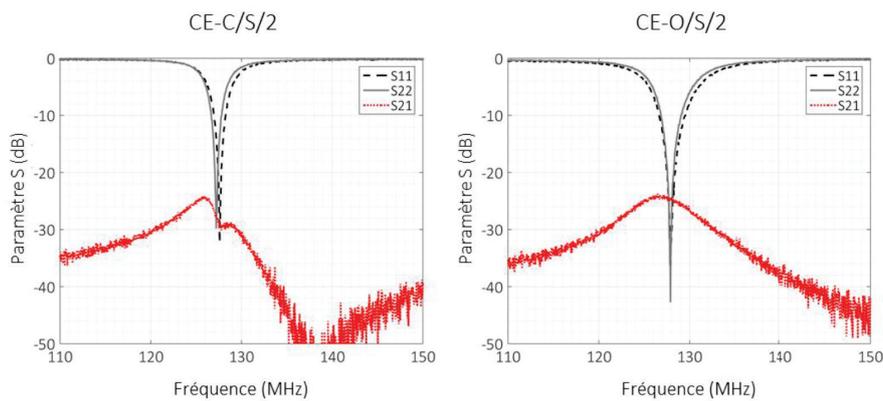


Figure 3.22 : Les paramètres $|S_{11}|$ et $|S_{21}|$ des capteurs endoluminaux associés respectivement à un circuit de découplage classique (à gauche) et un circuit de découplage optique (à droite).

3.5 - Mise en œuvre expérimentale du dispositif d'imagerie dans un système IRM clinique à 3 T

Dans cette partie nous allons présenter les différentes expériences effectuées *in vitro* dans une IRM 3 T clinique (Discovery MR750, General electric healthcare, Milwaukee, États-Unis).

Le montage des expériences en utilisant les capteurs associés à un circuit de découplage classique et à un circuit de découplage optique sont schématisés par la figure 3.23.

Les expériences sont faites dans le but d'évaluer le fonctionnement des différents prototypes de capteurs endoluminaux et vérifier l'efficacité du découplage actif optique dans les conditions d'imagerie. Deux fantômes cylindriques creux qui diffèrent uniquement par le diamètre du trou interne (12 mm et 6 mm) ont été utilisés en fonction de la largeur du substrat utilisé. Les deux fantômes contiennent la même solution de Sulfate de Nickel et de Chlorure de Sodium, décrite dans le paragraphe 3.1.1-, simulant les conditions de charge d'un capteur interne inséré dans un patient.

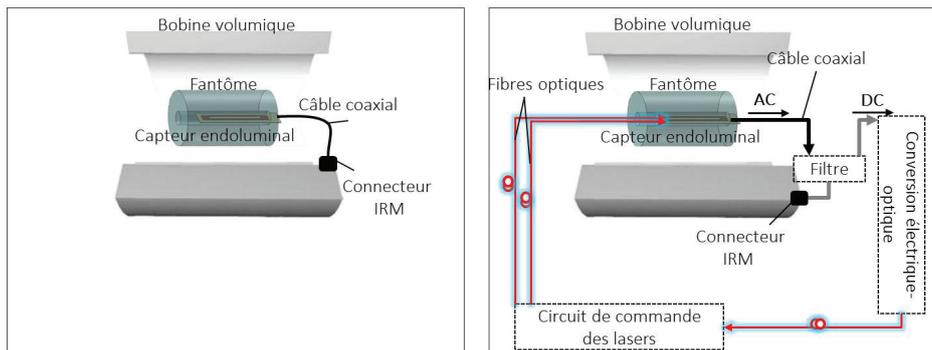


Figure 3.23 : Schéma expérimental des expériences in vitro dans un système IRM 3 T en utilisant un CE-C (à gauche) et en utilisant un CE-O (à droite).

3.5.1 - Étude de l'efficacité du découplage entre le capteur endoluminal et la bobine volumique

Une première expérience a été réalisée en utilisant la bobine volumique en mode émission et réception pour montrer que le capteur découplé optiquement de manière permanente (connecté physiquement mais non-activé) n'a aucun impact sur l'image. Seuls les capteurs utilisant un large substrat ont été utilisés pour réaliser cette expérience.

Les deux séquences classiques d'écho de spin rapide et d'écho du gradient ont été utilisées pour acquérir ces images. Les paramètres de la séquence d'écho de spin rapide sont : TR/TE = 3275/13,3 ms, images axiales avec un champ de vue = $160 \times 160 \text{ mm}^2$, épaisseur des coupes = 2 mm, espacement entre les coupes = 0,5 mm, matrice = 256×256 , bande passante du récepteur = 16,67 kHz ou $\pm 8,335 \text{ kHz}$ (Bande passante en pixels = $65,11 \text{ Hz.Px}^{-1}$) et facteur turbo (ou echo train length, nomination dans le système GE) = 4. Les paramètres de la séquence d'écho de gradient sont : TR/TE = 400/8,9 ms, angle de bascule = 80° , images axial avec un champ de vue = $160 \times 160 \text{ mm}^2$, épaisseur des coupes = 2 mm, espacement entre les coupes = 0,5 mm, matrice = 256×256 , bande passante du récepteur = 11,90 kHz ou $\pm 5,95 \text{ kHz}$ (Bande passante en pixels = $46,48 \text{ Hz.Px}^{-1}$).

La figure 3.24 montre les images RMN axiales acquises par les capteurs fabriqués sur un large substrat. À noter que les images présentées sur la figure 3.24 sont les coupes acquises au centre du capteur. Les images acquises en présence d'un capteur non-découplé (CE/L/1) montrent des hyper et hypo intensités de signal et donc une non-uniformité du RSB dans

l'image. En comparant les images acquises en présence des capteurs CE-C/L/1 et CE-O/L/1 aux images du fantôme en l'absence d'un capteur endoluminal (fantôme seul), nous n'avons pas décelé de différences notables en termes d'uniformité de rapport signal-sur-bruit et ce quelle que soit la méthode de découplage utilisée (classique ou optique). Les profils de RSB ont été mesurés sur toute la longueur du capteur endoluminal (vingt-et-une coupes images) pour deux régions d'intérêt (RI) de 100 mm^2 de surface comme présenté dans la figure 3.25. Ces régions ont été choisies pour correspondre aux zones des hyper et hypo signaux de l'image prise en présence d'un capteur dépourvu de circuit de découplage (CE/L/1).

L'uniformité du RSB est déterminée en calculant la moyenne du RSB dans les RI pour les vingt-et-une images tirées de la pile acquise. Pour le capteur sans circuit de découplage (CE/L/1), la différence de RSB est conséquente (de l'ordre de 30) pour l'une et l'autre des deux séquences. Dans le cas des capteurs munis de circuits de découplage classique (CE-C/L/1) et optique (CE-O/L/1), la différence du RSB entre les deux régions d'intérêt est négligeable (autour de 2 au centre du capteur).

Ces résultats prouvent la faisabilité et l'efficacité du dispositif de découplage optique, au moins pour le plan d'imagerie médian du capteur. Notons que les images de la séquence d'écho de gradient sont plus sensibles aux inhomogénéités en particulier à côté du contour de l'image du fantôme.

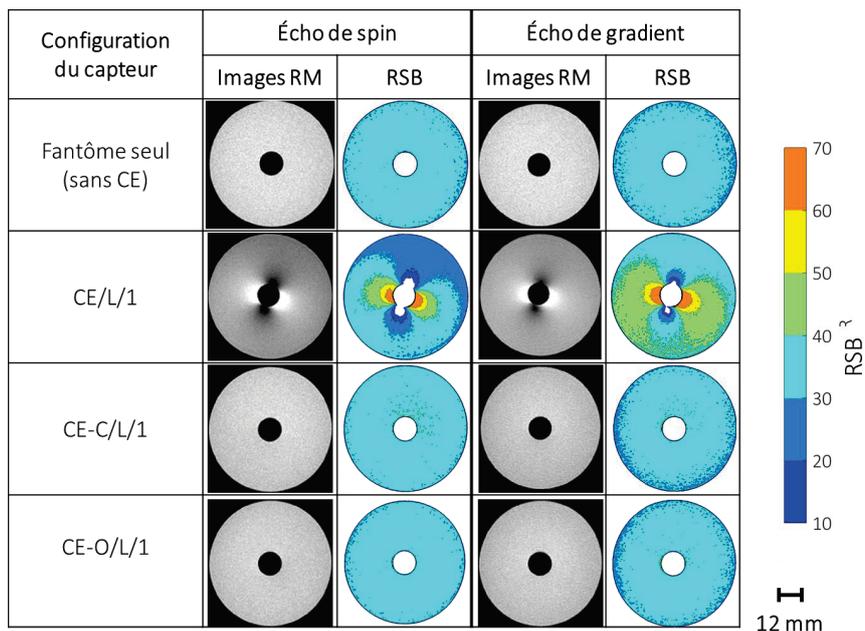


Figure 3.24 : Images RMN axiales acquises par une bobine volumique pour un fantôme lors de la présence de différents capteurs endoluminaux : capteur sans circuit de découplage CE/L/1, capteur avec un circuit de découplage classique CE-C/L/1 et capteur avec des circuits de découplage optique CE-O/L/1.

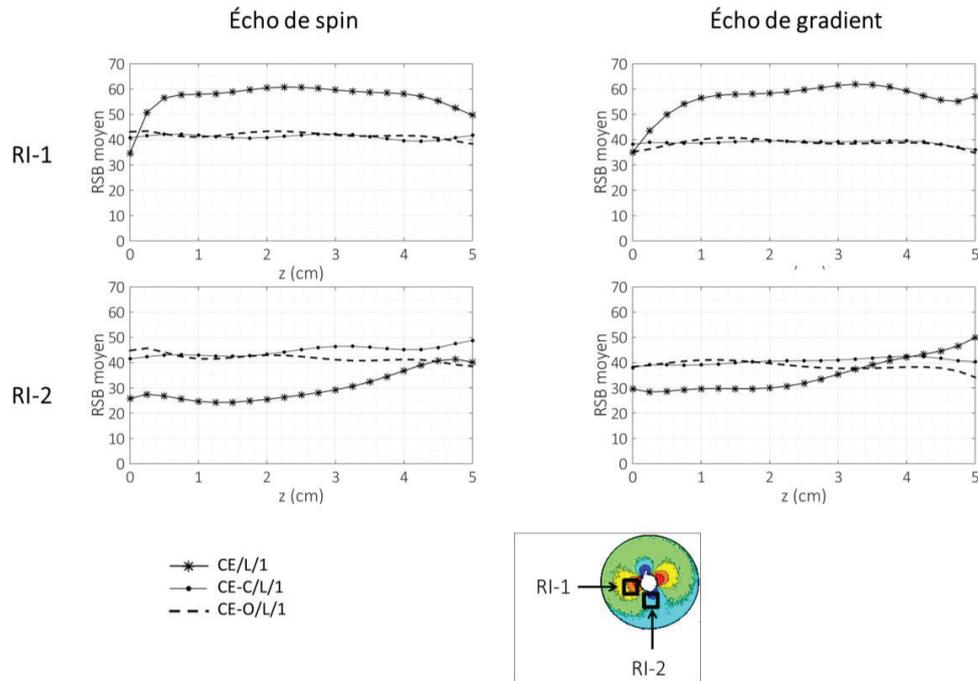


Figure 3.25 : Moyenne du RSB dans deux régions d'intérêts (RI-1 et RI-2) en fonction du numéro de coupe de l'image. Le rapport signal-sur-bruit a été calculé en utilisant les séquences écho de spin et écho de gradient. Les régions d'intérêt ont été choisies en fonction des régions d'hyper et d'hypo signaux de l'image acquise en présence d'un capteur sans circuit de découplage (CE) (image en bas).

3.5.2 - Imagerie *in vitro* avec le capteur endoluminal en réception

Une deuxième série d'expériences a été réalisée en utilisant le capteur endoluminal pour la réception du signal RF, la bobine volumique servant à l'émission.

Nous présentons, sur la figure 3.26, les images RMN axiales du fantôme acquises par les capteurs « large-substrat » et « petit-substrat ». Toutes les images ont été recalées sur le même système de coordonnées pour pouvoir être comparées et analysées. En effet, la distribution de la sensibilité d'une boucle simple n'est pas parfaitement circulaire, une rotation est nécessaire. Ce recalage a été mis au point à l'aide d'un programme sous MATLAB (voir Annexe C).

La figure 3.27 et la figure 3.28 présentent les iso-contours du RSB des images de la figure 3.26. Ces iso-contours ont été superposés afin d'être comparés au capteur de référence (découplage classique CE-C/L/1). Nous pouvons voir sur ces figures que les iso-contours du RSB des images acquises par des capteurs à découplage optique se superposent à ceux des capteurs de référence montrant ainsi que le circuit optique peut se substituer au circuit classique sans réduction des performances. La diminution du facteur de qualité du capteur CE-O/S/1 (cf. paragraphe 3.4.2-) n'avait pas d'influence significative sur le RSB. De plus,

nous pouvons vérifier qu'en utilisant un capteur petit-substrat, des valeurs très élevées du RSB peuvent être atteintes à proximité de la boucle.

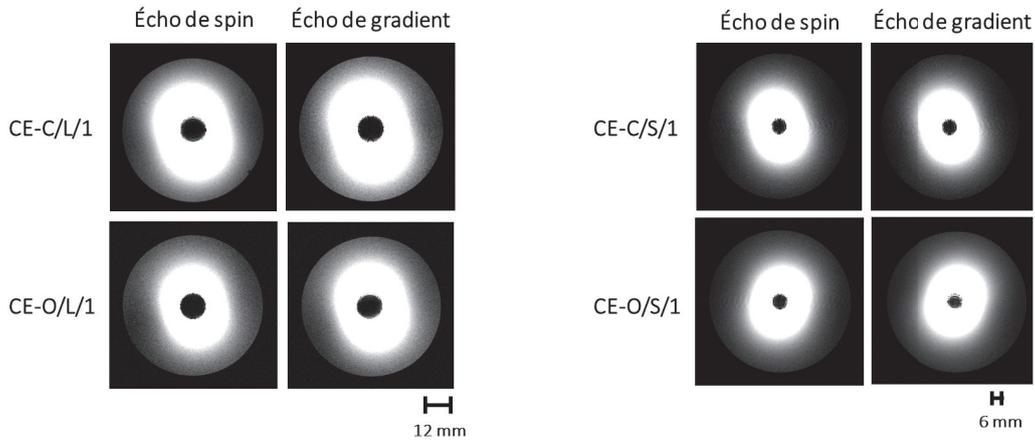


Figure 3.26 : Images RMN axiales acquises par tous les prototypes de capteurs « large-substrat » (à gauche) et les capteurs « petit-substrat » (à droite) pour les deux séquences.

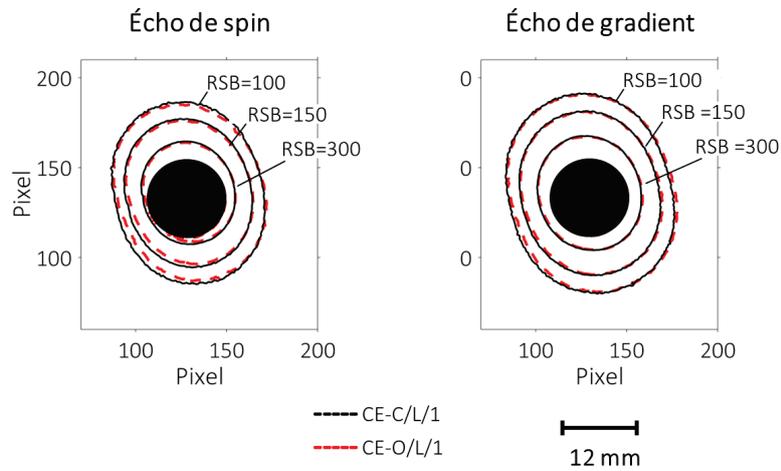


Figure 3.27 : Iso-contours du RSB des images acquises par les capteurs « petit-substrat ». Les deux prototypes de capteurs CE-C/S/1 et CE-O/S/1 ont été utilisés.

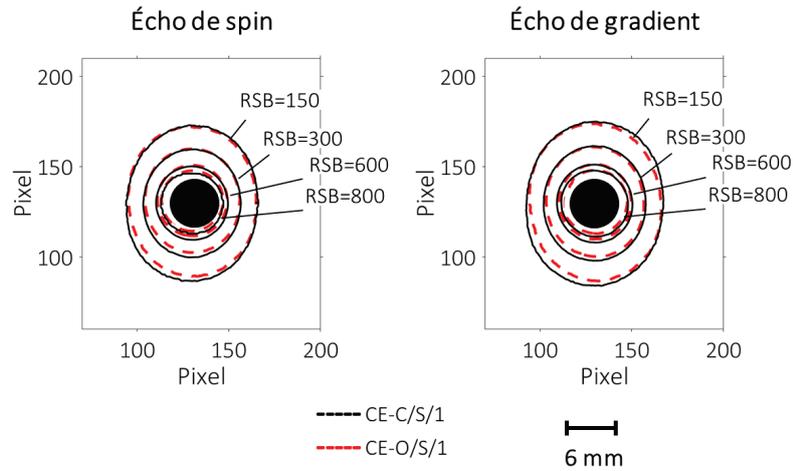


Figure 3.28 : Iso-contours du RSB des images acquises par les capteurs compacts. Les deux prototypes de capteurs ont été utilisés : CE-C/S/1 et CE-O/S/1.

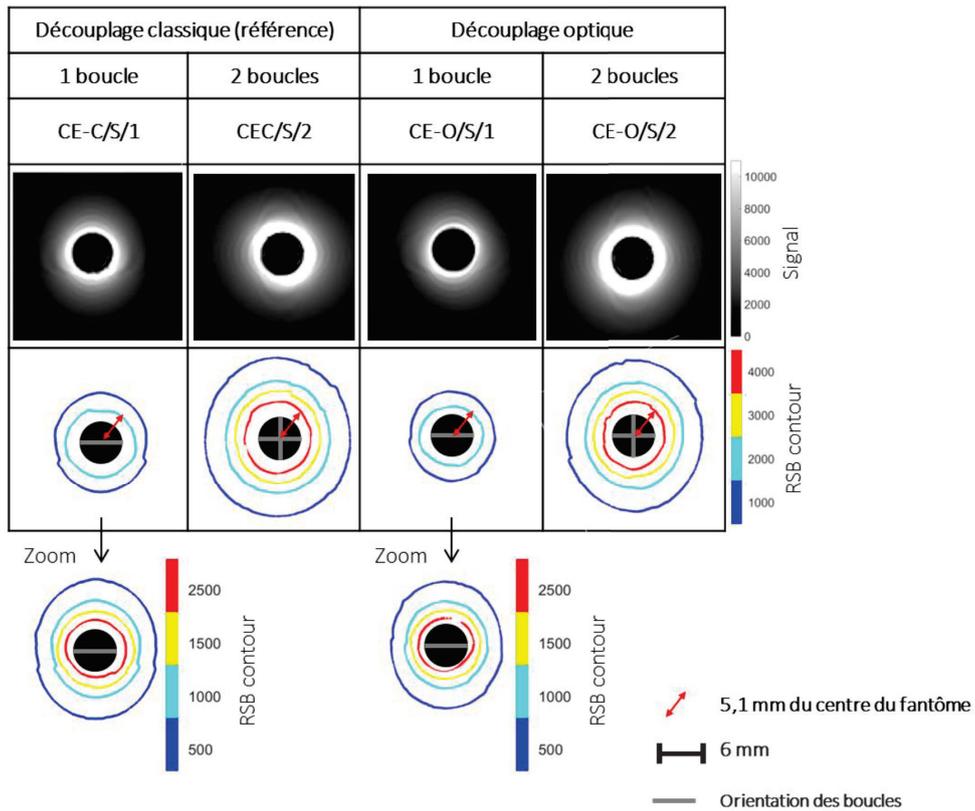


Figure 3.29 : Comparaison entre les images RMN axiales prises par des capteurs à simple boucle (CE-C/S/1 et CE-O/S/1) et des capteurs à double-boucle (CE-C/S/2 et CE-O/S/2). Le trait gris correspond à l'orientation de la boucle dans le fantôme. La flèche rouge montre la distance entre le centre du fantôme et le premier contour.

La figure 3.29 présente les images acquises avec les capteurs double-boucle/canal en comparaison avec les images acquises avec les capteurs simple boucle. Cette figure montre les améliorations en termes de RSB et d'uniformité radiale des images obtenues avec les capteurs double-boucles par rapport aux capteurs compacts (simple-boucle). À proximité des capteurs double-boucle (à 5,1 mm du centre du fantôme), le rapport signal-sur-bruit à une valeur relative proche de 4000 ce qui a été fortement augmenté par rapport à celle du capteur simple-boucle (autour de 2500). Le RSB est augmenté d'un facteur 1,6 légèrement supérieur au facteur $2^{1/2}$. De plus en comparant les images du capteur double-boucle de référence (découplage classique) et les images du capteur double-boucle à découplage optique (CE-O/S/2), nous pouvons déduire qu'un seul circuit de découplage actif optique est suffisant pour découpler les deux boucles simultanément avec les mêmes performances qu'un découplage classique galvanique.

3.5.3 - Mesure de l'élévation de température

Outre l'efficacité du découplage actif optique d'un capteur endoluminal dans une IRM clinique à 3 T, des mesures locales de l'élévation de la température à des endroits critiques sur le capteur sont importantes afin de vérifier que le circuit de découplage actif optique améliore la sécurité pour le patient. Pour cela, la variation locale de la température a été mesurée pour les capteurs avec les circuits de découplage galvanique et optique lorsqu'ils sont en réception durant les expériences *in vitro*. La mesure a été réalisée en utilisant un système de mesure de température par fibre optique (Opsens) (cf. paragraphe 1.3.5.1-). Les extrémités des fibres optiques étaient fixées aux différents points de mesure en utilisant un ruban en Téflon, et l'ensemble du capteur a été immergé dans un gel agar-agar de 1,5 % (0,9 % de NaCl, ($\sigma = 0,6-1$ S/m, $\epsilon_r = 73,6$, $c_s = 4,2$ kJ/kg.K) avant d'être placé dans le fantôme cylindrique pour augmenter la diffusion de la température.

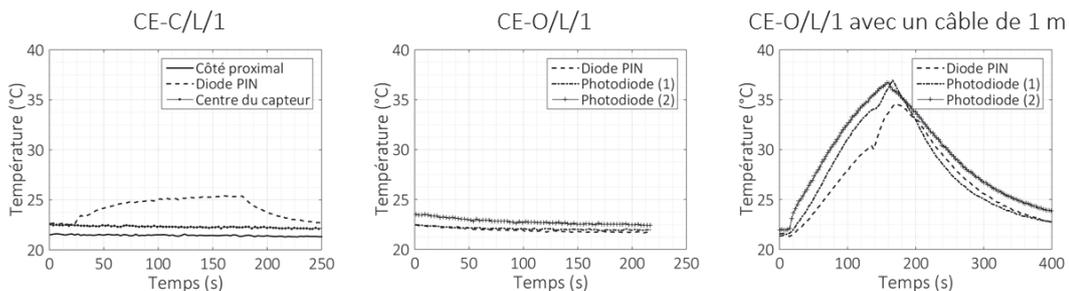


Figure 3.30 : Mesure locale de la température des CE-C/L/1, CE-O/L/1 et CE-O/L/1 avec un câble d'1 m de longueur supplémentaire.

Pour le capteur à découplage classique (CE-C/L/1), les extrémités des fibres optiques ont été placées en positions proximale, distale (diode PIN) et au milieu de la boucle et à proximité de la diode PIN. La figure 3.30 montrent une élévation de température (2,77°C) uniquement à côté de la diode PIN parce qu'elle est parcourue par un courant élevé (150 mA).

Pour le capteur à découplage optique (CE-O/L/1) la température a été mesurée à proximité de la diode PIN et des deux photodiodes. Aucun changement remarquable de température n'a été discerné le long de la boucle, pas plus qu'au niveau du circuit de découplage. Nous pouvons ainsi confirmer que le circuit de découplage optique et les photodiodes illuminées ne chauffent pas et peuvent donc être utilisées en toute sécurité vis-à-vis du patient. Finalement, un câble coaxial de 1 m a été ajouté au capteur ayant un découplage optique pour mettre en évidence l'importance de s'affranchir de toutes les connexions galvaniques afin d'assurer la sécurité des patients, notamment pour des applications nécessitant des longs câbles coaxiaux, comme dans les applications endoluminales où l'utilisation des trappes est impossible. Dans ce cas, l'élévation de la température locale peut atteindre 15 °C. Cela confirme encore une fois la nécessité de réaliser un capteur endoluminal à liaisons optiques.

3.6 - Perspectives d'amélioration

Dans ce chapitre, les travaux concernant le découplage actif optique du capteur endoluminal ont été présentés. Nous avons vérifié que les performances d'un capteur à découplage optique dans un système IRM clinique sont très similaires à celles d'un capteur avec un découplage classique. Malgré les résultats satisfaisants, le capteur endoluminal associé à son circuit de découplage actif optique peut encore être amélioré sur plusieurs points.

Tout d'abord, concernant le circuit de découplage actif optique, nous avons trouvé que le choix de la photodiode est très important mais il n'est pas facile de sélectionner la photodiode optimale. Le choix d'une photodiode (dans le cas de composants de disponibilité commerciale courante) est effectué à partir d'un compromis entre les dimensions, la susceptibilité magnétique de matériaux la constituant, le courant généré et particulièrement sur la rapidité de commutation. La photodiode Hamamatsu (S12158-09CT) s'avère, parmi nos recherches, être la plus convenable pour notre application. En utilisant cette photodiode, les temps de commutation du capteur sont relativement faibles par rapport à la durée d'une impulsion IRM d'une séquence de base (de l'ordre de la dizaine de μ s). Toutefois ces temps ne sont probablement pas toujours suffisants pour des séquences spécifiques ayant un temps d'écho ultra court notamment la séquence UTE (*ultra short TE*). Ce qui nous inciterait à trouver de nouvelles photodiodes ou une nouvelle disposition sur le circuit pour avoir une commutation encore plus rapide. Une perspective serait de faire un projet avec un laboratoire spécialisé dans le développement de composants semi-conducteurs, pour avoir une photodiode qui respecte notre cahier des charges mais qui serait à envisager dans le cadre d'une utilisation industrielle en raison des coûts de conception.

Parce que la commutation du capteur vers le découplage est plus rapide que la commutation vers le couplage, il serait intéressant d'inverser le mode de pilotage actif du capteur pour améliorer la réception du signal. Il faudrait donc que le capteur soit par défaut découplé et le couplage aurait lieu lorsque les photodiodes sont éclairées. De plus, une autre solution peut être utilisée pour améliorer la commutation : il s'agirait de rajouter une troisième photodiode, éclairée pour la décharge active de la capacité équivalente.

L'inconvénient notable du dispositif de transmission optique est la nécessité de batteries d'alimentation et de divers éléments de connexion magnétiques. Ceci nous oblige à placer le boîtier loin de l'IRM et à ajouter des circuits de conversion électrique-optique pour la transmission optique du signal de découplage. L'ajout des circuits peut affecter la rapidité de commutation. Nous pouvons donc remplacer les batteries de commerce par des batteries moins magnétiques à base de lithium comme par exemple (Newcon Optik, Canada), mais ces batteries sont relativement coûteuses et ne sont pas faciles à trouver en Europe. Il nous faut donc envisager un dispositif de transmission optique du signal simplifié où les diodes lasers seront directement commandées par les signaux électriques de l'IRM. Finalement, il est à noter que les HFBR de réception et de transmission sont très sensibles aux décharges électrostatique, il est important de trouver d'autres composants ayant la même fonction et compatibles avec l'IRM.

3.7 - Conclusion

La mise en œuvre du capteur associé à un circuit de découplage actif optique nous a permis de caractériser et de mettre au point les différents circuits du dispositif pour la transmission optique du signal de découplage, de nous familiariser avec le fonctionnement des composants optoélectroniques (notamment la photodiode), de trouver les meilleures valeurs des composants constituant les circuits de conversion et de valider l'ensemble du dispositif expérimental dans une IRM clinique.

Nous avons pu mettre en évidence le problème de la lente commutation du capteur vers l'état de « couplage » du capteur. La cause de ce problème est l'accumulation des photoélectrons au niveau de la capacité équivalente du capteur. Nous avons minimisé cet effet en utilisant une résistance en parallèle des photodiodes pour forcer la décharge rapide de la capacité équivalente.

Le dispositif de transmission optique du signal de découplage est constitué de plusieurs circuits. Dans ce chapitre, nous avons caractérisé chaque circuit et déterminé les composants optimaux pour le bon fonctionnement de toute la chaîne. Il était nécessaire de réaliser le premier circuit de conversion électrique-optique, constitué de quatre diodes PIN et d'un HFBR de transmission, qui fonctionne sur une large gamme de courants de découplage, pouvant ainsi être compatible avec différents systèmes d'IRM. Dans une IRM clinique, nous avons vérifié le bon fonctionnement de différents prototypes de capteurs et du dispositif de transmission optique en effectuant des séries d'acquisition d'images RMN sur un fantôme. D'une part, les images acquises par les bobines volumiques montrent l'absence de couplage entre la bobine d'émission et nos capteurs de réception. D'autre part, les iso-contours de RSB des images acquises respectivement par un CE-O et un CE-C en réception se superposent. Ces résultats montrent que le découplage actif optique est d'une efficacité comparable au découplage par voie classique.

Le risque d'échauffement éventuel de ce dispositif (pouvant poser des problèmes de sécurité vis-à-vis du patient) a été évalué par la mesure de la température locale à des endroits considérés critiques (diode PIN, photodiodes éclairées et aux extrémités distal et proximal du capteur). La température n'évolue pas significativement au cours d'une acquisition

contrairement à celle mesurée au voisinage du capteur associé à un circuit de découplage classique. Dans ce cas, l'élévation de la température est sensible au niveau de la diode PIN qui est activé par un courant de 150 mA, envoyé de l'IRM à travers un câble coaxial (alors que pour un CE-O le courant traversant la photodiode est de l'ordre de 9 mA).

Nous avons démontré qu'en utilisant un seul circuit de découplage nous pouvons découpler deux boucles simultanément puisque le courant (divisé par deux) s'est avéré suffisant pour activer les diodes PIN, ce qui n'est pas le cas en utilisant trois boucles ou plus. Au-delà des capteurs endoluminaux, le découplage actif optique peut être employé pour d'autres types de capteurs, en utilisant des photodiodes plus rapides et plus adaptées à l'environnement de l'IRM sans la contrainte des dimensions.

Dans le chapitre suivant nous présentons la transmission optique du signal radiofréquence pour construire un capteur à liaison « toute optique » ne présentant pas de risque d'échauffement, grâce à l'absence de liaison galvanique entre le capteur et le système IRM.

Chapitre 4

Vers une transmission optique du signal RMN

Ce chapitre se situe dans le prolongement du chapitre 3 consacré à la transmission optique du signal électrique entre le capteur endoluminal et le système IRM. Le présent chapitre porte sur la transmission optique du signal RMN détecté par le capteur. La méthode de modulation externe (cf. chapitre 1, paragraphe 1.2.5.2-) est employée pour la conversion du signal électrique en un signal optique. Un cristal électro-optique a ainsi été utilisé en tant que modulateur d'état de polarisation. Afin de rendre le capteur endoluminal plus compact mais également de gagner significativement en sensibilité, un guide d'onde (Ti:LiNbO_3) de dimensions sub-centimétriques a été choisi pour être placé au niveau de la boucle résonante. Dans la première section de ce chapitre, nous rappelons les expérimentations réalisées par Aydé et al. [135], [149] sur un banc optique pour la transmission optique du signal RMN en utilisant le guide d'onde. Cette section est indispensable pour comprendre les travaux d'optimisation qui ont été menés dans le cadre de cette thèse. Dans la seconde section nous présentons les points bloquants la réalisation d'un capteur endoluminal tout optique, compact et fibré. Dans la troisième section nous présentons les travaux réalisés pour contourner ces divers points bloquants. Pour conclure ce chapitre nous présentons une solution que nous avons envisagée pour concevoir un nouveau prototype de capteur endoluminal intégrant la boucle résonante et le guide d'onde sur un même substrat ; cette conception qui permettrait de s'affranchir de plusieurs points bloquants verra le jour grâce à la collaboration de FEMTO-ST, laboratoire spécialisé en optique intégrée.

4.1 - Capteur endoluminal à liaison optique dédié à la mesure du champ magnétique radiofréquence

Dans le chapitre 2, il a été évoqué le lien entre l'application d'un champ électrique sur un cristal électro-optique et la variation linéaire des indices de réfraction par effet Pockels, ceci produisant une variation de l'état de polarisation du laser sondant le cristal. En se fondant sur ce principe, un guide d'onde électro-optique a été associé à la boucle résonante en tant qu'élément de transduction d'un capteur dédié à la mesure du champ magnétique. En théorie, comme nous l'avons précisé dans la section 2.3-, une cascade de conversion de grandeurs physiques aura lieu pour convertir le champ magnétique détecté par la boucle résonante en un signal optique déporté à l'extérieur de l'IRM (figure 2.8). Le signal optique est ensuite

converti en un signal électrique lui-même utilisé pour obtenir une image RMN. Un travail expérimental réalisé par Aydé *et al.* [135], [149] a démontré la faisabilité de ce concept au sein de la société Kapteos, partenaire du projet. Cette section est consacrée à la présentation de ce travail expérimental afin de détailler le dispositif optique mise en place sur un banc optique pour la mesure d'un champ magnétique.

4.1.1 - Conversion électro-optique d'un signal radiofréquence

4.1.1.1 - Présentation du banc expérimental

Le banc expérimental est présenté en figure 4.1 [136]. Une boucle d'émission (BEm) génère un champ magnétique RF qui est mesuré par un capteur endoluminal. Le signal électrique recueilli est envoyé aux bornes d'un guide électro-optique. Ce guide est l'élément du banc optique qui permet de transformer le signal électrique en un signal optique porteur de la valeur du champ magnétique.

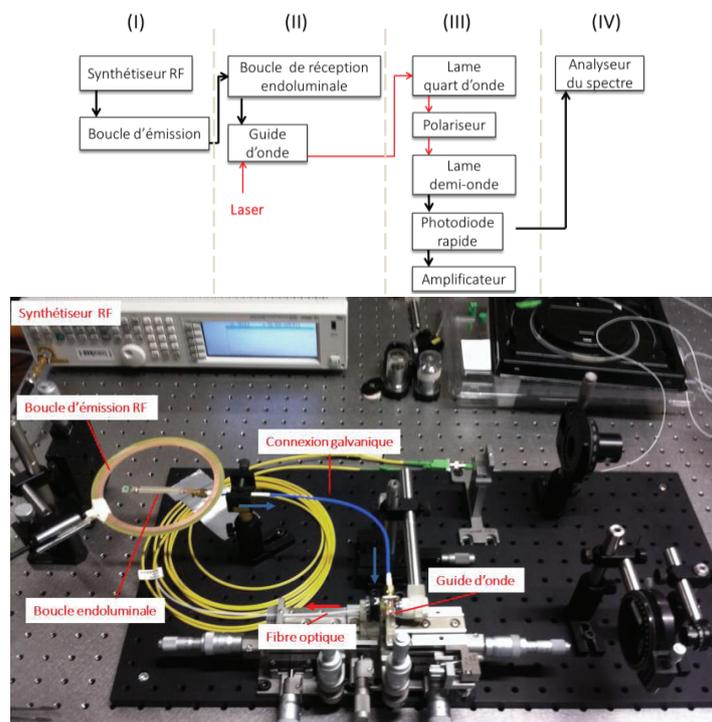


Figure 4.1 : En haut, schéma blocs de l'expérience de la conversion EO. (I) Génération du champ magnétique RF. (II) Détection du champ magnétique par une boucle réceptrice et conversion EO par un guide d'onde. (III) Traitement optique du signal. (IV) Visualisation du signal électro-optique. En bas, photographie du banc d'expérimentation [136]. La flèche bleue correspond à la connexion galvanique entre la boucle endoluminale et les électrodes du guide optique ; la flèche rouge correspond au signal optique transmis à travers une fibre optique.

Un synthétiseur RF génère un signal sinusoïdal à 127,72 MHz ayant une puissance d'entrée P_{in} qui varie entre -101 dBm et 14 dBm. La boucle d'émission (BEm) circulaire non-adaptée, ni accordée et de diamètre (D_{BEm}) égal à 10 cm, transforme ce signal en un champ magnétique RF d'amplitude variable (en fonction de P_{in}).

Il est important de noter que le diamètre de la boucle BEm doit être suffisamment large par rapport à la taille du capteur endoluminal, pour que le champ magnétique vu par celui-ci soit considéré uniforme. Au centre de la boucle, le champ magnétique créé est donné en fonction du courant induit dans la boucle BEm ($I_{BEm}(t)$) et du diamètre de celle-ci :

$$\vec{B}_\Omega(t) = |\vec{B}_\Omega| \cdot \sin(\Omega.t) = \frac{\mu_0 I_{BEm}(t)}{D_{BEm}}, \quad (4.1)$$

avec

$$I_{BEm}(t) = I_{BEm} \sin(\Omega.t) = \sqrt{\frac{2P_{in}}{Z_{in}}} \sin(\Omega.t) \quad (4.2)$$

μ_0 , la perméabilité magnétique du vide, Ω , la pulsation propre du champ magnétique I_{BEM} est l'amplitude du courant et Z_{in} , l'impédance d'entrée de la boucle BEM.

Le capteur endoluminal est constitué d'une boucle adaptée à 50 Ω et accordée à 127,72 MHz. Placé devant la BEm il capte le champ magnétique RF. Une différence de potentiel (V) proportionnelle à l'amplitude du champ magnétique RF (équation (4.3)) est induite entre les deux électrodes du guide d'onde EO telle que :

$$V = -\frac{d\Phi}{dt} \propto |\vec{B}_\Omega| \cdot \Omega, \quad (4.3)$$

où Φ correspond au flux magnétique traversant la boucle résonante.

Un champ électrique est ainsi induit entre les deux électrodes. L'amplitude de ce champ dépend de la distance (d) entre les deux électrodes [135], [149].

$$|\vec{E}_\Omega| = \frac{V}{d} \propto \frac{|\vec{B}_\Omega| \cdot \Omega}{d}. \quad (4.4)$$

Il est important de noter que l'amplitude de la conversion électro-optique est fortement dépendante de la distance d . Des travaux antérieurs [135] ont démontré l'importance de diminuer la distance entre les électrodes pour accroître l'intensité du champ électrique vu par le laser et donc améliorer l'amplitude de la réponse électro-optique.

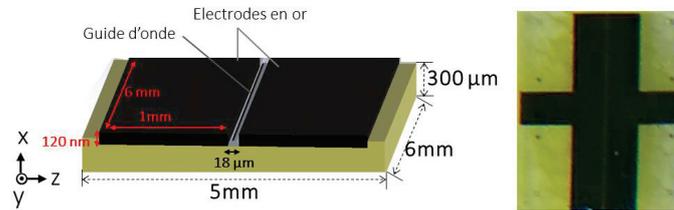


Figure 4.2 : Représentation schématique (à gauche) et photographie (à droite) du guide d'onde Ti:LiNbO₃.

Afin de diminuer le plus possible la distance entre les deux électrodes, un guide d'onde est utilisé (figure 4.2). Le guide d'onde optique est réalisé par diffusion de titane sur

un substrat de niobate de lithium (Ti:LiNbO₃)¹³ ; la distance entre les deux électrodes est de 18 μm. Il est à noter que le guide d'onde n'était pas placé au niveau de la boucle résonante à cause de contraintes qui seront décrites ultérieurement. À ce stade, une connexion galvanique a été utilisée pour relier la boucle aux deux électrodes.

Un laser ($\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, puissance maximale $P_{max} = 50 \text{ mW}$ et $\text{RIN} \leq -150 \text{ dB/Hz}$) polarisé linéairement illumine le guide d'onde. Les indices de réfraction du guide d'onde varient linéairement en fonction de V ainsi que l'état de polarisation du faisceau laser sondant le cristal. À la sortie du cristal, un objectif est utilisé pour faire converger le faisceau optique. Le signal sortant du cristal présente un état de polarisation elliptique qui varie en fonction du temps et correspond au déphasage $\Delta\varphi$ (équation (2.5)). Il est à noter que, dans ce montage expérimental, le faisceau laser est transmis à la sortie de l'objectif, par l'intermédiaire d'une fibre à maintien de polarisation (FMP) pour assurer le bon couplage optique (ou efficacité d'injection). Il est à noter qu'une fibre à maintien de polarisation préserve un état de polarisation rectiligne le long de la ligne optique de transmission.

Des composants optoélectroniques (lame quart d'onde, polariseur et lame demi-onde) ont été employés pour convertir l'état de modulation de la polarisation en un signal optique exploitable. La lame quart d'onde¹⁴ ($\lambda/4$) transforme l'état de polarisation elliptique en polarisation rectiligne. À la sortie de la lame quart d'onde, l'angle Θ formé entre la direction de polarisation rectiligne et l'axe propre du polariseur est fortement dépendant de l'ellipticité en entrée ($\Theta = f(\Delta\varphi)$). Quant au polariseur, il a été utilisé pour traduire la variation angulaire en une puissance optique. La puissance optique peut être donnée suivant la loi de Malus comme suit :

$$P_{opt} = \cos^2(\Theta). \quad (4.5)$$

La lame demi-onde¹⁵ placée à la sortie du polariseur permet d'orienter l'état de polarisation linéaire d'un angle de 45° entre ce dernier et l'axe principal de polariseur. Ceci permet d'obtenir un maximum de linéarité et de dynamique de mesure [129]. L'expression de la puissance optique est la suivante :

$$\begin{aligned} P_{opt} &= \overline{P_{opt}} \cos^2\left(\frac{\pi}{4} + \Delta\varphi\right) \\ &= \frac{\overline{P_{opt}}}{2} \left(1 + \cos 2\left(\frac{\pi}{4} + \Delta\varphi\right)\right), \\ &= \frac{\overline{P_{opt}}}{2} + \tilde{P}_{opt}(t) \end{aligned} \quad (4.6)$$

avec

$$\tilde{P}_{opt}(t) = -\frac{\overline{P_{opt}}}{2} \sin(2\Delta\varphi) \approx -\overline{P_{opt}} \Delta\varphi. \quad (4.7)$$

¹³ Ce type de guide d'onde a été développé par le laboratoire FEMTO-ST à Besançon. Un grand nombre de guides d'onde a été testé afin d'optimiser au plus possible la distance entre les électrodes.

¹⁴ La lame quart d'onde est un milieu biréfringent induisant un déphasage relatif de $(2p+1)\pi/2$ entre les composantes du champ électrique ($p \in \mathbb{N}$).

¹⁵ La lame demi-onde est un milieu biréfringent induisant un déphasage relatif de $(2p+1)\pi$ entre les composantes du champ électrique ($p \in \mathbb{N}$).

Le signe négatif dans l'équation (4.7) traduit l'orientation de la polarisation par rapport à l'axe principal du polariseur. $\tilde{P}_{opt}(t)$ correspond à la puissance optique modulée.

Une photodiode rapide (Ortel, 2516-032), alimentée par une tension de 15 V est utilisée ensuite pour obtenir un signal électrique dont la puissance de sortie P_{out} dépend de V et donc de l'amplitude du champ magnétique RF. L'intensité du courant photo-induit peut être ainsi écrit comme suit [126] :

$$I_{ph} = \overline{I_{ph}} + \tilde{I}_{ph} = \eta (\overline{P_{opt}} + \tilde{P}_{opt}), \quad (4.8)$$

avec η le rendement de conversion optoélectronique de la photodiode ($\eta = 0,85$ A/W). I_{ph} est ainsi proportionnel à la variation de la puissance optique P_{opt} . La faible valeur du courant mesuré nécessite l'utilisation d'un amplificateur RF (MITEQ AM-1607-1000) de gain égal à 40 dB et sa figure de bruit maximale vaut 3,3 dB. La puissance de sortie P_{out} est mesurée au moyen d'un analyseur de spectre.

4.1.1.2 - Mesure de linéarité

Mesure du champ électrique

Une première mesure a été réalisée sans l'introduction du capteur pour caractériser la réponse électro-optique du guide d'onde. La réponse de la conversion électro-optique est mesurée en fonction de la puissance appliquée P_{in} délivré par le synthétiseur directement lié aux électrodes du guide.

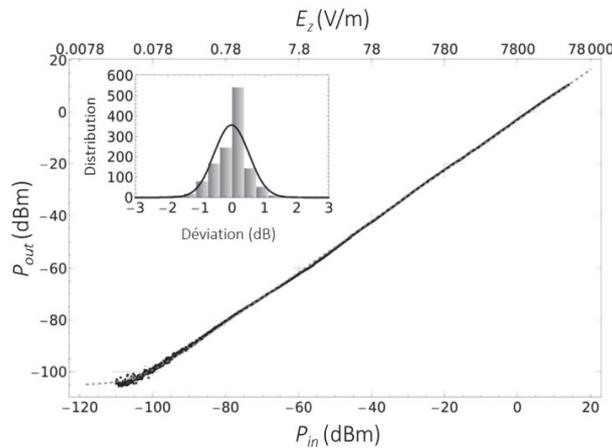


Figure 4.3 : Réponse électro-optique en fonction de la puissance P_{in} appliquée par le synthétiseur aux bornes des électrodes du guide optique. La puissance P_{in} a été convertie au champ électrique E_z correspondant sur le second axe des abscisses. Les mesures sont représentées par des points et l'ajustement théorique incluant les contributions du bruit correspond à la courbe en pointillé. L'encart indique la distribution de l'erreur de l'ajustement par rapport à un ajustement gaussien [135].

La courbe présentée sur la figure 4.3, montre une réponse linéaire du guide optique sur plus de 100 dB. L'équation utilisée pour réaliser l'ajustement théorique est de la forme :

$$P_{out} = 10 \log_{10} \left(10^{\frac{P_{Bruit[dB]}}{10}} + 10^{\frac{\alpha_{EO} P_m + \beta_{EO}}{10}} \right) \quad (4.9)$$

où α_{EO} présente le coefficient de linéarité ($\alpha_{EO} = 0,98$) et β_{EO} correspond à l'efficacité de conversion électro-optique.

À partir de cette mesure, il a été possible de déduire le champ électrique minimal détectable¹⁶ sur une bande d'analyse de 30 Hz. Sa valeur est autour de $10 \text{ mV.m}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$ qui correspond à une tension de $0,3 \text{ } \mu\text{V}$.

Mesure du champ magnétique

Après avoir démontré la linéarité du guide optique, le capteur endoluminal a été rajouté dans l'expérience (figure 4.1) afin de caractériser l'ensemble de la conversion (du champ magnétique vers un signal électrique en passant par un signal optique). La figure 4.4 présente la puissance de sortie P_{out} , mesurée sur l'analyseur de spectre, en fonction du champ magnétique généré par la boucle BEm. Une excellente linéarité a été obtenue avec une dynamique qui dépasse 100 dB. L'équation d'ajustement est donnée par :

$$P_{out} = 10 \log_{10} \left(10^{\frac{P_{Bruit[dB]}}{10}} + \xi B_n^2 \right) \quad (4.10)$$

où ξ est égale à $1,27 \times 10^{11} \text{ W.T}^{-2}$ qui correspond au facteur d'antenne $\sqrt{R.\xi} = 2,5 \times 10^6 \text{ V.T}^{-1}$ pour une résistance de charge $R = 50 \text{ } \Omega$ et β_{EO} correspond à l'efficacité de conversion électro-optique.

Enfin, le champ minimal détecté est de $56 \text{ fT.Hz}^{-1/2}$ sur une bande d'analyse de 30 Hz. Le plancher de bruit, dans ce cas, est situé à -115 dBm ce qui dépasse le plancher de bruit électronique de l'analyseur du spectre (établi à -136 dBm) [150]. Ceci pourrait être limitant pour l'application IRM où le rapport signal-sur-bruit est un paramètre très important.

Pour conclure, ces travaux expérimentaux menés par Aydé *et al.* ont permis de valider le principe de la mesure du champ magnétique sur un banc optique expérimental (en configuration « non-fibrée »). Cependant la fabrication d'un capteur endoluminal compact et fibré, associant à la fois le guide d'onde, les fibres optiques et les composants électro-optiques présente des contraintes liées principalement au bruit ajouté par la chaîne de transmission optique du signal, à la liaison électriques entre la boucle endoluminale et les électrodes et enfin au couplage optique entre le guide et la fibre optique. Ces contraintes seront présentées plus en détails dans la section suivante.

¹⁶ Le bruit étant intrinsèquement lié à la bande d'analyse, c'est pourquoi la valeur du champ minimale détectable est donnée en $\text{mV.m}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$. Cette valeur doit être multipliée par la racine carrée de la bande d'analyse instantanée pour obtenir le champ minimal mesurable en V/m dans la bande d'analyse.

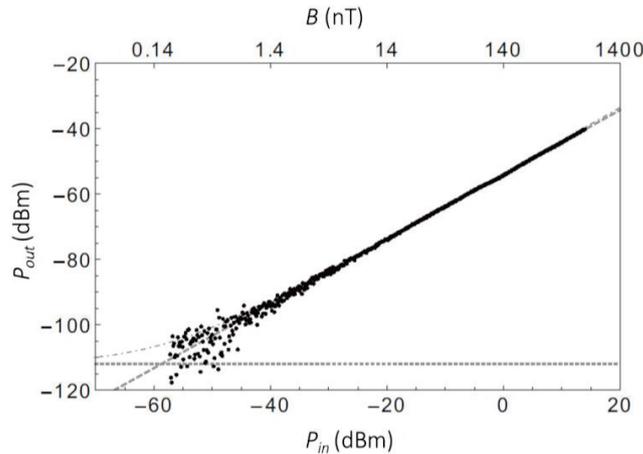


Figure 4.4 : Réponse électro-optique en fonction de la puissance P_{in} appliquée par le synthétiseur RF et du champ magnétique B_{Ω} généré par la boucle BEM. Les mesures sont représentées par des points et l'ajustement théorique incluant les contributions du bruit correspond à la courbe en pointillé [135].

4.2 - Points bloquants

Malgré les bonnes performances du capteur endoluminal associé au guide optique en termes de linéarité, dynamique de mesure et de sensibilité, le montage actuel n'est pas optimal et plusieurs points rendent difficile la fabrication d'un capteur endoluminal millimétrique fibré. Malheureusement seul un capteur compact, fibré et ayant un bon rapport signal-sur-bruit pourra être utilisé dans un système IRM. Ce paragraphe consiste à présenter les points bloquants du premier prototype de capteur endoluminal réalisé par Aydé *et al.* pour le rendre compact et fibré.

4.2.1 - Influence de la conversion/transmission optique sur le rapport signal-sur-bruit

Le rapport signal-sur-bruit est une notion primordiale en IRM. Beaucoup d'efforts sont consentis pour améliorer le RSB à travers l'optimisation des capteurs et il n'est pas envisageable de les dégrader lors de l'étape de conversion et de transmission optique. Dans le premier et le troisième chapitre, nous avons montré qu'un capteur endoluminal présente un RSB élevé et que le risque de brûlures devrait être minimisé par l'emploi d'une connexion optique. Dans le cas d'une transmission galvanique du signal RMN, le bruit dominant est le bruit thermique. La transmission optique, quant à elle, met en jeu différentes sources de bruit en plus du bruit thermique : le bruit relatif en intensité (RIN du laser), le bruit de grenaille (associé à la conversion photon-électron) et finalement le bruit de Johnson (électronique de traitement du signal). D'autre part, la puissance optique subit également des pertes dues à la présence des composants optoélectroniques (lame quart/demi d'onde, polariseur et couplage dans les fibres). En conséquence, la chaîne de transmission optique va diminuer le rapport

signal-sur-bruit en comparaison avec la méthode galvanique. Il est par conséquent important de quantifier cette diminution en étudiant le signal électro-optique en sortie de la chaîne de transmission optique.

Afin d'estimer la valeur du signal obtenu en sortie de la chaîne de conversion électro-optique, nous avons pris le cas d'un modulateur commercial à base de LiNbO_3 (le même type de cristal que celui utilisé pour la réalisation du guide d'onde) dont la réponse en puissance optique (figure 4.5) en fonction de la tension appliquée peut s'écrire sous la forme suivante :

$$P_{opt} = P_0 \sin^2 \left(\frac{\pi V}{2 V_\pi} \right). \quad (4.11)$$

où P_0 est la puissance incidente sur le cristal ($P_{0max} = 40 \text{ mW}$). Si une tension $V = V_\pi$ est appliquée, la puissance est maximale et égale à la puissance transmise par le polariseur.

Si une tension continue V_0 égale à $V_\pi/2$ est appliquée et modulée par une tension de modulation sinusoïdale (V), d'amplitude nettement inférieure à $V_\pi/2$, la puissance optique est modulée de façon quasi-sinusoïdale. En effet, la pente $P_{opt}(V)$ est quasi-constante au voisinage de $V_\pi/2$ et par conséquent la relation entre la variation de tension et la variation de la puissance optique est quasi-linéaire.

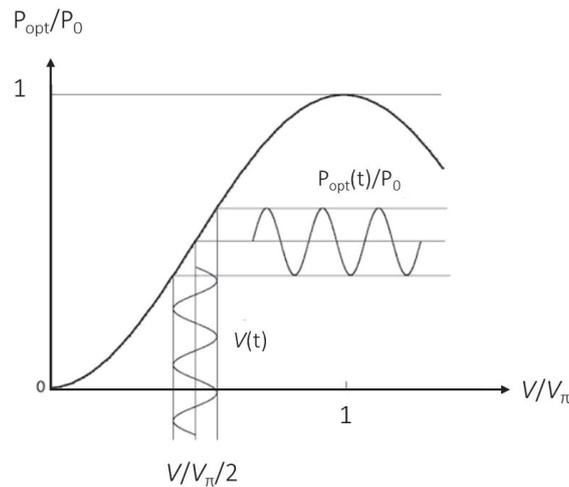


Figure 4.5 : Modulation de la puissance optique en fonction de la tension appliquée.

À la sortie de la photodiode, la tension de sortie (V_{out}) peut être écrite comme suit :

$$V_{out} = \frac{\delta P_{opt}(V_\pi/2)}{\delta V} V \eta P_0 R, \quad (4.12)$$

avec R l'impédance de charge égale à 50Ω . La tension de modulation (V), qui est la différence du potentiel appliqué aux bornes du capteur endoluminal, a été choisie égale à 1 mV (ordre de grandeur des signaux détectés par un capteur endoluminal). Le rendement de conversion optoélectronique de la photodiode est égal à $0,9 \text{ A/W}$. La tension V_π est égale à $3,5 \text{ V}$. En prenant en compte les pertes optiques (qui sont autour de $-2,7 \text{ dB}$ d'après la société Kapteos), la tension en sortie de la photodiode est estimée autour de $0,6 \text{ mV}$. La tension

d'entrée appliquée (1 mV) a donc subi une diminution de 40 %. Dans le paragraphe 2.4.2.1-, nous avons présenté les sources du bruit qui peuvent être ajoutées au signal suite aux différentes conversions électro-optiques et optoélectroniques. La puissance du bruit équivalent au bruit relatif en intensité (équation (2.32)) et du bruit de grenaille (équation (2.33)) est inférieure à -150 dBm ce qui est négligeable par rapport au bruit thermique qui est due principalement à la boucle résonante de détection RF et à l'électronique de la chaîne de détection dans un système IRM (environ -110 dBm). Ce résultat préliminaire montre qu'il est envisageable d'obtenir une image suite à une transmission optique du signal RMN détecté puisque le signal en sortie est du même ordre de grandeur que le signal d'entrée. Une amplification du signal peut être nécessaire afin d'augmenter la valeur du signal utile mais un facteur de bruit additionnel devra être pris en compte. Ceci présente une première limite du capteur à liaison optique.

4.2.2 - Phénomènes piézoélectriques dans le niobate de lithium

Deux assemblages entre la boucle résonante et le guide d'onde ont été testés : le premier par une simple soudure entre les électrodes (en or) du guide et les pistes de cuivre de la boucle endoluminale ; le second par un collage à l'aide d'une laque d'argent.

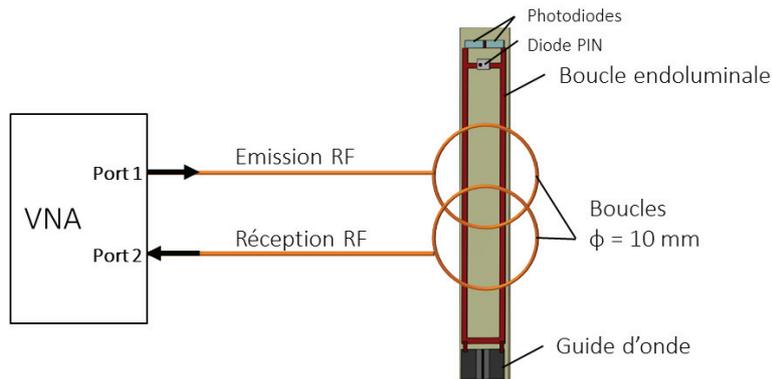


Figure 4.6 : Représentation schématique de l'expérience réalisée pour mesurer la réponse S_{21} de deux boucles en vis-à-vis de la boucle endoluminale associée à un guide d'onde. Deux boucles découplées géométriquement sont reliés au VNA pour respectivement émettre le signal radiofréquence puis mesurer la réponse de la boucle résonante.

Afin de vérifier la bonne liaison « électrique », une mesure de la réponse du capteur a été réalisée par l'intermédiaire de deux boucles permettant le couplage inductif avec le capteur. Les deux boucles circulaires (de diamètre $\varnothing = 10$ mm chacune) sont géométriquement découplées, reliées au VNA et placées en regard du capteur comme la montre la figure 4.6. Par couplage magnétique, la première boucle permet de transmettre le signal RF généré par le VNA au capteur endoluminal et la deuxième boucle récupère le signal détecté par la boucle endoluminale. La réponse du capteur (paramètre S_{21}) avec et sans le guide d'onde est illustrée sur figure 4.7. Les paramètres S_{21} , dans les deux cas, montrent que

le capteur est bien accordé à 127,72 MHz. Il est à noter que la valeur de la capacité d'accord a été modifiée en présence du guide. La capacité d'adaptation n'avait aucune influence sur la réponse du capteur, une explication sera présentée dans le paragraphe 4.3.2-. En présence du guide, des perturbations sont observées à des fréquences précises, espacées d'un pas fixe de 4,4 MHz (figure 4.7). Ce phénomène est présent quel que soit le mode de liaison (par soudure ou par collage avec la laque d'argent).

Ce phénomène indésirable est dû à l'effet piézoélectrique produit dans le guide d'onde. Un matériau piézoélectrique confiné entre des électrodes engendre, sous l'application d'un champ électrique, une déformation de la maille cristalline qui se traduit par des compressions et des dilatations dans le matériau à travers différents modes de vibration. Ce phénomène est fortement dépendant de la fréquence d'excitation et des propriétés diélectriques, des dimensions et de la coupe du résonateur (le guide d'onde). En effet, une onde acoustique se produit dans le guide d'onde et se propage entre les électrodes puis se réfléchit aux interfaces matériau/air. À la fréquence de résonance du guide d'onde, l'onde réfléchie se recombine en phase avec l'onde incidente en formant un ventre. À la fréquence d'antirésonance, les ondes réfléchie et incidente se recombinent en opposition de phase. Lorsque l'épaisseur du résonateur correspond à une demi-longueur d'onde acoustique, le phénomène de résonance apparaît. En dehors des fréquences de résonance, le résonateur se comporte comme une capacité. Ce phénomène présente une deuxième contrainte à prendre en considération pour la réalisation d'un capteur associé à un modulateur électro-optique. On peut toutefois prendre en compte ce phénomène en modifiant les dimensions du guide pour s'assurer que les résonances ne tombent pas au milieu de la bande de fréquence d'acquisition qui est en règle général inférieur à 500 kHz.

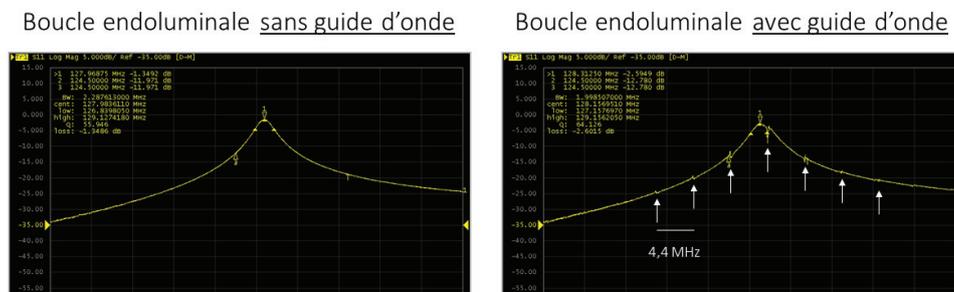


Figure 4.7 : Paramètre S_{21} de la boucle résonante sans guide d'onde (à gauche) et avec guide d'onde (à droite). Les flèches blanches montrent les phénomènes indésirables ajoutés à la réponse du capteur.

4.2.3 - Efficacité de couplage optique entre le guide et la fibre

Enfin, la réalisation d'un capteur endoluminal à liaisons optiques requiert un couplage optique entre le guide d'onde et une fibre pour réaliser la transmission optique du signal avec un minimum de perte. Sur un banc de mesure optique, il est possible d'assurer le couplage optique en utilisant un banc triaxial motorisé très précis en translation et en rotation. En

dehors de ces conditions, la réalisation reproductible et fiable d'un capteur fibré est très compliquée. Ce problème pratique est principalement dû à la différence de diamètres entre le guide et la fibre : le diamètre interne du guide est de l'ordre de quelques micromètres tandis que le diamètre du cœur de la fibre optique est de l'ordre d'une dizaine de micromètres. La réalisation du fibrage impose des expertises technologiques avancées. Une collaboration a été initiée avec une équipe du laboratoire FEMTO-ST, spécialisé en optique intégrée, dans le but de réaliser un guide d'onde fibré.

4.3 - Optimisation du capteur endoluminal à liaison optique

Dans la section précédente, nous avons présenté les points bloquants liés à la fabrication d'un capteur endoluminal intégrant un guide d'onde fibré. Pour contrer ces points bloquants, quelques travaux d'optimisation du montage du capteur ont débutés au cours de cette thèse. Dans cette section, d'une part nous présentons les tests réalisés sur un banc expérimental pour rendre le capteur plus compact et pour diminuer les pertes du signal dues à l'utilisation de plusieurs composants optoélectroniques. D'autre part, un nouveau prototype de capteur a été proposé intégrant à la fois la boucle endoluminal et le guide d'onde sur un même substrat. Ce prototype permet de s'affranchir des effets piézoélectriques indésirables.

4.3.1 - Réduction de l'encombrement optique : vers un capteur endoluminal fibré

L'optimisation du dispositif optique intégré au capteur endoluminal nécessite la réduction de nombre des composants optoélectroniques. Ceci permet d'une part de diminuer légèrement les pertes ajoutées au signal par les composants optoélectroniques (lame quart d'onde, lame demi-onde et polariseur) et d'autre part d'avoir un capteur endoluminal plus compact. Une fibre polarisante (FP) ayant la même fonction qu'un polariseur a été caractérisée sur un banc optique expérimental afin de savoir si son utilisation permettrait de remplacer le polariseur du dispositif optique.

4.3.1.1 - Caractérisation optique de la fibre polarisante

En théorie, le fonctionnement d'une fibre polarisante est équivalent à celui d'un polariseur. La première étape expérimentale à faire pour vérifier cette hypothèse est la caractérisation optique de la fibre polarisante et la détermination de ses axes optiques principaux. La figure 4.8 illustre le montage expérimental réalisé sur un banc optique.

Afin de déterminer les axes de la fibre polarisante, une lame demi-onde et un polariseur ont été mis respectivement à l'entrée et à la sortie de la fibre polarisante. Nous avons fait varier les angles de la lame demi-onde ($\alpha_{\lambda/2}$) et du polariseur (α_p) entre 0° et 180° pendant que la puissance optique a été mesurée à la sortie du polariseur à l'aide d'un puissance-mètre.

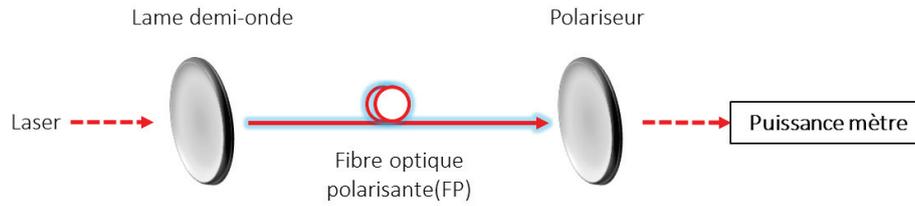


Figure 4.8. Représentation schématique des composants utilisés pour la caractérisation de la fibre polarisante.

La figure 4.9 montre une cartographie de la puissance optique mesurée à la sortie du polariseur en fonction des angles de la lame demi-onde et du polariseur. Les puissances maximales (environ 10 mW) sont repérées pour les couples $(\alpha_{\lambda/2}, \alpha_p)$ valant $(70^\circ, 100^\circ)$ et $(160^\circ, 100^\circ)$; les puissances minimales (environ 36 μ W) sont repérées pour les angles de $(70^\circ, 20^\circ)$ et $(160^\circ, 20^\circ)$. Avec ces mesures il a été possible d'extraire le taux de réjection (TR) qui peut être défini par le rapport des puissances minimale et maximale. Le taux de rejection était autour de 1/300. Les résultats expérimentaux sont ajustables par l'équation (4.13) comme le montre la figure 4.9.

$$P_{opt} = P_{opt-max} \cos^2(2\alpha_{\lambda/2} + \alpha_{\lambda/2(0)}) \cos^2(\alpha_p + \alpha_{P(0)}), \quad (4.13)$$

où $P_{opt-max}$ est la puissance maximale et $\alpha_{\lambda/2(0)}$ et $\alpha_{P(0)}$ sont des constantes.

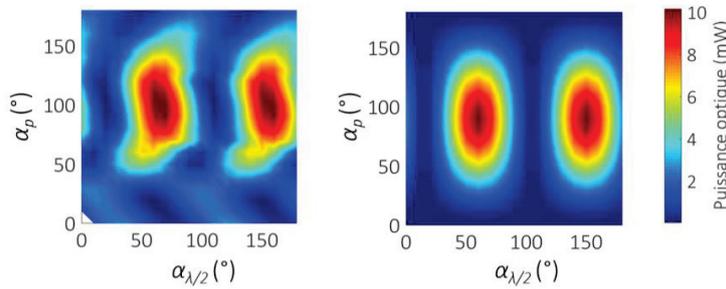


Figure 4.9. Variation de la puissance optique à la sortie du polariseur en fonction des angles de la lame demi-onde et du polariseur. À gauche, mesures expérimentales. À droite, ajustement théorique.

Nous avons remarqué que la puissance optique ainsi que le taux de rejection dépendent du diamètre d'enroulement de la fibre polarisante. Dans l'expérience précédente (figure 4.9), le diamètre d'enroulement (D_{FP}) de la fibre était égal à 20 cm. Un diamètre d'enroulement de 6 cm et une fibre rectiligne ($D_{FP} = \infty$) ont été également testés afin de comparer les configurations. Dans cette expérience, l'angle du polariseur a été fixé à 100° . L'évolution de la puissance optique a été mesurée en fonction de l'angle de la lame demi-onde. Les résultats de mesure sont présentés sur la figure 4.10. Le taux de rejection est meilleur lorsque le diamètre d'enroulement est petit ($D_{FP} = 6$ cm). Cependant, pour ce diamètre, la puissance maximale est réduite par rapport à celle obtenue avec un diamètre de

20 cm. Dans le cadre de nos travaux, le taux de rejection permet de garantir les bonnes performances d'un capteur fondé sur la modulation de l'état de polarisation. Il révèle l'aptitude du capteur à mesurer une composante du champ tout en excluant les autres. Ceci vérifie la possibilité d'employer une fibre polarisante à la place d'un polariseur suivi d'une fibre à maintien de polarisation.

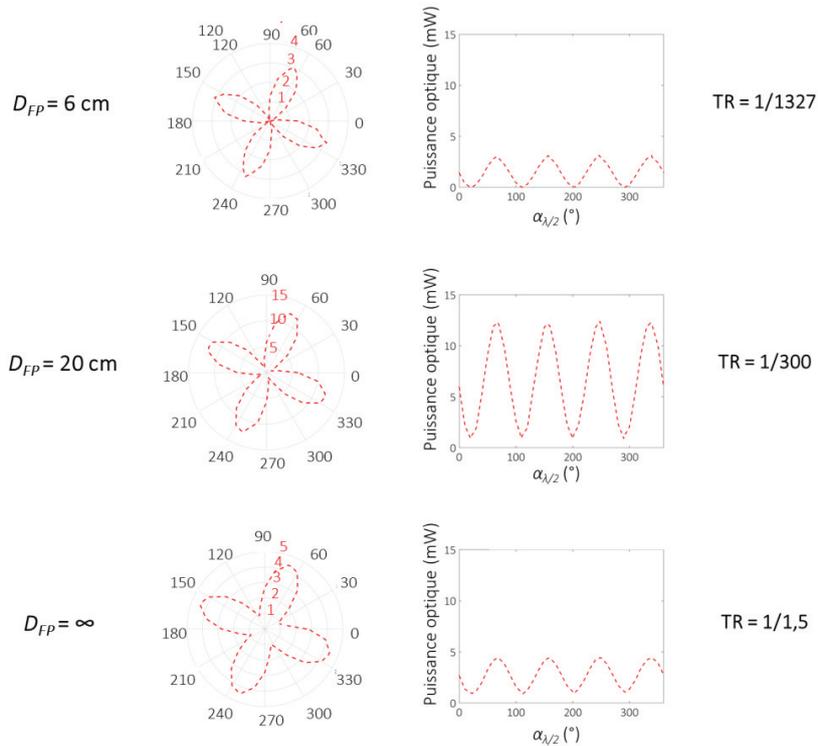


Figure 4.10. Puissance optique à la sortie de la fibre polarisante en fonction de l'angle de la lame demi onde pour les diamètres d'enroulement a) $D = 6$ cm, b) $D = 20$ cm et c) fibre non-enroulée. Le taux de rejection TR est indiqué à droite.

4.3.1.2 - Caractérisation électro-optique du guide d'onde associée à la fibre polarisante

Une seconde série de mesure a été réalisée afin de déterminer la réponse électro-optique d'un guide d'onde (Ti:LiNbO_3) en utilisant la fibre polarisante pour l'analyse et la transmission optique du signal. Une représentation schématique du montage réalisé sur un banc optique est représentée sur la figure 4.11.

Les électrodes, placées de part et d'autre du guide d'onde, ont été alimentées par un GBF qui génère une tension crête-crête de 10 V à une fréquence de 174 KHz. Le laser a été couplé optiquement avec le guide d'onde. La lame quart d'onde a été utilisée pour compenser l'anisotropie du cristal. À la sortie d'une photodiode, un oscilloscope et un analyseur de spectre ont été employés pour visualiser respectivement le signal EO et la modulation de la polarisation.

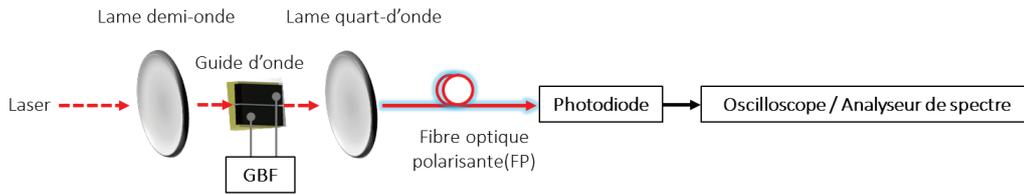


Figure 4.11. Schéma bloc de l'expérience de caractérisation électro-optique du guide d'onde (Ti:LiNbO₃) en utilisant la fibre polarisante (FP).

La figure 4.12 à gauche montre la tension mesurée par l'oscilloscope en fonction de l'angle de la lame demi-onde. Ces mesures démontrent que l'état de polarisation du laser transmis par la fibre optique est bien linéaire (loi de Malus). La modulation de l'état de polarisation est ainsi représentée sur la figure 4.12 à droite. Ce résultat fait apparaître la courbe associée à la mesure d'une seule composante du champ électrique E_z . L'équation d'ajustement théorique associée à cette mesure est :

$$P_{EO} = 20 \log_{10}(\cos \alpha_{\lambda/2}). \quad (4.14)$$

Les points de mesures sont en bon accord avec l'ajustement théorique. La dynamique de mesure dépasse les 40 dB. Ce résultat montre l'obtention d'un maximum de sensibilité et de modulation EO (figure 4.12 à droite) ; lorsque le signal optique présente un maximum de linéarité et de pente (figure 4.12 à gauche) ceci correspond au point du fonctionnement du capteur. Ces résultats démontrent que la fibre polarisante pourrait être une solution alternative pour remplacer à la fois la fibre à maintien de polarisation et le polariseur afin de diminuer les pertes liées à la transmission du signal optique.

Enfin, une mesure de linéarité du montage optique a été réalisée. Le signal électro-optique a été relevé pour les valeurs de puissances en entrée variant de -3 dBm à 1 dBm. Comme le montre la figure 4.13, la réponse du dispositif optique est linéaire sur une plage de 80 dB.

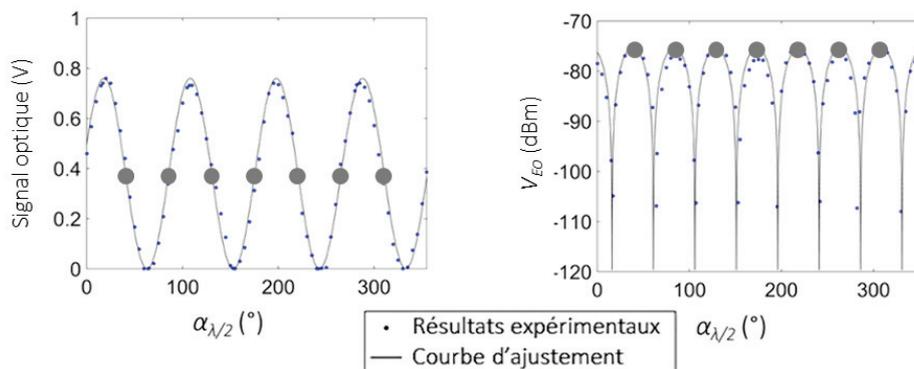


Figure 4.12. À droite, la polarisation linéaire en fonction de l'angle de la lame demi-onde. À gauche, la variation de la polarisation (la modulation) en fonction de l'angle de la lame demi-onde. Les points gris correspondent aux point de fonctionnement.

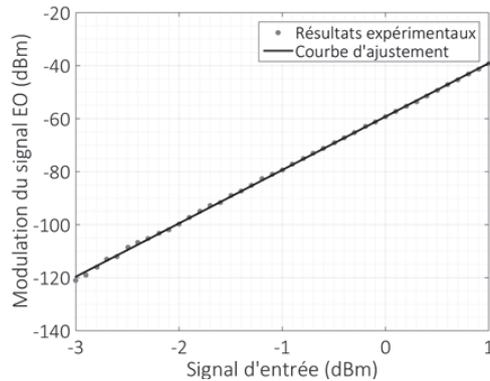


Figure 4.13 : Modulation EO en fonction du signal d'entrée. Les résultats expérimentaux (points) montrent la linéarité de la conversion électro-optique. Un ajustement théorique est présenté en trait plein.

4.3.2 - Intégration de la boucle résonante et du guide d'onde sur un même substrat

Pour contrer l'apparition des effets piézoélectriques du guide d'onde, une des solutions est de modifier les dimensions du guide. Dans ce but et afin de s'affranchir de la connexion guide-capteur endoluminal nous avons imaginé un nouveau prototype de capteur : la boucle résonante et le guide d'onde seront intégrés sur un même substrat de niobate de lithium. Dans ce cas, les pistes de cuivre sont remplacées par des pistes en or cela est déjà fait pour réaliser les électrodes du guide. Les dimensions de la boucle rectangulaire restent identiques à celles du prototype précédent (cf paragraphe 3.1.1-). L'épaisseur des pistes métalliques diminue à cause des contraintes de fabrication et de coût de l'or mais restent supérieures à l'épaisseur de peau (dans l'or à 127,72 MHz $\delta = 6,7 \mu\text{m}$).

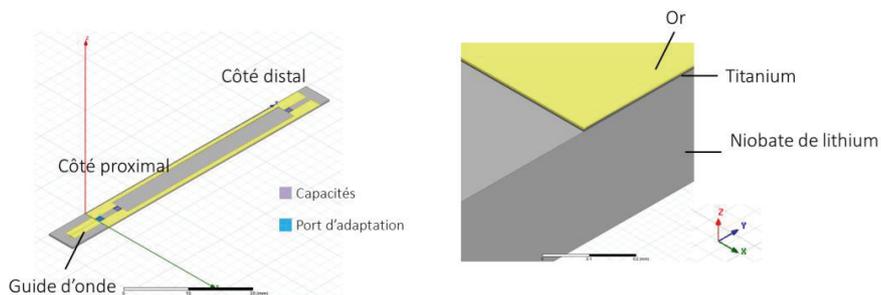
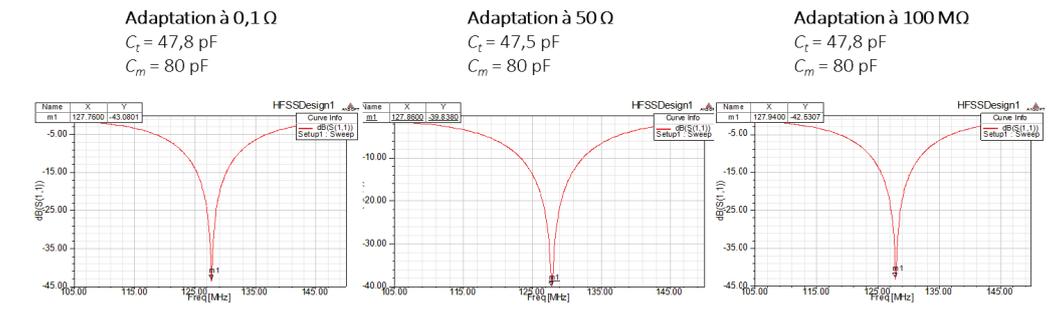


Figure 4.14 : Modélisation d'un prototype capteur endoluminal intégrant la boucle résonante et le guide d'onde sur un substrat de niobate de lithium. Les pistes de cuivre de la boucle résonante sont remplacées par des pistes en or.

Ce prototype de capteur a été simulé numériquement à l'aide du logiciel HFSS, fondé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel. Ce logiciel permet de modéliser le capteur comme présenté sur la figure 4.14. L'épaisseur de l'or est fixée à 20 μm . Nous avons placé 5 μm de titane entre l'or et le substrat afin d'avoir un gradient d'indice. Les capacités d'accord et d'adaptation ont été placées respectivement en position proximale et distale de la boucle. Le guide d'onde est placé sur la côté proximal.

$$\epsilon_r = 29,1$$



$$\epsilon_r = 44$$

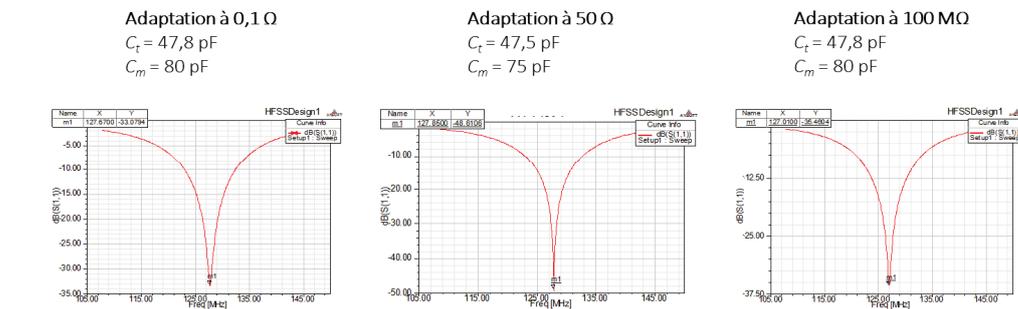


Figure 4.15 : Simulation des paramètres S_{11} du capteur en or associée au guide d'onde et placé sur un substrat unique. Les simulations ont été effectuées pour les deux valeurs de permittivité relative de niobate de lithium et pour différentes valeurs d'impédances d'adaptation.

Étant donné que le niobate de lithium peut avoir deux valeurs de permittivité ϵ_r (29,1 et 44) à cause du caractère biréfringent du cristal, la réponse S_{11} du capteur a été simulée pour ces deux cas. Comme nous l'avons précisé dans le chapitre 3, en règle générale il est important d'adapter le capteur à l'impédance caractéristique du système égale à 50 Ω afin de transmettre le maximum de la puissance du signal. Dans le cas d'une transmission complètement optique, l'intensité du champ électrique créé entre les deux électrodes, constitue le paramètre qui permet obtenir un signal électro-optique d'intensité élevée. Dans ce cas, l'adaptation à 50 Ω n'est plus nécessaire. Afin de valider cette hypothèse, des simulations

ont été réalisées pour différentes valeurs d'impédance d'adaptation correspondant à 0,1 Ω , 50 Ω et 100 $M\Omega$ (figure 4.15). Les simulations mettent en évidence que dans ce cas, l'adaptation du capteur n'est pas nécessaire. Les réponses sont presque identiques pour toutes les valeurs des impédances. La présence des deux électrodes de chaque côté du guide d'onde ajoute une capacité C_{guide} parallèle à la capacité C_m . Cette capacité C_{guide} a été mesurée et sa valeur est très faible (autour de 3 pF). La capacité équivalente à C_{guide} en parallèle à C_m correspondant à une capacité très faible rendant la capacité C_m sans intérêt. Il est à noter que les capacités d'accord et d'adaptation sont restées quasiment identiques pour les différentes simulations.

4.4 - Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les points limitant du premier prototype de capteur endoluminal réalisé avec une conversion EO d'un signal RF. Ces points sont : le rapport signal-sur-bruit lié à la conversion électrique-optique, le phénomène piézoélectrique du cristal EO et les problèmes pratiques de couplage optique entre la fibre et le guide. Malgré ces différents points limitant nous avons évalué que le signal en sortie du système électro-optique de sortie est du même ordre de grandeur que le signal fourni par la boucle RMN. De plus nous avons démontré que le bruit dominant est le bruit thermique provenant du capteur RF et de l'électronique de la chaîne de détection du système IRM. Pour diminuer le nombre de composants optiques nécessaire à la conversion électrique-optique, nous avons démontré que la fibre à maintien de polarisation et le polariseur peuvent être remplacés par une fibre polarisante. Ceci permet à la fois de rendre le capteur plus compact, de diminuer légèrement les pertes et finalement faciliter sa fabrication (temps et coût). Ce nouveau dispositif de conversion électrique-optique été caractérisé optiquement sur un banc expérimental. La réponse électro-optique révèle le caractère sélectif de la fibre polarisante, autorisant la mesure d'une composante du champ électrique en excluant les autres. Nous avons également démontré qu'un faible diamètre d'enroulement permet un meilleur taux de réjection. Pour finir nous avons proposé un nouveau prototype de capteur intégrant à la fois la boucle, le guide d'onde et les électrodes sur un même substrat (niobate de lithium). Ce prototype permettra de s'affranchir des effets piézoélectriques en changeant les dimensions du substrat. Par la simulation de ce prototype, nous avons vérifié que l'adaptation du capteur à une impédance donnée n'est pas nécessaire. L'intensité du champ électrique créé entre les deux électrodes est l'unique paramètre qui doit être pris en compte dans la fabrication optimisée du capteur. À ce titre, l'emploi du guide d'onde est la voie à suivre [135]. Ces travaux offrent une perspective intéressante pour réaliser un capteur à liaison toute optique dédié à la transmission optique du signal RMN. Nous comptons sur la collaboration avec le laboratoire FEMTO-ST à Besançon, spécialiste dans la conception de structures optiques intégrées sur du niobate de lithium.

Chapitre 5

Étude du champ électrique radiofréquence dans un système IRM

Dans les deux chapitres précédents, nous avons présenté le principe de fonctionnement du capteur endoluminal à liaisons optiques utilisé, permettant de réduire et probablement de supprimer les risques d'échauffements locaux. Néanmoins, l'évaluation locale du taux d'absorption spécifique dans les conditions expérimentales reste au final un besoin pour contrôler et assurer la sécurité du patient. Aujourd'hui, l'imagerie par résonance magnétique des patients avec implants tels que les stimulateurs cardiaques, les défibrillateurs implantables et les stimulateurs cérébraux profonds, ainsi que l'utilisation des câbles coaxiaux, posent un problème de sécurité majeur. En effet, les conducteurs linéaires allongés ont tendance à interagir avec les champs électriques radiofréquences. Cela s'applique particulièrement aux fils de conduction et aux électrodes comme dans le cas des stimulateurs cardiaques et neurologiques. À l'interface entre le conducteur et le tissu, de fortes concentrations du champ électrique peuvent se produire à cause de la différence d'impédance électrique élevée entre les deux surfaces, ce qui conduit à un échauffement excessif des tissus. Dans ce contexte, une sonde électro-optique, fondée sur le même principe que celui exploité pour réaliser la conversion électro-optique du signal RMN, a été développée par la société Kapteos dans le but de mesurer le champ électrique radiofréquence local à l'intérieur d'un système IRM.

Dans ce chapitre, nous présentons les travaux de caractérisation et d'évaluation des performances et les capacités d'une telle sonde électro-optique dans la détection du champ électrique local dans l'environnement de l'IRM. Les intensités et la répartition des trois composantes du champ électrique ont été mesurées dans l'air et dans plusieurs milieux biologiques. Finalement, une estimation du TAS local a été effectuée dans chaque milieu ainsi qu'une comparaison entre les valeurs de TAS dans deux systèmes IRM différents (4,7 T préclinique et 3 T clinique).

5.1 - Système électro-optique pour la mesure du champ électrique

5.1.1 - Unité de traitement du signal associée à la sonde électro-optique

Les travaux présentés au cours de ce chapitre s'articulent autour de la caractérisation d'une sonde électro-optique dans deux systèmes IRM différents et de l'estimation du TAS à

partir des mesures des trois composantes du champ électrique dans différents milieux. Pour répondre aux contraintes spécifiques de ce domaine, nous avons employé des sondes électro-optiques fondées sur l'utilisation d'un cristal isotrope BSO (cf. paragraphe 2.2.2-) en tant que modulateur d'état de polarisation. La sonde EO est généralement associée à une unité de traitement du signal (eoSense), figure 5.1. Cette dernière est développée par la société Kapteos et est constituée essentiellement d'une diode laser (DFB, *Distributed FeedBack laser diode*) pour alimenter optiquement les sondes. La longueur d'onde du laser est $1,55 \mu\text{m}$, sa puissance optique est 50 mW et son bruit RIN est inférieur à -150 dB/Hz . Cet appareil comprend également les composants optoélectroniques nécessaires pour le traitement de la modulation optique ainsi qu'une photodiode (bande passante de 1 GHz) pour la conversion du signal optique en un signal électrique analogique.

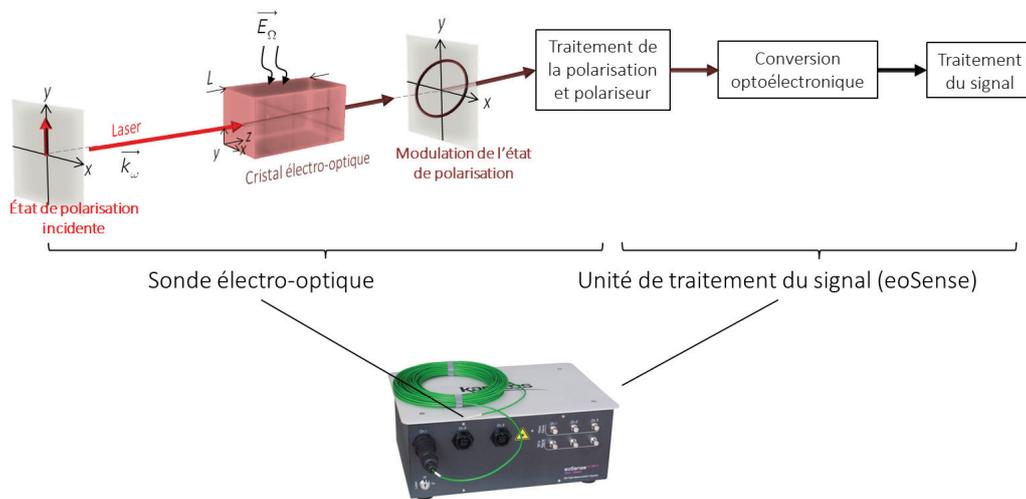


Figure 5.1 : Représentation schématique et photographie du système de mesure du champ électrique constitué d'une sonde électro-optique en tant que modulateur d'état de polarisation et d'une unité de traitement du signal.

5.1.2 - Caractérisation des sondes électro-optiques sur un banc expérimental

Dans le cadre de cette thèse, trois types de sondes électro-optiques ont été utilisées :

- Une sonde transverse (STair) dédiée à la mesure des deux composantes transverses du champ électrique dans l'air.
- Une sonde longitudinale (SLair) dédiée à la mesure de la composante longitudinale du champ électrique dans l'air.
- Une sonde transverse (STbio) dédiée à la mesure des deux composantes transverses du champ électrique dans un milieu biologique.

Afin de mesurer précisément le champ électrique dans chaque milieu (air ou milieu biologique), les sondes ont été calibrées dans les conditions optimales. En effet, la pénétration

du champ électrique dans le cristal dépend essentiellement de la permittivité diélectrique du milieu environnant. Par conséquent, les matériaux choisis pour le conditionnement des sondes doivent avoir des constantes diélectriques assurant une transition adiabatique entre le cristal électro-optique et le milieu afin de minimiser la déviation des lignes de champ à l'interface entre la sonde et le milieu, et par suite obtenir une mesure non-perturbatrice. Le conditionnement offre également une bonne protection mécanique de l'ensemble optique. Les matériaux de conditionnement des sondes sont choisis en fonction du milieu dans lequel le champ électrique est mesuré : le PEEK a été utilisé pour les sondes de mesure dans l'air, la zircone a été utilisée pour les sondes des milieux biologiques, et une silicone d'adaptation a été employée dans les deux types de sonde pour l'assemblage (figure 5.2).

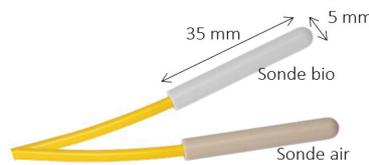


Figure 5.2 : Sondes électro-optiques dédiées à la mesure des champs électriques dans l'air ou dans le milieu biologique.

Chaque sonde est ensuite étalonnée soit dans l'air soit dans un liquide simulant les propriétés diélectriques d'un milieu biologique, afin d'établir le facteur de proportionnalité (AF , *Antenna Factor*) entre le signal électro-optique mesuré (V_{out}) et l'amplitude du champ électrique (E). Le facteur de proportionnalité est spécifique à chaque sonde utilisée et est exprimé en m^{-1} (AF_{lin}) ou $dBm.m^{-1}$ (AF_{dB}). Il est à noter que la valeur du champ électrique mesurée est moyennée dans le volume du cristal.

L'étalonnage de la sonde dans l'air a été effectué selon la procédure suivante : une tension (V_{pp}) a été appliquée par un générateur de basses fréquences (GBF) ou un synthétiseur de fréquence sur une cellule transverse électromagnétique (TEM) dont les électrodes sont séparées d'une distance (d_{TEM}) de 16 mm. Un champ connu est ainsi mesuré par la sonde placée entre les deux électrodes comme le montre la figure 5.3. L'impédance d'adaptation de la cellule est 50Ω . La puissance optique est ainsi analysée et convertie en un signal électrique (V_{out}) avec l'unité de traitement du signal et visualisée avec un analyseur de spectre. La même procédure d'étalonnage a été réalisée pour la sonde dédiée à la mesure du champ électrique dans un milieu biologique mais en remplaçant la cellule TEM par un fantôme rempli par une solution saline simulant les propriétés diélectriques d'un milieu biologique et limitée par deux électrodes planes mises en parallèles (figure 5.3). Le facteur d'antenne est ainsi déterminé comme suit :

$$AF_{lin} = \frac{E}{V_{out}} = \frac{V_{pp}}{d_{TEM} \cdot V_{out}}, \quad (5.1)$$

$$AF_{dB} = 20 \log_{10}(AF_{lin}) = 20 \log_{10}\left(\frac{E}{V}\right). \quad (5.2)$$

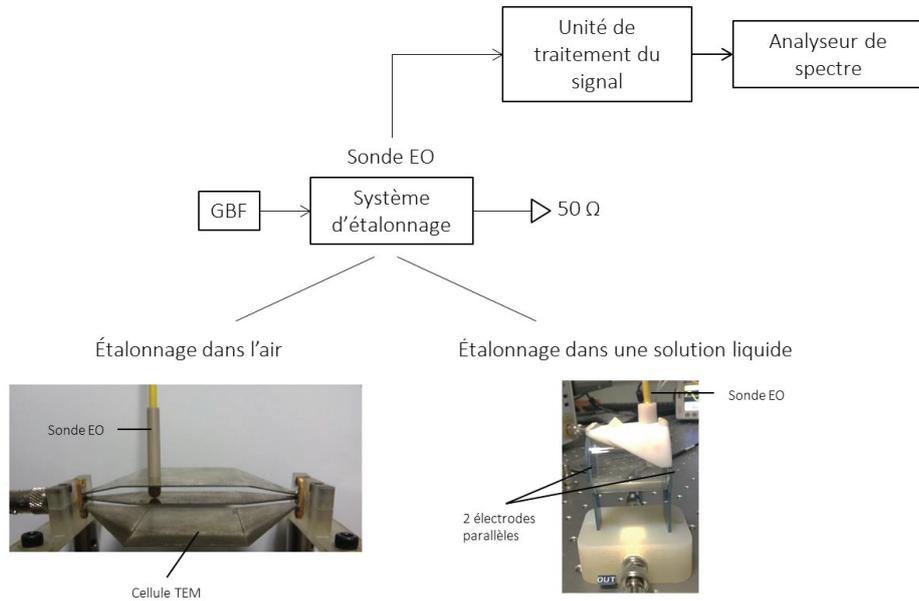


Figure 5.3 : Représentation schématique du montage de caractérisation d'une sonde électro-optique dans l'air avec une cellule TEM ou dans une solution liquide au sein d'un système formé de deux électrodes en parallèle.

L'étalonnage de la sonde montre une excellente linéarité entre le signal électro-optique mesuré et le champ électrique généré (figure 5.4).

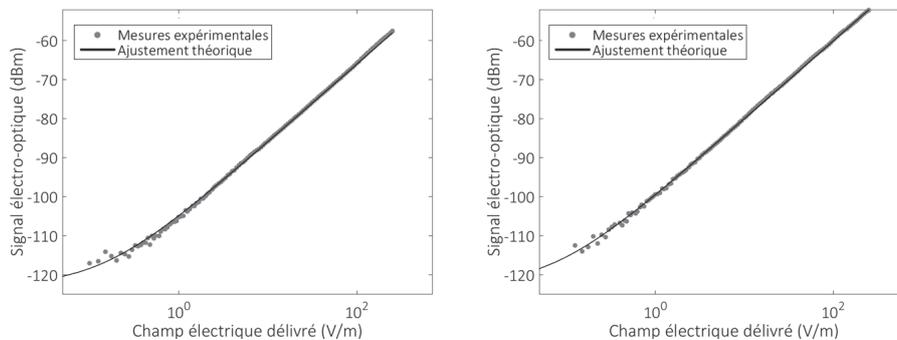


Figure 5.4 : Linéarité des sondes électro-optique avec les courbes d'ajustement théorique dans l'air (à gauche) et dans une solution liquide (à droite).

La plage de linéarité mesurée dépasse les 50 dB dans l'air et 60 dB dans la solution liquide. Ces valeurs ne correspondent pas aux dynamiques de mesure réelle. En effet, la limite inférieure correspond au plancher de bruit de l'analyseur de spectre. La valeur de la borne supérieure est liée à la compression de la réponse électro-optique en champ fort qui est limitée par la dynamique de la source de tension. En théorie, la sonde peut atteindre une dynamique qui dépasse les 120 dB [135], [149]. Les résultats expérimentaux sont bien en accord avec la courbe théorique dont l'équation est la suivante :

$$P_{EO} = 20 \log_{10} \sqrt{(\alpha \cdot E)^2 + 10^{\beta/10}}. \quad (5.3)$$

P_{EO} présente la puissance délivrée par l'unité optoélectronique eoSense (exprimée en dBm), α est le coefficient de proportionnalité avec le champ électrique, E correspond à la norme de la composante du vecteur du champ électrique et β correspond au niveau du bruit exprimé en dBm.

Comme nous l'avons indiqué dans le paragraphe 2.4.2- du chapitre 2, la sensibilité est le champ électrique minimal (E_{\min}) détecté. Elle est déterminée à partir du bruit intégré sur la bande d'analyse du système de mesure (Δf) de l'analyseur de spectre lors de cette phase de calibration. L'expression du champ minimum mesurable exprimée en $V \cdot m^{-1} \cdot Hz^{-1/2}$ peut être écrite comme suit :

$$E_{\min} = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{10^{\beta/10}}{\Delta f}}. \quad (5.4)$$

La sensibilité est propre au modèle de sonde et du conditionnement.

Finalement, une comparaison de la réponse d'une cellule TEM en présence et en l'absence de la sonde a été réalisée. Les résultats, présentés sur la figure 5.5, montrent que la présence de la sonde n'a aucune influence sur la réponse du TEM sur une large bande fréquentielle.

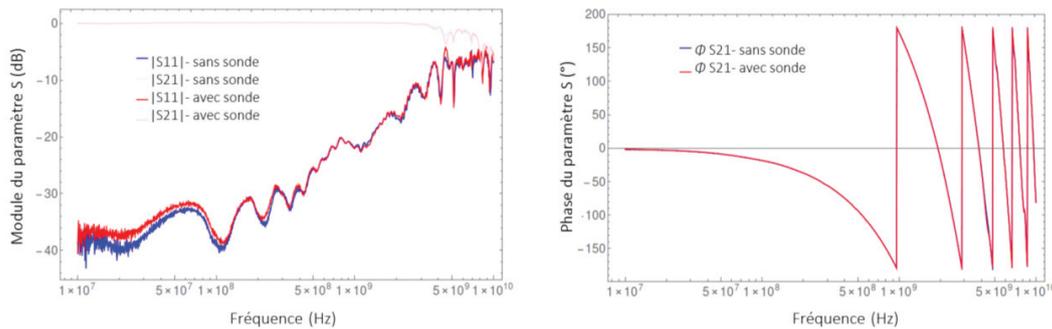


Figure 5.5 : Réponse d'une cellule TEM en l'absence et en présence d'une sonde électro-optique. À gauche, le module du paramètre S. À droite, la phase du paramètre S.

5.2 - Résumé de différentes expériences effectuées dans deux systèmes IRM

Les mesures du champ électrique ont été effectuées dans deux systèmes IRM différents : un système IRM 4,7 T préclinique (Bruker Biospin, Ettlingen, Allemagne) et un système IRM 3 T clinique (Discovery MR750, General Electric healthcare, Milwaukee, USA). La caractérisation des performances a été effectuée dans l'IRM 4,7 T qui se trouve au laboratoire CREATIS pour des raisons de pratique. En effet, l'accès à l'IRM 3 T était limité en raison de l'activité clinique. Les tableaux 5.1 et 5.2 résument l'ensemble des expériences réalisées dans les systèmes préclinique et clinique en utilisant les trois prototypes de sondes

(STair, SLair et STbio). Au cours de cette thèse, plusieurs sondes ont été utilisées pour chaque prototype et chacune possède un AF différent. Les résultats de ces expériences seront présentés plus en détail dans les sections 5.3- et 5.4-.

Expérience	Milieu					
	Air	Concombre	Kiwi	Orange	Agar-agar	Fantôme I
Linéarité, dynamique, sensibilité et réponse fréquentielle	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Mesure de E_x au centre de l'IRM	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Mesure de E_y au centre de l'IRM	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Mesure de E_z au centre de l'IRM	✓	-	-	-	-	-
Images RMN sans et avec la sonde EO	-	✓	✓	✓	✓	✓
Mesure de E_y en fonction de z	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Cartographie du champ E_y	✓	-	-	-	-	-
Forme de l'impulsion	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Interaction entre deux sondes EO	-	-	-	-	-	✓
Mesure du champ électrique en présence d'une antenne résonante	-	-	-	-	-	✓

Tableau 5.1 : Un tableau récapitulatif des différentes expériences effectuées dans un système IRM 4,7 T préclinique. Le fantôme I et l'agar-agar seront décrits ultérieurement.

Dans l'IRM préclinique, les trois sondes ont été caractérisées dans l'air (bobine volumique non-chargée), dans des fruits, dans un gel d'agar-agar et sur fantôme liquide (bobine volumique chargée) en termes de linéarité, sensibilité et réponse fréquentielle. De plus, une cartographie du champ électrique à l'intérieur de la bobine volumique a été réalisée. Nous avons exploité la réponse linéaire de la sonde pour mesurer des impulsions RF de formes. Finalement, nous avons étudié la réponse de la sonde EO en présence d'une autre sonde EO similaire et d'une boucle résonante. Le choix des échantillons repose sur la forme (cylindrique, sphérique, cubique ou autre) et les propriétés diélectriques (conductivité électrique et permittivité électrique) de chaque milieu afin d'étudier le champ électrique dans différentes conditions expérimentales.

De plus, dans l'IRM clinique, des images RMN ont été acquises sans et avec la présence de la sonde EO pour déterminer l'influence de la sonde sur le milieu environnant et sur le champ électromagnétique. Les mesures des trois composantes du champ électrique ont été effectuées dans plusieurs échantillons (dans des fruits et *ex vivo*) et dans les deux systèmes IRM, ceci afin d'étudier le lien entre le champ électrique et les propriétés diélectriques de chaque échantillon et estimer le TAS local. Finalement, nous avons pu faire une seule mesure du champ électrique *in vivo* dans un fessier humain. En effet, les expérimentations *in vivo* rencontrent des difficultés liées à des problèmes d'éthique à cause de l'insertion d'un instrument de mesure dans un organisme vivant ce qui nécessite l'accord des commissions d'éthique, ceci n'a pas été prévu dans le cadre de cette thèse. Les expérimentations *in vitro* et *ex vivo* ne rencontrent pas ces problèmes.

Expérience \ Milieu	Kiwi	Orange	Tomate	Citron	Cerveau de veau	Foie de veau	Muscle de veau	Fessier humain
Images RMN sans et avec la sonde EO	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Mesure de E_x au centre de l'IRM	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Mesure de E_y au centre de l'IRM	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Mesure de E_z au centre de l'IRM	-	-	✓	-	-	-	-	✓
Bobine volumique en émission et en réception RF	-	-	✓	✓	-	-	-	-
Bobine volumique en émission RF et capteur surfacique en réception RF	✓	✓			✓	✓	✓	✓

Tableau 5.2 : Un tableau récapitulatif des différentes expériences effectuées dans un système IRM 3 T clinique.

5.3 - Mesure du champ électrique dans un système IRM 4,7 T préclinique

La première étape de nos investigations a consisté à évaluer les performances (linéarité, sensibilité et dynamique de mesure) des sondes EO dans une bobine volumique respectivement chargée et non-chargée. En présence d'un milieu biologique, l'amplitude du champ électrique varie en fonction des propriétés diélectriques de chaque milieu. En effet, une partie du champ électrique est réfléchi, une partie est transmise et le reste est absorbé progressivement dans le milieu. Ce que nous mesurons ainsi avec la sonde EO est le champ interne (intra-milieu) induit dans le milieu suite à l'interaction du champ électrique avec les

charges du milieu. La nature de cette interaction dépend des propriétés diélectriques de chaque milieu. Nous rappelons que la partie réelle de la permittivité contient la composante de propagation de l'onde (cf. chapitre 1, paragraphe 1.3.3-). Quant à la partie imaginaire, celle-ci traduit les pertes diélectriques. Pour avoir une représentation de la distribution et de l'amplitude du champ électrique total induit par une bobine volumique d'une IRM, il est nécessaire de mesurer le champ électrique à l'intérieur de cette bobine sans aucune charge, c'est-à-dire à vide. Ceci est également intéressant pour caractériser les bobines RF et trouver les positions des fortes concentrations du champ électrique afin d'assurer la sécurité du patient pendant un examen IRM. La deuxième étape consiste à extraire les valeurs des amplitudes des trois composantes du champ électrique de chaque milieu et à vérifier la capacité de la sonde de mesurer le champ intra-milieu qui varie en fonction de la forme et des propriétés diélectriques des milieux et en fonction des conditions expérimentales.

5.3.1 - Mise en œuvre expérimentale

La figure 5.6 illustre le montage expérimental de la mesure du champ électrique dans un système IRM 4,7 T préclinique. Ce système est équipé d'une bobine volumique de type cage d'oiseaux d'émission et de réception linéaire (Bruker BioSpin, Ettlingen, Allemagne, RF RES 200 1H, diamètre intérieur $\varnothing = 60$ et longueur $l = 97$ mm). Les condensateurs ($C = 59$ pF) de la bobine sont situés dans les zones proximale et distale. La distance entre les deux couronnes de condensateurs est de 56 mm.

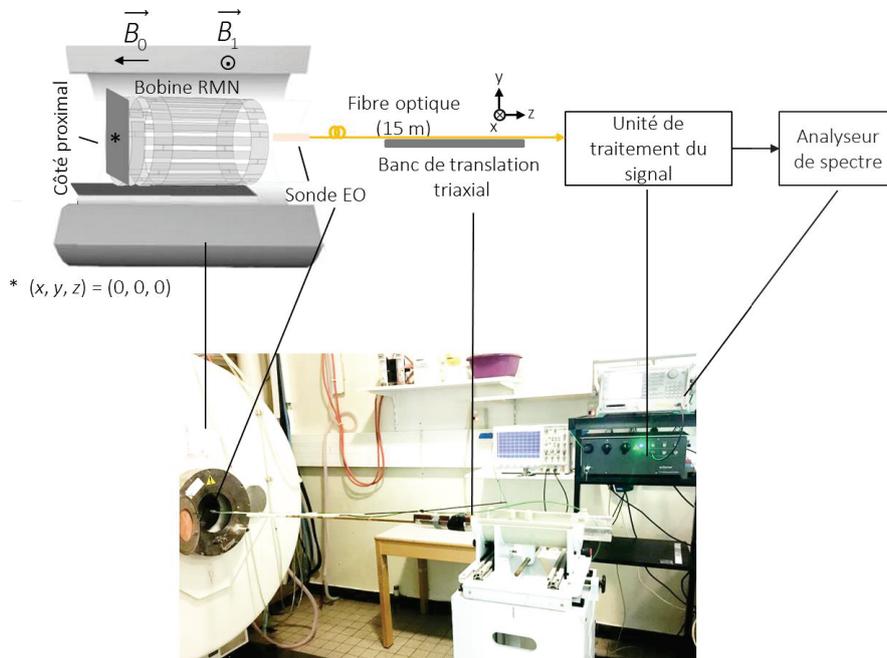


Figure 5.6 : Représentation schématique (en haut) et photographie (en bas) de l'expérience de mesure du champ électrique par l'intermédiaire d'une sonde EO dans un système IRM 4,7 T.

La sonde a été fixée sur une tige en plastique et installée sur un banc de translation triaxial afin d'avoir la position précise du champ électrique mesuré à l'intérieur de la bobine volumique. Les points de mesures ont été repartis comme indiqué sur la figure 5.7. Chaque point est référencé par les valeurs des coordonnées (x, y) . Les points de mesures ont été identiques le long de l'axe z .

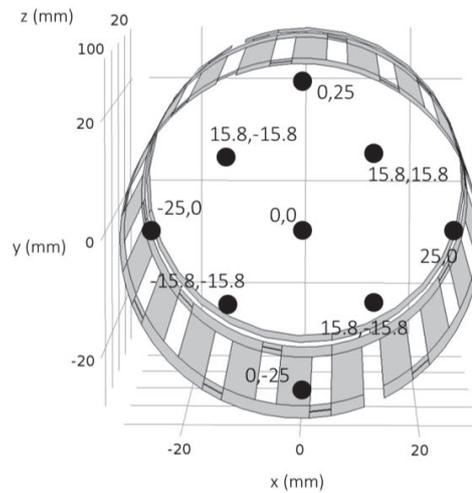


Figure 5.7 : Les positions des points de mesure dans un plan xy . Chaque point est référencé par les valeurs des coordonnées (x, y) .

La puissance optique est transmise entre la sonde et l'unité de traitement du signal par l'intermédiaire d'une fibre à maintien de polarisation de 15 m de longueur. À la sortie de l'unité de traitement du signal, un analyseur de spectre (Anritsu, MS2667C, bande passante 9 kHz à 30 GHz) est utilisé pour visualiser le spectre du signal électro-optique dans le domaine temporel plus précisément l'évolution temporelle du signal électro-optique dans une bande passante d'analyse (RBW, *Resolution BandWidth*) fixe. L'analyseur de spectre permet de visualiser le signal utile dans une bande passante d'analyse réglable qui agit comme un filtre autour la fréquence centrale du signal détecté. Ceci permet d'avoir une estimation exacte de l'amplitude du signal électro-optique sans utilisation d'un filtre externe. Il est à noter que le temps de balayage (ST, *Sweep Time*) est réglé de manière à visualiser une ou plusieurs impulsions (Il est réglé en fonction du type de l'impulsion). L'excursion en fréquence¹⁷ (*Span*) est nulle. En effet, lorsque ce dernier paramètre est mis à zéro, l'analyseur de spectre fonctionne comme un récepteur à bande passante réglable qui est celle de la RBW. Finalement, le spectre du signal a été moyenné sur 64 acquisitions afin d'améliorer le rapport signal-sur-bruit et de détecter avec précision l'amplitude du signal électro-optique. L'amplitude du champ électrique peut être ainsi extraite à partir de la relation de

¹⁷ Pour ce modèle d'analyseur de spectre, le mode $span = 0$ permet de travailler dans le domaine temporel et de récupérer l'évolution transitoire de la densité spectrale d'énergie dans une bande passante définie par le RBW et la fréquence centrale.

proportionnalité avec l'amplitude du signal électro-optique (équation(5.1)) avec un facteur d'antenne AF propre à chaque sonde. L'amplitude du champ électrique permet l'estimation directe du TAS (équation (1.32)). Cette technique de mesure utilisant l'analyseur de spectre est transposable à tous les systèmes IRM quelle que soit l'intensité du champ magnétique statique ; il suffit de changer la fréquence centrale et la bande passante d'analyse.

Finalement, pour les expériences réalisées dans l'imageur 4,7 T, une séquence IRM de type FLASH (TR/TE=8,9/3,8 ms ; angle de bascule $\theta = 90^\circ$) a été employée et les impulsions utilisées sont de forme Hermite (équation (5.6)) avec une durée d'excitation de 1 ms.

5.3.2 - Performances des sondes EO dans l'environnement de l'IRM

Pour caractériser la réponse des trois sondes (STair, SLair et STbio) dans l'environnement de l'IRM, des mesures de linéarité, de dynamique et de sensibilité ont été menées dans l'air et dans une solution biologique (fantôme I). Le fantôme I est constitué d'un liquide simulant les propriétés diélectriques d'un milieu biologique (1,25g NiSO₄ × 6 H₂O + 5 g NaCl par litre d'eau distillée de conductivité électrique $\sigma \approx 1$ S/m et de densité $\rho = 1120$ kg/m³), versé dans un fantôme cylindrique en plastique (diamètre égal à 30 mm). Nous rappelons que les sondes transverses mesurent les deux composantes perpendiculaires au cristal et par suite les composantes E_x et E_y , dans le référentiel du système d'IRM (figure 5.6). La sonde longitudinale mesure la composante E_z qui est colinéaire avec l'axe de sensibilité du cristal comme nous l'avons présenté dans le chapitre 2.

5.3.2.1 - Linéarité et dynamique de mesure

La linéarité du capteur est définie ici par la relation entre l'amplitude du champ électrique détecté par la sonde EO et l'amplitude du champ magnétique radiofréquence délivré par le système IRM. Les mesures ont été effectuées à un point fixe pour les trois sondes (STair, SLair et STbio) où le champ électrique était relativement élevé, proche de la paroi intérieure de la bobine volumique au niveau de la couronne des capacités distales/proximales ($x = -25$ mm, $y = 0$ mm et $z = 45$ mm). Le tableau 5.3 présente tous les paramètres concernant la mesure de la linéarité et la dynamique.

IRM	Bobine RF	Séquence	Point de mesure	Échantillons	Champ électrique	FA	Analyseur de spectre
4,7 T	Cage d'oiseau	FLASH	$x = 25$ mm $y = 0$ mm $z = 45$ mm	Air Fantôme I	E_x E_y	351463,3m ⁻¹ (Stair) 76682,8 m ⁻¹ (SLair) 35075,18 m ⁻¹ (STbio)	RBW = 30 kHz ST = 20 ms Span = 0 Hz

Tableau 5.3 : Tableau des différents paramètres associés à la mesure de la linéarité et la dynamique.

Le champ électrique a été mesuré en variant l'angle de bascule de la séquence. L'angle de bascule est proportionnel à l'amplitude d'une excitation RF de forme rectangulaire :

$$\theta = \gamma \times B_{1,\max} \times \tau, \quad (5.5)$$

θ désigne l'angle de bascule, γ ($\gamma = 267,57 \times 10^6 \text{ rad.s}^{-1}.\text{T}^{-1}$) est le rapport gyromagnétique pour le proton et τ est le temps d'excitation (1 ms). Dans nos expériences, une impulsion de forme Hermite a été utilisée dont l'amplitude est donnée par :

$$B_{1,H}(t) = B_{1,H,\max} (1 - t^2) e^{-t^2}, \quad t \in \left[-\frac{\tau}{2}, \frac{\tau}{2} \right]. \quad (5.6)$$

Sachant que, pour un même temps d'excitation τ , les intégrales des profils temporels des deux impulsions rectangulaire et Hermite sont égales, nous avons pu alors calculer l'amplitude d'une impulsion Hermite $B_{1,H,\max}$. À noter que la puissance maximale supportée par les éléments de la bobine est de l'ordre de 100 W.

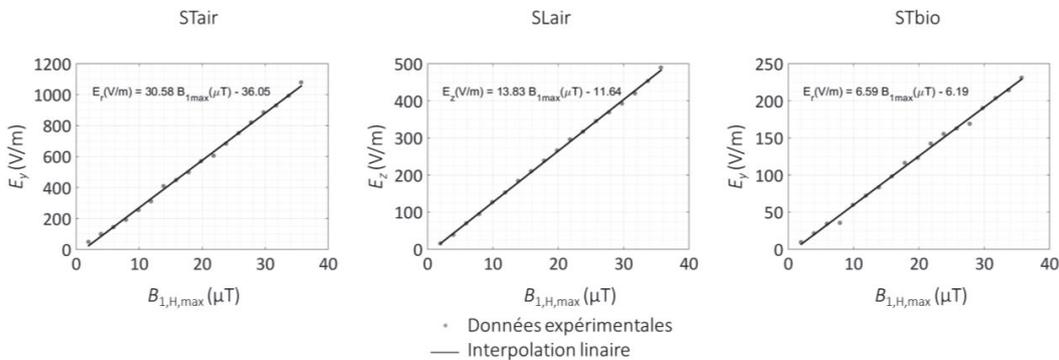


Figure 5.8 : L'amplitude du champ électrique mesuré en fonction de l'amplitude du champ magnétique pour les trois prototypes des sondes (STair, SLair et STbio). E_y et E_z sont respectivement les composantes transverse selon l'axe y et longitudinale du champ électrique.

L'excellente linéarité entre le champ électrique et le champ magnétique (figure 5.8), est démontrée pour les trois prototypes de sondes dans une bobine chargée ou non-chargée. Les mesures expérimentales sont en bon accord avec la courbe linéaire théorique et le coefficient de corrélation R^2 est autour de 0,99 pour les trois sondes. Dans l'air, les amplitudes maximales du champ électrique sont environ 1078 V/m et 488 V/m respectivement pour la sonde transverse et longitudinale. L'amplitude maximale dans le fantôme I était plus faible (autour de 240 V/m), ceci est lié aux pertes produites dans le milieu qui n'est pas un conducteur parfait. La dynamique de mesure, la zone correspondant aux limites basse et haute du champ électrique dans laquelle la linéarité est assurée, dépasse 950 V/m (30 dB), 450 V/m (30 dB) et 200 V/m (30 dB) respectivement pour STair, la SLair et STbio. La limite basse correspond au champ minimal mesurable est limitée par le bruit, ce qui explique le faible coefficient à l'origine des droites de régression linéaire pour un angle de bascule faible. La limite haute correspond au champ maximal détecté qui correspond bien au champ magnétique le plus élevé (un angle de bascule de 90°). Les valeurs minimale et maximale du champ électriques sont dépendantes de la sonde utilisée.

5.3.2.2 - Sensibilité

En se basant sur les résultats de linéarité, il est possible d'extraire la sensibilité des sondes EO. La sensibilité est exprimée en $V/m.Hz^{1/2}$. Pour la sonde STair, le champ électrique minimal E_{min} détecté est 48 V/m sur une bande passante instantanée Δf de 30 kHz, ce qui mène à une sensibilité $270 mV/m.Hz^{1/2}$. Pour la sonde longitudinale, la sensibilité est autour $87 mV/m.Hz^{1/2}$ dans la même bande passante. Finalement, dans le fantôme I la sensibilité est de $54 mV/m.Hz^{1/2}$. Nous pouvons donc conclure que la sonde longitudinale est plus sensible que la sonde transverse, ce qui est en accord avec la théorie comme démontré dans le paragraphe 2.4.1- du chapitre 2. De plus, la sonde étalonnée dans un milieu biologique présente une meilleure sensibilité qui peut être expliquée par les proches valeurs des perméabilités entre le cristal et le milieu biologique. Finalement, la sensibilité est spécifique pour chaque sonde. Il est à noter que les valeurs de la sensibilité sont conformes à celles déterminées au sein de la société Kapteos lors de la fabrication de la sonde.

5.3.3 - Cartographie de la distribution du champ électrique

L'évaluation de la répartition du champ électrique le long d'une bobine volumique a un grand intérêt pour assurer la sécurité du patient. Comme nous l'avons mentionné plus haut, l'utilisation de la sonde EO dans la caractérisation de la bobine volumique permet de prévoir les positions de plus fortes concentrations du champ électrique. Pour valider cette hypothèse, des simulations numériques à l'aide de la sonde EO ainsi que des mesures expérimentales ont été réalisées dans une bobine volumique non-chargée.

5.3.3.1 - Simulation de la distribution du champ électrique

Dans le cadre du présent travail, une simulation du champ électrique a été réalisée en utilisant le logiciel COMSOL Multiphysics (Stockholm, Suède) pour connaître le comportement du champ électrique dans une bobine cage d'oiseau non-chargée et les confronter aux résultats expérimentaux. Ce logiciel est fondé sur la résolution des équations de Maxwell à l'aide de la méthode des éléments finis.

La figure 5.9 à droite montre le modèle de la bobine de cage d'oiseau en respectant les dimensions des pistes de cuivre et les valeurs des capacités d'accord et d'adaptation de la bobine physique. La bobine est composée de deux boucles conductrices circulaires (anneaux présentés sur les deux extrémités) et de dix-neuf éléments conducteurs droits présentés sous forme de bandes rectangulaires. Les condensateurs de la bobine sont modélisés en utilisant des éléments passifs (*Lumped element*). Étant donné que la bobine est linéaire, un seul élément pour l'excitation de l'impulsion RF (*Lumped port*) a été utilisé afin de modéliser le câble coaxial dans lequel les signaux électriques seront transmis. L'ensemble de la géométrie a été placé dans une sphère d'air de 200 mm de diamètre qui permet de définir les conditions limites de la simulation.

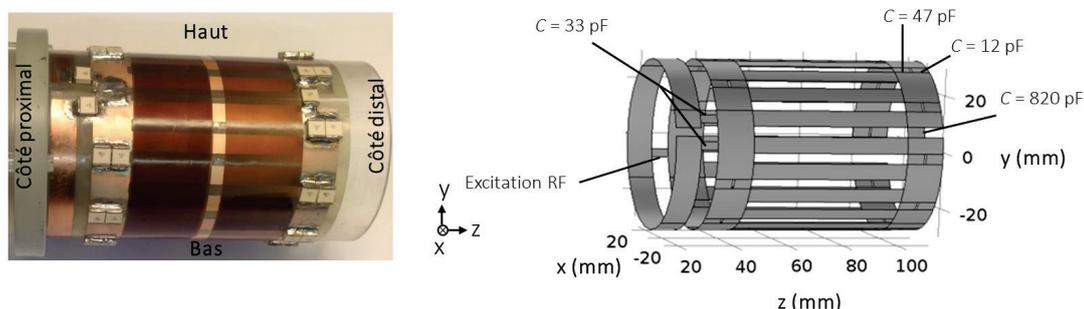


Figure 5.9 : Photographie (à gauche) et modélisation (à droite) de la géométrie de la bobine volumique de type cage d'oiseau du système IRM 4,7 T.

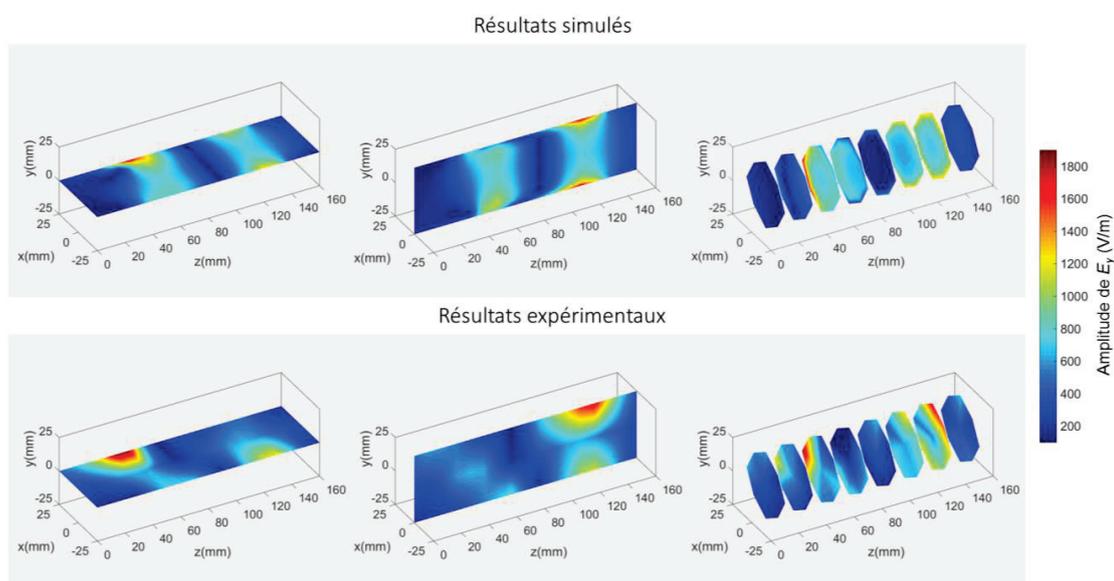


Figure 5.10 : Les cartographies 2D simulées (en haut) et expérimentales (en bas) suivant les plans xy , xz et yz .

Les résultats simulés, présentés sur la figure 5.10 en haut, montrent que le champ électrique se concentre près de la paroi intérieure de la bobine et notamment sur les bords des zones proximales et distales (≈ 45 mm et ≈ 110 mm) avec des valeurs allant de 700 à 1900 V/m. La valeur maximale (environ 1900 V/m) a été déterminée à 10 mm des parois intérieures de la cage d'oiseau. En approchant du centre de la bobine, l'amplitude de la composante E_y du champ électrique est inférieure à 100 V/m.

La figure 5.11 montre une cartographie tridimensionnelle de la distribution du champ électrique. Outre les condensateurs, la forte concentration du champ électrique est principalement localisée proche du câble coaxial. L'amplitude du champ électrique radiofréquence diminue progressivement le long des pistes de cuivre pour avoir des valeurs

minimales (autour de 100 V/m) au milieu de chaque élément. En plus de ces résultats, l'amplitude simulée de la composante perpendiculaire du champ magnétique \vec{B}_1 est très comparable à la valeur théorique calculée comme nous l'avons décrit dans le paragraphe 5.3.2.1- (environ 35 μ T pour un angle de bascule de $\theta = 90^\circ$).

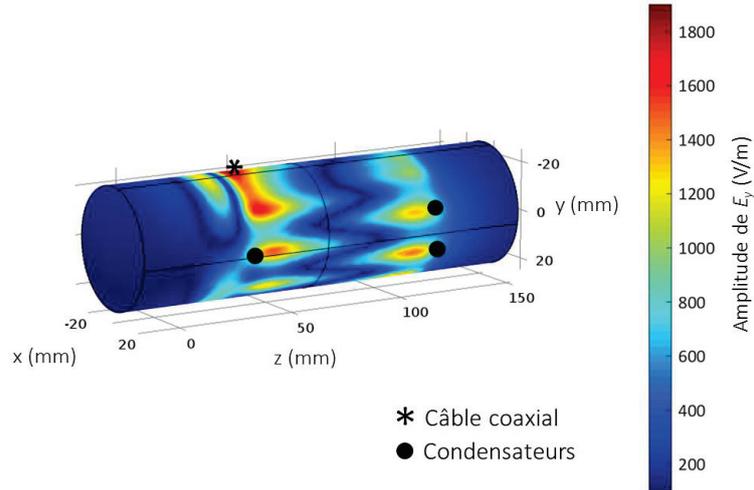


Figure 5.11 : Cartographie 3D simulée du champ électrique induit à l'intérieur de la bobine cage d'oiseau de l'IRM 4,7 T préclinique. L'astérisque et le point noir présentent respectivement les positions du câble coaxial et des condensateurs où le champ électrique est relativement fort.

5.3.3.2 - Cartographies bidimensionnelles expérimentales du champ électrique

Concernant les mesures expérimentales du champ électrique, vingt plans (xy) ont été choisis séparés de 10 mm le long de l'axe z de la bobine cage d'oiseau. Sur chaque plan, neuf points de mesures ont été choisis comme indiqué plus haut sur la figure 5.7. Le tableau 5.4 montre les différents paramètres utilisés pour la cartographie du champ électrique dans la cage d'oiseau.

IRM	Bobine RF	Séquence	Point de mesure	Échantillon	Champ électrique	FA	Analyseur de spectre
4,7 T	Cage d'oiseau	FLASH	9 points dans chaque plan xy le long de l'axe z	Air	E_y	$417714,9\text{m}^{-1}$	RBW = 30 kHz ST = 20 ms Span = 0 Hz

Tableau 5.4 : Tableau des différents paramètres associés à la cartographie 2D du champ électrique.

La sonde électro-optique transverse étalonnée dans l'air a été utilisée pour cartographier la composante E_y du champ électrique à l'intérieur de la cage d'oiseau puisqu'elle est la composante dominante. Ceci est expliqué par la direction d'excitation du champ radiofréquence qui est le long de l'axe x . La figure 5.10 en bas présente les cartographies 2D expérimentales dans les trois plans : xy , xz et yz . Il existe un bon accord entre les mesures expérimentales réalisées par la sonde électro-optique et les simulations numériques. La répartition de champ électrique est uniforme au centre de la bobine mais varie en s'approchant des parois internes. Les fortes concentrations du champ électrique (autour de 1900 V/m) sont déterminées à des endroits spécifiques, notamment à proximité des condensateurs dans les zones proximale et distale de la bobine. Au centre de la bobine ($z \approx 77$ mm), le champ électrique est minimal et uniforme (environ 100 V/m). De plus, il existe des endroits où le champ électrique est faible (autour de 100 V/m) comme par exemple la zone proximale ($z \approx 45$ mm) du plan yz dans laquelle il n'y a pas de condensateur. Les différences de détail entre les plans expérimentaux et simulés sont attribuées au relativement faible nombre de points de mesures. Nous pouvons toutefois constater la capacité de la sonde à mesurer des variations locales du champ électrique.

5.3.3.3 - Mesures vectorielles du champ électrique à l'intérieur de la bobine RMN

Les trois composantes du champ électrique ont été mesurées le long de l'axe z de la bobine cage d'oiseau dans l'air. Dans le fantôme I, nous avons uniquement utilisé la sonde STbio pour la mesure des composantes transverses (la sonde dédiée à la mesure de la composante longitudinale dans le milieu biologique n'était pas disponible et ce n'était pas possible de tourner la sonde transverse horizontalement à l'intérieur de la cage d'oiseau afin de mesurer la composante E_z). Le tableau 5.5 présente les différents paramètres utilisés pour les mesures vectorielles du champ électrique à l'intérieur de la bobine cage d'oiseau.

IRM	Bobine RF	Séquence	Point de mesure	Échantillons	Champ électrique	FA	Analyseur de spectre
4,7 T	Cage d'oiseau	FLASH	$x = 25$ mm $y = 0$ mm z varie	Air Fantôme I	E_x E_y E_z	417714,9 m ⁻¹ (STair) 76682,84 m ⁻¹ (SLair) 35075,18 m ⁻¹ (STbio)	RBW = 30 kHz ST = 20 ms Span = 0 Hz

Tableau 5.5 : Tableau des différents paramètres associés à la mesure vectorielle du champ électrique à l'intérieur de la bobine RMN.

Les valeurs des coordonnées x et y sont fixées respectivement à -25 mm et 0 mm, coordonnées où l'amplitude du champ électrique est élevée (figure 5.10). Les courbes présentées sur la figure 5.12 ont la même allure dans les deux cas (bobine non-chargée et chargée) ; les fortes concentrations du champ électrique sont situées à $z \approx 45$ mm et $z \approx 110$ mm tandis que la plus faible concentration a été déterminée à $z \approx 77$ mm et qui correspond au

même motif de distribution du champ électrique mesurée avec la sonde STair (cartographie expérimentale sur figure 5.10).

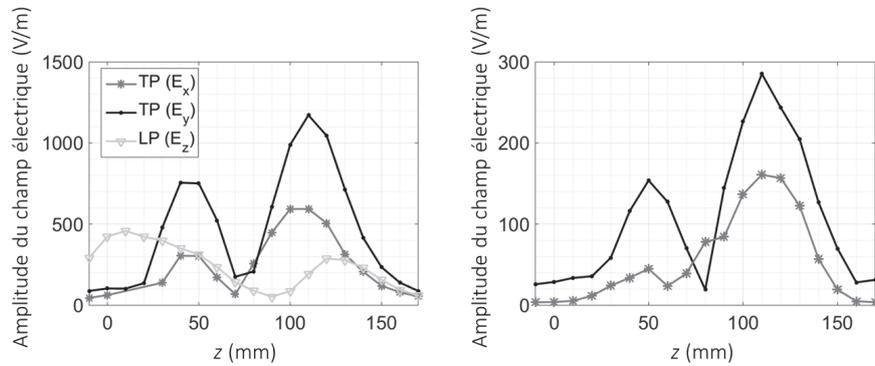


Figure 5.12 : Amplitudes des trois composantes du champ électrique mesurées le long de l'axe z avec un pas de 10 mm dans l'air (à gauche) et dans le fantôme I (à droite).

Dans les deux conditions expérimentales, la composante E_y du champ électrique est la composante dominante comme nous l'avons précisé dans la section précédente. Dans le fantôme I ($\sigma \approx 1 \text{ S/m}$ et $\rho = 1120 \text{ kg/m}^3$), une partie du champ électrique est absorbée d'où la diminution des amplitudes des composantes du champ électrique par rapport à celles mesurées dans l'air. Ainsi, les différentes sondes peuvent conduire à une mesure vectorielle et déterminer l'orientation de propagation du champ électrique à l'intérieur d'une bobine volumique, figure 5.13. Il est à noter que la représentation vectorielle est déterminée en tenant compte des amplitudes et des phases de chaque composante du champ électrique.

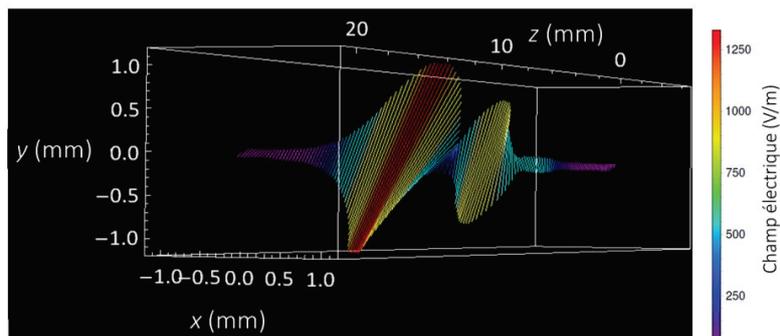


Figure 5.13 : Représentation vectorielle du champ électrique dans une bobine volumique non-chargée.

5.3.4 - Détection de la forme des impulsions RF

Dans une séquence IRM, plusieurs types d'impulsions peuvent être sélectionnés en fonction de la sélectivité spatiale souhaitée, de la puissance disponible qui dépend de

l'amplificateur et de la bobine, ou encore de l'uniformité de la bobine d'émission. Trois types d'impulsions RF ont été délivrés, rectangulaire, Hermite et sinus cardinal 3 lobes (sinc3) avec le même temps d'excitation (1 ms) afin de vérifier la capacité de la sonde EO à détecter les variations temporelles de l'amplitude du champ électrique. Les sondes STair et STbio ont été utilisées pour effectuer les mesures du champ électrique respectivement dans l'air et dans les milieux biologiques. Le tableau 5.6 résume les paramètres utilisés pour la détection de la forme des impulsions.

IRM	Bobine RF	Séquence	Point de mesure	Échantillons	Champ électrique	FA	Analyseur de spectre
4,7 T	Cage d'oiseau	FLASH	$x = 25\text{mm}$ $y = 0\text{ mm}$ z varie	Air Fantôme I	E_y	$417714,9\text{ m}^{-1}$	RBW = 100 kHz ST = 20 ms Span = 0 Hz

Tableau 5.6 : Tableau des différents paramètres associés à la détection des impulsions RF.

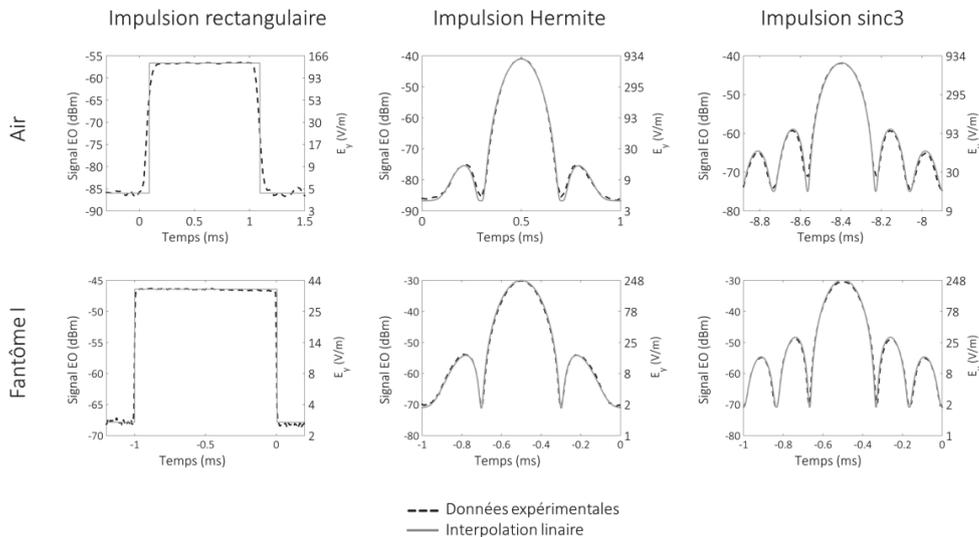


Figure 5.14 : L'enveloppe des signaux électro-optiques détectés par les sondes EO respectivement dans l'air et dans différents milieux. Trois types d'impulsion d'excitation RF d'une durée identique (1 ms) ont été générés.

Nous rappelons qu'en utilisant la méthode de mesure décrite dans le paragraphe 5.3.1-, les signaux électro-optiques détectés expérimentalement et visualisés par l'analyseur de spectre présentent l'enveloppe de l'évolution temporelle du signal dans une bande passante d'analyse fixe. La bande passante d'analyse a été ajustée pour couvrir la distribution spectrale couverte par l'enveloppe de l'impulsion. La figure 5.14 montre que les signaux détectés correspondent bien à chacune des impulsions RF générées et à la définition théorique de chaque fonction (rectangulaire, Hermite et sinc3) :

$$B_{1,Rect,th}(t) = 10 \log_{10} (B_{1,Rect}^2(t) 10^{\frac{A}{10}} + 10^{\frac{Bruit_{[dBm]}}{10}}), t \in [-\frac{\tau}{2}, \frac{\tau}{2}], \quad (5.7)$$

$$B_{1,H,th}(t) = 10 \log_{10} (B_{1,H}^2(t) 10^{\frac{B}{10}} + 10^{\frac{Bruit_{[dBm]}}{10}}), t \in [-\frac{\tau}{2}, \frac{\tau}{2}], \quad (5.8)$$

$$B_{1,S,th}(t) = 10 \log_{10} (B_{1,S}^{2,6}(t) 10^{\frac{C}{10}} + 10^{\frac{Bruit_{[dBm]}}{10}}), t \in [-\frac{\tau}{2}, \frac{\tau}{2}], \quad (5.9)$$

avec $B_{I,BP}(t)$ la fonction rectangulaire, $B_{I,H}(t)$ la fonction Hermite et $B_{I,S}(t)$ la fonction sinc3. Les paramètres A , B and C sont des constantes et $Bruit_{[dBm]}$ est le niveau du bruit spécifique pour chaque sonde et chaque milieu.

Dans l'air, les amplitudes maximales de la composante E_y du champ électrique sont 139 V/m, 844 V/m and 759 V/m respectivement pour les impulsions rectangulaires, Hermite et sinc3. Dans le fantôme I, les amplitudes sont 38 V/m, 240 V/m and 229 V/m respectivement pour l'impulsion rectangulaire, Hermite and sinc3. Les valeurs d'amplitudes du champ électrique varient en fonction du milieu. Nous remarquons encore une fois que les amplitudes du champ électrique mesurées dans les conditions de charge sont atténuées par rapport aux amplitudes mesurées dans l'air.

Ces résultats montrent que la sonde électro-optique peut mesurer en continu le champ électrique au cours d'impulsions RF de durée typique et peut précisément déterminer la valeur moyenne du champ électrique créé par une impulsion spécifique.

5.3.5 - Mesure du champ électrique *in vitro*

Ce paragraphe présente les mesures des deux composantes transverses du champ électrique effectué au sein de plusieurs milieux (fruit, gel d'agar-agar et fantôme I). Le gel agar-agar est de 1,5 % (0,9 % de NaCl, $\sigma = 0,6-1$ S/m, $\epsilon_r = 73,6$). La distribution des différentes propriétés diélectriques des échantillons choisis est considérée uniforme dans l'échantillon. Le dispositif expérimental reste identique et la cage d'oiseau a été utilisée en émission et en réception. En revanche, la sonde EO a été insérée dans chaque échantillon et placée au centre de la bobine cage d'oiseau. Les sondes STair et STbio ont été utilisées pour réaliser les mesures respectivement dans l'air et dans les différents échantillons (Tableau 5.7).

IRM	Bobine RF	Séquence	Point de mesure	Échantillons	Champ électrique	AF	Analyseur de spectre
4,7 T	Cage d'oiseau	FLASH	$x = 0$ mm $y = 0$ mm $z = 0$ mm	Air Fantôme I Concombre Kiwi Orange Agar-agar	E_x E_y	$35075,18 \text{ m}^{-1}$	RBW = 100 kHz ST = 20 ms Span = 0 Hz

Tableau 5.7 : Tableau des différents paramètres associés à la mesure *in vitro* du champ électrique.

Une comparaison a été menée entre les valeurs des amplitudes des composantes transverses du champ électrique (E_x et E_y) mesurées pour chaque milieu. Les signaux détectés dans le fantôme I présentent les mêmes allures que celles de formes Hermite présentés dans le paragraphe 5.3.4-, mais avec des amplitudes différentes puisque les mesures sont ici faites au centre de la bobine tandis que dans la section plus haut les mesures ont été réalisées au bord.

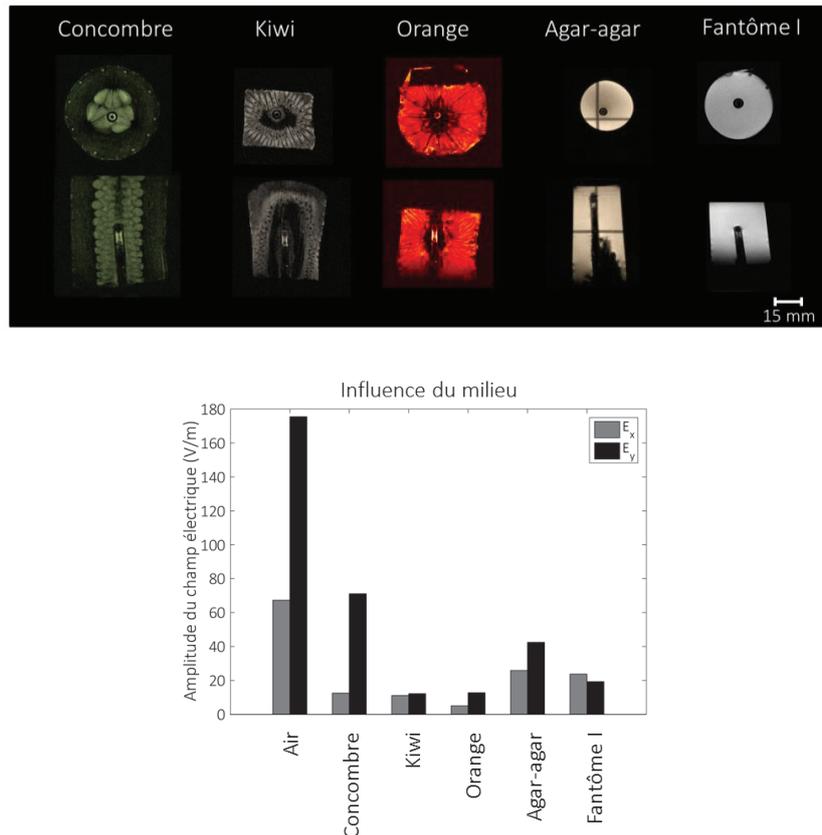


Figure 5.15 : En haut, images RMN axiales et coronales des échantillons utilisés. En bas, comparaison des amplitudes du champ des composantes transverses du champ électrique afin de déterminer l'influence du milieu sur le champ électrique mesuré dans un système IRM 4,7 T préclinique. La bobine volumique de type cage d'oiseau est en émission et réception. Les échantillons ont été placés au milieu de la bobine volumique.

La figure 5.15 montre d'une part les images RMN de chaque milieu dans lequel la sonde électro-optique a été insérée. Le cercle au centre des images axiales et les cylindres au milieu des images coronales correspondent au gel diélectrique constitué de protons utilisé pour assembler la sonde. Les images ne montrent aucune déformation suite à l'insertion de la sonde. D'autre part, les amplitudes mesurées du champ électrique dans tous les milieux sont présentées.

Le champ électrique mesuré dans l'air est considérablement plus élevé que celui mesuré dans les échantillons. En effet, dans l'air, le champ électrique mesuré est le champ

généralisé par la bobine RF tandis que dans des milieux conducteurs, le champ électrique intramillieu est mesuré.

Nous remarquons que les amplitudes du champ électrique dans le kiwi et dans l'orange sont très proches, néanmoins ces valeurs sont faibles (autour de 10 V/m). Ces deux fruits ont une forme quasi-sphérique. Dans le concombre qui a une forme cylindrique, le champ électrique mesuré était plus élevé que dans le kiwi et l'orange. Le E_y mesuré dans l'agar-agar était autour de 42,46 V/m. Dans le fantôme I (de forme cylindrique) qui simule les propriétés diélectriques des tissus des patients, l'amplitude E_y ne dépasse pas 30 V/m au centre de la bobine. Le concombre, le kiwi et l'orange sont hétérogènes contrairement à l'agar-agar et le fantôme qui sont homogènes. Nous pouvons conclure que la sonde STbio dédiée à la mesure du champ électrique dans des milieux biologiques permet de mesurer le champ électrique dans des milieux de propriétés différentes. Les valeurs du champ électrique mesurées changent en fonction de la forme, des propriétés diélectriques (incluant les pertes) et de l'homogénéité du milieu. Ce résultat constitue une première étape pour la mesure du taux d'absorption local des différents tissus ayant des formes et des compositions chimiques différentes.

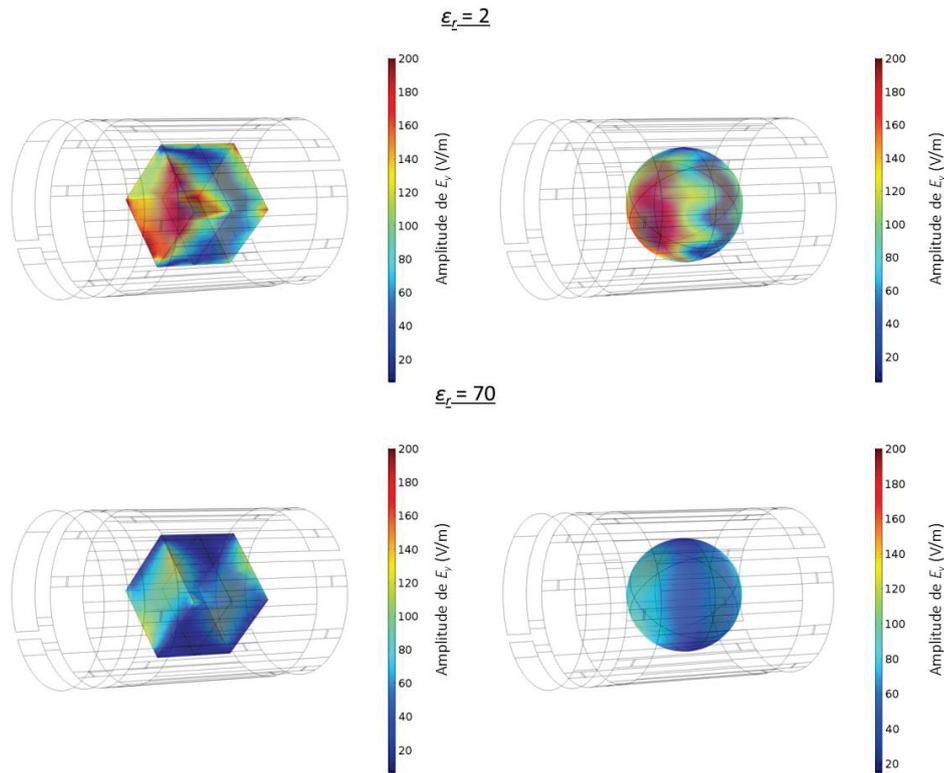


Figure 5.16 : Simulation de la composante E_y du champ électrique pour un cube et une sphère et pour différentes valeurs de permittivité diélectrique ($\epsilon_r = 2$ et $\epsilon_r = 70$).

À l'issue de ces résultats, des simulations électromagnétiques ont été réalisées dans des fantômes ayant deux formes différentes : dans un cube (côté égale à 30 mm) et dans une

sphère (diamètre égale à 40 mm). Pour les deux cas, nous avons varié la valeur de la conductivité électrique ($\epsilon_r = 2$ et $\epsilon_r = 70$). La figure 5.16 montre bien le changement de la valeur du champ électrique en fonction de la forme ainsi que de la permittivité diélectrique de chaque milieu.

5.3.6 - Interaction entre deux sonde électro-optiques similaires

L'un des objectifs de ce projet est la réalisation d'un système de mesure de champ électrique constitué d'un ensemble de trois sondes (deux transverses pour la mesure des composantes E_x et E_y , longitudinale pour la mesure de la composante E_z) pour pouvoir mesurer simultanément les trois composantes du champ électrique local. Une mesure du champ électrique a été réalisée dans le fantôme I en présence et en l'absence d'une deuxième sonde EO identique placée à 10 mm de la première sonde.

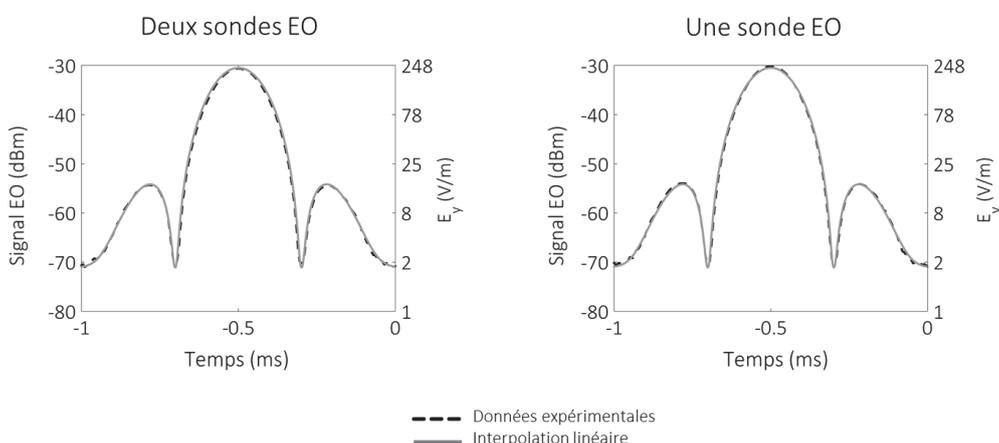


Figure 5.17 : Influence de la présence d'une deuxième sonde EO à proximité sur le signal détecté.

La figure 5.17 montre les enveloppes du signal EO détecté par la même sonde EO dans les deux cas présentant rigoureusement les mêmes amplitudes. Dans le cas de la présence de deux sondes, le signal EO est environ $-30,22$ dBm, et lorsque la deuxième sonde a été retirée le signal EO mesurée par la même sonde était autour de $-30,55$ dBm. Le rapport des deux valeurs est environ $0,029$ dB, ce qui est inférieur à l'incertitude de mesure ($0,1$ dB).

Les résultats vérifient que la présence d'une sonde voisine n'influence aucunement la mesure du champ électrique.

5.3.7 - Réponse de la sonde en présence d'une boucle résonante

Afin d'évaluer la réponse de la sonde EO en présence d'une boucle résonante, la composante E_x a été mesurée dans le fantôme I, en présence et en l'absence d'une boucle de forme rectangulaire ($L_b = 47$ mm et $l_b = 5$ mm) résonant à 200 MHz non-connectée au

système IRM. La boucle a été fixée sur le fantôme. La distance entre la sonde EO et la boucle est de 20 mm.

La figure 5.18 montre que l'amplitude de E_x a augmenté d'un facteur 7,1 en présence de la boucle résonante. Nous pouvons ainsi vérifier que la sonde EO est sensible à la présence de conducteurs métalliques et illustre encore une fois l'importance de la mesure du champ électrique locale pour assurer la totale sécurité des patients.

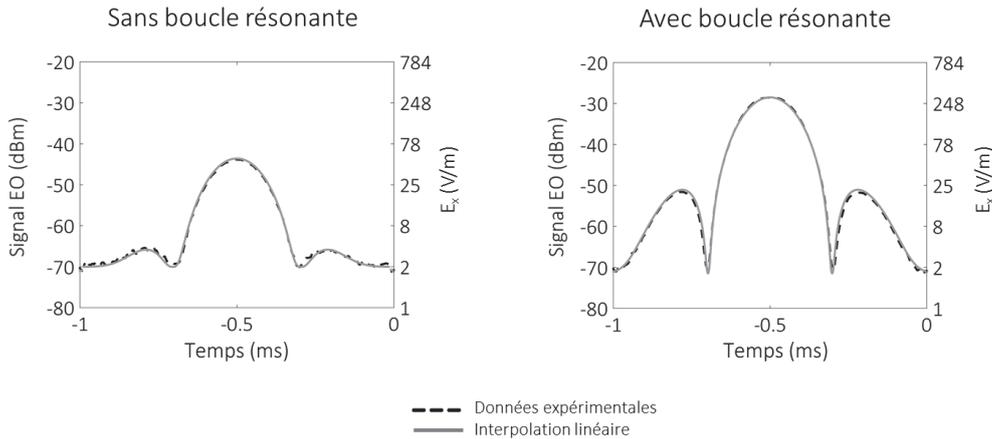


Figure 5.18 : Le champ électrique mesuré à l'intérieur du fantôme I (à gauche). Influence de l'ajout d'une boucle résonante au contact du fantôme I à 2 cm de la sonde EO sur le signal détecté (à droite).

5.4 - Mesure du champ électrique dans un système IRM 3T clinique

La sonde électro-optique a montré ses aptitudes à mesurer le champ électrique RF dans différents milieux biologiques dans un système IRM préclinique ayant une bobine volumique de faible diamètre. Cette sonde a été employée également pour évaluer le champ électrique dans des milieux biologiques dans un système IRM clinique (figure 5.19 en haut). Le système de mesure et l'unité de traitement du signal restent identiques. Cependant, l'utilisation du lit de translation triaxial n'était pas possible parce qu'il n'est pas adapté à ce système d'imagerie. Pour les différentes expériences, la séquence d'écho de gradient 80° a été utilisée avec les paramètres TR/TE=400/8,9 ms.

5.4.1 - Influence de la sonde électro-optique sur l'image RMN

Des images IRM d'une orange ont été acquises avec et sans la présence de la sonde électro-optique. La bobine volumique a été utilisée pour l'émission RF, et la réception du signal a été effectuée par une antenne dédiée au poignet.

La figure 5.19 en bas illustre les cartographies du rapport signal-sur-bruit des images axiales de la même orange. En présence de la sonde électro-optique, nous pouvons constater

une légère déformation morphologique suite à l'introduction de la sonde. Le cercle visible sur l'image représente le gel diélectrique utilisé pour assembler la sonde. Ce résultat vérifie que la sonde EO n'a aucune influence sur le champ magnétique RF ou statique. C'est pourquoi le choix du cristal électro-optique et le conditionnement de la sonde étaient particulièrement cruciaux pour adapter la sonde à la mesure du champ électrique dans les milieux biologiques sous IRM.

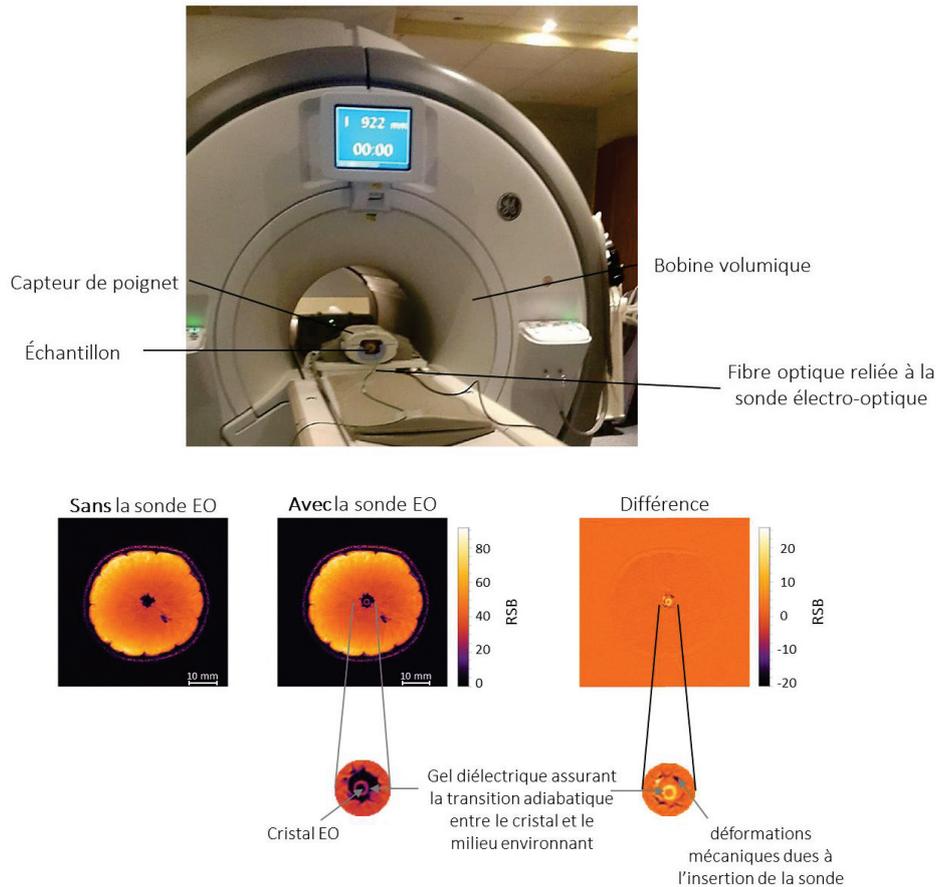


Figure 5.19 : En haut, photographie de l'expérience de mesure du champ électrique par l'intermédiaire d'une sonde EO dans un système IRM 4,7 T en utilisant une bobine volumique pour l'émission RF et un capteur de poignet pour la réception RF. En bas, les cartographies des rapports signal-sur-bruit des images RMN acquises sans et avec la présence de la sonde EO, et la différence des rapports signal-sur-bruit.

5.4.2 - Mesure du champ électrique dans des fruits et *ex vitro*

Comme dans le système préclinique, plusieurs échantillons ont été utilisés pour évaluer la variation du champ électrique dans différents milieux (Tableau 5.8).

En plus des fruits comme le kiwi et l'orange, nous avons évalué le champ électrique local *ex vivo* dans des tissus de veau (cerveau, foie et muscle) en utilisant la sonde STbio. Pour cette expérience, la bobine volumique a été utilisée pour l'émission RF, et la réception du signal a été effectuée avec un capteur dédié au poignet.

IRM	Bobines RF	Séquence	Point de mesure	Échantillons	Champ électrique	AF	Analyseur de spectre
3 T	-Bobine volumique (émission) -Capteur de poignet (réception)	Echo de gradient	$x = 0\text{mm}$ $y = 0\text{ mm}$ $z = 0\text{ mm}$	Kiwi Orange Cerveau de veau Foie de veau Muscle de veau	E_x E_y	$35075,18\text{ m}^{-1}$	RBW = 100 kHz ST = 20 ms Span = 0 Hz
3 T	Bobine volumique	Echo de gradient	$x = 0\text{mm}$ $y = 0\text{ mm}$ $z = 0\text{ mm}$	Citron Tomate	E_x E_y E_z	$7,12 \times 10^4\text{ m}^{-1}$	RBW = 100 kHz ST = 20 ms Span = 0 Hz

Tableau 5.8 : Tableau des différents paramètres associés à la mesure dans des fruits et *ex vivo*.

Les images RMN ainsi que les signaux électro-optiques mesurés dans chaque milieu sont présentées sur la figure 5.20. Les amplitudes du champ électrique correspondantes sont présentées sur la figure 5.21 à droite. Nous rappelons que les amplitudes du champ électrique sont proportionnelles aux signaux électro-optiques avec un facteur de proportionnalité FA qui dépend de la sonde. L'amplitude de E_y est supérieure à celle de E_x pour tous les milieux et sa valeur varie sensiblement d'un milieu à un autre. Le champ électrique le plus intense a été détecté à l'intérieur du cerveau. Quant au foie et au muscle, ces tissus absorbent plus le champ électrique. Les amplitudes E_y dans le kiwi et l'orange sont autour de 60 V/m et 100 V/m, respectivement.

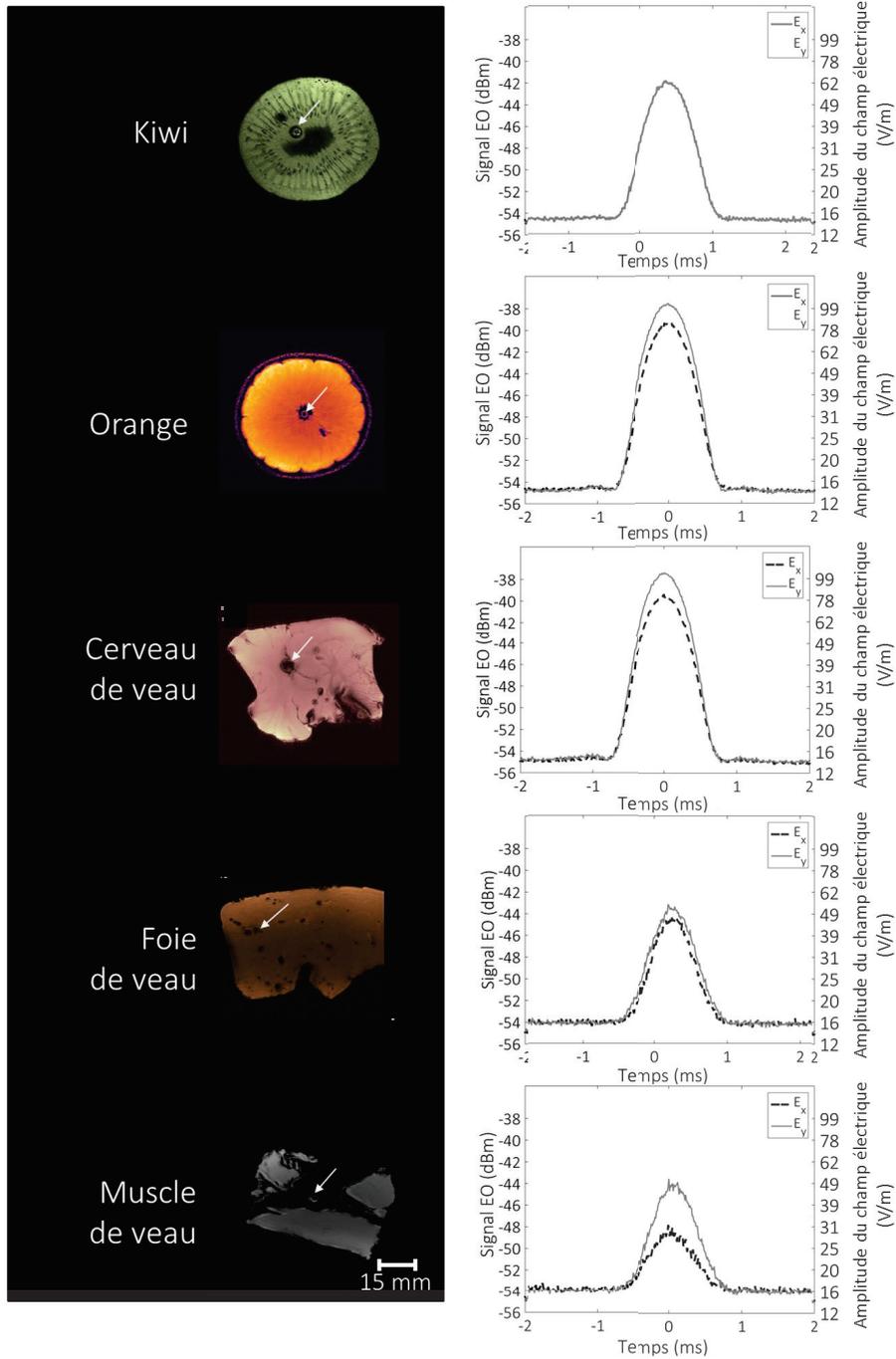


Figure 5.20 : Les images RMN des différents milieux dans lequel le champ électrique est mesuré et les signaux électriques correspondants aux deux composantes du champ électrique mesuré dans chacun des milieux. Les flèches blanches représentent la position de la sonde électro-optique. La composante E_x dans le kiwi n'a pas été présenté parce qu'il y a eu un problème d'acquisition.

De plus, une autre expérience qui consiste à évaluer l'impact des capteurs RF sur le champ électrique mesuré a été réalisée. Nous avons comparé les amplitudes mesurées dans le kiwi, l'orange et les tissus de veau qui sont placés dans le capteur de poignet à celles dans le citron et la tomate. Ces derniers ont été placés au milieu de la bobine volumique qui a été utilisée pour l'émission et la réception RF. Les résultats, figure 5.21, montrent que la présence d'un capteur surfacique proche du milieu à imager peut augmenter le champ électrique au moins d'un facteur de 1,8.

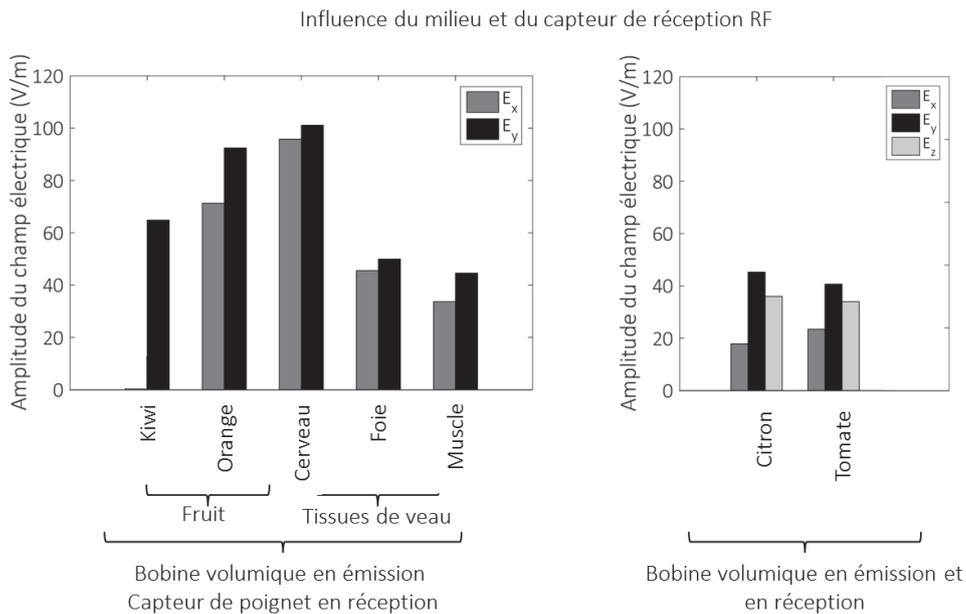


Figure 5.21 : Influence du milieu et du capteur RF sur les composantes du champ électrique mesuré par la sonde EO. À gauche, les échantillons ont été placés dans un capteur de poignet au milieu de la bobine volumique. La bobine volumique est utilisée pour l'émission RF et le capteur de poignet pour la réception RF. Les fruits ont été placés dans le milieu de l'IRM et l'émission et la réception RF ont été réalisées par la bobine volumique. La composante E_x dans le kiwi n'a pas été présenté parce qu'il y a eu un problème d'acquisition.

La dernière comparaison, figure 5.22, a été réalisée pour quantifier le champ électrique sur deux endroits différents d'un même fruit : au milieu de la tomate et sur la surface de la tomate (interface tomate/air). La réception et l'émission du champ RF sont effectuées par l'intermédiaire de la bobine volumique. Pour cette expérience, nous avons pu évaluer les trois composantes du champ électrique en tournant la sonde transverse d'un angle de 90° afin de mesurer la composante E_y . Ceci n'était pas faisable en utilisant le capteur de poignet ou dans la cage d'oiseau de l'imageur 4,7 T préclinique. Les mesures à l'intérieur de la tomate ont été effectuées à l'aide de la sonde STbio. Par contre, pour la mesure du champ électrique sur la tomate (interface air/bio), les deux sondes STair et STbio ont été testées successivement. La figure 5.22 montre que le champ électrique mesuré à l'intérieur de la tomate a subi une

absorption, contrairement au champ électrique mesuré sur la surface de la tomate. En utilisant une sonde dédiée au milieu biologique, la composante E_y est autour de 120 V/m tandis qu'en utilisant une sonde STair, E_y est plus intense (autour de 470 V/m). Ceci montre l'importance de choisir une sonde adaptée au milieu dans lequel le champ électrique est mesuré. Dans notre cas, il est préférable d'utiliser la sonde dédiée à la mesure du champ électrique dans l'air lorsque les mesures sont effectuées sur l'interface air/milieu et donc les mesures réalisées avec la sonde bio sont fausses. D'autre part, d'après ces mesures, nous trouvons que le champ électrique est le plus faible suivant l'axe z dans le référentiel de l'IRM.

Pour conclure, Les valeurs du champ électrique varient d'un système IRM à un autre, et en fonction de plusieurs paramètres notamment l'antenne RF utilisée (volumique ou surfacique) et les milieux biologiques. L'emploi d'une sonde adaptée au milieu (air ou milieu biologique) est très important pour avoir des résultats précis.

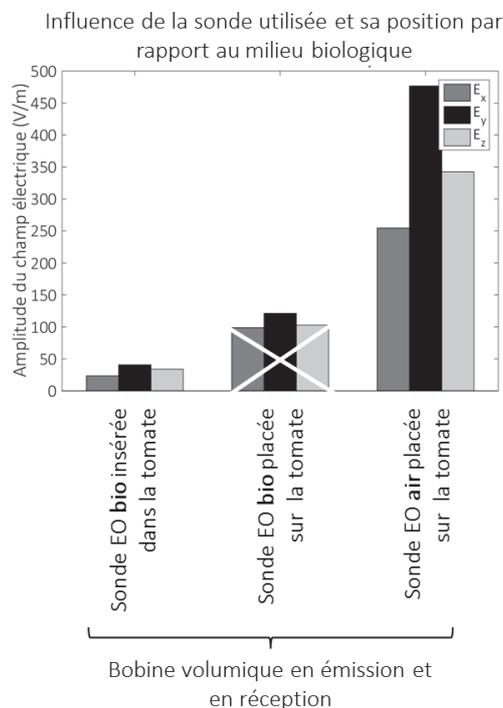


Figure 5.22 : Influence de la sonde utilisée (STair ou STbio) et sa position sur le champ détecté. L'émission et la réception RF a été réalisée par la bobine volumique.

5.4.3 - Mesure du champ électrique *in vivo*

Une mesure du champ électrique *in vivo* a été réalisée à la surface des fesses d'un volontaire. La bobine volumique a été utilisée pour l'émission RF. La réception du signal a été réalisée à l'aide de l'antenne abdominale (Tableau 5.9). Nous avons mesuré trois composantes du champ électrique E_1 , E_2 et E_3 (figure 5.23) qui ne sont pas exactement les composantes E_x , E_y et E_z . D'abord, nous avons remarqué que les amplitudes de E_2 détecté

durant la séquence de localisation (*prescan*) étaient plus intenses (environ 3333,5 V/m) que celles de la séquence gradient écho utilisé pour toutes les expériences (autour de 2440,1 V/m). Cela est dû à l'amplitude élevée des impulsions RF émises durant la séquence de *prescan*. En outre, durant la séquence d'écho de gradient, les amplitudes des deux composantes du champ électrique sont très proches. Ces amplitudes élevées sont dues à l'emplacement de la sonde qui est proche du capteur abdominal de réception. Nous avons démontré que les faibles dimensions et la compatibilité chimique et structurelle de la sonde autorisent leur positionnement à l'intérieur du corps du patient, ainsi que leur positionnement proche des capteurs RF où le champ électrique est relativement élevé.

IRM	Bobines RF	Séquence	Point de mesure	Échantillon	Champ électrique	AF	Analyseur de spectre
3 T	-Bobine volumique (émission)- Capteur abdominal (réception)	Echo de gradient	$x = 0\text{mm}$ $y = 0\text{ mm}$ $z = 0\text{ mm}$	Fessier humain	E_1 E_2 E_3	$2,2 \times 10^5\text{ m}^{-1}$	RBW = 100 kHz ST = 20 ms Span = 0 Hz

Tableau 5.9 : Tableau des différents paramètres associés à la mesure dans des fruits et ex vivo.

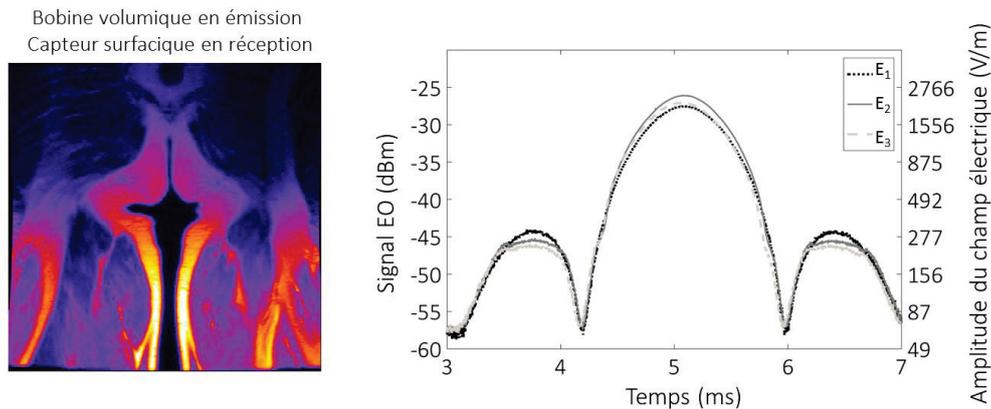


Figure 5.23 : À gauche, image RMN d'un bassin humain. À droite, les signaux électro-optiques correspondant aux trois composantes du champ électrique lors de la séquence echo de gradient.

5.5 - Evaluation du taux d'absorption spécifique

La présente étape de nos investigations consiste à déterminer le TAS local de quelques échantillons. Le TAS constitue le paramètre dosimétrique de référence pour quantifier l'absorption tissulaire des champs électromagnétiques émis par l'appareil IRM. Comme évoqué au cours du premier chapitre, le TAS est relié directement au champ électrique au sein du milieu biologique exposé ($TAS = \sigma E^2 / \rho$). Nous rappelons que σ et ρ correspondent

respectivement à la conductivité électrique et la masse volumique de l'échantillon. Suite à la série de mesures du champ électrique qui sont présentées au cours de ce chapitre, les valeurs du TAS ont été calculées dans quelques échantillons dans différentes conditions expérimentales. Le montage expérimental reste inchangé dans les deux systèmes IRM clinique et préclinique. Nous rappelons que dans le système IRM 4,7 T préclinique, les échantillons sont exposés à un champ électromagnétique de 200,22 MHz tandis que dans le cas de l'IRM 3 T clinique, la fréquence du champ électromagnétique est autour de 127,72 MHz.

Système IRM	Milieu	Conductivité électrique (σ , en S/m)	Références	Densité (ρ , en kg/m ³)	Composante radiale maximale du champ électrique (E_r , en V/m)	TAS local ($TAS = \sigma E^2/\rho$, en W/kg)
4,7 T	Orange	~0,8	[151], [152]	999	13,53	~0,146
	Agar-agar	~0,6	[153], [46]	1020	49,7	~1,45
	Fantôme I	~1	-	1120	30,55	~0,83
3 T	Orange	~0,8	[151]	999	116,74	~10,91
	Cerveau de veau	~1,31	[97]	2380	139,32	~10,68
	Foie de veau	~0,6	[96]	2000	67,58	~1,37
	Muscle de veau	~0,5	[96]	1060	55,85	~1,47

Tableau 5.10 : Estimation approximative du taux d'absorption spécifique pour quelques échantillons. Il est à noter que les masses exactes des échantillons n'ont pas été définies dans les deux systèmes.

Le champ électrique est déduit du signal électrique relevé de l'analyseur du spectre. Dans le système IRM 4,7 T, la bobine volumique de type cage d'oiseau a été utilisé pour l'excitation et l'émission RF. Concernant les mesures dans l'imageur 3 T, la bobine volumique a été utilisée pour l'excitation RF et un capteur de poignet a été utilisé pour la réception. La sonde électro-optique dédiée à la mesure de la composante transverse dans un milieu biologique a été insérée dans chaque échantillon et la mesure du TAS a été réalisée au centre des deux systèmes IRM. Nous avons évalué la valeur du TAS induit dans une orange, dans un gel agar-agar, dans le fantôme I, dans un cerveau de veau, dans un foie du veau et dans un muscle de veau. Les valeurs du TAS sont représentées dans le tableau 5.10. L'estimation des valeurs du TAS a été obtenue à partir de la composante radiale du champ électrique ($E_r = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$). D'habitude, les trois composantes du champ électriques doivent

être prises en compte mais dans le cadre de cette thèse, nous avons uniquement utilisée la sonde transverse pour les mesures du champ électrique *in vitro*.

À partir des mesures du champ électrique dans l'IRM 4,7 T préclinique, nous avons obtenu un TAS local approximatif de 0,146 W/kg dans l'orange, de 1,45 W/kg dans le gel d'agar-agar et de 0,83 W/kg dans le fantôme I. Dans l'IRM 3 T clinique, la valeur du TAS local est de 10,91 W/kg dans l'orange, de 10,68 W/kg dans le cerveau de veau, de 1,37 W/kg dans le foie de veau et de 1,47 W/kg dans le muscle de veau. Les incertitudes associées à ces valeurs proviennent principalement des erreurs de positionnement de la sonde au sein du milieu biologique ainsi que du positionnement de l'échantillon dans l'imageur.

Nous avons remarqué que, pour la majorité des échantillons, le champ électrique obtenu est proportionnel à la conductivité électrique de chaque milieu. Plus la conductivité électrique est élevée plus le champ électrique mesuré par la sonde électro-optique est élevé. En effet, dans un milieu biologique, le champ électrique appliqué induit à la création des charges et donc des courants. Ceci permet l'induction du champ électrique interne en fonction du déplacement libre des charges. Mais la densité volumique ainsi que la forme de chaque échantillon peut influencer aussi sur la valeur de TAS.

5.6 - Conclusion

L'objectif de la présente étude est la caractérisation de trois sondes EO en termes de fréquence, de linéarité et de sensibilité dans une bobine volumique chargée et non-chargée. En plus de la caractérisation des sondes, une cartographie du champ électrique dans l'air a été effectuée afin d'évaluer la distribution et l'amplitude de la totalité du champ électrique RF induit par une bobine non-chargée. Cette information peut être utile pour caractériser les bobines RF et prévoir les positions des fortes concentrations du champ électrique, sachant qu'en introduisant à l'intérieur de la bobine des tissus biologiques ou des implants métalliques, les amplitudes du champ électrique peuvent changer.

Pour chaque milieu souhaité, deux sondes ont été développées (à l'aide d'un seul cristal isotrope) et calibrées en dehors et dans le système IRM pour pouvoir mesurer les trois composantes du champ électrique. Il est à noter que la sonde électro-optique doit être calibrée dans le milieu où nous souhaitons réaliser la mesure. Dans le cadre de cette thèse, la sonde « bio » a été calibrée uniquement dans une solution biologique pour des raisons de pratique, mais ça a été suffisant pour la preuve du concept.

Dans l'IRM 4,7 T préclinique, les résultats montrent une dépendance linéaire entre les champs électrique et magnétique, en conditions non-chargées et chargée. Nous avons montré expérimentalement que la sensibilité d'une sonde longitudinale est meilleure que celle d'une sonde transverse. D'autre part, nous avons trouvé que la composante E_y est la composante dominante dans les deux états de la bobine (chargée et non-chargée) puisque l'excitation du champ radiofréquence est le long de l'axe x . En outre, la sonde EO a permis de déterminer l'allure de l'impulsion RF mesurée en respectant l'amplitude qui varie en fonction de chaque type d'impulsion pendant un même temps d'excitation. En outre, en utilisant la sonde, nous avons pu cartographier le champ électrique à l'intérieur d'une bobine volumique non-chargée. Les fortes concentrations du champ électrique (1900 V/m) sont trouvées en approchant des

condensateurs, puis diminuent progressivement jusqu'à environ 100 V/m au centre de la bobine. Les simulations effectuées à l'aide du logiciel Comsol Multiphysics donnent des résultats très similaires.

Concernant les mesures dans des milieux biologiques, les amplitudes du champ électrique (E_x et E_y) varient en fonction des propriétés diélectriques et de la masse volumique du milieu utilisé. En plus de la sensibilité au milieu, nous avons démontré que la sonde présente la possibilité de mesurer le champ électrique dans différents types d'IRM de différentes intensités du champ électrique statique et donc elle possède une large bande fréquentielle. De même, en présence d'un capteur surfacique, le champ électrique local augmente, d'où la nécessité des mesures locales. Enfin, les faibles dimensions de la sonde permettent leur placement à côté de la région d'intérêt pour réaliser une mesure en temps réel du taux d'absorption spécifique.

Concernant les mesures du TAS, nous avons vérifié la capacité de la sonde EO à estimer le TAS en temps réel dans différents milieux. Néanmoins, nous ne pouvons pas comparer les résultats obtenus dans l'IRM 4,7 T à celles de l'IRM 3 T car le TAS local varie en fonction de plusieurs paramètres, y compris :

- L'intensité du champ magnétique statique et donc la fréquence du champ électromagnétique appliqué.
- La séquence utilisée et la puissance de l'excitation RF.
- Les dimensions et le volume des bobines d'excitation RF et de réception.
- Les propriétés diélectriques et la densité volumique de l'échantillon à imager.

Conclusion générale

Le travail réalisé au cours de cette thèse représente une étape significative pour assurer la sécurité des patients en IRM. Les différentes études menées se sont orientées vers la réalisation et la caractérisation d'un capteur endoluminal de réception radiofréquence à liaison « toute optique » et la validation expérimentale d'une sonde électro-optique pour la mesure du TAS. Le capteur endoluminal associé à des liaisons optiques doit assurer deux fonctions principales. La première fonction consiste à découpler optiquement la boucle résonante alors que la deuxième fonction est la conversion électro-optique et la transmission optique du signal RMN vers le système de numérisation. En outre, une série de mesure du champ électrique radiofréquence a été réalisée par la sonde électro-optique dans deux types de systèmes IRM et dans différentes conditions expérimentales dans l'objectif de mesurer directement le taux d'absorption spécifique en temps réel durant une expérience IRM.

Nous avons, dans un premier temps, défini le contexte général de cette étude. Les principes physiques de l'IRM et les capteurs d'excitation et de réception radiofréquence ont été rappelés. Nous avons expliqué l'importance de l'imagerie endoluminale pour l'amélioration de la qualité des images RMN pour permettre l'exploration en haute résolution spatiale des pathologies digestives et notamment le cancer colorectal. Les aspects de sécurité liés en particulier aux capteurs endoluminaux et aux systèmes IRM en général ont été présentés en précisant la nature de l'interaction des champs électromagnétiques avec les tissus biologiques. En présence de conducteurs comme par exemple, les câbles coaxiaux reliant le capteur de réception et les implants, le champ électrique radiofréquence cause une augmentation du taux d'absorption spécifique ce qui peut créer des échauffements locaux dans les tissus. Par la suite, nous avons présenté l'état de l'art concernant la transmission optique des signaux électriques provenant des capteurs de réception ainsi que l'instrumentation dédiée à l'évaluation directe et indirecte du TAS. Dans un second temps, les fondements théoriques de l'effet Pockels indispensables à la conversion électro-optique du signal RMN et à la réalisation d'une sonde de mesure du TAS ont été rappelés. Après avoir évoqué les critères de choix des cristaux électro-optiques, nous avons introduit les performances des sondes électro-optiques telles que la linéarité, la dynamique de mesure et la sensibilité.

Les travaux concernant le découplage actif optique du capteur endoluminal ont porté principalement sur la mise au point et la caractérisation des différents circuits dédiés à la transmission optique du signal de découplage et la validation de l'ensemble du dispositif expérimental dans une IRM clinique. Le circuit de découplage actif optique, placé au niveau de la boucle résonante, est constitué principalement de deux photodiodes en parallèle d'une diode PIN. Un dispositif de transmission optique formé de plusieurs sous-circuits a été utilisé pour assurer la transmission optique du courant continu de découplage de l'imageur jusqu'aux photodiodes. Par la suite, une évaluation de la rapidité de commutation du capteur avec un découplage optique sur banc expérimental a montré que les temps de commutation sont autour

de 2 μs et 100 μs respectivement vers le couplage et le découplage du capteur. Une analyse théorique de ces temps a été réalisée afin d'avoir une commutation plus rapide surtout vers l'état de découplage. Sur la base des résultats théoriques, une résistance a été ajoutée en parallèle avec les deux photodiodes afin de forcer la décharge rapide des photodiodes. Les résultats expérimentaux ont été en accord avec l'approche théorique. Après l'ajout d'une résistance de 1,8 k Ω , les temps de commutation ont été respectivement de 1,7 μs et 13,6 μs vers l'état de couplage et de découplage. Dans une IRM clinique, nous avons vérifié que le découplage actif optique a les mêmes performances qu'un découplage classique. L'image RMN d'un fantôme acquise par la bobine volumique, en présence du capteur endoluminal avec découplage optique, montre l'absence de déformation liée au couplage des bobines RF, ce qui est un résultat similaire au découplage classique. De plus, nous avons vérifié que les iso-contours du RSB des images acquises respectivement par les capteurs avec découplage optique et classique se superposent, démontrant encore une fois l'efficacité du découplage actif optique. En outre, un capteur endoluminal double-boucle a été développé afin d'améliorer l'uniformité radiale ainsi que le RSB des capteurs endoluminaux. Nous avons montré qu'un unique circuit commun de découplage était suffisant pour découpler simultanément les deux boucles endoluminales. Enfin, des mesures de températures ont été effectuées à des endroits spécifiques sur la boucle résonante et le circuit de découplage. Nous n'avons observé aucune élévation de température supplémentaire induit par le circuit de découplage et en particulier par les lasers allumés.

La conversion électro-optique du signal RMN est fondée sur l'effet Pockels appliqué sur les cristaux électro-optiques. Un guide d'onde en Ti:LiNbO₃ a été utilisé en tant que modulateur électro-optique d'état de polarisation du laser incident pour être placé au niveau de la boucle résonante. Nous avons démontré, par calcul, que le signal électro-optique en sortie est du même ordre de grandeur que le signal en entrée. Ce résultat préliminaire montre la possibilité d'obtention d'une image après la transmission optique du signal RMN. Des travaux d'optimisation ont été réalisés afin de rendre le capteur endoluminal plus compact, améliorer le rapport signal-sur-bruit et supprimer les effets piézoélectriques causés par la présence du guide d'onde. La fibre à maintien de polarisation et le polariseur ont été remplacés par une fibre polarisante. Nous avons vérifié que ce dernier assure la même fonction qu'un polariseur. De plus, un nouveau prototype de capteur a été proposé intégrant la boucle endoluminale et le guide d'onde sur un même substrat afin de répondre aux problèmes de résonances piézoélectriques dues à la liaison « électrique » entre le guide optique et la boucle. Les simulations électromagnétiques ont montré l'absence de ces effets en utilisant le nouveau prototype parce que les dimensions du substrat de niobate de lithium sont différentes. De plus, nous avons vérifié, par simulation, que dans le cas d'un capteur sans connexion électrique, l'adaptation du capteur à 50 Ω n'est pas nécessaire.

Le premier volet de la thèse présente le travail de caractérisation nécessaire pour la réalisation d'un capteur à liaison optique. Des améliorations peuvent être introduites à la boucle résonante. La détection du signal par une simple boucle ayant une géométrie rectangulaire est très dépendante de son orientation par rapport au champ magnétique statique. Les capteurs à double-boucles/canaux, quant à eux, sont incapables de détecter un signal s'ils ne sont pas bien orientés par rapport au champ magnétique statique et peuvent par conséquent

engendrer de fortes variations d'intensité d'image. Dans les applications de l'imagerie du côlon, le capteur doit être, le plus possible indépendant de son orientation pour pouvoir détecter le signal à proximité. Pour cela, il sera nécessaire de concevoir une nouvelle géométrie répondant à cette contrainte. D'autre part, dans la perspective de réalisation d'un capteur permettant d'assurer à la fois le découplage actif optique et la conversion électro-optique, une collaboration a été initiée avec le laboratoire FEMTO-ST, spécialiste dans la conception des guides d'onde en niobate de lithium et en optique intégrée.

Dans la dernière partie de cette thèse, des mesures du champ électrique ont été réalisées par des sondes électro-optiques dans deux systèmes IRM à 4,7 T et 3T et dans différentes conditions expérimentales. Trois types de sondes ont été utilisés (STair, SLair, STbio). L'objectif était de caractériser les sondes électro-optiques en termes de fréquence, de linéarité, de sensibilité et de compatibilité avec l'environnement de l'IRM. Les études faites avec la sonde électro-optique montrent toutes ses potentialités pour la mesure du TAS en temps réel durant une expérience IRM. Nous avons montré une excellente linéarité entre l'amplitude du champ électrique et le champ magnétique sur une dynamique de mesure de 30 dB à la fois dans l'air et dans un fantôme biologique. Il a également été démontré que la sonde mesure la forme de l'impulsion générée. Les trois composantes du champ électrique ont été mesurées, démontrant le caractère vectoriel de la sonde électro-optique. En utilisant la sonde, nous avons pu réaliser des cartographies 2D du champ électrique dans une bobine de type cage d'oiseau non-chargée afin de déterminer les positions des fortes concentrations, étape importante pour caractériser des bobines radiofréquences avant une expérience IRM. Les résultats expérimentaux sont en accord avec les simulations en termes de distribution et de valeur d'amplitude du champ électrique. Par la suite, nous avons réalisé des mesures du champ électrique dans plusieurs milieux ayant différentes formes et propriétés diélectriques. Nous avons montré la capacité de la sonde à mesurer le TAS en temps réel dans les différentes conditions expérimentales, sans perturber le champ électromagnétique ou le milieu avoisinant.

Pour conclure sur cette dernière partie, la sonde électro-optique est une méthode alternative au dipôle électrique et complémentaire aux mesures de température et capable de mesurer le champ électrique dans un système IRM. La sonde EO peut être utilisée pour différentes intensités du champ \vec{B}_0 et différentes géométries de bobines volumique ou surfacique d'émission et/ou de réception. Les dimensions réduites de la sonde électro-optique ainsi que sa structure diélectrique dépourvue de tout composant métallique rendent cette sonde adaptée à l'environnement de l'IRM et à notre application spécifique. Enfin, en utilisant deux coupes de cristal EO, nous sommes capables de mesurer les trois composantes du champ électrique et donc de déterminer le taux d'absorption spécifique local. La compacité de la sonde pourrait permettre son utilisation *in situ* lors des interventions chirurgicales. Par exemple, une telle sonde pourrait être placée dans le cerveau à proximité d'électrodes de stimulation cérébrale profonde pour mesurer précisément le champ électrique produit en temps réel pendant un examen MR. Enfin, afin d'évaluer la précision de cette méthode de mesure, une comparaison avec les mesures de température serait nécessaire ou une mesure/estimation du champ magnétique \vec{B}_1 pourrait vérifier la valeur du champ électrique obtenue.

Annexe A

Convertisseur électrique-optique faible puissance

Dans le paragraphe 3.2.2.2-, nous avons proposé un circuit de convertisseur électrique-optique faible puissance constitué de quatre diodes PIN pour assurer l'activation du HFBR-T. Cependant, l'utilisation de trois diodes PIN est possible. Le tableau A.1 montre les tensions mesurées aux bornes du HFBR-T en fonction des signaux de couplage ou de découplage. En utilisant la configuration des trois diodes PIN, lorsqu'un signal de découplage (150 mA ou 5 V) est envoyé par l'imageur, la tension aux bornes du HFBR-T est autour de 1,6 V ce qui est suffisant pour activer le HFBR-T, d'après sa fiche technique. En outre, les tensions générées aux bornes du HFBR-R sont similaires pour les deux configurations de circuit de conversion électrique-optique (trois et quatre photodiodes) (tableau A.2).

	Circuit de quatre diodes	Circuit de trois diodes
<i>Signal commande</i>	$V_{\text{HFBR-T}}$ (V)	$V_{\text{HFBR-T}}$ (V)
-30 V	-0,018	-0,015
150mA	2,11	1,63
0 V	0,012	0,012
5 V	1,9	1,56

Tableau A.1 : Tensions aux bornes du HFBR de transmission ($V_{\text{HFBR-T}}$) en fonction des signaux nécessaires pour pouvoir coupler ou découpler le capteur endoluminal.

<i>Signal commande</i>	Circuit de quatre diodes PIN			Circuit de trois Diodes PIN			État des lasers	État du capteur
	$V_{\text{HFBR-T}}$ (V)	$V_{\text{HFBR-R}}$ (V)	V_{Mod} (V)	$V_{\text{HFBR-T}}$ (V)	$V_{\text{HFBR-R}}$ (V)	V_{Mod} (V)		
-30 V	-0,018	0,8	5	-0,015	0,83	5	Eteints	Couplage
150mA	2,11	0,00066	0	1,63	0,00065	0	Allumés	Découplage
0 V	0,012	0,8	5	0,012	0,8	5	Eteints	Couplage
5 V	1,9	0,0007	0	1,56	0,0007	0	Allumés	découplage

Tableau A.2 : Tableau résumant les tensions à chaque étage de la chaîne de transmission optique des signaux de découplage (150 mA ou 5 V) ou de couplage (-30 V ou 0 V). Les deux configurations de circuit de conversion électrique optique sont testés (quatre et trois diodes PIN).

Annexe B

Prototypes de capteurs endoluminaux testés

Dans cette annexe, nous allons décrire tous les prototypes de capteurs endoluminaux associés à un circuit de découplage actif optique réalisés au cours de cette thèse. Ensuite, nous présentons un résumé des résultats de caractérisation des différents capteurs sur un banc expérimental ainsi que les images RMN d'un fantôme acquises par ces capteurs.

En plus de prototypes de capteurs (simple boucle) présentés dans les sections 3.1-, 3.2- et 3.3- différents autres prototypes ont été caractérisés :

- Capteur large-substrat avec les photodiodes Vishay BPW34 dont leurs surfaces photosensibles sont placées en parallèles du plan du capteur (CE-O-testA).
- Capteur large-substrat avec les photodiodes Hamamatsu S6931-01 dont leurs surfaces photosensibles sont placées en parallèles du plan du capteur (CE-O-testB).
- Capteur petit-substrat avec les photodiodes Hamamatsu S10625-01CT dont leurs surfaces photosensibles sont placées en perpendiculaire du plan du capteur (CE-O-testC).

Le tableau B.1 et la figure B.1 présentent respectivement un résumé des valeurs des capacités d'accord et d'adaptation et des coefficients de réflexion de tous les prototypes des capteurs.

Prototype de capteur		C_t (pF)	C_m (pF)
Capteurs larges substrats	CE/L/1	34,4	203,2
	CE-C/L/1	36,3	190
	CE-O/L/testA	39,6	192
	CE-O/L/testB	44,4	206,2
	CE-O/L/1	39	212,8
Capteurs petits substrats	CE-C/S/1	36,5	200
	CE-O/S/testC	39,8	200
	CE-O/S/1	40	180

Tableau B.1 : Les valeurs des capacités d'accord et d'adaptation de tous les prototypes de capteurs. Les cellules en gris présentent les prototypes de capteurs non montrés dans la mémoire.

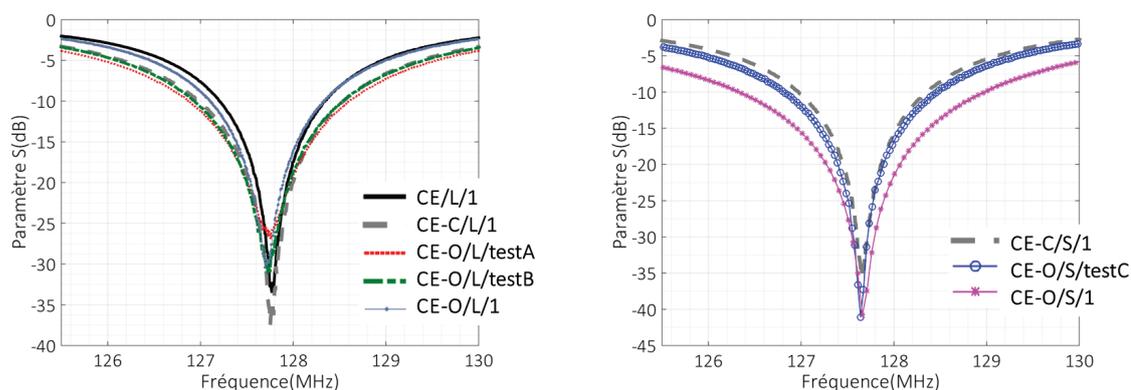


Figure B.1 : Les coefficients de réflexions des capteurs simples boucles larges-substrats (à gauche) et petits substrats (à droite)

Ces capteurs utilisent des photodiodes magnétiques. Des images dans l'IRM ont été réalisées afin de vérifier l'impact du magnétisme sur l'image RMN. La figure B.2 illustre les images RMN acquises avec la bobine volumique (en émission et en réception RF) en présence des capteurs CE-O/L/testA et CE-O/L/testC. Les images RMN montre la déformation locale causée par les photodiodes amagnétiques même dans le cas des photodiodes de très petites tailles (Hamamatsu S10625-01CT).

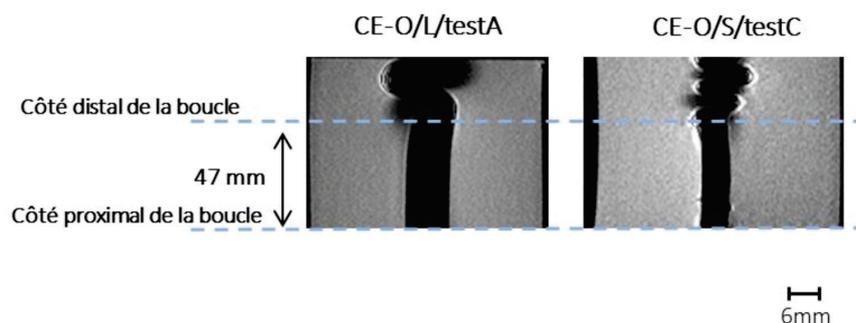


Figure B.2 : Images RM coronales du fantôme en présence des prototypes de capteurs CE-O/L/testA et CE-O/L/testC.

Finalement, nous avons vu dans le paragraphe 3.2.1- que le placement des photodiodes en perpendiculaire du plan du capteur présente une meilleur caractéristique courant-tension que celles placées en parallèle. Néanmoins, les images RMN acquises par les capteurs CE-O/L/testB (photodiodes parallèles) présentent une distribution de RSB similaire que celui prise par un capteur utilisant des photodiodes perpendiculaires (CE-O/L/1). En effet, le courant généré par la photodiode était suffisant pour activer rapidement la diode PIN. Cette caractéristique reste intrinsèque à chaque photodiode donc il est important de vérifier que le maximum de puissance illumine les photodiodes.

Annexe C

Recalage des images RMN

Pour le recalage des images IRM présentés dans le paragraphe 3.5.2-, un programme a été développé en utilisant des fonctions trouvées dans MATLAB. Le programme permet l'alignement des images à un système de coordonnées commun utilisant une méthode fondée sur l'intensité du signal dans chaque image. Le programme permet la réalisation des étapes suivantes:

Etape 1 : Fixer une image de référence.

Etape 2 : Comparer toutes les autres images à l'image de référence en fonction de l'intensité du signal. Les images à traiter sont appelées « images en mouvement ».

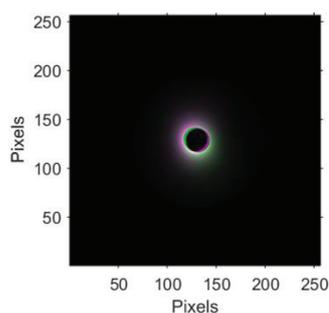


Figure C.1 : Chevauchement entre l'image de référence et l'image non-recalée. Les zones vertes et roses présentes les différences d'intensités entre les deux images.

Etape 3 : Effectuer le traitement de l'image en mouvement en utilisant la fonction MATLAB *imregister* qui permet de réaliser des rotations et des translations.

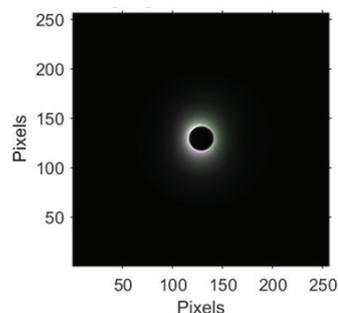


Figure C.2 : Chevauchement entre l'image de référence et l'image recalée.

Après le recalage, nous indiquons les contours du rapport signal-sur-bruit pour chaque image afin de comparer la distribution du RSB.

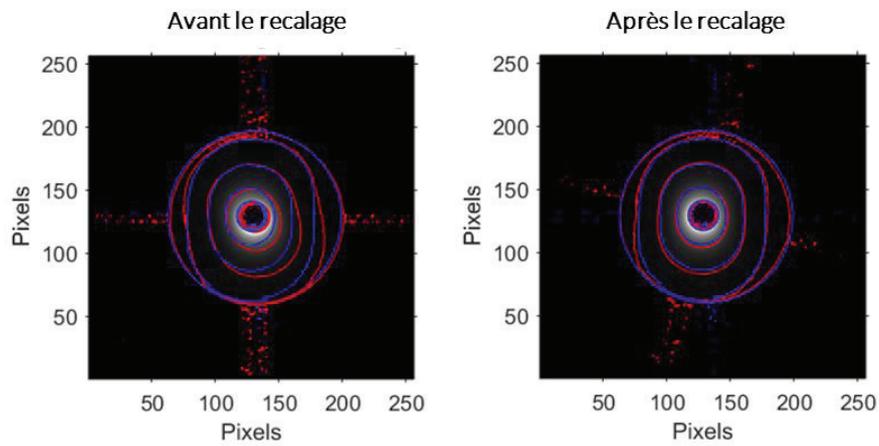


Figure C.3 : Iso-contours des RSB de deux images RMN avant et après le recalage. Les contours bleus correspondent à l'image fixe et les contours rouges correspondent à l'image en mouvement.

Bibliographie

- [1] M. Décorps, *Imagerie de résonance magnétique*. EDP Sciences, 2012.
- [2] “Paul Lauterbur and the Invention of MRI,” *MIT Press*. [Online]. Available: <https://mitpress.mit.edu/books/paul-lauterbur-and-invention-mri>. [Accessed: 07-Aug-2017].
- [3] A. André, P. Thierry, and K. A. S. Aurélie, *Biophysique (4^o Éd.)*. Lavoisier, 2013.
- [4] R. W. Brown, Y.-C. N. Cheng, E. M. Haacke, M. R. Thompson, and R. Venkatesan, *Magnetic Resonance Imaging: Physical Principles and Sequence Design*. John Wiley & Sons, 2014.
- [5] D. I. Hoult and R. E. Richards, “The signal-to-noise ratio of the nuclear magnetic resonance experiment,” *J. Magn. Reson.* 1969, vol. 24, no. 1, pp. 71–85, Oct. 1976.
- [6] “Wiley: RF Coils for MRI - J. Thomas Vaughan, John R. Griffiths.” [Online]. Available: <http://www.wiley.com/WileyCDA/WileyTitle/productCd-0470770767.html>. [Accessed: 07-Sep-2017].
- [7] J. J. H. Ackerman, T. H. Grove, G. G. Wong, D. G. Gadian, and G. K. Radda, “Mapping of metabolites in whole animals by ³¹P NMR using surface coils,” *Nature*, vol. 283, no. 5743, pp. 167–170, Jan. 1980.
- [8] M. Lupu, J. Mispelter, and A. Briguet, *Nmr Probeheads for Biophysical And Biomedical Experiments: Theoretical Principles And Practical Guidelines*. London: Imperial College Press, 2006.
- [9] M. Décorps, P. Blondet, H. Reutenauer, J. P. Albrand, and C. Remy, “An inductively coupled, series-tuned NMR probe,” *J. Magn. Reson.* 1969, vol. 65, no. 1, pp. 100–109, Oct. 1985.
- [10] J. Murphy-Boesch and A. P. Koretsky, “An in Vivo NMR probe circuit for improved sensitivity,” *J. Magn. Reson.* 1969, vol. 54, no. 3, pp. 526–532, Oct. 1983.
- [11] W. A. Edelstein, C. J. Hardy, and O. M. Mueller, “Electronic decoupling of surface-coil receivers for NMR imaging and spectroscopy,” *J. Magn. Reson.* 1969, vol. 67, no. 1, pp. 156–161, Mar. 1986.
- [12] J. S. Hyde, R. J. Rilling, and A. Jesmanowicz, “Passive decoupling of surface coils by pole insertion,” *J. Magn. Reson.* 1969, vol. 89, no. 3, pp. 485–495, Oct. 1990.
- [13] M. Burl and M. X. Zou, “Transmit mode coil detuning for MRI systems,” US6850067 B1, 01-Feb-2005.
- [14] C. E. Hayes and L. Axel, “Noise performance of surface coils for magnetic resonance imaging at 1.5 T,” *Med. Phys.*, vol. 12, no. 5, pp. 604–607, Sep. 1985.
- [15] J. N. Rao and J.-Y. Wang, *Intestinal Architecture and Development*. Morgan & Claypool Life Sciences, 2010.
- [16] B. Iacopetta, “Are there two sides to colorectal cancer?,” *Int. J. Cancer*, vol. 101, no. 5, pp. 403–408, Oct. 2002.
- [17] C. Wittekind, F. L. Greene, R. V. P. Hutter, L. H. Sobin, and M. Klimpfinger, *Atlas TNM - Traduction de la 4e édition en langue anglaise par le Professeur Jean-Luc Breau*,

cancerologue: Guide illustre de la Classification TNM / pTNM des tumeurs malignes.
Springer Science & Business Media, 1998.

- [18] “Les cancers en France - Edition 2015 - Ref: ETKFRANCE16 | Institut National Du Cancer.” [Online]. Available: <http://www.e-cancer.fr/Expertises-et-publications/Catalogue-des-publications/Les-cancers-en-France-Edition-2015>. [Accessed: 10-Sep-2017].
- [19] L. A. Torre, F. Bray, R. L. Siegel, J. Ferlay, J. Lortet-Tieulent, and A. Jemal, “Global cancer statistics, 2012,” *CA. Cancer J. Clin.*, vol. 65, no. 2, pp. 87–108, Mar. 2015.
- [20] “What Are the Survival Rates for Colorectal Cancer, by Stage?” [Online]. Available: <https://www.cancer.org/cancer/colon-rectal-cancer/detection-diagnosis-staging/survival-rates.html>. [Accessed: 28-Sep-2017].
- [21] C. Robinson *et al.*, “CT colonography: computer-assisted detection of colorectal cancer,” *Br. J. Radiol.*, vol. 84, no. 1001, pp. 435–440, May 2011.
- [22] R. M. Summers, C. D. Johnson, L. M. Pusanik, J. D. Malley, A. M. Youssef, and J. E. Reed, “Automated Polyp Detection at CT Colonography: Feasibility Assessment in a Human Population,” *Radiology*, vol. 219, no. 1, pp. 51–59, Apr. 2001.
- [23] F. Pilleul, M. Penigaud, L. Milot, J.-C. Saurin, J.-A. Chayvialle, and P.-J. Valette, “Possible Small-Bowel Neoplasms: Contrast-enhanced and Water-enhanced Multidetector CT Enteroclysis,” *Radiology*, vol. 241, no. 3, pp. 796–801, Dec. 2006.
- [24] H. Kwok, I. P. Bissett, and G. L. Hill, “Preoperative staging of rectal cancer,” *Int. J. Colorectal Dis.*, vol. 15, no. 1, pp. 9–20, Feb. 2000.
- [25] R. F. Thoeni, “Colorectal cancer. Radiologic staging,” *Radiol. Clin. North Am.*, vol. 35, no. 2, pp. 457–485, Mar. 1997.
- [26] T. Shimura *et al.*, “Magnifying Chromoendoscopy and Endoscopic Ultrasonography Measure Invasion Depth of Early Stage Colorectal Cancer With Equal Accuracy on the Basis of a Prospective Trial,” *Clin. Gastroenterol. Hepatol.*, vol. 12, no. 4, p. 662–668.e2, Apr. 2014.
- [27] E. Cho, M. Nakajima, K. Yasuda, T. Ashihara, and K. Kawai, “Endoscopic ultrasonography in the diagnosis of colorectal cancer invasion,” *Gastrointest. Endosc.*, vol. 39, no. 4, pp. 521–527, Jan. 1993.
- [28] C. Beaumont, T. Pandey, R. G. Fricke, J. Laryea, and K. Jambhekar, “MR Evaluation of Rectal Cancer: Current Concepts,” *Curr. Probl. Diagn. Radiol.*, vol. 42, no. 3, pp. 99–112, May 2013.
- [29] S. C. Roach, P. A. Hulse, F. J. Moulding, R. Wilson, and B. M. Carrington, “Magnetic resonance imaging of anal cancer,” *Clin. Radiol.*, vol. 60, no. 10, pp. 1111–1119, Oct. 2005.
- [30] P. Taflampas, M. Christodoulakis, E. de Bree, J. Melissas, and D. D. A. Tsiftsis, “Preoperative decision making for rectal cancer,” *Am. J. Surg.*, vol. 200, no. 3, pp. 426–432, Sep. 2010.
- [31] C. Buchbender, T. A. Heusner, T. C. Lauenstein, A. Bockisch, and G. Antoch, “Oncologic PET/MRI, Part 1: Tumors of the Brain, Head and Neck, Chest, Abdomen, and Pelvis,” *J. Nucl. Med.*, vol. 53, no. 6, pp. 928–938, Jun. 2012.
- [32] 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, no. 4, pp. 657–669, Mar. 2016.

- [33] M. D. Schnall, R. E. Lenkinski, H. Y. Kressel, and H. M. Pollack, "Intracavity probe and interface device for MRI imaging and spectroscopy," US5476095 A, 19-Dec-1995.
- [34] K. Inui *et al.*, "Endoscopic MRI: preliminary results of a new technique for visualization and staging of gastrointestinal tumors," *Endoscopy*, vol. 27, no. 7, pp. 480–485, Sep. 1995.
- [35] M. D. Schnall, R. E. Lenkinski, H. M. Pollack, Y. Imai, and H. Y. Kressel, "Prostate: MR imaging with an endorectal surface coil," *Radiology*, vol. 172, no. 2, pp. 570–574, Aug. 1989.
- [36] M. D. Schnall and H. M. Pollack, "Magnetic resonance imaging of the prostate gland," *Urol. Radiol.*, vol. 12, no. 1, pp. 109–114, Dec. 1990.
- [37] M. D. Schnall, Y. Imai, J. Tomaszewski, H. M. Pollack, R. E. Lenkinski, and H. Y. Kressel, "Prostate cancer: local staging with endorectal surface coil MR imaging," *Radiology*, vol. 178, no. 3, pp. 797–802, Mar. 1991.
- [38] H. M. Pollack and M. D. Schnall, "Magnetic resonance imaging in carcinoma of the prostate," *The Prostate*, vol. 21, no. S4, pp. 17–31, Jan. 1992.
- [39] C. Maldjian, R. Smith, A. Kilger, M. Schnall, G. Ginsberg, and M. Kochman, "Endorectal surface coil MR imaging as a staging technique for rectal carcinoma: a comparison study to rectal endosonography," *Abdom. Imaging*, vol. 25, no. 1, pp. 75–80, Jan. 2000.
- [40] C. Meyenberger, R. A. H. Böni, P. Bertschinger, G. F. Zala, H. P. Klotz, and G. P. Krestin, "Endoscopic Ultrasound and Endorectal Magnetic Resonance Imaging: a Prospective, Comparative Study for Preoperative Staging and Follow-Up of Rectal Cancer," *Endoscopy*, vol. 27, no. 07, pp. 469–479, Sep. 1995.
- [41] G. F. Gualdi, E. Casciani, A. Guadalaxara, C. d'Orta, E. Polettoni, and G. Pappalardo, "Local staging of rectal cancer with transrectal ultrasound and endorectal magnetic resonance imaging," *Dis. Colon Rectum*, vol. 43, no. 3, pp. 338–345, Mar. 2000.
- [42] P. Torricelli, S. R. Lo, A. Pecchi, G. Luppi, A. M. Cesinaro, and R. Romagnoli, "Endorectal coil MRI in local staging of rectal cancer," *Radiol. Med. (Torino)*, vol. 103, no. 1–2, pp. 74–83, 2002.
- [43] A. Ramgolam, R. Sablong, L. Lafarge, H. Saint-Jalmes, and O. Beuf, "Optical spectroscopy combined with high-resolution magnetic resonance imaging for digestive wall assessment: endoluminal bimodal probe conception and characterization in vitro, on organic sample and in vivo on a rabbit," *J. Biomed. Opt.*, vol. 16, no. 11, pp. 117005–11700513, 2011.
- [44] F. Pilleul *et al.*, "High-resolution MR imaging appearance of colonic tissue in rabbits using an endoluminal coil," *Magn. Reson. Mater. Phys. Biol. Med.*, vol. 18, no. 5, pp. 238–244, Nov. 2005.
- [45] D. J. Dinter, R.-D. Hofheinz, M. Hartel, G. F. A. B. Kaehler, W. Neff, and S. J. Diehl, "Preoperative Staging of Rectal Tumors: Comparison of Endorectal Ultrasound, Hydro-CT, and High-Resolution Endorectal MRI," *Oncol. Res. Treat.*, vol. 31, no. 5, pp. 230–235, 2008.
- [46] C. Armenean, E. Perrin, M. Armenean, O. Beuf, F. Pilleul, and H. Saint-Jalmes, "RF-induced temperature elevation along metallic wires in clinical magnetic resonance imaging: Influence of diameter and length," *Magn. Reson. Med.*, vol. 52, no. 5, pp. 1200–1206, Nov. 2004.
- [47] V. Detti, D. Grenier, E. Perrin, and O. Beuf, "Assessment of radiofrequency self-heating around a metallic wire with MR T1-based thermometry," *Magn. Reson. Med.*, vol. 66, no. 2, pp. 448–455, Aug. 2011.

- [48] D. M. Peterson, B. L. Beck, G. R. Duensing, and J. R. Fitzsimmons, "Common mode signal rejection methods for MRI: Reduction of cable shield currents for high static magnetic field systems," *Concepts Magn. Reson. Part B Magn. Reson. Eng.*, vol. 19B, no. 1, pp. 1–8, Jan. 2003.
- [49] H. Kogure, Y. Kogure, and J. C. Rautio, *Introduction to RF Design Using EM Simulators*. Artech House, 2011.
- [50] W. R. Nitz, A. Oppelt, W. Renz, C. Manke, M. Lenhart, and J. Link, "On the heating of linear conductive structures as guide wires and catheters in interventional MRI," *J. Magn. Reson. Imaging*, vol. 13, no. 1, pp. 105–114, Jan. 2001.
- [51] M. F. Dempsey, B. Condon, and D. M. Hadley, "Investigation of the factors responsible for burns during MRI," *J. Magn. Reson. Imaging*, vol. 13, no. 4, pp. 627–631, Apr. 2001.
- [52] M. E. Ladd and H. H. Quick, "Reduction of resonant RF heating in intravascular catheters using coaxial chokes," *Magn. Reson. Med.*, vol. 43, no. 4, pp. 615–619, Apr. 2000.
- [53] W. H. Harrison, M. Arakawa, and B. M. McCarten, "RF coil coupling for MRI with tuned RF rejection circuit using coax shield choke," US4682125 A, 21-Jul-1987.
- [54] S. Weiss, P. Vernickel, T. Schaeffter, V. Schulz, and B. Gleich, "Transmission line for improved RF safety of interventional devices," *Magn. Reson. Med.*, vol. 54, no. 1, pp. 182–189, Jul. 2005.
- [55] J. Yuan, J. Wei, and G. X. Shen, "A direct modulated optical link for MRI RF receive coil interconnection," *J. Magn. Reson.*, vol. 189, no. 1, pp. 130–138, Nov. 2007.
- [56] O. G. Memis, Y. Eryaman, O. Aytur, and E. Atalar, "Miniaturized fiber-optic transmission system for MRI signals," *Magn. Reson. Med.*, vol. 59, no. 1, pp. 165–173, Jan. 2008.
- [57] A. J. E. Raaijmakers *et al.*, "Design of a radiative surface coil array element at 7 T: The single-side adapted dipole antenna," *Magn. Reson. Med.*, vol. 66, no. 5, pp. 1488–1497, Nov. 2011.
- [58] S. Fandrey, S. Weiss, and J. Müller, "A novel active MR probe using a miniaturized optical link for a 1.5-T MRI scanner," *Magn. Reson. Med.*, vol. 67, no. 1, pp. 148–155, 2012.
- [59] E. Y. Wong MSE, Q. Zhang PhD, J. L. Duerk PhD, J. S. Lewin MD, and M. Wendt PhD, "An optical system for wireless detuning of parallel resonant circuits," *J. Magn. Reson. Imaging*, vol. 12, no. 4, pp. 632–638, Oct. 2000.
- [60] S. Weiss *et al.*, "In vivo safe catheter visualization and slice tracking using an optically detunable resonant marker," *Magn. Reson. Med.*, vol. 52, no. 4, pp. 860–868, Oct. 2004.
- [61] M. Korn, R. Umathum, J. Schulz, W. Semmler, and M. Bock, "Optically detunable, inductively coupled coil for self-gating in small animal magnetic resonance imaging," *Magn. Reson. Med.*, vol. 65, no. 3, pp. 882–888, Mar. 2011.
- [62] C. Du, J. Yuan, and G. G. Shen, "Comparison of FP, VCSEL and DFB laser diode in optical transmission for MR RF coil array," in *Joint Annual Meeting ISMRM-ESMRMB SMRT*, 2007.
- [63] S. Biber, P. Baureis, J. Bollenbeck, P. Hocht, and H. Fischer, "Analog optical transmission of 4 MRI receive channels with high dynamic range over one single optical fiber," in *16th Annual Meeting of the International Society for Magnetic Resonance in Medicine, Toronto*, 2008, vol. 1120.

- [64] “Ingenia dStream architecture - the digital revolution in MRI.” [Online]. Available: <http://clinical.netforum.healthcare.philips.com/global/Explore/White-Papers/MRI/Ingenia-dStream-architecture-the-digital-revolution-in-MRI>. [Accessed: 11-Sep-2017].
- [65] C. P. Yakymyshyn, P. B. Roemer, and R. D. Watkins, “Electro-optical circuit for signal transmission,” US5739936 A, 14-Apr-1998.
- [66] G. P. Koste, M. C. Nielsen, T. R. Tolliver, R. L. Frey, and R. D. Watkins, “Optical MR receive coil array interconnect,” in *ISMRM 13th Annual Meeting*, 2005, vol. 13, p. 411.
- [67] T. Vaughan *et al.*, “9.4T human MRI: Preliminary results,” *Magn. Reson. Med.*, vol. 56, no. 6, pp. 1274–1282, Dec. 2006.
- [68] L. Quettier *et al.*, “Expected Magnetic Field Quality From the Preliminary Measurements Performed During the Manufacturing of the Iseult/Inumac Whole-Body 11.7-T MRI Magnet,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 4, pp. 1–4, Jun. 2016.
- [69] A. Kangarlu and P.-M. L. Robitaille, “Biological effects and health implications in magnetic resonance imaging,” *Concepts Magn. Reson.*, vol. 12, no. 5, pp. 321–359, Jan. 2000.
- [70] J. A. Besson, E. I. Foreman, L. M. Eastwood, F. W. Smith, and G. W. Ashcroft, “Cognitive evaluation following NMR imaging of the brain,” *J. Neurol. Neurosurg. Psychiatry*, vol. 47, no. 3, pp. 314–316, Mar. 1984.
- [71] I. C. Atkinson, L. Renteria, H. Burd, N. H. Pliskin, and K. R. Thulborn, “Safety of human MRI at static fields above the FDA 8T guideline: Sodium imaging at 9.4T does not affect vital signs or cognitive ability,” *J. Magn. Reson. Imaging*, vol. 26, no. 5, pp. 1222–1227, Nov. 2007.
- [72] I. C. Atkinson, R. Sonstegaard, N. H. Pliskin, and K. R. Thulborn, “Vital signs and cognitive function are not affected by 23-sodium and 17-oxygen magnetic resonance imaging of the human brain at 9.4 T,” *J. Magn. Reson. Imaging*, vol. 32, no. 1, pp. 82–87, Jul. 2010.
- [73] S. Bongers, Y. Christopher, H. Engels, P. Slottje, and H. Kromhout, “Retrospective Assessment of Exposure to Static Magnetic Fields During Production and Development of Magnetic Resonance Imaging Systems,” *Ann. Occup. Hyg.*, vol. 58, no. 1, pp. 85–102, Jan. 2014.
- [74] S. Bongers, P. Slottje, L. Portengen, and H. Kromhout, “Exposure to static magnetic fields and risk of accidents among a cohort of workers from a medical imaging device manufacturing facility,” *Magn. Reson. Med.*, vol. 75, no. 5, pp. 2165–2174, May 2016.
- [75] L. D. Davis, K. Pappajohn, and I. M. Plavnieks, “Bibliography of the biological effects of magnetic fields,” *Fed. Proc.*, vol. 21(5)Pt 2, pp. 1–38, Oct. 1962.
- [76] V. Hartwig, G. Giovannetti, N. Vanello, M. Lombardi, L. Landini, and S. Simi, “Biological Effects and Safety in Magnetic Resonance Imaging: A Review,” *Int. J. Environ. Res. Public Health*, vol. 6, no. 6, pp. 1778–1798, Jun. 2009.
- [77] P. M. Glover, “Interaction of MRI field gradients with the human body,” *Phys. Med. Biol.*, vol. 54, no. 21, p. R99, 2009.
- [78] J. A. Nyenhuis, J. D. Bourland, and D. J. Schaefer, “Analysis from a stimulation perspective of the field patterns of magnetic resonance imaging gradient coils,” *J. Appl. Phys.*, vol. 81, no. 8, pp. 4314–4316, Apr. 1997.
- [79] J. D. Bourland, J. A. Nyenhuis, and D. J. Schaefer, “Physiologic effects of intense MR imaging gradient fields,” *Neuroimaging Clin. N. Am.*, vol. 9, no. 2, pp. 363–377, May 1999.

- [80] D. J. Schaefer, J. D. Bourland, and J. A. Nyenhuis, "Review of Patient Safety in Time-Varying Gradient Fields," *J. Magn. Reson. Imaging*, vol. 12, no. 1, pp. 20–29, Jul. 2000.
- [81] M. Bencsik, R. Bowtell, and R. Bowley, "Electric fields induced in the human body by time-varying magnetic field gradients in MRI: numerical calculations and correlation analysis," *Phys. Med. Biol.*, vol. 52, no. 9, p. 2337, 2007.
- [82] S. Crozier, H. Wang, A. Trakic, and F. Liu, "Exposure of workers to pulsed gradients in MRI," *J. Magn. Reson. Imaging*, vol. 26, no. 5, pp. 1236–1254, Nov. 2007.
- [83] D. L. Price, J. P. De Wilde, A. M. Papadaki, J. S. Curran, and R. I. Kitney, "Investigation of acoustic noise on 15 MRI scanners from 0.2 T to 3 T," *J. Magn. Reson. Imaging*, vol. 13, no. 2, pp. 288–293, Feb. 2001.
- [84] R. E. Brummett, J. M. Talbot, and P. Charuhas, "Potential hearing loss resulting from MR imaging," *Radiology*, vol. 169, no. 2, pp. 539–540, Nov. 1988.
- [85] A. Kangarlu, L. Tang, and T. S. Ibrahim, "Electric field measurements and computational modeling at ultrahigh-field MRI," *Magn. Reson. Imaging*, vol. 25, no. 8, pp. 1222–1226, Oct. 2007.
- [86] P. Nordbeck *et al.*, "Spatial distribution of RF-induced E-fields and implant heating in MRI," *Magn. Reson. Med.*, vol. 60, no. 2, pp. 312–319, Aug. 2008.
- [87] E. Neufeld, S. Kühn, G. Szekely, and N. Kuster, "Measurement, simulation and uncertainty assessment of implant heating during MRI," *Phys. Med. Biol.*, vol. 54, no. 13, p. 4151, 2009.
- [88] F. G. Shellock, "Radiofrequency Energy-Induced Heating During MR Procedures: A Review," *J. Magn. Reson. Imaging*, vol. 12, no. 1, pp. 30–36, Jul. 2000.
- [89] "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, no. 4, pp. 494–522, Apr. 1998.
- [90] International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection, "ICNIRP statement on the 'Guidelines for limiting exposure to time-varying electric, magnetic, and electromagnetic fields (up to 300 GHz),'", *Health Phys.*, vol. 97, no. 3, pp. 257–258, Sep. 2009.
- [91] International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection, "Guidelines on limits of exposure to static magnetic fields," *Health Phys.*, vol. 96, no. 4, pp. 504–514, Apr. 2009.
- [92] "Guidelines For Limiting Exposure To Time-varying Electric And Magnetic Fields (1 Hz To 100 khz)," *Health Phys.*, vol. 99, no. 6, pp. 818–836, Dec. 2010.
- [93] International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection, "Guidelines for limiting exposure to electric fields induced by movement of the human body in a static magnetic field and by time-varying magnetic fields below 1 Hz," *Health Phys.*, vol. 106, no. 3, pp. 418–425, Mar. 2014.
- [94] P. Jarrige, "Développement d'une sonde électro-optique dédiée à la mesure simultanée du champ électrique et de la température au sein des milieux biologiques," phdthesis, Université de Grenoble, 2013.
- [95] 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," phdthesis, Ecole Centrale de Lyon ; Universidade federal de Minas Gerais, 2007.
- [96] C. Gabriel, S. Gabriel, and E. Corthout, "The dielectric properties of biological tissues: I. Literature survey," *Phys. Med. Biol.*, vol. 41, no. 11, p. 2231, 1996.

- [97] S. Gabriel, R. W. Lau, and C. Gabriel, "The dielectric properties of biological tissues: II. Measurements in the frequency range 10 Hz to 20 GHz," *Phys. Med. Biol.*, vol. 41, no. 11, p. 2251, 1996.
- [98] S. Gabriel, R. W. Lau, and C. Gabriel, "The dielectric properties of biological tissues: III. Parametric models for the dielectric spectrum of tissues," *Phys. Med. Biol.*, vol. 41, no. 11, p. 2271, 1996.
- [99] K. R. Foster and H. P. Schwan, "Dielectric properties of tissues and biological materials: a critical review," *Crit. Rev. Biomed. Eng.*, vol. 17, no. 1, pp. 25–104, 1989.
- [100] M. A. Stuchly and S. S. Stuchly, "Dielectric Properties of Biological Substances — Tabulated," *J. Microw. Power*, vol. 15, no. 1, pp. 19–25, Jan. 1980.
- [101] R. Pethig, "Dielectric properties of body tissues," *Clin. Phys. Physiol. Meas.*, vol. 8, no. 4A, p. 5, 1987.
- [102] V. Raicu, N. Kitagawa, and A. Irimajiri, "A quantitative approach to the dielectric properties of the skin," *Phys. Med. Biol.*, vol. 45, no. 2, p. L1, 2000.
- [103] J.-Z. Bao, S.-T. Lu, and W. D. Hurt, "Complex dielectric measurements and analysis of brain tissues in the radio and microwave frequencies," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 45, no. 10, pp. 1730–1741, Oct. 1997.
- [104] G. Schmid, G. Neubauer, and P. R. Mazal, "Dielectric properties of human brain tissue measured less than 10 h postmortem at frequencies from 800 to 2450 MHz," *Bioelectromagnetics*, vol. 24, no. 6, pp. 423–430, Sep. 2003.
- [105] G. Schmid, G. Neubauer, U. M. Illievich, and F. Alesch, "Dielectric properties of porcine brain tissue in the transition from life to death at frequencies from 800 to 1900 MHz," *Bioelectromagnetics*, vol. 24, no. 6, pp. 413–422, Sep. 2003.
- [106] C. M. Alabaster, "The Microwave properties of tissue and other lossy dielectrics," Mar-2004. [Online]. Available: <https://dspace.lib.cranfield.ac.uk/handle/1826/251>. [Accessed: 28-Aug-2017].
- [107] "Polar molecules. By P. Debye, Ph.D., Pp. 172. New York: Chemical Catalog Co., Inc., 1929. \$ 3.50," *J. Soc. Chem. Ind.*, vol. 48, no. 43, pp. 1036–1037, Oct. 1929.
- [108] K. S. Cole and R. H. Cole, "Dispersion and Absorption in Dielectrics I. Alternating Current Characteristics," *J. Chem. Phys.*, vol. 9, no. 4, pp. 341–351, Apr. 1941.
- [109] K. S. Cole and R. H. Cole, "Dispersion and Absorption in Dielectrics II. Direct Current Characteristics," *J. Chem. Phys.*, vol. 10, no. 2, pp. 98–105, Feb. 1942.
- [110] D. W. Davidson and R. H. Cole, "Dielectric Relaxation in Glycerol, Propylene Glycol, and n-Propanol," *J. Chem. Phys.*, vol. 19, no. 12, pp. 1484–1490, Dec. 1951.
- [111] Yumpu.com, "Fondements de la mesure thermique sans contact - Micro-Epsilon," *yumpu.com*. [Online]. Available: <https://www.yumpu.com/fr/document/view/36930740/fondements-de-la-mesure-thermique-sans-contact-micro-epsilon>. [Accessed: 09-Sep-2017].
- [112] T. Kawamura, K. Saito, S. Kikuchi, M. Takahashi, and K. Ito, "Specific Absorption Rate Measurement of Birdcage Coil for 3.0-T Magnetic Resonance Imaging System Employing Thermographic Method," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 57, no. 10, pp. 2508–2514, Oct. 2009.

- [113] “Handy Thermo TVS-200EX : Specifications | Infrared Thermography | NIPPON AVIONICS CO.,LTD.” [Online]. Available: <http://www.infrared.avio.co.jp/en/products/ir-thermo/lineup/tvs-200ex/spec.html>. [Accessed: 09-Sep-2017].
- [114] H. Bassen and G. Smith, “Electric field probes—A review,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 31, no. 5, pp. 710–718, Sep. 1983.
- [115] H. C. Taylor, M. Burl, and J. W. Hand, “Design and calibration of electric field probes in the range 10 - 120 MHz,” *Phys. Med. Biol.*, vol. 42, no. 7, p. 1387, 1997.
- [116] H. C. Taylor, M. Burl, and J. W. Hand, “Experimental verification of numerically predicted electric field distributions produced by a radiofrequency coil,” *Phys. Med. Biol.*, vol. 42, no. 7, p. 1395, 1997.
- [117] H. Togo, N. Kukutsu, N. Shimizu, and T. Nagatsuma, “Sensitivity-Stabilized Fiber-Mounted Electrooptic Probe for Electric Field Mapping,” *J. Light. Technol.*, vol. 26, no. 15, pp. 2700–2705, Aug. 2008.
- [118] P. Jarrige *et al.*, “Electrooptic Probe Adapted for Bioelectromagnetic Experimental Investigations,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 61, no. 7, pp. 2051–2058, Jul. 2012.
- [119] N. Ticaud *et al.*, “Specific Absorption Rate Assessment Using Simultaneous Electric Field and Temperature Measurements,” *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 11, pp. 252–255, 2012.
- [120] P. Wust, T. Meier, M. Seebass, H. Föhling, K. Petermann, and R. Felix, “Noninvasive prediction of SAR distributions with an electro-optical E field sensor,” *Int. J. Hyperthermia*, vol. 11, no. 2, pp. 295–310, Jan. 1995.
- [121] S. Reiss, A. Bitzer, and M. Bock, “An optical setup for electric field measurements in MRI with high spatial resolution,” *Phys. Med. Biol.*, vol. 60, no. 11, p. 4355, Jun. 2015.
- [122] B. Loader, A. Gregory, D. Bownds, and F. Seifert, “Evaluation of an optical electric field sensor for measurement of specific absorption rate (SAR) during magnetic resonance imaging,” in *2012 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC EUROPE)*, 2012, pp. 1–4.
- [123] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, “Electro-Optics,” in *Fundamentals of Photonics*, John Wiley & Sons, Inc., 1991, pp. 696–736.
- [124] F. C. A. Pockels, *Lehrbuch der Kristalloptik*. Leipzig und Berlin, B. G. Teubner, 1906.
- [125] G. Chartier, *Manuel d’optique*. Hermes, 1997.
- [126] G. Gaborit, *Caractérisation de champs électriques hyperfréquences par capteurs électro-optiques vectoriels fibrés*. Université Savoie Mont Blanc, 2005.
- [127] G. Gaborit *et al.*, “Electrooptic probe based on an organic microcavity,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 17, no. 10, pp. 2140–2142, Oct. 2005.
- [128] G. Gaborit, G. Martin, J.-L. Coutaz, L. Duvillaret, S. Kassi, and D. Romanini, “High-finesse Fabry-Perot electro-optic sensors with enhanced sensitivity and high spatial resolution,” *Appl. Opt.*, vol. 46, no. 11, pp. 2001–2009, Apr. 2007.
- [129] M. Bernier, *Mesure vectorielle de champs électriques microondes et de température par transducteurs électro-optique*. Grenoble INPG, 2008.
- [130] F. Zernike and J. E. Midwinter, *Applied Nonlinear Optics*. Courier Corporation, 2006.

- [131] A. Yariv, *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications 6th Edition*, 6 edition. New York, NY: OU, 2007.
- [132] L. DuVillaret, S. Rialland, and J.-L. Coutaz, "Electro-optic sensors for electric field measurements. II. Choice of the crystals and complete optimization of their orientation," *JOSA B*, vol. 19, no. 11, pp. 2704–2715, Nov. 2002.
- [133] G. Gaborit, J.-L. Coutaz, and L. DuVillaret, "Vectorial electric field measurement using isotropic electro-optic crystals," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, no. 24, p. 241118, Jun. 2007.
- [134] Y. Gaeremynck, G. Gaborit, L. DuVillaret, M. Ruaro, and F. Lecoche, "Two electric-field components measurement using a 2-port pigtailed electro-optic sensor," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, no. 14, p. 141102, Oct. 2011.
- [135] R. Ayde *et al.*, "Unbiased Electro-Optic Waveguide as a Sensitive Nuclear Magnetic Resonance Sensor," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 26, no. 12, pp. 1266–1269, Jun. 2014.
- [136] R. Ayde, "Microsystème électro-optique pour l'IRM par voie endoluminale," <http://www.theses.fr>, 13-Jan-2015. [Online]. Available: <http://www.theses.fr/s130903>. [Accessed: 29-Jul-2017].
- [137] L. N. Binh, "Lithium niobate optical modulators: Devices and applications," *J. Cryst. Growth*, vol. 288, no. 1, pp. 180–187, Feb. 2006.
- [138] G. Bou Abboud, *Microstructuration par échange protonique sur niobate de lithium : application à la réalisation de fonctions de filtrage*. Paris Est, 2008.
- [139] L. Gillette, "Système de mesure électro-optique pour la caractérisation de champ électrique intense en environnement industriel," <http://www.theses.fr>. [Online]. Available: <http://www.theses.fr/s101030>. [Accessed: 30-Jul-2017].
- [140] R. E. Aldrich, S. L. Hou, and M. L. Harvill, "Electrical and Optical Properties of Bi₁₂SiO₂₀," *J. Appl. Phys.*, vol. 42, pp. 493–494, Jan. 1971.
- [141] G. Gaborit *et al.*, "A Nonperturbative Electrooptic Sensor for in Situ Electric Discharge Characterization," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 41, no. 10, pp. 2851–2857, Oct. 2013.
- [142] M. Armenean, O. Beuf, F. Pilleul, and H. Saint-Jalmes, "Optimization of endoluminal loop radiofrequency coils for gastrointestinal wall MR imaging," *IEEE Sens. J.*, vol. 4, no. 1, pp. 57–64, Feb. 2004.
- [143] F. Pilleul *et al.*, "High-resolution MR imaging appearance of colonic tissue in rabbits using an endoluminal coil," *Magn. Reson. Mater. Phys. Biol. Med.*, vol. 18, no. 5, pp. 238–244, Oct. 2005.
- [144] O. Beuf, F. Jaillon, and H. Saint-Jalmes, "Small-animal MRI: signal-to-noise ratio comparison at 7 and 1.5 T with multiple-animal acquisition strategies," *Magn. Reson. Mater. Phys. Biol. Med.*, vol. 19, no. 4, pp. 202–208, Sep. 2006.
- [145] E. B. Rosa, *The self and mutual inductances of linear conductors*. US Department of Commerce and Labor, Bureau of Standards, 1908.
- [146] D. M. Peterson, B. L. Beck, G. R. Duensing, and J. R. Fitzsimmons, "Common mode signal rejection methods for MRI: Reduction of cable shield currents for high static magnetic field systems," *Concepts Magn. Reson. Part B Magn. Reson. Eng.*, vol. 19B, no. 1, pp. 1–8, Jan. 2003.

- [147] R. S. and S. S., “Receive-Only Surface Coil with Improved Detuning for Pre-Clinical MRI Studies,” *2013 Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference; Seoul, Korea; 20131024 through 20131103*, 24-Oct-2013. [Online]. Available: <http://digital.library.unt.edu/ark:/67531/metadc870355/m1/1/>. [Accessed: 10-Jan-2017].
- [148] C.-N. Chen, D. I. Hoult, and V. J. Sank, “Quadrature detection coils—A further $\sqrt{2}$ improvement in sensitivity,” *J. Magn. Reson.* 1969, vol. 54, no. 2, pp. 324–327, Sep. 1983.
- [149] R. Ayde *et al.*, “Potentialities of an Electro-Optic Crystal Fed by Nuclear Magnetic Resonant Resonant Coil for Remote and Low-Invasive Magnetic Field Characterization,” *IEEE Sens. J.*, vol. 13, no. 4, pp. 1274–1280, Apr. 2013.
- [150] G. Gaborit, “MESURE VECTORIELLE DE CHAMP ÉLECTRIQUE DC-THZ PAR VOIE OPTIQUE (HDR),” thesis, Université de Savoie, 2014.
- [151] S. Palaniappan and S. K. Sastry, “Electrical conductivity of selected juices: influences of temperature, solids content, applied voltage, and particle size,” *J. Food Process Eng.*, vol. 14, no. 4, pp. 247–260, Oct. 1991.
- [152] “Some physical properties of orange (var. Tompson).” [Online]. Available: <http://agris.fao.org/agris-search/search.do?recordID=DJ2012040096>. [Accessed: 04-Oct-2017].
- [153] H. Kato, M. Hiraoka, and T. Ishida, “An agar phantom for hyperthermia,” *Med. Phys.*, vol. 13, no. 3, pp. 396–398, Jun. 1986.

Curriculum vitae

Formation

Octobre 2014 – Décembre 2017

Doctorat en imagerie médicale

Université Lyon 1, Laboratoire CREATIS – Lyon, France

2013 – 2014

Master 2 en Capteurs, Instrumentation et Mesures (CIMES)

École Supérieure de Physique et Chimie Industrielles (ESPCI ParisTech)

Université Pierre et Marie Curie (Paris VI) – Paris, France

Mars – Septembre 2014

Stage Master 2

CEA Paris-Saclay – Gif-sur-Yvette, France

Simulation Monte Carlo des spectres d'énergie des rayons X et β et étude de l'influence du traitement du signal sur la forme des spectres en énergie obtenus par spectrométrie X et β

2012 – 2013

Master 1 en Sciences Physiques Biomédicales

Université Libanaise, Faculté des Sciences 1 – Hadath, Liban

2009 – 2012

Licence en Sciences Physiques

Université Libanaise, Faculté des Sciences 2 – Fanar, Liban

Publications et communications

Publications dans des revues internationales avec comité de lecture

- [R1] I. Saniour, G. Gaborit, A.-L. Perrier, L. Gillette, G. Revillod, R. Sablong, L. Duvillaret and O. Beuf, “*Electro-optic probe for real time assessments of RF electric field produced in an MRI scanner: Feasibility tests at 3 and 4.7 Tesla*”, NMR in biomedicine, vol. 31, No. 1, pp.1-11, 2018
- [R2] I. Saniour, R. Aydé, A.-L. Perrier, G. Gaborit, L. Duvillaret, R. Sablong and O. Beuf, “Active optical-based detuning circuit for receiver endoluminal coil”, Biomedical Physics & Engineering Express, vol. 3, No. 2, pp.1-10, 2017

Conférences internationales avec comité de lecture et publication des actes

- [CI1] H. Raki, I. Saniour, F. Robb, H. Souchay, S.A. Lambert and O. Beuf, “*Comparison of single-loop endoluminal receiver coils based on serial or parallel active decoupling circuits using controllable MEMS switches*”, Proc. Intl. Soc. Mag. Reson. Med. 26 (ISMRM), Paris, France, 16-21 juin, 2018, communication par poster électronique.
- [CI2] H. Raki, I. Saniour, F. Robb, H. Souchay, S.A. Lambert and O. Beuf, “*Endoluminal coil-sensitivity degradation with the coil-orientation effect with respect to B0 field: preliminary results*”, Proc. Intl. Soc. Mag. Reson. Med. 26 (ISMRM), Paris, France, 16-21 juin, 2018, communication par poster traditionnel.
- [CI3] I. Saniour, G. Gaborit, L. Duvillaret, R. Sablong, A.-L. Perrier and O. Beuf, “*Towards optical-based real-time evaluation of the local SAR: RF electrical field in biological sample*”, ESMRMB, Barcelone, Espagne, 19-21 octobre, 2017, communication orale.
- [CI4] I. Saniour, A.-L. Perrier, L. Duvillaret, R. Sablong, G. Gaborit and O. Beuf, “*An optical-based active detuning for single and dual channel/loop endoluminal surface coils*”, ESMRMB, Barcelone, Espagne, 19-21 octobre, 2017, communication orale.
- [CI5] H. Raki, I. Saniour, F. Robb, H. Souchay, S.A. Lambert and O. Beuf, “*Characterization and comparison of RF MEMS switch for active detuning of endoluminal receiver coils*”, ESMRMB, Barcelone, Espagne, du 19 au 21 octobre, 2017, communication orale.
- [CI6] I. Saniour, G. Gaborit, L. Duvillaret, A.-L. Perrier and O. Beuf, “*Optical-based probe for real time assessment of RF electrical field during MRI exam*”, Proc. Intl. Soc. Mag. Reson. Med. 25 (ISMRM), Hawaï, Etats-Unis, du 22 au 27 avril 2017, communication par poster électronique.
- [CI7] I. Saniour, G. Gaborit, L. Duvillaret, A.-L. Perrier and O. Beuf, “*Experimental and simulated distribution of the RF electrical field inside a birdcage coil*”, Proc. Intl. Soc. Mag. Reson. Med. 25 (ISMRM), Hawaï, Etats-Unis, du 22 au 27 avril 2017, communication par poster traditionnel.
- [CI8] I. Saniour, A.-L. Perrier, G. Gaborit, J. Dahdah, L. Duvillaret and O. Beuf, “*Direct optical measurement of the RF electrical field for MRF*”, Proc. Intl. Soc. Mag. Reson. Med. 24 (ISMRM), Singapore, du 7 au 13 mai 2016, communication par poster traditionnel.
- [CI9] I. Saniour, R. Aydé, A.-L. Perrier, G. Gaborit, H. Dorez, L. Duvillaret, J. Dahdah, R. Sablong and O. Beuf, “*Optical for both active decoupling and conversion/transmission for a MR endoluminal coil*”, ESMRMB, Edinburgh, Angleterre, du 1 au 3 octobre 2015, communication par poster électronique.
- [CI10] I. Saniour, A.-L. Perrier, R. Aydé, G. Gaborit, L. Duvillaret and O. Beuf, “*Endoluminal MR receiver coil based on electro-optical conversion and active optical decoupling*”, Proc. Intl. Soc. Mag. Reson. Med. 23 (ISMRM), Toronto, Canada, 30 mai au 05 juin 2015, communication orale.

Conférences nationales avec comité de lecture et publication des actes

- [CN1] I. Saniour, G. Gaborit, L. Duvillaret, A.-L. Perrier et O. Beuf, “*Mesure et cartographie du champ électrique radiofréquence d’une bobine RMN en utilisant une sonde électro-optique*”, Journées Nationales Micro-Ondes (JNM), Saint-Malo, France, du 16 au 19 mai 2017, communication par poster traditionnel.
- [CN2] I. Saniour, G. Gaborit, L. Duvillaret, A.-L. Perrier et O. Beuf, “*Sonde électro-optique pour la mesure quantitative du champ électrique radiofréquence durant un examen IRM*”, RITS, Lyon, France, du 27 au 29 mars 2017, communication par poster traditionnel.
- [CN3] I. Saniour, A.-L. Perrier, L. Duvillaret, R. Sablong, G. Gaborit et O. Beuf, “*Découplage actif optique d’un capteur miniature pour l’IRM endoluminale*”, RITS, Lyon, France, du 27 au 29 mars 2017, communication par poster traditionnel.
- [CN4] I. Saniour, G. Gaborit, L. Duvillaret, A.-L. Perrier et O. Beuf, “*Cartographie du champ électrique radiofréquence dans une bobine RMN volumique*”, SFRMBM, Bordeaux, France, du 13 au 15 mars 2017, communication par poster traditionnel.
- [CN5] I. Saniour, R. Aydé, A.-L. Perrier, G. Gaborit, L. Duvillaret, J. Dahdah, R. Sablong et O. Beuf, “*Capteur utilisant un guide d’onde électro-optique pour la mesure du champ magnétique RF sub pT par voie optique : application à l’IRM endoluminale*”, Journées Nationales Micro-Ondes (JNM), Bordeaux, France, du 2 au 5 juin 2015, communication par poster traditionnel.
- [CN6] I. Saniour, R. Aydé, A.-L. Perrier, G. Gaborit, L. Duvillaret, J. Dahdah, R. Sablong et O. Beuf, “*Conversion électro-optique du signal et découplage actif d’un capteur IRM endoluminal à liaison optique*”, SFRMBM, Grenoble, France, du 18 au 20 mars 2015, communication orale.

Autres présentations

- [D1] I. Saniour, A.-L. Perrier, G. Gaborit, L. Duvillaret, R. Sablong et O. Beuf, “*Découplage actif optique pour l’IRM endoluminale*”, FINYS, Dourdan, France, du 3 au 5 juin 2016, communication par poster traditionnel.
- [D2] I. Saniour, “*Sonde multiéléments à liaisons optiques pour l’IRM par voie endoluminale*”, journée bien vieillir, 21 mai 2016. <https://vimeo.com/169972433>
- [D3] I. Saniour, “*Sonde multiéléments à liaisons optiques pour l’IRM par voie endoluminale*”, Journée des doctorants, Lyon, France, Journée des doctorants 3^{ème} année, 10 novembre 2016, communication orale.
- [D4] I. Saniour, “*Optical-based methods for endoluminal MR imaging and RF electrical field measurement*”, Journée des doctorants 1^{ère} année, 27 avril 2015, Lyon, France, communication orale.
- [D5] I. Saniour, A.-L. Perrier, G. Gaborit, L. Duvillaret, R. Sablong et O. Beuf, “*Découplage actif optique d’un capteur endoluminal pour l’IRM*”, 20^{ème} Journée scientifiques de l’EDISS, Lyon, France, 15 octobre 2015, communication par poster traditionnel.

Autres implications

À Polytech'Lyon

Disposition d'un contrat d'activité complémentaire (ACE) de trois ans avec l'université de Claude Bernard Lyon 1 :

2016-2017

- 10h de TD d'électronique analogique, niveau licence 3 (Génie Biomédical à Polytech'Lyon), Semestre 1.
- 20 h de TD d'électronique numérique, niveau licence 3 (Génie Biomédical à Polytech'Lyon), Semestre 2.
- 9h de TD d'électronique radiofréquence, niveau master 1 (Génie Biomédical à Polytech'Lyon), Semestre 2.
- 16h de TP d'électronique numérique, niveau licence 2 (DU Audiologie – Audioprothèse et prothèses implantables), Semestre 1.
- 18h de TP de capteurs et instrumentation, niveau master 1 (Génie Biomédical à Polytech'Lyon), Semestre 2.
- 1h des enseignements transversaux (Projet de l'étudiant de Licence 4), niveau licence 1 (université de Lyon 1), semestre 1

2015-2016

- 10h de TD d'électronique analogique, niveau licence 3 (Génie Biomédical à Polytech'Lyon), Semestre 1.
- 20h de TD d'électronique numérique, niveau licence 3 (Génie Biomédical à Polytech'Lyon), Semestre 2.
- 24h de TP d'électronique numérique, niveau licence 2 (DU Audiologie – Audioprothèse et prothèses implantables), Semestre 1.
- 9h des enseignements transversaux (recherche documentaire), niveau licence 1 (université de Lyon 1), semestre 1
- 3h des enseignements transversaux (Projet de l'étudiant de Licence 4), niveau licence 1 (université de Lyon 1), semestre 1.

2014-2015

- 10h de TD d'électronique analogique, niveau licence 3 (Génie Biomédical à Polytech'Lyon), Semestre 1.
- 20h de TD d'électronique numérique, niveau licence 3 (Génie Biomédical à Polytech'Lyon), Semestre 2.

- 24h de TP d'électronique numérique, niveau licence 2 (DU Audiologie – Audioprothèse et prothèses implantables), Semestre 1.
- 18h des enseignements transversaux (recherche documentaire), niveau licence 1 (université de Lyon 1), semestre 2

Au laboratoire CREATIS

Formations suivies

- Formation COMSOL Multiphysics (4 h)
- Formation hygiène et sécurité (7 h)
- Participation à des séminaires et des journées scientifiques
- Journées des doctorants

À la société Kapteos

Formations suivies

- Formation à l'utilisation de l'eoSense
- Étalonnage des sondes eoProbe

À l'école doctorale EDISS

Formations insertion professionnelle suivies

- Rédaction d'articles scientifique en anglais dans le domaine des sciences de l'ingénieur pour la santé (21 h)
- Appréhender la fonction de manager et ses enjeux relationnels (20 h)

Formations divers

- Journées Scientifiques de l'EDISS 2014, 2015 et 2016

