

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة أبي بكر بلقايد - تلمسان

Université Aboubakr Belkaïd - Tlemcen

كلية التكنولوجيا

Faculté de TECHNOLOGIE



THESE

Présentée pour l'obtention du grade de **DOCTEUR EN SCIENCES**

En : ELECTRONIQUE

Spécialité : ELECTRONIQUE

Par : M^{me} SEGHIRI Fatima née ALIANE

Sujet

Analyse et conception dans la bande ISM de structures coaxiales TEM et quasi-TEM pour des applications médicales et biologiques

Soutenue publiquement, en décembre 2015, devant le jury composé de :

M ^r BEREKSI REGUIG FETHI	Professeur	Univ. Tlemcen	Président
M ^r BENAHMED NASREDDINE	Professeur	Univ. Tlemcen	Directeur de thèse
M ^{me} BENABDALLAH NADIA	MCA	EPS-Tlemcen	Co-Directeur de thèse
M ^r CHOUMAKRI SIDAHMED	Professeur	Univ. de Sidi Bel Abbes	Examineur 1
M ^r MERAD LOTFI	MCA	EPS-Tlemcen	Examineur 2

Dédicaces

Avec l'aide de dieu tout puissant qui m'a donnée la santé, la force, le courage, la croyance, le soutien « malgré toutes les difficultés », j'ai pu accomplir ce modeste travail.

✿ Je dédie cette thèse ... ✍

A ma très chère mère

Affable, honorable, aimable : Tu représentes pour moi le symbole de la bonté par excellence, la source de tendresse et l'exemple du dévouement qui n'a pas cessé de m'encourager et de prier pour moi.

Ta prière et ta bénédiction m'ont été d'un grand secours pour mener à bien mes études. Aucune dédicace ne saurait être assez éloquente pour exprimer ce que tu mérites pour tous les sacrifices que tu n'as cessé de me donner depuis ma naissance, durant mon enfance et même à l'âge adulte. Tu as fait plus qu'une mère puisse faire pour que ses enfants suivent le bon chemin dans leur vie et leurs études. Je te dédie ce travail en témoignage de mon profond amour. Puisse Dieu, le tout puissant, te préserver et t'accorder santé, longue vie et bonheur.

A la mémoire de mon Père

Aucune dédicace ne saurait exprimer l'amour, l'estime, le dévouement et le respect que j'ai toujours eu pour vous. Rien au monde ne vaut les efforts fournis jour et nuit pour mon éducation et mon bien être. Ce travail est le fruit de tes sacrifices que tu as consentis pour mon éducation et ma formation.

A mon mari Smaine et mes chères enfants Mohammed

Fayçal, Fadoua et Djihane

Je tiens à les remercier d'avoir compris les impératifs de cette fin de thèse ainsi que pour leurs soutiens sans faille et leur envie d'y croire. Grâce à eux tous prend sens.

A mes sœurs Kamila, Hayat et mon beau frère

Abdelkrim Chekkaf

Vous avez toujours été présents pour les bons conseils.

Votre affection et votre soutien m'ont été d'un grand secours.

Veillez trouver dans ce modeste travail ma reconnaissance pour tous vos efforts.

A tous les membres de ma famille, petits et grands

Veillez trouver dans ce modeste travail l'expression de mon affection.

A tous les enseignants et travailleurs de la faculté des sciences de l'université de Tlemcen.

Mme SEGHIRI FATIMA née ALIANE

REMERCIEMENTS

Je remercie ALLAH le Tout-Puissant de m'avoir donné le courage, la volonté et la patience de mener à terme cette présente thèse.

Cette thèse a été effectuée au Laboratoire de Télécommunications de Tlemcen (LTT) sous la direction de Monsieur Nasreddine BENAHMED, et de Madame Nadia BENABDALLAH, respectivement Professeur et Maître de Conférences classe A à l'Université de Tlemcen. Je leur exprime particulièrement toutes mes reconnaissances pour m'avoir fait bénéficier de leurs compétences scientifiques, leurs qualités humaines et leur constante disponibilité.

J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur Fethi BRIKSI REGUIG, Professeur à l'Université de Tlemcen, d'avoir accepté de présider le Jury de cette thèse.

Je remercie sincèrement Monsieur Sidahmed CHOUAKRI, Professeur à l'Université de Sidi Bel Abbes et Monsieur Lotfi MERAD, Maître de Conférences classe A à l'EPS-Tlemcen d'avoir accepté de faire partie du Jury et d'examiner cette thèse.

J'adresse mes vives reconnaissances à tous les membres du laboratoire de Télécommunications Tlemcen et à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de cette thèse.

Enfin, j'adresse mes vives reconnaissances à toute personne ayant intervenue de près ou de loin à la réalisation de cette thèse.

الملخص

في هذه الأطروحة، طريقة (MoM) و طريقة العناصر المنتهية (MEF) في بعدين (2D) و برنامج (CST) في ثلاث أبعاد (3D) استعملت لتحديد الخصائص الكهرومغناطيسية (EM) لمجموعة من الرنانات (IRM) متجانسة (TEM) و غير متجانسة (quasi-TEM) يكون لها معامل جودة عالي و تجد تطبيقاتها في المجال الطبي و البيولوجي. تستند محاكاة الهياكل المحللة و المصممة على نظرية خطوط الإرسال (TLM) باستخدام المصفوفات [S].

تتلخص الأعمال المنجزة في هذه الأطروحة في النقاط التالية :

- تخصيص كهرومغناطيسي لرنان من نوع (SRR) باستعمال طريقتي (MoM) و (MEF) في الحالة المتجانسة و الغير متجانسة (TEM و quasi-TEM). في هذه الأخيرة يكون الرنان مشحون بعنصر بيولوجي (العضلة) ذو سماحية نسبية $(\epsilon_r=64.21)$.
- تصميم و تقليد مرجاسين من نوع (SRR) متجانس (TEM) و غير متجانس (quasi-TEM). الأول يشتغل بتردد MHz 340 (حقل مغناطيسي T 8) و الثانية تشتغل بتردد MHz 433 (تردد في النطاق ISM).
- توظيف طريقة (MoM) من أجل استخراج الخصائص الكهرومغناطيسية لنوعين من الرنانات الكهربائية المستعملة بطريقة واسعة في المجال (IRM) ألا و هي الرنان الدائري ذو الناقلين المتناظرين (STR) و الرنان البيضاوي (SER) متجانسة (TEM) و غير متجانسة (quasi-TEM). في الحالة الأخيرة تكون هذه الرنانات مشحونة بعنصر بيولوجي (القلب) ذو سماحية نسبية $(\epsilon_r=60.74)$.
- تصميم و تقليد مرجاس IRM-UHF من نوع (SER و STR) متجانسة و غير متجانسة (TEM و quasi-TEM) تشتغل بتردد MHz 433 (نطاق التردد ISM) ويستعمل الشكل الأمثل للرنان الكهربائي غير مشحون $(\epsilon_r=1)$.
- توظيف طريقة (MoM) من أجل استنتاج الخصائص الكهرومغناطيسية لرنان كهربائي من نوع (BC R) متجانس يحتوي على n ناقل أسطواني و تحسرين مرجاس IRM-UHF تشتغل بتردد MHz 433 وتستعمل الرنان الكهربائي من نوع (BCR) متجانس (TEM) ذو 8, 12, 16, و 24 ناقل أسطواني.
- توظيف طريقة (MoM) و (MEF) من أجل استنتاج الخصائص الكهرومغناطيسية لرنان كهربائي من نوع (BC R) متجانس يحتوي على 16 ناقل أسطواني و تخصيص مرجاس IRM-UHF يشتغل بتردد MHz 300 (حقل مغناطيسي ذي T 7).

الرنانات المدروسة في الأعمال المذكورة أعلاه كانت موضوع لمنشورتين علميتين دوليتين.

مفاتيح البحث: تحليل و تصميم، هياكل محورية، الأدوات الرقمية، نطاق التردد ISM، استجابة التوتر.

Résumé :

Dans cette thèse, la méthode des moments (MoM), la méthode des éléments finis (MEF) en 2D et le logiciel CST en 3D, sont employés pour la détermination des grandeurs électromagnétiques (EM) des résonateurs IRM blindés TEM et Quasi-TEM afin de concevoir dans la bande ISM des sondes ayant un coefficient de qualité élevé trouvant leur application dans le domaine médicale et biologique. La simulation des structures analysées et conçues, est basée sur l'utilisation de la théorie des lignes de transmission en se servant des matrices de répartition en puissance [S].

Les travaux réalisés dans cette thèse sont résumés dans les points suivants:

- La caractérisation par la méthode MEF et MoM des grandeurs EM du résonateur en anneau fendu (Split Ring Resonator : SRR) TEM et quasi-TEM. Ce dernier chargé avec un élément biologique (muscle) de permittivité relative ($\epsilon_r=64.21$).
- La conception de deux sondes IRM de type SRR TEM et quasi-TEM respectivement. La première fonctionne à une fréquence 340 MHz (IRM du proton à 8T), la seconde fonctionne à une fréquence de 433 MHz (bande ISM).
- La caractérisation par la MoM des grandeurs EM de deux types de résonateur largement utilisés en IRM à savoir le résonateur à bandes symétriques circulaires blindé (STR) et le résonateur à bandes elliptique blindé (SER) TEM et quasi-TEM. Dans le cas inhomogène, ils sont chargé avec un élément biologique (le cœur) de permittivité relative ($\epsilon_r=60.74$).
- La conception de sondes IRM-UHF de type STR et SER TEM et quasi-TEM fonctionnant à 433 MHz (bande ISM) et utilisant la configuration optimale du résonateur non chargé ($\epsilon_r=1$).
- Une caractérisation par la MoM des paramètres EM du résonateur TEM en forme de cage d'oiseau à n-lignes coaxiales couplés (BCR) et l'optimisation de sondes IRM-UHF fonctionnant à 433 MHz et utilisant le résonateur TEM BCR à lignes coaxiales couplés ($n=24, 16, 12$ et 8).
- Une caractérisation par la MEF et la MoM des paramètres EM du résonateur à 16-lignes coaxiales couplés et conception d'une sonde fonctionnant à la fréquence de 300 MHz (IRM du proton à 7 T) et utilisant ce dernier.

Les résonateurs que nous avons caractérisés dans les travaux énumérés ci-dessus ont fait l'objet de deux publications internationales.

Mots-clés : Analyse et conception, structures coaxiales, outils numériques, bandes ISM, réponse fréquentielle.

ABSTRACT

In this thesis, the method of moments (MoM), the finite element method (FEM) in 2D and the software CST in 3D, are used for the determination of electromagnetic parameters (EM) of shielded MRI resonators TEM and quasi-TEM to design in the ISM band probes with a high quality factor convenient for medical and biological applications. The simulations of the analyzed and designed structures are based on the use of the theory of the transmission lines by using the scattering matrices [S].

The works realized in this thesis are summarized in the following points:

- The FEM and MoM characterization of EM-parameters of the TEM and quasi-TEM split ring resonator (SRR). It is loaded with a biological element (muscle) with relative permittivity ($\epsilon_r = 64.21$).
- The design of two types of TEM and quasi-TEM MRI probes using the SRR. The first operates at 340 MHz (proton imaging at 8T), the second one is operating at a frequency of 433 MHz of the ISM band.
- The MoM characterization of EM-parameters of two types of resonator widely used in MRI namely TEM and quasi-TEM slotted tube resonator, with circular and elliptical cross section respectively (STR) and (SER). In the inhomogeneous case, they are loaded with a biological element (the heart) with relative permittivity ($\epsilon_r = 60.74$).
- Design of UHF-MRI probes using the TEM and quasi-TEM STR and SER, operating at 433 MHz (ISM band) and using the optimal configuration of the unloaded resonator ($\epsilon_r = 1$).
- The MoM characterization of EM-parameters of TEM birdcage resonator using n-coupled coaxial lines (BCR) and the optimization of an UHF-MRI probe operating at 433 MHz and using the TEM BCR resonator constituted by (n=24, 16, 12 and 8) coaxial lines.
- The MoM and FEM characterization of EM-parameters of TEM birdcage resonator using 16 coupled coaxial lines (BCR) and the design of an UHF-MRI probe operating at 300 MHz (proton imaging at 7 T).

Two of the characterized resonators of this thesis have been the subject of two international publications.

Keywords: Analysis and Design, coaxial structures, numerical tools, ISM band, frequency response.

SOMMAIRE

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	1
-----------------------------	---

Chapitre I : L'IRM DU SIGNAL A L'IMAGE ET GENERALITES

I.1 INTRODUCTION	4
I.2. HISTORIQUE.....	5
I.3. PRINCIPES PHYSIQUES DE L'IRM.....	6
I.3.1. LA RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE (RMN)	6
I.3.1.1 NOTIONS DE PHYSIQUE.....	6
I.3.1.2 LA PRECESSION	9
I.3.1.3 LE SIGNAL DE RESONANCE MAGNETIQUE.....	10
I.3.2 LA SPECTROSCOPIE DE RESONANCE MAGNETIQUE	14
I.4 LOCALISATION ET ACQUISITION DU SIGNAL RMN	19
I.4.1 LE SIGNAL RMN	19
I.4.2 LOCALISATION DU SIGNAL RMN	20
I.4.2.1 SELECTION DU PLAN DE COUPE.....	21
I.4.2.2 CODAGE PAR LA FREQUENCE.....	22
I.4.2.3 CODAGE PAR LA PHASE.....	23
I.4.3 L'EPAISSEUR DE COUPE	24
I.4.4 ACQUISITION DES DONNEES IRM	24
I.4.5 LES SEQUENCES DE BASE EN IMAGERIE IRM.....	26
I.4.5.1 ECHO DE GRADIENT.....	27
I.4.5.2 ECHO DE SPIN	27
I.4.6 LES SEQUENCES d'ACQUISITION RAPIDE	28
I.4.6.1 FLASH.....	28
I.4.6.2 EPI	28
I.4.6.3 PRESTO	29
I.5 INSTRUMENTATION	30
I.5.1 L'AIMANT PRINCIPAL	30
I.5.1.1 TYPES D'AIMANTS.....	30

I.5.1.2 CARACTERISTIQUES DE L'AIMANT PRINCIPAL	32
I.5.2 LES BOBINES DE GRADIENT DE CHAMP	32
I.5.2.1 ELEMENTS CONSTITUTIFS DES GRADIENTS	32
I.5.2.2 CARACTERISTIQUES DES GRADIENTS	33
I.5.2.3 LES COURANTS DE FOUCAULT	33
I.5.3 CHAINE RADIOFREQUENCE.....	34
I.5.3.1 ELEMENTS DE LA CHAINE RADIOFREQUENCE	34
I.5.3.2 OPTIMISATION DE LA CHAINE RADIOFREQUENCE.....	35
I.5.3.3 CAGE DE FARADAY	36
I.5.4 INFORMATIQUE	36
I.6 LA SONDE.....	36
I.6.1 TRANSMISSION, RECEPTION ET RECIPROCITE.....	38
I.6.2 RESONANCE.....	39
I.7 BANDE ISM.....	41
I.7.1 DEFINITION DE LA BANDE ISM.....	41
I.7.2 REGLEMENTATION	41
I.8 CONCLUSION.....	43

Chapitre II : METHODES NUMERIQUES DE RESOLUTION

II.1 INTRODUCTION	44
II.2 METHODES D'ANALYSE NUMERIQUES	46
II.2.1 METHODE DES ELEMENTS FINIS (MEF).....	46
II.2.1.1 PARAMETRES MATRICIELS PRIMAIRES DES LIGNES DE TRANSMISSION	47
II.2.1.1.1 CALCUL DE LA MATRICE DE CAPACITE [C]	48
II.2.1.1.2 CALCUL DE LA MATRICE D'INDUCTANCE [L]	49
II.2.1.1.3 CALCUL DE LA MATRICE DE RESISTANCE [R]	51
II.2.1.1.4 CALCUL DE LA MATRICE DE CONDUCTANCE [G]	52
II.2.2 METHODE DES MOMENTS	54
II.2.2.1 EVALUATION NUMERIQUE DES PARAMETRES PRIMAIRES PAR LA METHODE DES MOMENTS	55
II.2.2.1.1 EQUATIONS INTEGRALES DE LA DISTRIBUTION DE CHARGES	56

II.2.2.1.2 SOLUTION DES EQUATIONS INTEGRALES DE LA DISTRIBUTION DE CHARGES.....	57
II.2.3 METHODE DE LA MATRICE DES LIGNES DE TRANSMISSION.....	60
II.2.3.1 INTRODUCTION HISTORIQUE	60
II.2.3.2 EVALUATION DE LA REPONSE DES LIGNES DE TRANSMISSION	62
II.2.3.2.1 EQUATION DES TELEGRAPHISTES.....	63
II.2.3.2.2 ANALYSE DANS LE DOMAINE SPECTRAL.....	63
1) CALCUL DE LA MATRICE IMPEDANCE CARACTERISTIQUE ET DU COEFFICIENT DE PHASE	66
2) TENSIONS ET COURANTS A LA FIN DES LIGNES	67
II.2.3.2.3 ANALYSE DANS LE DOMAINE TEMPOREL	67
II. 3. CST MICROWAVE STUDIO (MWS).....	70
II. 3. 1. DESCRIPTION DU LOGICIEL DE SIMULATION	70
II. 3. 2. MODULES DE CST.....	70
II. 3. 3. METHODE D'INTEGRATION FINIE (FIT).....	71
II. 3. 4. LES MODULES D'EXECUTION	72
II. 3. 5. LES ETAPES SUIVIS POUR UNE SIMULATION	73
II.4 CONCLUSION	73

Chapitre III : RESONATEUR EN ANNEAU FENDU

III.1 INTRODUCTION.....	75
III.2 DESCRIPTION	75
III.3 RESONATEUR EN ANNEAU FENDU HOMOGENE (TEM-SRR).....	77
III.4 RESONATEUR EN ANNEAU FENDU INHOMOGENE (QUASI-TEM SRR)	84
III.5 CONCLUSION	90

Chapitre IV : RESONATEURS A BANDES SYMETRIQUES STR ET SER

IV. 1 INTRODUCTION	92
IV.2 RESONATEUR A BANDES SYMETRIQUES	93
IV.2.1 DESCRIPTION	93

a) RESONATEUR A BANDES SYMETRIQUES CIRCULAIRES (STR)	93
b) RESONATEUR A BANDES SYMETRIQUES ELLIPTIQUES (SER).....	93
IV.3 CONCLUSION	106

Chapitre V : OPTIMISATION DU RESONATEUR TEM A n-ELEMENTS DE LIGNES COAXIALES

V.1 INTRODUCTION	108
V.2 RESONATEUR TEM EN CAGE D'OISEAU A n-LIGNES COAXIALES	109
V.2.1 DESCRIPTION	109
V.2.2 RESULTAT DE CONCEPTION DE SONDES FONCTIONNANT A LA FREQUENCE 433 MHz	111
V.2.2.1 IMPACTS DU RAYON DES CONDUCTEURS COAXIAUX INTERNES SUR LES PARAMETRES EM DU RESONATEUR.....	111
V.2.2.2 INFLUENCE DU RAYON DES CONDUCTEURS COAXIAUX INTERNES SUR LE COEFFICIENT DE QUALITE.....	114
V.2.3 RESULTAT DE CONCEPTION D'UNE SONDE FONCTIONNANT A 7 TESLA (300 MHz)	118
V.3 CONCLUSION	122
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES.....	123
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	125
ANNEXE.....	126

ABBREVIATIONS

BCR : Birdcage Coils resonators.

CEM : Computation Electromagnetic Modelling.

CSI : Chemical Shift Imaging

CST : Computer Science Technologie.

EM : Electromagnétique.

EPI : Echo Planar Imaging.

FDTD : Finite Difference Time Domain.

FID : Free Induction Decay (signal de précession libre).

FOV :Field of View.

FLASH : Fast Low Angle Shot.

FEM : Finite Element Method.

FIT : Finite Integration Technique.

IRM : Imagerie par Résonance Magnétique.

ISM : Industriel, Scientifique et Médicale.

MoM : Method of Moments.

MLFMM : Multi Level Fast Multipole Method

PRESTO : Combining **PR**inciples of **E**cho-**S**hifting with a **T**rain of **O**bservations.

PBA : Perfect Boundary Approximation

p.p.m : partie par million

RF : radiofréquence.

RMN : Résonance Magnétique Nucléaire.

SRM : Spectroscopie par Résonance Magnétique.

SRR : Split Ring Resonator.

SER : Slotted Elliptical tube Resonator.

STR : Slotted Tube Resonator.

TE : Temps d'Echo.

TM : Temps de Mélange.

TMS : TétraMéthylSilane.

TR : Temps de Répétition.

TF2D : Transformée de Fourier bidimensionnelle.

TLM : Transmission Line Method.

TMS : tétraméthylesilane

Liste des illustrations

Figure I. 1 Niveaux d'énergie des populations de spins avec et sans champ magnétique pour un noyau avec un nombre de spin $\frac{1}{2}$.	7
Figure I. 2 Energie des spins en fonction de leur orientation par rapport au champ magnétique B_0 .	8
Figure I. 3 Variation de la différence d'énergie entre les deux niveaux en fonction de l'intensité du champ magnétique B_0 .	8
Figure I. 4 Représentation d'un noyau comme un élément présentant une aimantation avec son moment angulaire (L) et son moment d'aimantation μ .	9
Figure I. 5 Les deux rotations d'un noyau en présence d'un champ magnétique : la première se fait autour de son axe et la seconde autour des lignes de champ magnétique.	9
Figure I. 6 Mouvement de précession et aimantation globale. En a) mouvement de précession des noyaux dans un champ magnétique. En b) réunion de tous les spins à l'origine du référentiel et aimantation résultante (M).	10
Figure I. 7 Le signal de résonance magnétique nucléaire : le retour à l'équilibre de M se fait selon un parcours en spirale. La mesure du courant induit dans une bobine fournit le signal de RMN (FID).	11
Figure I. 8 Bascule de l'aimantation globale et sa décomposition.	11
Figure I. 9 La relaxation transversale : les spins se déphasent progressivement entraînant la repousse de l'aimantation transversale.	12
Figure I. 10 Signal de précession libre : le signal mesuré par l'antenne de réception suit une décroissance exponentielle de paramètre T_2^* .	12
Figure I. 11 Séquence d'écho de spin : une première onde RF génère un premier écho qui n'est pas mesuré. Une seconde impulsion RF à 180° provoque la refocalisation des spins et un nouvel écho au temps 2τ qui est alors mesuré.	13
Figure I. 12 Le processus de la séquence d'écho de spin : l'impulsion de 180° provoque l'inversion de tous les spins : les spins les plus rapides se retrouvent « derrière » et les plus lents « devant ». Ainsi au temps d'écho, ils se retrouveront tous synchronisés.	14
Figure I. 13 La séquence d'écho de spin multiple permet d'obtenir un signal en décroissance en T_2 .	14
Figure I. 14 Structure chimique de la molécule de TMS : elle présente 12 noyaux d'hydrogène (blanc) symétriquement répartis dans la molécule.	15

Figure I. 15 Influence du temps T_2^* sur la largeur des pics.	17
Figure I. 16 Influence de T_2^* sur la séparation des pics.	17
Figure I. 17 Couplage spin-spin : l'interaction entre les groupements chimiques de même molécule provoque l'apparition de pics multiples : J définit la distance entre de pics d'une même molécule. Avec un TE de $1/J$ les pics sont inversés.	18
Figure I. 18 Spectres de l'éthanol en résonance magnétique nucléaire du proton en solution dans du Chloroforme (CHCl_3).	19
Figure I. 19 La Zeugmatographie de Fourier	20
Figure I. 20 Plan de coupe.	21
Figure I. 21 Sélection d'une coupe dans un volume par une impulsion RF sélective de largeur de Bande Δf , couplée à un gradient de champ magnétique d'intensité G_c	22
Figure I. 22 Codage par la fréquence.	22
Figure I. 23 Codage par la phase.	23
Figure I. 24 Une même image est représentée dans l'espace spatial (gauche) et dans l'espace fréquentiel (droit). On note que dans l'espace fréquentiel la partie majeure du signal se trouve dans les basses fréquences spatiales proches du centre.	26
Figure I. 25 Illustration d'une séquence de type écho de gradient : parcours dans l'espace k	27
Figure I. 26 Illustration d'une séquence de type écho de spin. Image de gauche : parcours dans l'espace k . Image de droite : déroulement de la séquence d'acquisition.	27
Figure I. 27 Illustration d'une séquence de type EPI pour une version dite <i>single shot</i> , où toutes les lignes de l'espace k sont acquises suite à une seule impulsion RF. Image de gauche : parcours dans l'espace k . Image de droite : déroulement de la séquence d'acquisition.	29
Figure I. 28 Illustration d'une séquence de type EPI pour une version dite <i>segmentée</i> , où seulement une partie des lignes de l'espace k sont acquises suite à une impulsion RF. La séquence montrée est répétée (ici, trois fois en total), avec différentes valeurs du gradient G_p initial, pour acquérir toutes les lignes.	29
Figure I. 29 Eléments constitutif d'un imageur IRM	30
Figure I. 30 Structure d'un système IRM.	30
Figure I. 31 Schéma en coupe d'un IRM à aimant supraconducteur.	31
Figure I. 32 Bobines de gradients.	32
Figure I. 33 Variations de champ provoqués par des gradients dans les directions z en a), y en b) et x en c).	33
Figure I. 34 Blindage actif des bobines de gradient.	34
Figure I. 35 Impulsions et réponse des gradients.	34

Figure I. 36 Représentation schématique des différentes antennes.....	35
Figure I. 37 Sonde RMN à haute résolution.....	37
Figure I. 38 Synoptique de la sonde RMN.....	38
Figure I. 39 Une sonde RF simple et son circuit équivalent: a) la sonde dans l'isolement n'est pas résonante; b) l'addition d'un condensateur forme un circuit résonnant parallèle.....	40
Figure I. 40 Répartition des bandes ISM en France et en Europe.....	42
Figure I. 41 Bande ISM aux Etats-Unis.....	43
Figure II. 1 Cellule de maillage de la MEF.....	46
Figure II. 2 Section transversale d'une structure de ligne de transmission multifilaire.....	47
Figure II. 3 Maillage à éléments finis triangulaires de la ligne multifilaire.....	48
Figure II. 4 Organigramme simplifié permettant le calcul des paramètres EM des lignes de transmission sous FreeFEM.....	53
Figure II. 5 Section transversale d'une ligne de transmission multifilaire.....	55
Figure II. 6 Segmentation des surfaces chargées.....	57
Figure II. 7 Organigramme du fichier de données pour le logiciel LINPAR utilisant la MoM.....	59
Figure II. 8 Principe de Huygens.....	60
Figure II. 9 Réseau de lignes de transmission dans le plan XY.....	60
Figure II. 10 Source secondaire de la méthode TLM.....	61
Figure II. 11 Répartition de l'énergie sur le nœud.....	61
Figure II. 12 Principe de Huygens dans le réseau de lignes de transmission.....	62
Figure II. 13 Système de transmission utilisant une ligne multifilaire.....	63
Figure II. 14 Schéma électrique équivalent d'une ligne de transmission avec perte et possédant un seul conducteur.....	63
Figure II. 15 Principe de la méthode d'intégration finie (FIT).....	71
Figure II. 16 Les modules d'exécution de logiciel CST.....	73
Figure III. 1 Une illustration 3D du résonateur en anneau fendu (SRR).....	76
Figure III. 2 Vue de la coupe transversale du résonateur en anneau fendu (SRR).....	76
Figure III. 3 Schéma électrique de la sonde UHF-IRM utilisant SRR résonateur.....	76
Figure III. 4 Maillage en éléments finis sous l'environnement FreeFEM.....	77
Figure III. 5 Segmentation des surfaces chargées du résonateur TEM-SRR.....	79
Figure III. 6 Effets de l'angle d'ouverture (θ) sur l'impédance caractéristique (Z_c) pour différentes valeurs du rapport (r_b/r_0), obtenu par la MEF et la MoM.....	80

Figure III. 7 Effets de l'angle d'ouverture (θ) sur l'inductance linéique (L) pour différentes valeurs du rapport (r_b/r_0), obtenu par la MEF et la MoM.....	80
Figure III. 8 Effets de l'angle d'ouverture (θ) sur la capacité linéique (C) pour différentes valeurs du rapport (r_b/r_0), obtenu par la MEF et la MoM.....	81
Figure III. 9 Réponse fréquentielle (S_{11}) obtenue par la méthode TLM, au port de deux sondes RF UHF-IRM utilisant respectivement les résonateurs TEM-SRR et TEM-STR (TEM Slotted Tube Resonator ou à bandes symétriques circulaire).....	82
Figure III. 10 Paramètre de réflexion S_{11} à l'entrée de la sonde IRM ainsi conçue, obtenu par la TLM et par le logiciel CST.	83
Figure III. 11 Vue en coupe transversale du résonateur en anneau fendu quasi-TEM (quasi-TEM SRR).....	84
Figure III. 12 Influence de l'angle d'ouverture (θ) sur l'inductance linéique (L) pour différentes valeurs du rapport r_b/r_0 (avec $\epsilon_r = 64,21$).	87
Figure III. 13 Influence de l'angle d'ouverture (θ) sur la capacité linéique (C) pour différentes valeurs du rapport r_b/r_0 (avec $\epsilon_r = 64,21$).....	87
Figure III. 14 Influence de l'angle d'ouverture (θ) sur l'impédance caractéristique pour différentes valeurs du rapport r_b/r_0 (avec $\epsilon_r=64.21$).	88
Figure III. 15 Influence de l'angle d'ouverture (θ) sur la constante diélectrique effective pour différentes valeurs du rapport r_b/r_0 (avec $\epsilon_r=64.21$).	89
Figure III. 16 Réponse fréquentielle, S_{11} , obtenue par la TLM à l'entrée de la sonde quasi-TEM UHF-IRM ainsi conçue.....	90
Figure IV. 1 Illustrations 3D et 2D du résonateur : à bandes symétriques (STR) en a) et à bandes symétriques elliptiques (SER) en b).	94
Figure IV. 2 Segmentation des surfaces chargées obtenue sous LINPAR pour le STR en a) et le SER en b).....	95
Figure IV. 3 Sonde RMN utilisant le résonateur à bandes symétriques (STR ou SER).	95
Figure IV. 4 Influence de l'angle d'ouverture sur les éléments (C_{11} , C_{22}) de la matrice de capacité [C] pour différentes valeurs du rapport (t/r_c) pour le mode TEM en a) et quasi-TEM en b) du résonateur STR.....	96
Figure IV. 5 Influence de l'angle d'ouverture sur les éléments (C_{12} , C_{21}) de la matrice de capacité [C] pour différentes valeurs du rapport (t/r_c) pour le mode TEM en a) et quasi-TEM en b) du résonateur STR.....	97

Figure IV. 6 Influence de l'angle d'ouverture sur les éléments de la matrice d'inductance [L] du résonateur STR (TEM ou quasi-TEM) pour différentes valeurs du rapport (t/r_c) . (L_{11} , L_{22}) en a) et (L_{12} , L_{21}) en b).....	98
Figure IV. 7 Influence de l'angle d'ouverture du résonateur quasi-TEM STR sur ses permittivités effectives des modes : pair (ϵ_{effe}) en a) et impair (ϵ_{effo}) en b), pour différentes valeurs de son rapport (t/r_c)	99
Figure IV. 8 Impacts de l'angle d'ouverture sur l'impédance caractéristique du mode impair Z_{0o} pour différentes valeurs du rapport (t/r_c) pour le résonateur STR. TEM en a) et quasi-TEM en b).	100
Figure IV. 9 Impacts de l'angle d'ouverture sur l'impédance caractéristique du mode pair Z_{0e} pour différentes valeurs du rapport (t/r_c) pour le résonateur STR. TEM en a) et quasi-TEM en b).....	101
Figure IV. 10 Effet de l'angle d'ouverture sur les éléments de la matrice de capacités [C] du résonateur SER pour différentes valeurs du rapport (t/b) . (C_{11} , C_{22}) en a) et (C_{12} , C_{21}) en b).....	102
Figure IV. 11 Effet de l'angle d'ouverture sur les éléments de la matrice d'inductance [L] du résonateur SER (TEM ou quasi-TEM) pour différentes valeurs du rapport (t/b) . (L_{11} , L_{22}) en a) et (L_{12} , L_{21}) en b).....	103
Figure IV. 12 Effet de l'angle d'ouverture sur les impédances caractéristiques des deux modes : pair (Z_{0o}) en a) et impair (Z_{0e}) en b), pour différentes valeurs du rapport (t/b) du résonateur SER.....	104
Figure IV. 13 Réponse fréquentielle du coefficient de réflexion S_{11} à l'entrée RF de la sonde UHF-IRM utilisant les résonateurs STR et SER, TEM et quasi-TEM.	106
Figure V. 1 Illustrations 3D détaillées du résonateur TEM cage d'oiseau à n-éléments de lignes coaxiales.	109
Figure V. 2 Section transversale d'un résonateur TEM cage d'oiseau à n-éléments de lignes coaxiales.	110
Figure V. 3 Segmentation du résonateur TEM en cage d'oiseau à lignes coaxiales a) n=24, b) n=16, c) n=12, d) n=8.....	110
Figure V. 4 Influence du rayon (r) des conducteurs coaxiaux circulaires sur les éléments de la matrice d'inductances [L] pour a) n=24 et b) n=16.	112
Figure V. 5 Influence du rayon (r) des conducteurs coaxiaux circulaires sur les éléments de la matrice de capacités [C] pour a) n=24 et b) n=16.	113

Figure V. 6 Influence du rayon (r) des conducteurs internes sur le coefficient de qualité pour le résonateur à 24 en a) et à 16 en b) éléments de lignes coaxiales couplées.....	114
Figure V. 7 Schéma électrique d'une sonde RMN utilisant le résonateur TEM en cage d'oiseau à n -éléments de lignes coaxiales couplées.....	115
Figure V. 8 Réponses fréquentielles des sondes IRM conçus pour fonctionner à 433 MHz.	117
Figure V. 9 En a) maillage en éléments finis de la structure et en b) distribution	119
Figure V. 10. Distributions du potentiel pour différentes conditions aux limites.....	120
Figure V. 11 Réponse fréquentielle du résonateur TEM.	122

Liste des tables

Tableau I. 1. Réceptivité relative des principaux noyaux utilisés en résonance magnétique.....	8
Tableau I. 2. Les bandes ISM définis par l'UIT-R.....	42
Tableau II. 1. Les modules d'exécution de logiciel CST.....	72
Tableau III. 1. Paramètres EM primaires du résonateur TEM-SRR	81
Tableau III. 2. Coefficient de qualité calculé pour les deux sondes UHF-IRM utilisant respectivement TEM-SRR et TEM-STR	83
Tableau III. 3. Propriétés diélectriques des tissus à 433 MHz (de Gabriel).....	85
Tableau III. 4. Paramètres EM, à 433 MHz, du résonateur QUASI-TEM SRR.....	86
Tableau IV. 1. Paramètres EM primaires du STR et du SER	105
Tableau IV. 2. Les valeurs de (C_M), (C_S), (C_L) et S_{11} à la résonance pour des expériences d'IRM utilisant le STR et SER.	105
Tableau IV. 3. Facteurs de qualité pour différentes sondes utilisant les résonateurs STR et SER.....	106
Tableau V. 1. Caractéristiques géométriques et physiques du résonateur.	111
Tableau V. 2. Paramètres EM du résonateur TEM BCR à 24, 16, 12, 8-éléments de lignes coaxiales.....	116
Tableau V. 3. Facteur de qualité pour les sondes IRM utilisant le résonateur TEM à 24, 16, 12, 8-lignes coaxiales.	117
Tableau V. 4. Caractéristiques des sondes IRM conçus à 433 MHz.....	118
Tableau V. 5. Valeurs des conditions aux limites utilisées dans la figure V.10.	119
Tableau V. 6. Paramètres EM du résonateur TEM étudié.....	121

Introduction Générale

INTRODUCTION GENERALE

L'image est un moyen de communication universel, accessible à toutes les cultures, sans nécessité de traduction. Sous sa forme numérique, l'image donne l'accès à un ensemble de données, permettant de concevoir des modèles indispensables pour la compréhension des systèmes physiques, plus ou moins complexes. En particulier, grâce à la diversité des modalités d'imagerie, on peut actuellement mieux comprendre l'environnement qui nous entoure. L'imagerie par résonance magnétique (IRM) en l'occurrence, est une modalité capable de produire des images du corps humain, ou de tout système biologique, qui révèle de manière non envahissante, la structure, le métabolisme et les fonctions des tissus ou organes internes, élargissant significativement la gamme de la vision humaine dans un univers qui était jadis inaccessible. En routine clinique, contrairement au diagnostic radiologique par rayons X, cette technique d'imagerie produit des images anatomiques d'une qualité exceptionnelle et sans nocivité pour le patient. D'un point de vue fonctionnel, l'IRM peut également être vue comme une technique d'imagerie tomographique qui produit des images du métabolisme d'un organe et de son fonctionnement interne à partir des données collectées de l'extérieur. Bien que son utilisation ne soit pas encore universellement répandue en clinique, à cause de la rareté des imageurs et du coût élevé de l'examen, l'IRM se présente comme la modalité d'imagerie de référence pour le diagnostic clinique, car elle permet d'avoir des informations sur le plan tant anatomique que fonctionnel. D'un point de vue scientifique, l'IRM est aussi attractive et fascinante, comparée aux autres techniques d'imagerie, grâce à sa polyvalence et sa flexibilité.

Depuis la découverte, en 1945, du phénomène de résonance magnétique nucléaire (RMN), cette technique est devenue une discipline en soi couvrant un large domaine allant de la chimie préparative aux applications biomédicales.

La résonance magnétique nucléaire est une technique en développement depuis une cinquantaine d'années. Le phénomène physique a été conceptualisé en 1946 par BLOCH et PURCELL, parallèlement. Ils ont obtenu le prix Nobel en 1952. Cette technique a été largement utilisée par les chimistes, puis les biologistes.

Les premiers développements en imagerie datent des années 1973. Les premières images chez l'homme ont été réalisées en 1979. Aujourd'hui, après des années d'évolution, l'IRM est devenue une technique majeure de l'imagerie médicale moderne. Potentiellement, elle est appelée encore à des développements importants; en dehors de l'image morphologique avec sa sensibilité diagnostique démontrée, l'IRM permet aujourd'hui d'autres approches :

angiographiques, métaboliques (spectrométrie ^1H et spectrométrie phosphore), et fonctionnelles (perfusion tissulaire, volume sanguin cérébral).

Dans cette thèse, nous nous sommes focalisés sur l'analyse des grandeurs électromagnétiques des résonateurs RMN et à la conception de sondes ayant un coefficient de qualité élevé. L'intérêt du résonateur réside dans le fait de convertir partiellement ou totalement l'énergie électrique en énergie magnétique. Cette énergie magnétique est nécessaire pour irradier les spins associés à l'échantillon que nous voulons analyser par RMN. Dans la sonde, le résonateur joue donc un rôle important en émission et en réception.

Parmi les résonateurs les plus utilisés en RMN (spectroscopie ou imagerie), nous citons le résonateur en forme de cage d'oiseau (BCR), le résonateur à bandes symétriques elliptiques (SER), le résonateur à bandes symétriques circulaires (STR) et le résonateur en anneau fendu (SRR).

L'utilisation d'outils de simulations pour la modélisation et la caractérisation électromagnétique (EM) est indispensable à la conception de sonde IRM. Aujourd'hui, le recours à l'utilisation de méthodes numériques pour solutionner les problématiques liées à la résolution des équations de Maxwell est incontournable. La complexité des systèmes d'équations intégrales ne permet pas de trouver aisément une solution approchée. La résolution nécessite l'utilisation de méthodes numériques.

Dans le cadre de ce travail, la méthode des éléments finis (MEF), la méthode des moments (MoM) et le logiciel CST sont essentiellement utilisées (programmées en 2D et 3D) pour analyser les paramètres électromagnétiques de structures coaxiales homogènes et inhomogènes (transverses électromagnétique : TEM et quasi-TEM) d'une part et pour concevoir de circuits dans la bande ISM (industriel, scientifique et médical) trouvant leurs applications dans les domaines : médical (petit animal, être humain,...) et biologique (plantes, aliments,) d'autre part. La simulation des structures analysées et conçues, est basée sur l'utilisation de la théorie des lignes de transmission en se servant des matrices de répartition en puissance [S].

L'utilisation de plusieurs méthodes numériques différentes s'explique par le fait que les types de structures à analyser et concevoir ne possèdent pas de modèles analytiques exacts dans la littérature scientifique pour leurs grandeurs électromagnétiques à cause de leurs géométries de formes complexes et de leurs inhomogénéités.

Des comparaisons entre les résultats sera faite pour montrer l'utilité des outils numériques qui seront réalisés et développés au cours de cette thèse.

Dans un souci de clarté de cette thèse, nous l'avons articulée autour de cinq parties distinctes. Dans un premier temps, nous faisons un rapide état de l'art du phénomène de RMN, en commençant par un bref historique de l'IRM ensuite nous présentons les principes de base de l'acquisition du signal généré par celui-ci, puis nous décrivons les différents composants d'un IRM et nous terminerons par des définitions sur la bande ISM.

Le deuxième chapitre porte sur les méthodes numériques mise en jeu dans cette thèse. Nous commencerons par l'évaluation numérique des paramètres matriciels primaires à savoir les matrices d'inductances [L], de capacité [C], de résistance [R] et de conductance [G] par unité de longueur par la méthode des éléments finis (MEF) en présentant la résolution de l'équation de Laplace en deux dimensions. Ensuite nous focalisons notre attention sur le calcul de ces paramètres en utilisant la méthode moments (MoM) en présentant la solution des équations intégrales de la distribution de charges et l'organigramme du fichier de données pour le logiciel LINPAR utilisant la MoM. Nous terminerons par une analyse dans le domaine spectrale et temporelle des lignes de transmission et une description de la méthode d'intégration finie (FIT) utilisée par le logiciel CST Microwave studio.

Dans le troisième chapitre, nous avons développé deux sondes fonctionnant l'une à 340 MHz (IRM du proton à 8T) et l'autre à 433 MHz (bande ISM) utilisant des résonateurs en anneau fendu respectivement en mode TEM et quasi-TEM. Ce dernier est chargé avec un élément biologique (muscle) ayant une permittivité relative ($\epsilon_r=64.21$).

Le quatrième chapitre présente une étude TEM et quasi-TEM de deux résonateurs largement utilisés en IRM à savoir le résonateur à deux bandes symétriques circulaires et elliptiques respectivement (STR) et (SER) pour concevoir de sondes chargées avec un élément biologique (cœur) de permittivité relative ($\epsilon_r=60.74$) et fonctionnant à la fréquence 433 MHz de la bande ISM.

Le cinquième chapitre, traite une analyse détaillée et une optimisation des paramètres électromagnétiques des résonateurs TEM en cages d'oiseau à n-lignes coaxiales ($n=8, 12, 16, 24$) en fonction des paramètres géométriques en utilisant les deux approches (MEF) et (MoM). Cette analyse et cette optimisation s'avère indispensable pour la conception de sondes ayant un fort coefficient de qualité.

Chapitre I

L'IRM DU SIGNAL A

L'IMAGE ET

GENERALITES

I.1 INTRODUCTION:

La résonance magnétique nucléaire (RMN) est une technique extrêmement riche et puissante. Ses développements ont été récompensés par quatre prix Nobel en physique, chimie et médecine dont les derniers en 2002 et 2003. Son principe repose sur l'étude, sous champ magnétique intense (statique), de la réponse des noyaux de certains atomes sollicités par un champ électromagnétique radiofréquence (RF). C'est ce phénomène même qui permet à la RMN de sonder la matière à l'échelle nanométrique et d'extraire des informations structurales très locales sur les matériaux étudiés. Enfin, c'est aussi ce principe qui est appliqué en Imagerie par Résonance Magnétique (IRM).

Depuis sa découverte en 1945, la RMN a connu des développements spectaculaires. Cela va de l'étude structurale de molécules de taille de plus en plus importante à la production d'images. L'une des applications de la production d'images est l'IRM dont les répercussions en médecine sont considérables. Compte tenu de la variété de ses aspects expérimentaux et méthodologiques d'une part, et de l'éventail de ses applications qui ne cesse de s'élargir d'autre part, la RMN est devenue une discipline à part entière.

L'IRM est une technique qui utilise les ondes radio et un puissant champ magnétique statique. Avec une précision inférieure au millimètre, elle fournit des images numériques détaillées en trois dimensions des organes internes et des tissus, liquide céphalo-rachidien, cortex, ...etc. Cet outil permet d'obtenir des images plus précises que celles obtenues par un scanner. Ce qui va permettre d'évaluer les structures du corps humain qui ne sont pas visibles avec les autres techniques d'imagerie comme les radiographies ou encore les échographies. L'IRM est une modalité d'imagerie en plein développement. L'IRM anatomique est utilisée depuis une vingtaine d'années dans le domaine médical à cause de la précision des images anatomiques qu'elle fournit et donc des diagnostics qu'elle permet.

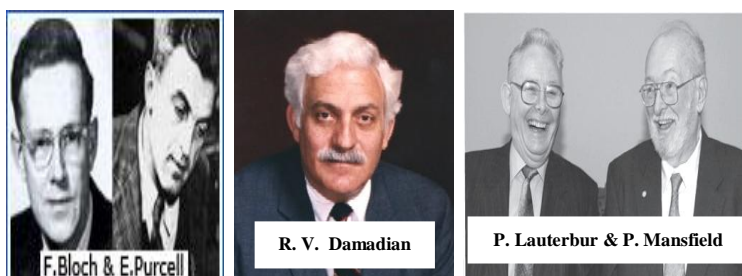
Ce premier chapitre présente les fondements théoriques de la RMN et de l'IRM, de la formation du signal électromagnétique jusqu'à son instrumentation en passant par les séquences d'acquisition d'images numériques. La RMN, qui était d'abord une découverte scientifique puis un outil de physicien, est devenue depuis peu une technique compliquée et onéreuse d'exploration du corps humain. Nous avons jugé utile de faire un bref historique de cette technique en permanente évolution. Les origines de l'aimantation nucléaire et le comportement d'un échantillon sous un champ magnétique appliqué sont brièvement discutées. La RMN est fondamentalement un processus quantique; il n'existe aucun argument classique pour quantifier le moment angulaire. Cependant, une fois le postulat de rotation quantifié, la physique newtonienne peut être utilisée pour expliquer la plupart des

phénomènes de résonance magnétique. La précession de Larmor et l'induction free Decay (FID) sont décrits ici en utilisant la mécanique classique. Les principes fondamentaux de la formation de l'image sont ensuite décrits. La localisation du signal est introduite rendant la formation d'image possible. Les deux séquences principalement utilisées pour l'IRM appelées écho de spin et écho de gradient sont ensuite examinés ainsi que les séquences d'acquisition rapide tels que FLASH, EPI et PRESTO.

Une description d'un système d'IRM complète est donnée, en expliquant la fonction des principaux composants matériels. Enfin nous terminerons par des généralités sur les bandes ISM (Industrielles, Scientifiques et Médicales) et la réglementation qui régissent ces bandes.

I.2. HISTORIQUE

La résonance magnétique est un phénomène quantique portant sur le couplage entre le moment magnétique du noyau de certains atomes et un champ magnétique externe. Dès 1938, Isidor Isaac Rabi découvre qu'un noyau atomique absorbe le rayonnement électromagnétique à une fréquence spécifique en présence d'un fort champ magnétique mais le phénomène n'est décrit qu'en 1946 par Felix Bloch [1] et Edward Mills Purcell [2] (Prix Nobel de Physique 1952). A partir de là, les premiers spectrographes vont être développés pour l'analyse physico-chimique de petits échantillons. Dans les années 1970, la RMN va connaître un important développement d'applications en imagerie médicale. En 1969, Raymond Vahan Damadian [3] propose d'utiliser la spectroscopie de RMN pour la détection des cancers. En 1973, Paul Lauterbur et Peter Mansfield mettent au point, simultanément mais indépendamment, une technique d'imagerie à partir de la RMN en s'inspirant des méthodes de reconstruction d'images utilisées en tomodensitométrie (Prix Nobel de Physiologie et de Médecine 2003). Lauterbur baptise sa technique la "zeugmatographie" (du grec "zeugma" : ce qui relie) qui lui permet d'obtenir la première image en coupe de deux tubes à essai remplis d'eau [4]. Mansfield réalisera la première image de tissus humains en 1975. En 1977, Damadian produira la première coupe du corps humain. Ce bond en avant dans les années 1970 a été favorisé par les progrès réalisés en informatique : augmentation de puissance des processeurs et développement de nouvelles méthodes numériques permettant d'améliorer les temps de calcul. Ainsi en 1975 Richard E. Ernest utilise la transformée de Fourier Rapide (FFT : Fast Fourier Transform) pour analyser le codage en phase et en fréquence du signal RMN.



Dans les années 1980, alors que la spectroscopie était, jusque là effectuée exclusivement in-vitro, les premières expériences de spectroscopie in-vivo vont être réalisées avec la montée en puissance des aimants (bobines supraconductrices). C'est ainsi que les premières images de la tête ont été obtenues en 1979 [5] et les premières images du thorax en 1980 [6].

Dans le domaine du diagnostic clinique, l'IRM s'est immédiatement imposée comme la plus précise des méthodes d'imagerie morphologique en particulier dans l'étude du système nerveux central. Parallèlement, de nouvelles méthodes sont apparues afin de mesurer d'autres paramètres, et d'approcher l'étude de la fonction des organes. La première image d'activation cérébrale obtenue en IRM a été publiée par l'équipe du Massachusetts General Hospital à Boston en 1991 [7]. Cette équipe utilisait alors, un produit de contraste. La découverte faite en 1989, par Ogawa [8], avait montré que le sang lui-même pouvait se comporter comme un produit de contraste. Elle fut utilisée dès 1992 par de très nombreuses équipes pour étudier les différentes fonctions cérébrales à l'aide de l'IRM.

Aujourd'hui, l'IRM est une technique d'imagerie très employée du fait de l'absence de rayons ionisants, de la finesse de résolution obtenue et de la variation des contrastes qu'elle permet d'obtenir. La spectroscopie commence à être utilisée en routine pour l'étude du métabolisme des organes.

I.3. PRINCIPES PHYSIQUES DE L'IRM [9]

I.3.1. LA RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE (RMN)

I.3.1.1 NOTIONS DE PHYSIQUE

La résonance magnétique nucléaire est un phénomène complexe qui nécessite quelques notions de mécanique quantique notamment la notion de "spin". Le spin est une propriété quantique des particules subatomiques (électrons, protons et neutrons) que l'on peut se représenter comme la rotation autour d'un axe de ces particules. Dans la plupart des atomes, comme le carbone 12 (^{12}C), ces spins sont associés par paires et s'annulent. Dans certains atomes, comme l'hydrogène (^1H) ou le carbone 13 (^{13}C), la symétrie est brisée et il apparaît alors un spin global au noyau.

Les noyaux avec un nombre de spins (noté I) non nul peuvent absorber et émettre des radiations électromagnétiques (EM). Ce nombre de spin dépend du nombre de masse (A) et du numéro atomique Z de l'élément X (noté alors : ^A_ZX)

- Si les deux sont pairs alors le nombre de spins est nul (ex : $^{12}_6\text{C}$, $^{16}_8\text{O}$).

- Si le nombre de masse est pair et que le numéro atomique est impair alors le nombre de spins est un entier (ex : $^{14}_7\text{N}$, ^2_1H).
- Si le nombre de masse est impair alors le nombre de spins est un demi-entier (ex : ^1_1H , $^{13}_6\text{C}$, $^{15}_7\text{N}$, $^{31}_{15}\text{P}$...).

L'état du spin d'un noyau (m) peut être quantifié. La mécanique quantique nous dit qu'un noyau ayant un nombre de spins I a $2I+1$ orientations possibles: $m=I, (I-1), (I-2), \dots$ (de I à $-I$)

Ainsi un noyau ayant un nombre de spins de $1/2$ aura deux états de spin différents possibles $m=1/2$ et $m=-1/2$ (Figure I.1). C'est le cas des principaux noyaux utilisés en résonance magnétique et notamment de celui d'hydrogène, nous ne nous intéresserons par la suite qu'à ce cas.

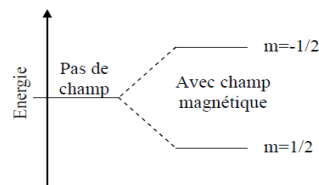


Figure I.1. Niveaux d'énergie des populations de spins avec et sans champ magnétique pour un noyau avec un nombre de spin $1/2$.

En l'absence de champ magnétique externe, ces deux orientations ont la même énergie. En présence d'un champ magnétique, tous les spins s'orientent selon ce champ (ce n'est pas exact mais nous reviendrons sur cette notion plus loin). La population de spins correspondant à $m=1/2$ s'oriente dans le même sens que le champ magnétique alors que les spins correspondant à $m=-1/2$ s'orienteront dans le sens inverse. Chaque orientation correspondra alors à un niveau d'énergie différent et le niveau d'énergie le plus faible contient légèrement plus de noyaux. Il est possible d'exciter la population d'énergie la plus faible pour la faire passer au niveau d'énergie supérieur avec une onde électromagnétique. La fréquence de cette onde est déterminée par la différence d'énergie entre les deux niveaux.

Chaque population de spins différent possède un moment magnétique μ donné par :

$$\mu = \frac{\gamma h}{2\pi} \quad (I.1)$$

Où h est la constante de Planck et γ le rapport gyromagnétique spécifique à chaque espèce nucléaire. En fonction du rapport gyromagnétique et de l'abondance naturelle (C) de chaque noyau (pourcentage en nombre de noyaux de chaque isotope d'un élément), on peut calculer sa réceptivité relative, c'est-à-dire un indice de la quantité de signal fournie par ce noyau en résonance magnétique (Tableau I.1). La réceptivité d'un noyau est donnée par la formule :

$$D = |\gamma^3 C| \quad (I.2)$$

La réceptivité relative d'un isotope est obtenue en divisant sa réceptivité par celle du proton (1_1H). Le noyau d'hydrogène est celui qui permet d'obtenir le plus de signal en résonance magnétique.

Isotope	γ ($10^7 \text{ rad T}^{-1}\text{s}^{-1}$)	Abondance naturelle [C]	Réceptivité relative [D]	Fréquence (MHz) à 1,5T
1H	26,752	99,985	1,0000	63,8
^{13}C	6,728	1,108	0,000176	16,0
^{19}F	25,181	100	0,834	60,1
^{31}P	10,841	100	0,0665	25,9
^{23}Na	7,080	100	0,0185	16,9

Tableau I.1. Réceptivité relative des principaux noyaux utilisés en résonance magnétique.

Le moment magnétique est un vecteur qui donne la direction et l'intensité de l'aimantation du noyau. Chaque noyau possède donc une aimantation différente. Ainsi l'énergie du spin dans un champ magnétique dépend de ce champ magnétique (noté B_0) et de μ . Pour le cas qui nous intéresse ($I=1/2$), il y a donc deux orientations possibles de μ : soit μ est dans le sens de B_0 , soit μ est opposé à B_0 (Figure I.2). L'énergie correspondant à chaque orientation est donnée par :

$$E = -\mu B_0 \tag{I.3}$$

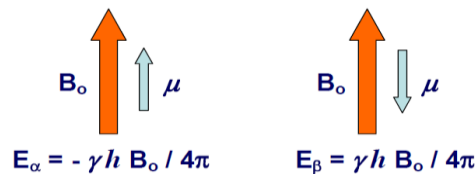


Figure I.2. Energie des spins en fonction de leur orientation par rapport au champ magnétique B_0 .

La différence d'énergie entre ces deux niveaux, notée α et β , est donc :

$$\Delta E = \frac{\gamma h B_0}{2\pi} \tag{I.4}$$

Elle est croissante avec l'intensité du champ (figure I.3).

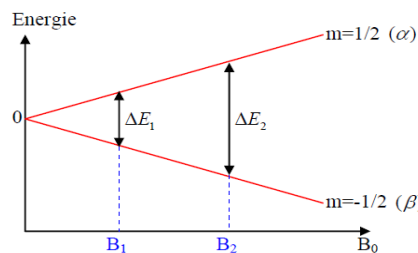


Figure I.3. Variation de la différence d'énergie entre les deux niveaux en fonction de l'intensité du champ magnétique B_0 .

Donc plus B_0 est plus grand, plus la différence d'énergie entre les deux populations est grande. C'est cette différence d'énergie qui sera finalement à l'origine du signal mesuré dans les appareils d'imagerie à résonance magnétique.

I.3.1.2 LA PRECESSION

La précession est le phénomène de base de la RMN. On peut représenter, dans le modèle classique, les noyaux comme de petits aimants tournant autour d'un axe (Figure 1.4).

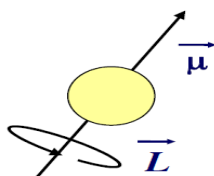


Figure I.4. Représentation d'un noyau comme un élément présentant une aimantation avec son moment angulaire (\vec{L}) et son moment d'aimantation $\vec{\mu}$.

En présence d'un champ magnétique, deux forces interviennent sur le noyau : la première essaie d'orienter le moment magnétique selon le champ \vec{B}_0 et la seconde tente de maintenir le moment angulaire. La résultante de ces deux forces fait que le noyau tourne comme une toupie (Figure I.5).

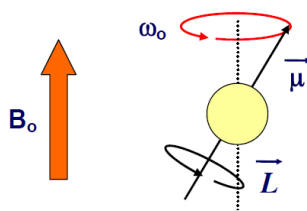


Figure I.5. Les deux rotations d'un noyau en présence d'un champ magnétique : la première se fait autour de son axe et la seconde autour des lignes de champ magnétique.

Cette rotation autour de l'axe du champ magnétique s'appelle précession. La fréquence de cette rotation appelée fréquence de précession ou de Larmor est donné par la formule :

$$\omega_0 = \gamma B_0 \quad (I.5)$$

$$\nu_0 = \frac{\gamma B_0}{2\pi} \quad (I.6)$$

Où ω_0 est la fréquence angulaire et s'exprime en radians.s⁻¹ et ν_0 est la fréquence et s'exprime en Hz.

Contrairement à ce qui est souvent dit pour expliquer la résonance magnétique nucléaire, les spins ne s'alignent pas avec B_0 mais ils précessent autour de l'axe du champ magnétique selon un angle bien défini de 54,7° (Figure I.6).

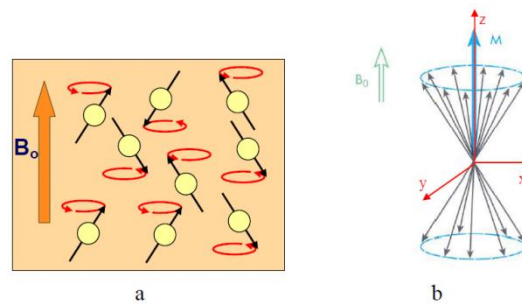


Figure I.6. Mouvement de précession et aimantation globale. En a) mouvement de précession des noyaux dans un champ magnétique. En b) réunion de tous les spins à l'origine du référentiel et aimantation résultante (M).

Nous avons vu précédemment (I.3.1) que les spins s'orientant dans le sens du champ magnétique présentaient un niveau énergétique plus bas et qu'ils étaient légèrement plus nombreux. En ramenant tous les spins à l'origine du système de coordonnées (Figure I.6 b), les projections dans le plan $\langle x,y \rangle$ s'annulent, alors que les projections selon l'axe z, du fait d'un nombre légèrement plus important de noyaux orientés dans le sens du champ magnétique, donne un vecteur d'aimantation M_0 aligné avec le champ B_0 .

I.3.1.3 LE SIGNAL DE RESONANCE MAGNETIQUE

Le vecteur d'aimantation n'est pas mesurable tel quel : il faut l'exciter pour le faire quitter son état d'équilibre et ainsi obtenir un signal mesurable.

Cela est réalisé en appliquant une onde électromagnétique de fréquence angulaire ω_0 : dans ce cas, les moments d'aimantation interagissent et provoquent une rotation du vecteur M_0 autour de l'axe y. On notera par la suite M , le vecteur d'aimantation à l'instant t, M_0 étant le vecteur à l'état d'équilibre. L'angle de cette rotation dépend de la puissance et de la durée de l'onde radiofréquence émise : ainsi, il est courant de parler d'onde 90° ou 180° pour parler de l'onde qui permet le basculement du vecteur d'aimantation de 90° ou 180° . A l'arrêt de l'émission de l'onde radiofréquence, le vecteur M retourne à son état d'équilibre en décrivant une spirale (Figure I.7). La rotation de la projection du vecteur M dans le plan $\langle x,y \rangle$ (M_{xy}) génère un champ magnétique fluctuant qui peut induire une tension électrique dans une bobine : c'est cette tension qui est mesurée (Figure I.7). Ce signal dit de précession libre est couramment appelé par son acronyme anglais : FID (Free Induction Decay).

Cependant le système de coordonnées utilisé ci-dessus, dit référentiel de laboratoire, n'est pas le plus adapté au phénomène qui nous intéresse (cela revient à lire un disque vinyle pendant qu'il tourne sur la platine. La solution consiste donc à adopter un référentiel tournant à la fréquence angulaire ω_0 . Dans ce nouveau référentiel, M_{xy} ne tourne plus si nous sommes

exactement à la condition de résonance (i.e ω la fréquence de l'onde radiofréquence d'excitation est exactement celle du noyau c'est-à-dire ω_0).

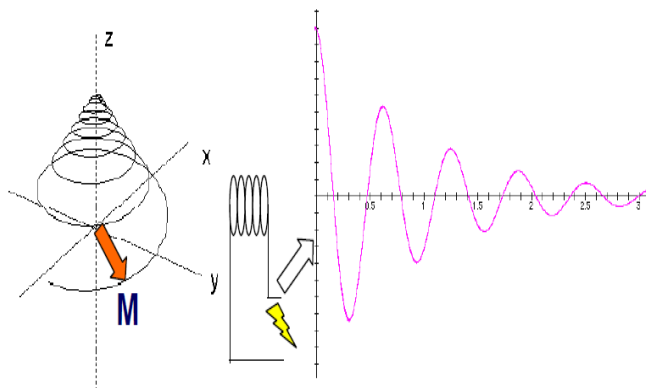


Figure I.7. Le signal de résonance magnétique nucléaire : le retour à l'équilibre de M se fait selon un parcours en spirale. La mesure du courant induit dans une bobine fournit le signal de RMN (FID).

Le phénomène qui conduit au retour à l'équilibre du vecteur d'aimantation M à l'arrêt de l'émission de l'onde radiofréquence est appelé la relaxation. Dans le référentiel tournant, elle peut se décomposer en deux processus suivant une fonction exponentielle en fonction du temps (Figure I.8) : la relaxation longitudinale caractérisée par le temps T1 et la relaxation transversale caractérisée par le temps T2.

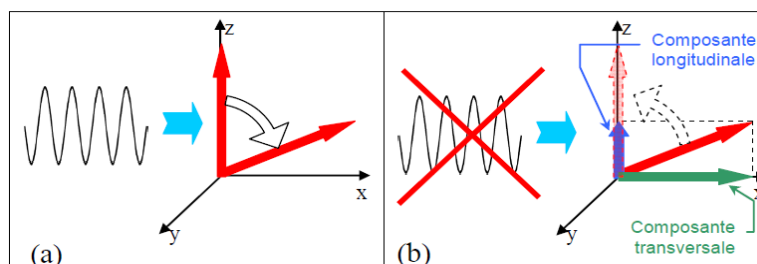


Figure I.8. Bascule de l'aimantation globale et sa décomposition.

(a) Sous l'effet d'une onde radiofréquence, le vecteur d'aimantation globale du proton bascule selon un angle dépendant de l'onde (b) A l'arrêt de l'excitation, le vecteur revient à sa position d'équilibre. Le vecteur d'aimantation globale peut être décomposé en deux vecteurs : une composante longitudinale selon l'axe z (relaxation longitudinale) et une composante transversale dans le plan $\langle x,y \rangle$ (relaxation transversale).

La relaxation longitudinale correspond au retour à l'équilibre de la projection du vecteur M sur l'axe z notée M_z . Elle provient surtout de la perte d'énergie dans l'environnement par émission de chaleur notamment et au couplage bipolaire avec les autres spins ou aux interactions avec les particules paramagnétiques. Le retour à l'équilibre est donné par la formule :

$$M_z(t) = M_0 \left(1 - e^{-t/T_1}\right) \quad (I.7)$$

La relaxation transversale correspond au retour à l'équilibre de la projection du vecteur d'aimantation M dans le plan $\langle x,y \rangle$ appelé M_y dans le référentiel tournant. Lors de l'émission de l'onde radiofréquence, les spins se retrouvent tous en phase et ne forment plus qu'un vecteur dans le référentiel tournant. Cependant, rapidement les couplages spin-spin (couplage J) et les imperfections d'homogénéité du champ magnétique entraînent leur déphasage puisqu'ils ne tournent plus à la même vitesse et cela entraîne une diminution du vecteur d'aimantation globale (leur somme tend progressivement vers 0) (Figure I.9).

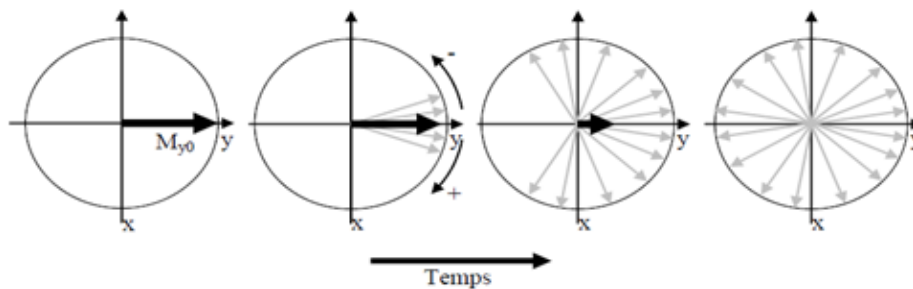


Figure I.9. La relaxation transversale : les spins se déphasent progressivement entraînant la repousse de l'aimantation transversale.

Cette décroissance suit une exponentielle caractérisée par le temps T_2^* dépendant principalement de l'hétérogénéité du champ magnétique :

$$M_y(t) = M_{y0} e^{-t/T_2^*} \quad (I.8)$$

La relaxation T_2 est caractérisée à la fois par l'hétérogénéité du champ magnétique et par les fluctuations locales de champ magnétique produites par les noyaux eux-mêmes. On a donc:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} \gamma \cdot \Delta\omega_0 \quad (I.9)$$

Où $\Delta\omega_0$ représente l'hétérogénéité du champ magnétique B_0 .

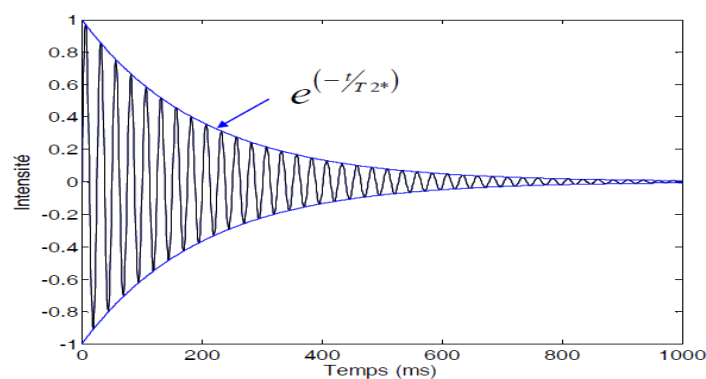


Figure I.10. Signal de précession libre : le signal mesuré par l'antenne de réception suit une décroissance exponentielle de paramètre T_2^* .

L'expérience la plus simple en résonance magnétique consiste à appliquer une impulsion 90° à un ensemble uniforme de protons placé dans un champ magnétique parfaitement homogène. Le vecteur d'aimantation bascule alors dans le plan $\langle x,y \rangle$ et précesse avec la fréquence ν_0 . La relaxation en T_2^* entraîne la décroissance du signal (Figure I.10).

Dans le but de faciliter l'acquisition du signal de résonance magnétique nucléaire et de réduire l'influence des hétérogénéités du champ magnétique, une séquence plus complexe a été mise au point : l'écho de spin (couramment appelée « Spin echo ») (Figure I.11). Cette séquence est basée sur l'application de 2 impulsions radiofréquences : une impulsion 90° suivie d'une impulsion 180° (parfois appelée impulsion de refocalisation).

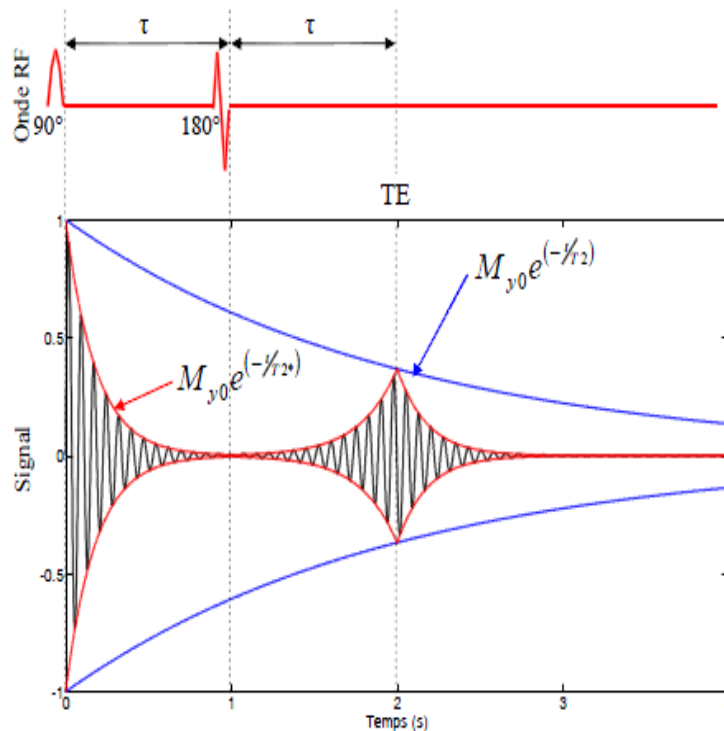


Figure I.11. Séquence d'écho de spin : une première onde RF génère un premier écho qui n'est pas mesuré. Une seconde impulsion RF à 180° provoque la refocalisation des spins et un nouvel écho au temps 2τ qui est alors mesuré.

L'application d'une onde radiofréquence 90° entraîne la bascule du vecteur d'aimantation dans le plan $\langle x,y \rangle$ et l'apparition d'un écho qui n'est pas mesuré. Rapidement les spins se déphasent et le signal subit une décroissance en T_2^* . Au temps τ , une impulsion radiofréquence 180° est appliquée provoquant la bascule de tous les spins de 180° mais tous les spins conservent leur fréquence de précession, provoquant le rephasage de ceux-ci. Au temps 2τ , les spins sont refocalisés, provoquant l'apparition d'un écho dont l'amplitude a subi uniquement la décroissance en T_2 qui est échantillonné. Le temps 2τ est appelé temps d'écho et est noté TE. Ce processus est illustré sur la figure I.12.

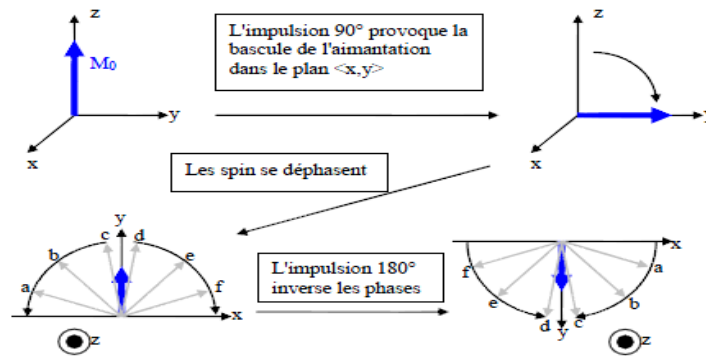


Figure I.12. Le processus de la séquence d'écho de spin : l'impulsion de 180° provoque l'inversion de tous les spins : les spins les plus rapides se retrouvent « derrière » et les plus lents « devant ». Ainsi au temps d'écho, ils se retrouveront tous synchronisés.

L'utilisation de la séquence d'écho de spin avec plusieurs impulsions radiofréquence permet d'avoir un signal en décroissance en T_2 (Figure I.13).

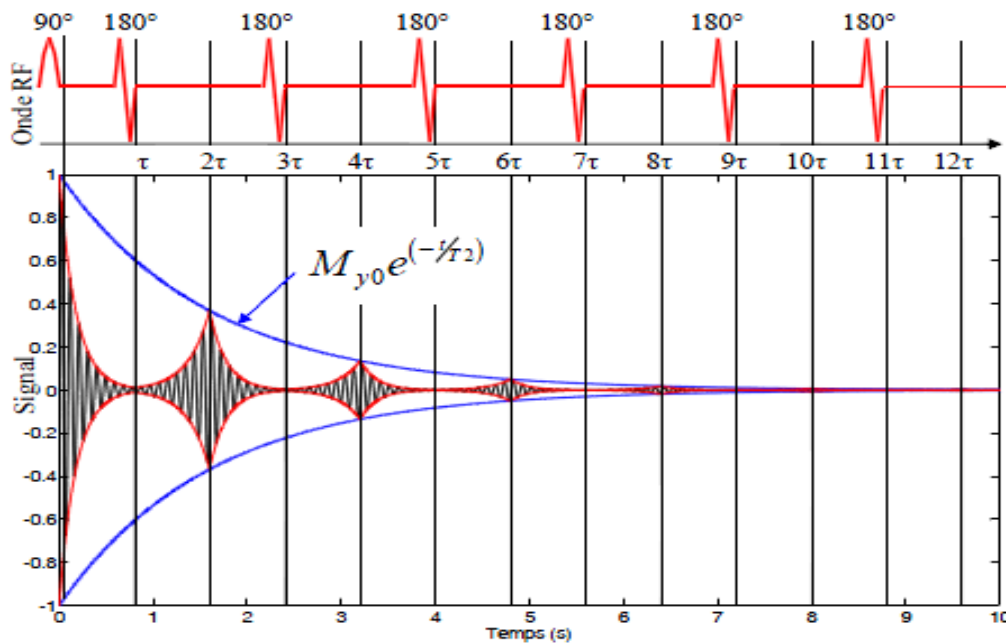


Figure I.13. La séquence d'écho de spin multiple permet d'obtenir un signal en décroissance en T_2 .

I.3.2 LA SPECTROSCOPIE DE RESONANCE MAGNETIQUE

En spectroscopie (SRM), comme en imagerie, on excite sélectivement certains noyaux (en général l'hydrogène mais on peut aussi travailler avec le phosphore, le carbone, le fluor ou le sodium) et l'on mesure le signal généré par ces noyaux en réponse à l'excitation. C'est un signal temporel et on obtient sa représentation fréquentielle par une transformée de Fourier.

Le résultat est un spectre qui donne des informations sur la composition chimique du volume étudié.

Nous avons vu que la fréquence de Larmor d'un noyau est proportionnelle au champ magnétique externe B_0 ressenti par celui-ci. Cependant le champ magnétique externe ressenti peut être différent pour chaque noyau en fonction de son environnement chimique. En présence du champ B_0 , le mouvement des électrons est tel qu'un champ magnétique supplémentaire, de faible intensité s'opposant au champ B_0 , est créé. En fonction de la densité électronique et des liaisons chimiques formées à proximité du noyau, ce dernier ressent un champ magnétique légèrement différent de B_0 . L'équation de Larmor devient donc :

$$\nu = \frac{\gamma(B_0 - \sigma B_0)}{2\pi} = \frac{\gamma(1 - \sigma)B_0}{2\pi} \quad (I.10)$$

Où σ est la constante d'écran et correspond à l'environnement de chaque noyau.

Donc si l'environnement électronique varie d'un noyau à l'autre, on aura un champ B_{eff} et donc une fréquence de résonance différente pour chaque noyau. Ce phénomène, appelé "déplacement chimique" et noté δ , s'exprime en p.p.m (partie par million) de façon à le rendre indépendant de la valeur du champ B_0 .

$$\delta = \frac{\nu - \nu_{\text{ref}}}{\nu_{\text{ref}}} \cdot 10^6 \text{ ppm} \quad (I.11)$$

Où ν_{ref} est la fréquence de résonance choisie comme 0 de l'échelle. Cependant cette fréquence de référence est très proche de la fréquence nominale du système ν_0 d'où on utilise couramment :

$$\delta = \frac{\nu - \nu_{\text{ref}}}{\nu_0} \cdot 10^6 \text{ ppm} \quad (I.12)$$

On utilise traditionnellement le tétraméthylesilane (TMS) comme référence car sa structure chimique est composée de 12 protons symétriquement répartis dans la molécule (Figure I.14).

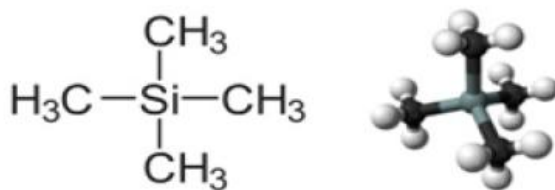


Figure I.14. Structure chimique de la molécule de TMS : elle présente 12 noyaux d'hydrogène (blanc) symétriquement répartis dans la molécule.

Cette structure fait que ces 12 protons sont équivalents et que la molécule a ainsi une fréquence de résonance unique et précise. Le choix de cette référence vient du fait que la spectroscopie était initialement réalisée in vitro et que les échantillons doivent être placés en solution : le TMS a donc été choisi car la majorité des composants étudiés en SRM ont une

fréquence de résonance supérieure à celle du TMS permettant qu'il n'y ait habituellement pas d'interférence entre la référence et l'échantillon. Depuis, la position de ce pic sert de référence 0 en SRM quelque soit les conditions.

Le signal brut (le FID) capté par l'antenne (dit aussi résonateur) provient de la combinaison de toutes les molécules contenant des protons, présentes dans l'élément de volume (voxel). Etant donné que les fréquences de résonance de chaque molécule sont légèrement différentes, l'analyse du spectre obtenu par la transformée de Fourier permet d'identifier les molécules présentes et d'en déterminer leur concentration.

Pour rappel la transformée de Fourier d'une fonction f intégrable sur \mathbb{R} notée \hat{f} est donnée par :

$$\hat{f}(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{-i2\pi\nu t} dt \quad (I.13)$$

C'est la transformée de Fourier du FID qu'on appelle spectre.

Chaque pic du spectre correspond donc à un groupement de protons particuliers, on peut ainsi associer chacun des pics à une molécule présente dans l'échantillon analysé. Certaines molécules présentant différents groupements de protons peuvent comporter différentes fréquences de résonance et donc être représentée dans le spectre par plusieurs pics.

Parmi les paramètres caractéristiques d'un tissu en résonance magnétique, le T_2^* influe directement sur la largeur des pics (Figure I.15). Ce paramètre dépend d'une part de T_2 et d'autre part de l'homogénéité du champ (cf. équation I.9). Etant donné que le paramètre T_2 est relativement fixe pour un tissu, il faut que le champ B_0 soit le plus homogène possible pour que les pics soient les plus fins possible et donc plus facilement discernables (Figure I.16).

A l'opposé, quelque soit la valeur de T_2^* , le pic représente toujours la même quantité de protons, donc l'intégrale du pic est toujours la même.

L'amélioration de l'homogénéité du champ permet d'améliorer la séparation des pics et facilite l'estimation de la concentration relative des métabolites.

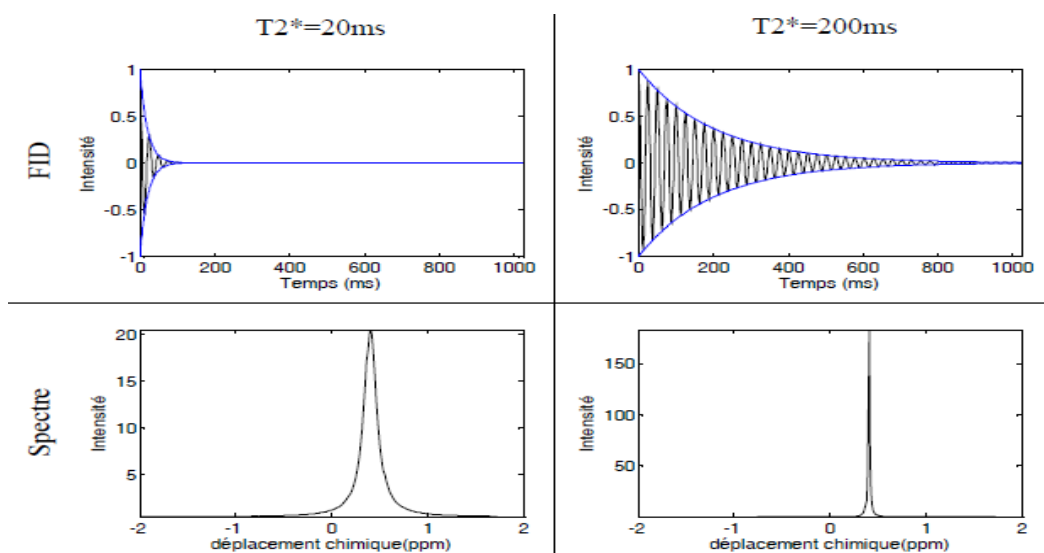


Figure I.15. Influence du temps T_2^* sur la largeur des pics.

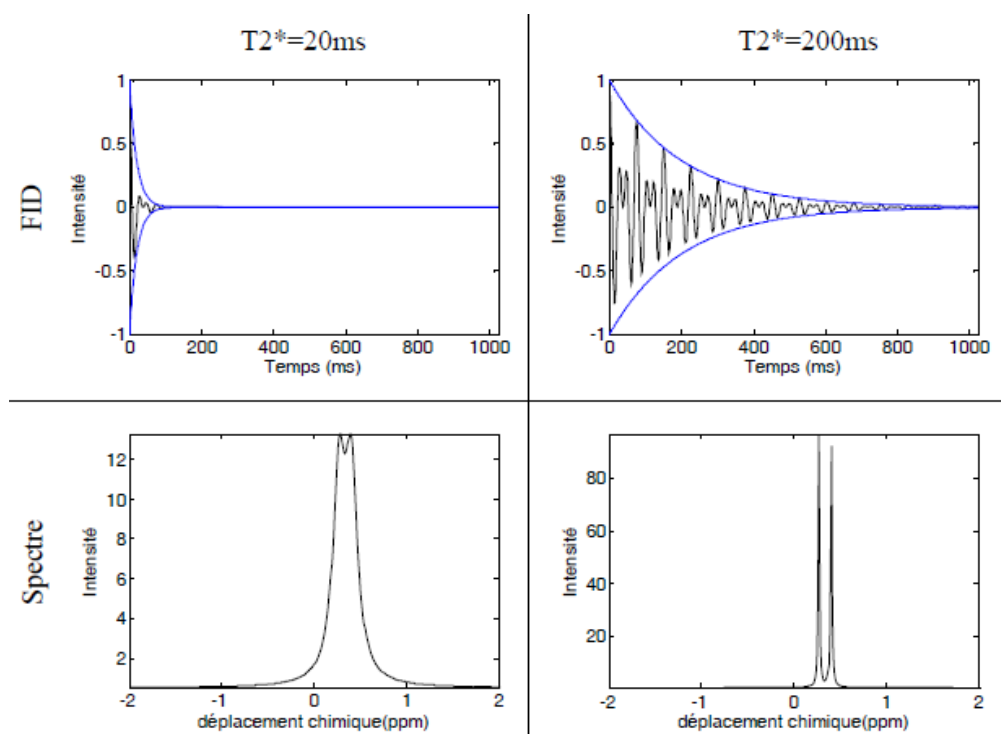


Figure I.16. Influence de T_2^* sur la séparation des pics.

En plus de l'environnement nucléaire, certaines molécules peuvent présenter des interactions entre les groupes de noyaux la décomposant. C'est ce qu'on appelle le couplage nucléaire. Ces couplages peuvent être homonucléaires (entre noyaux de même espèce) ou hétéronucléaires (entre noyaux d'espèce différente : ^1_1H , $^{13}_6\text{C}$ par exemple). Le cas le plus important en spectroscopie du proton est le couplage homonucléaire. C'est un phénomène très

complexe donc il existe plusieurs variantes (couplage J , couplage AB , ...). Nous allons présenter dans la suite un cas simple de couplage J . Il est caractérisé par la constante de couplage J qui exprime, en Hertz, la distance entre 2 raies (Figure I.17) indépendamment de l'intensité du champ B_0 . Ce phénomène déforme les pics en fonction du temps d'écho : cette déformation pouvant aller jusqu'à l'inversion complète des pics.

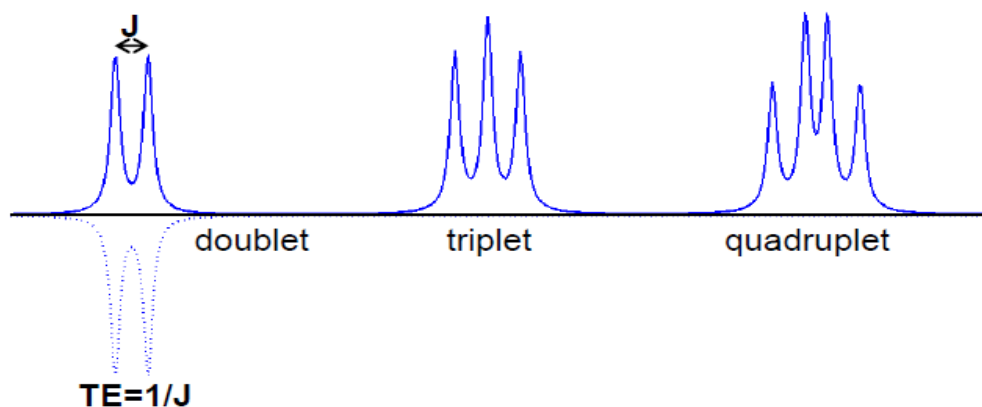
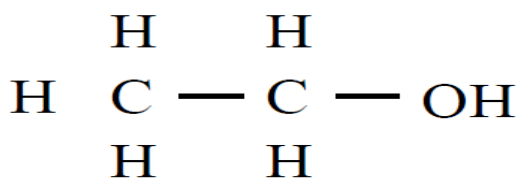


Figure I.17. Couplage spin-spin : l'interaction entre les groupements chimiques de même molécule provoque l'apparition de pics multiples : J définit la distance entre de pics d'une même molécule. Avec un TE de $1/J$ les pics sont inversés.

Le nombre de pics de résonance d'un noyau est donné par la formule suivante : $2nI + 1$ où n est le nombre de noyaux voisins participant à l'interaction et I le nombre de spins ($1/2$ pour 1H) donc pour notre cas la formule se résume à $n + 1$ pics.

Donc pour un noyau ayant une interaction avec un seul autre noyau, on aura deux pics, trois pics pour une interaction avec deux autres noyaux...

Prenons en exemple le cas de l'éthanol très pur (CH_3CH_2OH) :



Le proton du groupement OH est voisin de deux protons (ceux du groupement méthylène : CH_2) donc il sera représenté par trois pics. Chacun des protons du groupement CH_3 (méthyle), qui sont équivalents et n'interagissent pas entre eux, sont également affectés par les deux protons du groupement CH_2 et seront donc représentés par 3 pics. Enfin les deux protons du groupement méthylène sont affectés d'une part par le groupement méthyle ce qui entraîne l'apparition de 4 pics mais également par le proton du groupement OH ce qui va entraîner le dédoublement du quadruplet (Figure I.18).

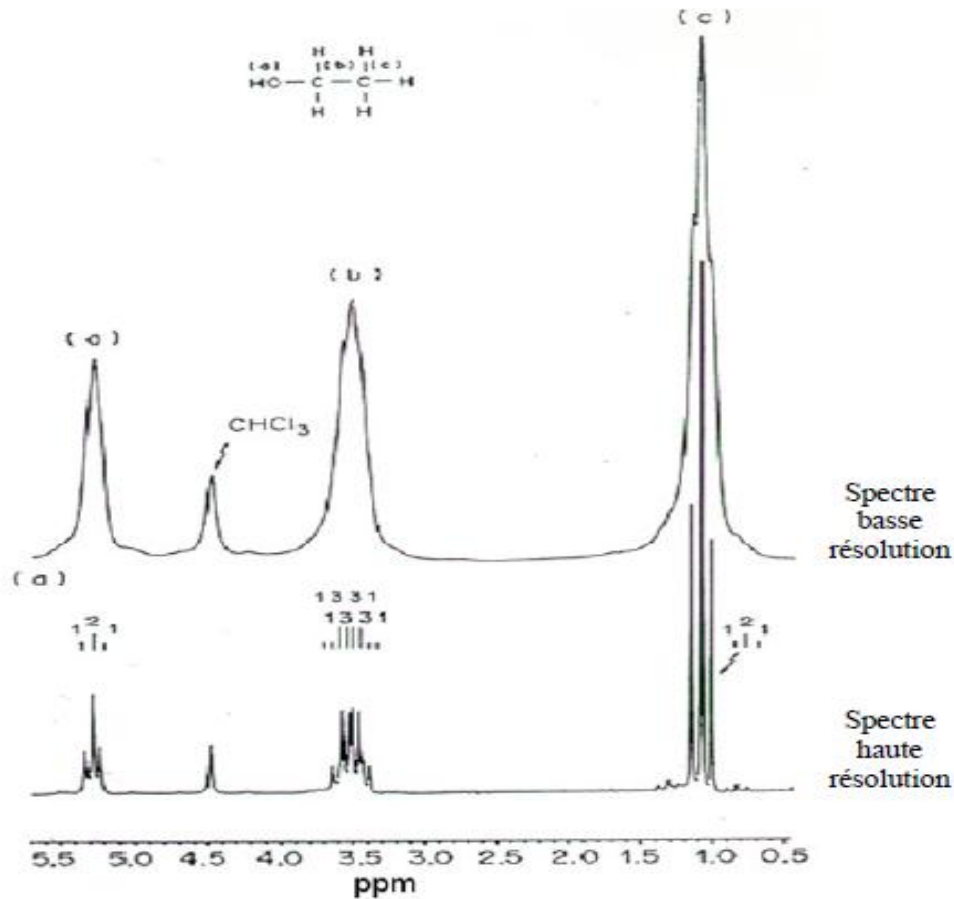


Figure I.18. Spectres de l'éthanol en résonance magnétique nucléaire du proton en solution dans du Chloroforme (CHCl_3).

Avec un champ magnétique faible ou peu homogène, les pics sont larges et on parle de spectre basse résolution et avec un champ magnétique élevé ou très homogène, les pics sont bien séparés et on parle de spectre haute résolution.

I.4 LOCALISATION ET ACQUISITION DU SIGNAL RMN [35]

I.4.1 LE SIGNAL RMN

Le signal RMN $S(t)$ présente deux composantes qui ne sont autres que les deux composantes de l'aimantation transversale dans le référentiel tournant. L'une, $M_x(t)$ et l'autre, $M_y(t)$ orthogonale à celle-ci. $M_x(t)$ étant sa composante réelle et $M_y(t)$ sa composante imaginaire [26].

$$s(t) = M_x(t) + iM_y(t) = M_{xy0}e^{i(2\pi f_0 t + \phi)} \quad (I.14)$$

Le signal mesuré est donc un signal complexe caractérisé par une phase ϕ et une amplitude M_{xy0} dans le plan complexe. Ce signal est influencé, non seulement par les caractéristiques physiques de l'objet imagé, mais également par les divers paramètres d'acquisition.

I.4.2 LOCALISATION DU SIGNAL RMN

Le signal RMN recueilli est un signal global dû à l'accumulation d'un grand nombre de signaux de résonance provenant de noyaux excités répartis dans tout l'échantillon. Afin d'avoir accès à des informations concernant un point donné de l'échantillon, il convient de créer une dépendance spatiale du signal. Divers méthodes ont été développées dont la méthode, à l'heure actuelle la plus utilisée est la méthode appelée Zeugmatographie de Fourier (Figure I.19). Elle est basée sur une double transformation de Fourier du signal à l'aide de trois gradients de champs magnétique dont l'intensité varie d'une façon linéaire selon les trois directions de l'espace. Plus précisément un premier gradient (appelé gradient de coupe) est appliqué simultanément à l'onde radiofréquence. Cela conduit à la mise en résonance de tous les noyaux situés sur une même coupe de l'échantillon à l'exclusion des autres noyaux. Un second gradient (appelé gradient de phase) est appliqué un court instant avant l'enregistrement du signal. Il crée un déphasage des signaux de résonance dans une direction choisie du plan de coupe. Enfin la localisation spatiale du signal est obtenue en appliquant un troisième gradient (appelé gradient de lecture) pendant l'enregistrement du signal dans la direction orthogonale à celle du gradient de phase dans le plan de coupe.

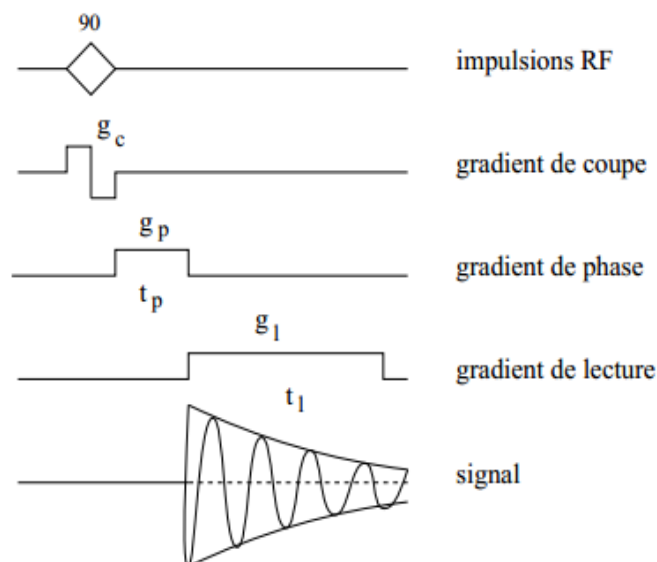


Figure I.19. La Zeugmatographie de Fourier

La relation de base du codage spatiale est la relation de Larmor. Par convention, c'est la direction (Oz) qui représente la direction de sélection de coupe. Ainsi, pour une position z , la fréquence de Larmor est donnée par :

$$f = \frac{\gamma B}{2\pi} \quad (I. 15)$$

Cette relation lie la fréquence de résonance d'une espèce nucléaire au champ magnétique appliqué B_0 . L'application d'une impulsion RF en présence d'un gradient constant permet de générer une aimantation transversale dans une tranche de l'échantillon sans perturber l'aimantation du volume extérieur à cette région. Le signal RMN ne proviendra alors que de la tranche excitée, il suffira alors de le localiser en deux dimensions [27]. La localisation spatiale du signal RMN passe par plusieurs étapes :

- Sélection du plan de coupe
- Codage par fréquence
- Codage par phase

I.4.2.1 SELECTION DU PLAN DE COUPE

La sélection d'un plan de coupe est réalisée par l'application d'un champ magnétique appelé gradient de coupe $\vec{G}_c(p)$. Dans certaines références, ce champ G_c ou G_s (s pour slice en anglais ou c pour coupe) en un point P de l'espace R^3 , a pour expression [28] :

$$\vec{G}_c(p) = g_c(n_c r \cos\theta)\vec{z} \quad (I.16)$$

Ou : $\vec{r} = \overrightarrow{OP}$

\vec{n}_c : Direction du gradient.

g_c : Intensité du gradient.

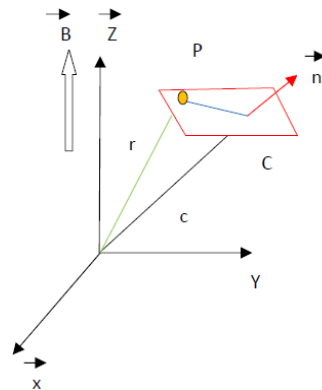


Figure I.20. Plan de coupe.

On considère le plan sur la figure I.20. Le point P est distant de c dans la direction \vec{n}_c . Le gradient G_c est toujours constant dans ce plan quelque soit la position de P dans ce plan. Le champ magnétique statique en tout point P de ce plan est constant car :

$$\vec{B}(p) = \vec{B}_0(p) + \vec{G}_c(p) \quad (I.17)$$

$$\vec{B}(p) = (B_0 + g_c c)\vec{z} \quad (I.18)$$

On peut aussi démontrer que la fréquence de Larmor des noyaux situés dans ce plan est la même (I.19).

$$f(p) = \frac{\gamma B(p)}{2\pi} = \frac{\gamma}{2\pi} (B_0 + g_c c) \tag{I.19}$$

Si on considère que le plan de coupe est perpendiculaire à l'axe \vec{z} , alors :

$$f(z) = f_0 + \frac{\gamma g_c z}{2\pi} \tag{I.20}$$

Cette dernière relation établit un lien entre le plan de coupe et la fréquence de résonance $f(z)$. Elle est à l'origine des coupes représentées sur l'image.

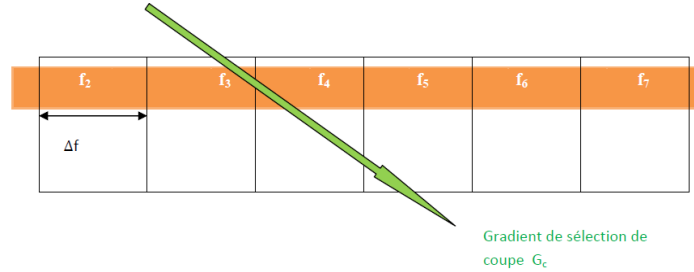


Figure I.21. Sélection d'une coupe dans un volume par une impulsion RF sélective de largeur de Bande Δf , couplée à un gradient de champ magnétique d'intensité G_c .

I.4.2.2 CODAGE PAR LA FREQUENCE

La sélection du plan de coupe n'est pas suffisante pour localiser le signal émis d'un noyau quelconque dans ce plan de coupe, il faut donc créer une relation entre la position des noyaux dans le plan de coupe et les différentes fréquences des signaux émis par ces noyaux dans le même plan. Cette dépendance en fréquence est créée par l'application d'un champ magnétique appelé gradient de lecture G_l ou dans certaines références Read gradient G_r . Si on considère que la direction du gradient de lecture est \vec{n}_l orthogonale à \vec{n}_c , alors pour un point P appartenant au plan de coupe, le champ magnétique associé au gradient de lecture vaut [28]:

$$\vec{G}_l(p) = g_l (\vec{n}_l \vec{r}) \vec{z} \tag{I.21}$$

Ou : $\vec{r} = \vec{OP}$

\vec{n}_l : Direction du gradient.

g_l : Intensité du gradient.

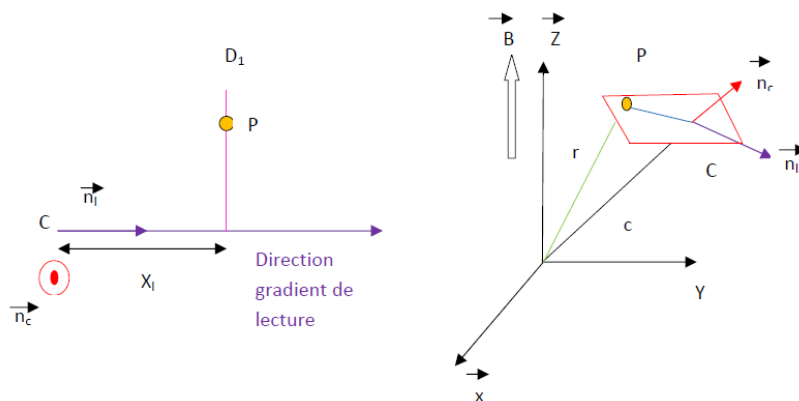


Figure I.22. Codage par la fréquence.

On considère une droite perpendiculaire à la direction n_1 et distante de x_l de C, origine de la coupe (Figure I.22). En tout point P de cette droite, la condition ci-dessous est vérifiée :

$$\vec{n}_l \overline{OP} = \vec{n}_l \overline{CP} = x_l \tag{I.22}$$

Le gradient de lecture est le même en tout point de cette droite et vaut :

$$\vec{G}_l(p) = g_l x_l \vec{z} \tag{I.23}$$

Le champ magnétique au moment de l'application de ce gradient vaut donc :

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{G}_l \tag{I.24}$$

Il faut rappeler que le gradient de coupe n'est alors plus appliqué. Aussi, la fréquence du signal de résonance émis depuis le point P du plan de coupe, est :

$$f(p) = \frac{\gamma}{2\pi} (B_0 + g_l x_l) \tag{I.25}$$

Pour les noyaux situés sur la même droite, cette fréquence est identique. Autrement dit, les signaux émis depuis chaque droite du plan de coupe orthogonale à la direction du gradient de lecture ont une fréquence différente.

I.4.2.3 CODAGE PAR LA PHASE

La création d'une dépendance du signal en fonction de la position sur chaque droite permet une localisation spatiale complète. Cela est permis par l'application d'un troisième gradient appelé gradient de phase G_p . Sa direction \vec{n}_p est perpendiculaire aux deux autres gradients, son expression est donnée par [28] :

$$\vec{G}_p(p) = g_p (\vec{n}_p \vec{r}) \vec{z} \tag{I.26}$$

g_p : intensité du gradient.

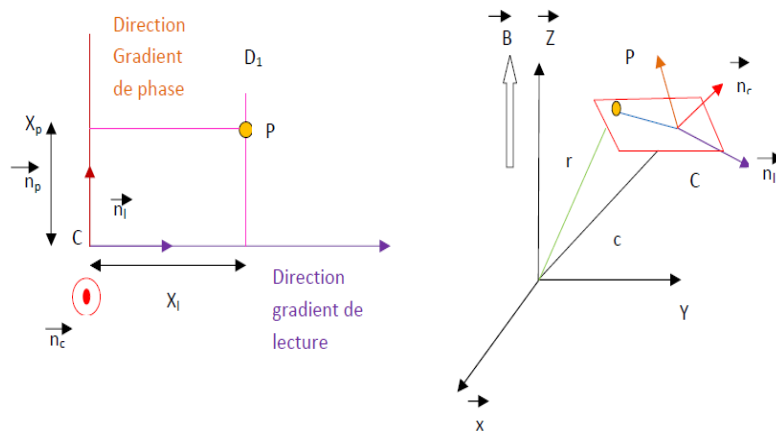


Figure I.23. Codage par la phase.

On considère la droite DP perpendiculaire à \vec{n}_p , située à une distance x_p du point C (Figure I.23). On a pour chaque point P de la droite DP :

$$\vec{n}_p \vec{r} = \vec{n}_p \overline{CP} = x_p \tag{I.27}$$

Le gradient de phase en tout point P de cette droite vaut donc :

$$\vec{G}_p(p) = g_p x_p \vec{z} \quad (I.28)$$

Ce gradient est appliqué pendant un temps t_p avant le commencement de l'enregistrement du signal. Le signal émis depuis un point P, situé à l'ordonnée x_p dans le repère (C, n_b, n_p, n_c) , acquiert alors, une phase :

$$\phi(p) = 2\pi f_1 t_p = \gamma g_p x_p t_p + (\gamma B_0 t_p) \quad (I.29)$$

L'encodage en phase est appliqué avant l'encodage en fréquence. Il permet un découpage en lignes, chacune de ces lignes ayant ainsi une phase $\phi(p)$. Le terme entre parenthèse étant constant on peut choisir l'origine de phase telle que :

$$\phi(p) = \gamma g_p x_p t_p \quad (I.30)$$

t_p : la durée d'application du gradient de phase.

I.4.3 L'ÉPAISSEUR DE COUPE

Pour obtenir l'image d'une coupe, il est nécessaire d'appliquer simultanément un gradient de coupe et une onde RF de pulsation f_c égale à la fréquence de Larmor des noyaux du plan tel que [28] :

$$f_c = \frac{\gamma}{2\pi} (B_0 + g_c c) \quad (I.31)$$

En réalité, il est impossible d'avoir une onde RF mono-fréquentielle, on émet un pulse de largeur de bande Δf_c autour de f_c , ce qui implique la mise en résonance de l'ensemble des noyaux ayant une fréquence de Larmor égale à l'une des fréquences dans l'intervalle (I.32) :

$$f_1 \in [f_c - \frac{\Delta f_c}{2}, f_c + \frac{\Delta f_c}{2}] \quad (I.32)$$

Puisque la fréquence de Larmor est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique, alors :

$$f_1 = \frac{\gamma}{2\pi} (B_0 + g_c c') \quad (I.33)$$

c' : est la coordonnée du point P dans la direction \vec{n}_c . De cette façon, on met en résonance tous les noyaux situés en des point de coordonnée c' vérifiant (I.34) :

$$\frac{2\pi f_1}{\gamma} g_c = c' \quad (I.34)$$

Avec : $f_1 \in [f_c - \frac{\Delta f_c}{2}, f_c + \frac{\Delta f_c}{2}]$

C'est-à-dire les noyaux situés dans une bande d'épaisseur :

$$e = \frac{2\pi \Delta f_1}{\gamma g_c} \quad (I.35)$$

I.4.4 ACQUISITION DES DONNEES IRM

L'imagerie par résonance magnétique, c'est-à-dire l'acquisition de données RMN avec une résolution spatiale du signal, est une application importante de la RMN. Le concept de

l'espace réciproque k de l'image, appelé espace de Fourier, permet une présentation unifiée de l'ensemble des techniques d'imagerie et facilite la compréhension du déroulement d'une séquence d'acquisition.

Pour des échantillons (ou une coupe) ne présentant qu'une seule fréquence de résonance, l'application d'un gradient qui est constant dans l'espace, introduit une relation entre la fréquence de résonance et les coordonnées spatiales \vec{r} . Le signal RMN $S(t)$, provenant d'un élément de volume $dv = dx dy dz$ de l'échantillon a alors pour expression, à l'instant t [29,30] :

$$dS(x, y, t) = \rho(x, y) e^{i\gamma(G_l x_l)t + i\gamma G_p x_p \tau_p} \quad (I.36)$$

$\rho(x,y)$ est la densité volumique de l'aimantation transversale disponible au moment de l'acquisition du signal. Ainsi, $\rho(x,y)$ est l'image de l'échantillon que l'on souhaite acquérir. On peut alors introduire le vecteur \vec{k} , appelé vecteur des fréquences spatiales, défini par (I.37) et (I.38) :

$$k_x(t) = \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^t G_l(\tau) d\tau \quad (I.37)$$

$$k_y(t) = \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^t G_p(\tau) d\tau \quad (I.38)$$

Le vecteur \vec{k} résume en quelque sorte, l'histoire des gradients jusqu'au moment t . Avec cette définition, on obtient alors l'expression générale du signal RMN détecté par les antennes provenant de tout l'échantillon dans le formalisme de l'espace \vec{k} :

$$s(k_x(t), k_y(t)) = \rho(x, y) e^{-i2\pi\gamma[x_l k_x(t) + x_p k_y(t)]} dx dy \quad (I.39)$$

$$s(\vec{k}) = \int I(\vec{r}) e^{i2\pi\vec{k}\vec{r}} d\vec{r} \quad (I.40)$$

Dans cette expression, il apparaît que $S(\vec{k})$ est la transformée de Fourier de l'image $I(\vec{r})$ qui s'exprime alors, grâce à la transformée de Fourier inverse, de la manière suivante :

$$I(\vec{r}) = \int s(\vec{k}) e^{-i2\pi\vec{k}\vec{r}} d\vec{k} \quad (I.41)$$

Cette équation construit un espace dont les coordonnées $k_x(t)$ et $k_y(t)$ sont des fréquences spatiales. La variable $\vec{k} = (k_x, k_y)^T$, représente la variable de Fourier associée à \vec{r} . Elle décrit ainsi, tout point de l'espace de Fourier de la même manière que \vec{r} décrit tout point de l'espace spatial que constitue l'image.

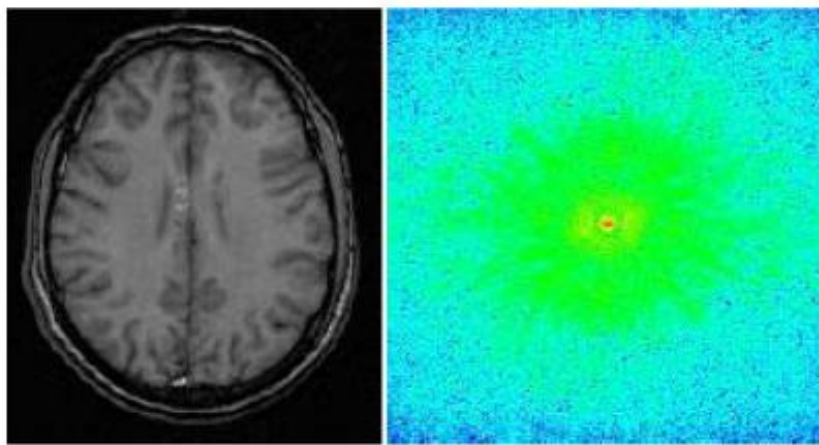


Figure I.24. Une même image est représentée dans l'espace spatial (gauche) et dans l'espace fréquentiel (droit). On note que dans l'espace fréquentiel la partie majeure du signal se trouve dans les basses fréquences spatiales proches du centre.

Cet espace est appelé espace- k ou espace de Fourier. En effet, il correspond à l'expression mathématique de la transformée de Fourier bidimensionnelle ($TF2D$) des aimantations locales. Ainsi, le module de la transformée de Fourier bidimensionnelle inverse va nous permettre de visualiser les aimantations à chaque position (Figure I.24) et d'obtenir une image IRM. Le principe de l'imagerie consiste à échantillonner l'espace de Fourier, c'est-à-dire à le parcourir à l'aide de gradients $G(t)$, tout en mesurant l'amplitude et la phase du signal. On constitue ainsi, une grille de mesures du signal en fonction de différentes fréquences spatiales échantillonnées. Cette image discrète qui représente l'objet dans l'espace de Fourier est ensuite transformée à l'aide d'une transformée de Fourier discrète bi- ou tridimensionnelle, pour obtenir l'image dans l'espace spatial. La densité de l'échantillonnage détermine le champ de vue (FOV , *Field of view*). La représentation d'une séquence d'acquisition par la trajectoire parcourue dans l'espace k permet d'illustrer facilement son fonctionnement.

I.4.5 LES SEQUENCES DE BASE EN IMAGERIE IRM

L'acquisition d'un signal en RMN est soumise à un programme bien particulier définissant le moment d'émission des ondes radiofréquences (RF), leurs durées, la puissance des gradients à appliquer au champ magnétique ...etc. Ce programme s'appelle une séquence. Il existe différentes séquences prédéfinies permettant chacune de mettre en évidence un phénomène particulier ou s'affranchir de certains problèmes. Les deux séquences principalement utilisées pour IRM sont l'écho de gradient et l'écho de spin.

I.4.5.1 ECHO DE GRADIENT

La plupart des séquences en imagerie parcourent l'espace k de manière cartésienne, ligne par ligne. L'acquisition d'une ligne de l'espace k dans le cas bidimensionnel est illustrée par le schéma de la figure I.25.

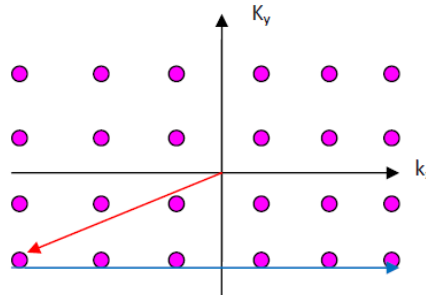


Figure I.25. Illustration d'une séquence de type écho de gradient : parcours dans l'espace k .

Dans des séquences dites d'*écho de gradient*, des gradients (de préférence forts et de courte durée) sont utilisés pour se déplacer rapidement vers le début d'une ligne de l'espace k -gradients représentés en gris clair dans la figure I.25. La ligne sélectionnée est ensuite échantillonnée en appliquant un gradient G_r (appelé *gradient de lecture*) selon l'axe x , tout en mesurant l'amplitude du signal. Pour obtenir une image de toutes les lignes de l'espace k , cette procédure est répétée pour différentes valeurs du gradient G_p (appelé *gradient d'encodage en phase*). Le temps entre deux impulsions RF successives est appelé *Temps de Répétition (TR)* [31].

I.4.5.2 ECHO DE SPIN

Dans des séquences de type *écho de spin*, une impulsion RF d'un angle de basculement π est utilisée pour refocaliser les déphasages dus aux hétérogénéités du champ statique. Si l'impulsion RF de refocalisation a lieu à $TE/2$ après l'impulsion initiale, l'écho de spin apparaît à TE après l'impulsion initiale (figure I.26) [31].

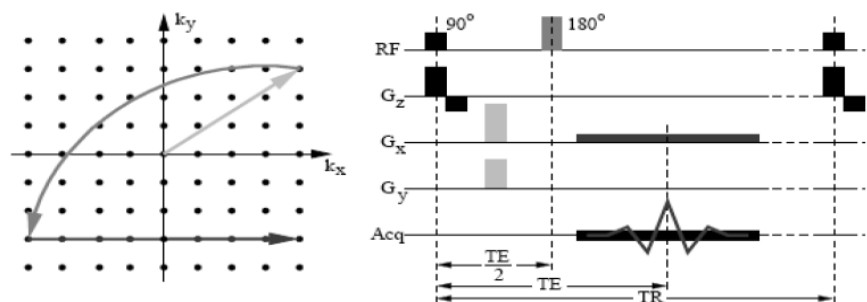


Figure I.26. Illustration d'une séquence de type écho de spin. Image de gauche : parcours dans l'espace k . Image de droite : déroulement de la séquence d'acquisition.

I.4.6 LES SEQUENCES d'ACQUISITION RAPIDE

L'acquisition d'une image en utilisant une séquence d'écho de gradient classique avec un $TR=1s$ dure une seconde par ligne d'espace k (1 min pour une image à 64 lignes). Dans le but d'accélérer l'acquisition des images, un grand nombre de séquences d'imagerie rapide a été développé. Nous décrirons dans ce qui suit trois séquences d'imagerie rapide: FLASH, EPI et PRESTO. Elles sont basées, comme de nombreuses autres séquences rapides, sur trois principes d'accélération [32-34] :

- L'acquisition partielle des données dans l'espace k en exploitant la symétrie hermitienne du signal.
- Le raccourcissement du temps de répétition entre deux impulsions RF en utilisant des petits angles de basculement (FLASH).
- La diminution du nombre d'impulsions RF par l'acquisition de plusieurs lignes de l'espace k suite à chaque impulsion (EPI, PRESTO).

I.4.6.1 FLASH

L'acronyme FLASH signifie *Fast Low Angle Shot*, séquence d'acquisition rapide utilisant des *petits* angles de basculement, décrit bien le principe de cette séquence à écho de gradient, qui consiste à répéter rapidement des impulsions RF à faible angle de basculement. Une image à 64 lignes peut typiquement être acquise en moins de 2 s avec une séquence FLASH [32]. Pour pouvoir réaliser des temps d'écho et de répétition très courts, la symétrie hermitienne du signal dans l'espace k peut être exploitée. Il est ainsi possible de n'acquérir qu'une partie (mais au moins la moitié) de l'espace k et de reconstruire la partie manquante à partir des données acquises.

I.4.6.2 EPI

La séquence EPI (*Echo Planar Imaging*) a été proposée par Mansfield (1977). Cependant, les instruments pour utiliser cette séquence en routine, notamment les gradients forts à temps de commutation très court, n'ont été disponibles que bien plus tard [32]. Le principe de la séquence EPI est l'acquisition de plusieurs lignes ou toutes les lignes de l'espace k suite à une seule impulsion RF, on parle de séquence EPI version dite *single shot* ou séquence EPI version dite segmentée ou *multi-shots* (Figure I.27) [33].

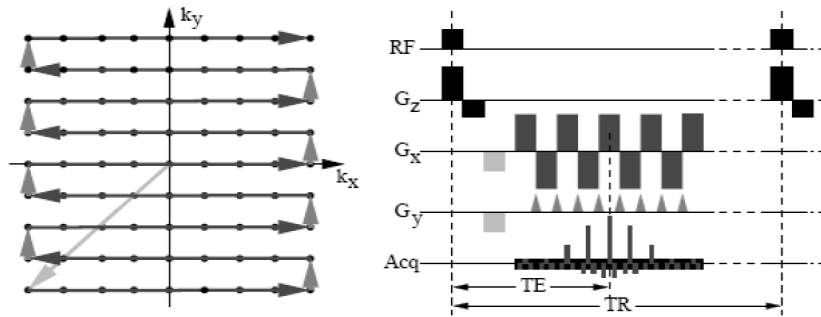


Figure I.27. Illustration d'une séquence de type EPI pour une version dite *single shot*, où toutes les lignes de l'espace k sont acquises suite à une seule impulsion RF. Image de gauche : parcours dans l'espace k . Image de droite : déroulement de la séquence d'acquisition.

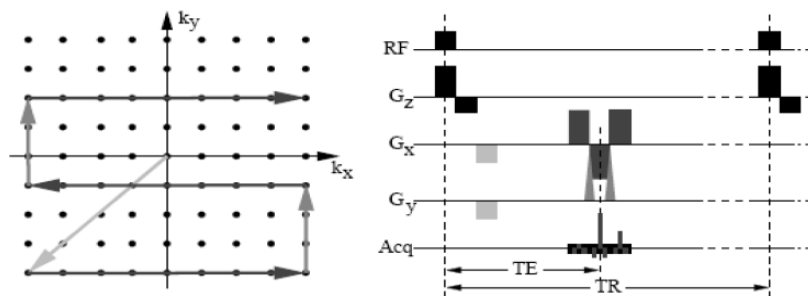


Figure I.28. Illustration d'une séquence de type EPI pour une version dite *segmentée*, où seulement une partie des lignes de l'espace k sont acquises suite à une impulsion RF. La séquence montrée est répétée (ici, trois fois en total), avec différentes valeurs du gradient G_p initial, pour acquérir toutes les lignes.

I.4.6.3 PRESTO

La séquence PRESTO (*combining PRinciples of Echo-Shifting with a Train of Observations*) permet d'utiliser le laps de temps non utilisé en EPI segmenté entre l'impulsion RF et le début de l'acquisition de données. Cette séquence a la particularité de réaliser un TR plus court que le TE , c'est-à-dire qu'il y a une nouvelle impulsion RF, alors que le signal provenant de l'aimantation transversale créée par l'impulsion précédente n'a pas encore été acquis. Ceci est rendu possible grâce à la forme particulière du gradient de sélection de tranche [34].

I.5 INSTRUMENTATION

La figure I.29 illustre les différents composants d'un imageur à résonance magnétique.

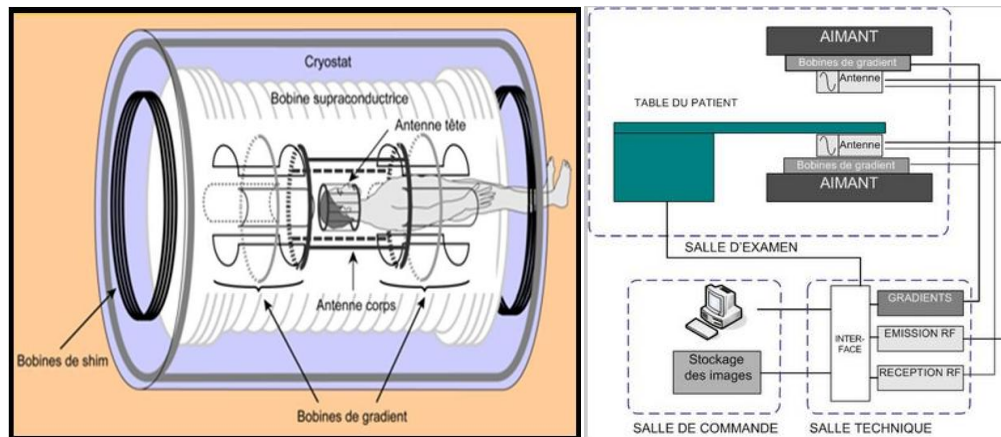


Figure I.29. Eléments constitutif d'un imageur IRM

Cet appareil est formé par un tunnel cylindrique aimanté qui sert de support à des bobines de gradient de champ magnétique, la superposition des champs magnétiques créés par les bobines de gradient permet un codage spatiofréquentiel du tissu biologique à imager. Des antennes (résonateurs) radiofréquences permettent successivement l'excitation des morceaux de tissus biologiques et la détection des signaux émis par ces derniers, une chaîne d'acquisition permet le décodage de ces signaux et la formation des images RMN.

I.5.1 L'AIMANT PRINCIPAL [10]

L'aimant principal permet de créer le champ magnétique statique à l'origine d'une aimantation macroscopique mesurable.

I.5.1.1 TYPES D'AIMANTS

C'est principalement le type et la forme de l'aimant principal qui vont déterminer la forme de l'IRM : IRM fermée de type tunnel ou IRM ouverte (Figure I.30).



a) IRM fermée

b) IRM ouverte

Figure I.30. Structure d'un système IRM.

Les aimants les plus couramment employés sont des électro-aimants supraconducteurs (Figure I.31). Ils sont constitués par une bobine rendue supraconductrice grâce à un refroidissement par l'hélium liquide, entouré d'azote liquide. Ils permettent d'obtenir des champs magnétiques intenses et homogènes mais sont chers et doivent être entretenues régulièrement (recharge de la cuve d'hélium notamment).

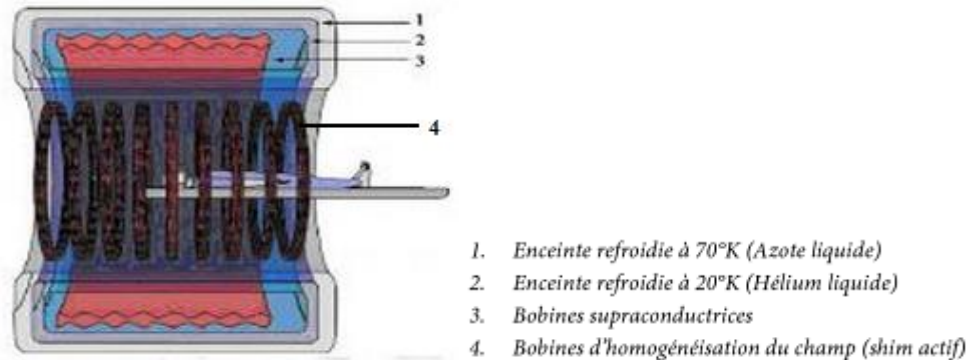


Figure I.31. Schéma en coupe d'un IRM à aimant supraconducteur.

Les aimants supraconducteurs disposent de systèmes de sécurité en cas de perte de supraconductivité, associée à un réchauffement et évaporation de l'hélium liquide qui se transforme en un très grand volume d'hélium gazeux (Quench) : conduite d'évacuation des gaz, surveillance du pourcentage d'oxygène et de la température dans l'enceinte de l'IRM, ouverture de la porte vers l'extérieur (surpression à l'intérieur de la salle). Il existe en effet un risque de brûlure par le froid et d'asphyxie en cas de Quench.

Ces aimants fonctionnent en permanence. Afin de limiter les contraintes d'installation de l'aimant, l'appareillage comprend un blindage passif (métallique) ou actif (bobine supraconductrice externe dont la direction du champ est opposée à celle de la bobine interne) pour limiter l'extension des lignes de champ magnétique vers l'extérieur.

Pour les IRM à bas champ, on utilise également :

- Des électro-aimants résistifs, moins chers et d'entretien plus aisé que les aimants supraconducteurs, ils sont beaucoup moins puissants, consomment plus d'énergie et nécessitent un système de refroidissement.
- Des aimants permanents, de forme variable, composés d'éléments métalliques ferromagnétiques. Ils ont l'avantage d'être peu coûteux et d'entretien facile, mais ils sont par contre très lourds et de faible intensité.

Afin d'obtenir un champ magnétique le plus homogène possible, il est impératif de réaliser un réglage fin de l'aimant (« shimming »), soit passif à l'aide de pièces métalliques déplaçable, soit actif grâce à de petites bobines électromagnétiques réparties dans l'aimant.

I.5.1.2 CARACTERISTIQUES DE L'AIMANT PRINCIPAL

Les caractéristiques essentielles d'un aimant principal sont :

- Son type, comme vu précédemment.
- L'intensité du champ produit, mesuré en Tesla (T). En pratique clinique, elle varie entre 0.2 et 3.0 T. On recherche des aimants ayant des intensités 7 T voire de plus 11 T sont utilisés.
- Son homogénéité.

I.5.2 LES BOBINES DE GRADIENT DE CHAMP [10]

I.5.2.1 ELEMENTS CONSTITUTIFS DES GRADIENTS

Les gradients du champ magnétique sont nécessaires au codage spatial du signal. Ils doivent réaliser une variation linéaire de l'intensité du champ magnétique le long d'une direction de l'espace. Cette variation d'intensité de champ magnétique s'ajoute au champ magnétique principal, ce dernier étant bien plus puissant. Elle est créée par des paires de bobines, disposées dans chacune des directions de l'espace (Figure I.32).

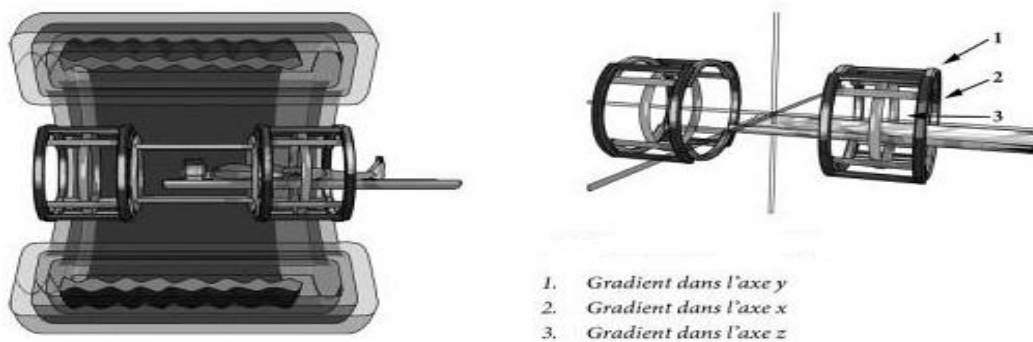


Figure I.32. Bobines de gradients.

La direction du champ magnétique n'est pas modifiée. En s'additionnant à B_0 , ils entraînent une variation d'amplitude du champ magnétique total qui est linéaire, dans la direction où ils sont appliqués (Figure I.33). On peut considérer que leur action est homogène sur un plan qui est perpendiculaire à la direction d'application. Cela modifie la fréquence de précession des protons, proportionnellement à l'intensité du champ magnétique auquel ils sont soumis (conformément à l'équation de Larmor, plus le champ est intense plus ils précessent plus vite). Cette variation de fréquence de précession est également responsable d'une variation et d'une dispersion des phases des spins.

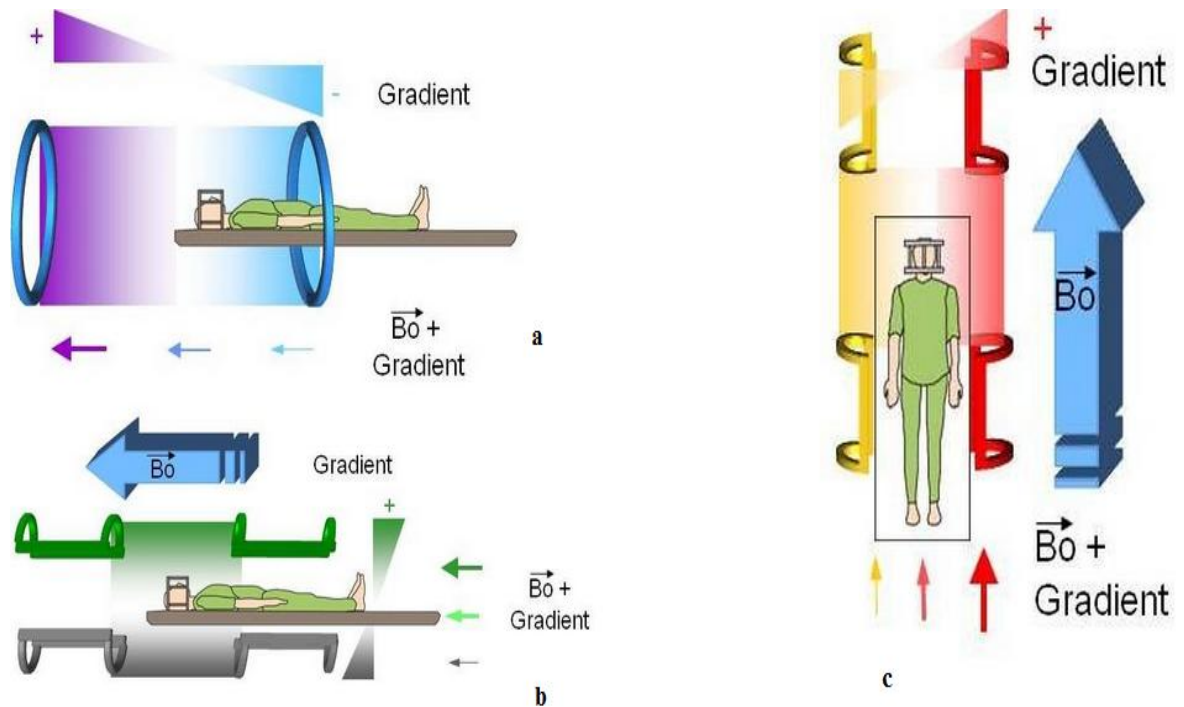


Figure I.33. Variations de champ provoqués par des gradients dans les directions z en a), y en b) et x en c).

I.5.2.2 CARACTERISTIQUES DES GRADIENTS

Les performances des gradients sont en rapport avec :

- Leur amplitude maximale (variation de champ magnétique en mT/m) qui détermine la résolution spatiale maximale (épaisseur de coupe et champ de vue).
- Leur pente, qui correspond à leur rapidité de commutation, une forte pente est nécessaire pour basculer rapidement les gradients et permettre les séquences d'imagerie ultra rapide de type écho planar (EPI).
- Leur linéarité, qui doit être la plus parfaite possible au sein du champ d'exploration.

I.5.2.3 LES COURANTS DE FOUCAULT

Lors des montées et descentes des gradients, des courants induits peuvent se créer dans les matériaux conducteurs à proximité des bobines de gradients (enveloppe cryogénique, fils électrique, antennes, bobines d'homogénéisation...). Ces courants induits (courant de Foucault, Eddy current) vont s'opposer au champ des gradients et dégrader leur profil.

Pour lutter contre ces courants induits, plusieurs méthodes sont employées (Figure I.34 et Figure I.35) :

- Le blindage actif des bobines de gradient.

- L'optimisation du profil du courant électrique envoyé aux bobines de gradient lors de la montée et de la descente afin de compenser les courants de Foucault.

Par ailleurs, les commutations de gradients sont à l'origine des forces de Lorentz qui entraînent des vibrations des bobines de gradients et de leurs supports. Ces vibrations sont la principale source du bruit caractéristique de l'IRM.

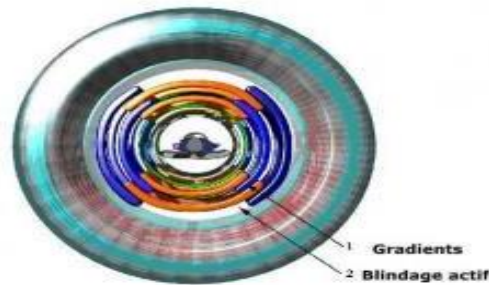


Figure I.34. Blindage actif des bobines de gradient.

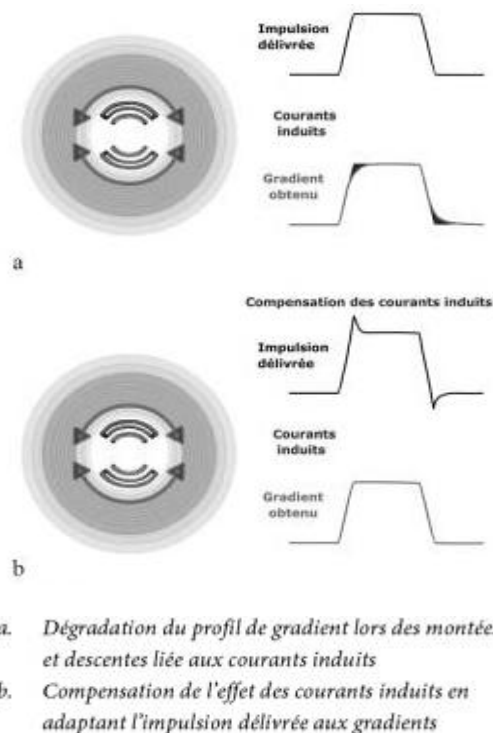


Figure I.35 : Impulsions et réponse des gradients.

I.5.3 CHAINE RADIOFREQUENCE [10]

I.5.3.1 ELEMENTS DE LA CHAINE RADIOFREQUENCE

La chaîne radiofréquence comprend l'ensemble des nombreux éléments participant à l'émission et la réception des ondes radiofréquences, qui interviennent dans l'excitation des noyaux, la sélection des coupes, lors de l'application des gradients et à l'acquisition du signal.

Les antennes sont un élément déterminant de la performance de la chaîne radiofréquence (Figure I.36). En émission, l'objectif est de délivrer une excitation uniforme dans tout le volume exploré. En réception, les antennes doivent être sensibles et avoir le meilleur rapport signal/bruit possible.

Une IRM contient en générale une antenne « corps entier », à l'intérieur de la coque et couvrant l'ensemble du volume de façon homogène.

Les antennes de surface, placées au contact de la zone d'intérêt, ont un volume sensible plus restreint en profondeur et plus hétérogène, mais offrent un meilleur rapport signal/bruit et des possibilités d'imagerie à plus haute résolution. La combinaison d'antennes de surfaces en réseau phasé améliore l'homogénéité et le volume sensible tout en conservant l'avantage d'un meilleur rapport signal/bruit, au prix d'un traitement des signaux plus complexe. Les antennes en quadrature disposent de deux canaux perpendiculaires, ce qui permet d'obtenir une meilleure réception, et aussi d'optimiser l'émission RF et la dose d'énergie RF déposée dans le patient. En fonction des constructeurs et du type d'antenne, certaines antennes peuvent être émettrices, réceptrices ou assurer ces deux fonctions à la fois. La chaîne radiofréquence comprend aussi les analogique-numérique et le spectromètre pour le recueil et l'analyse du signal.

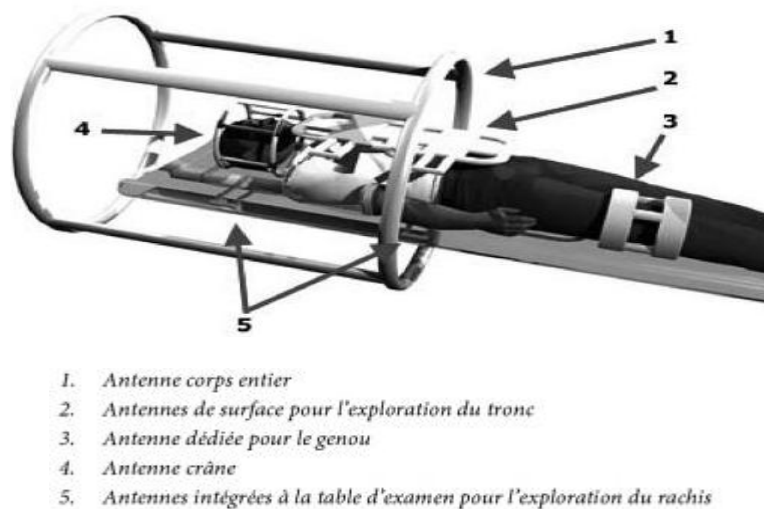


Figure I.36 : Représentation schématique des différentes antennes.

I.5.3.2 OPTIMISATION DE LA CHAÎNE RADIOFREQUENCE

L'optimisation de la chaîne radiofréquence est réalisée en plusieurs étapes, de façon automatisée, avant d'effectuer une séquence d'imagerie :

- Réglage de la fréquence de Larmor exacte, qui est légèrement modifiée du fait de la présence du patient dans le champ magnétique.

- Réglage de la puissance en émission, fonction du poids du patient et de l'antenne d'émission, afin d'obtenir des angles de bascule souhaités.
- Ajustement du gain en réception, pour éviter une saturation du signal ou à l'opposé, une mauvaise amplification responsable d'une dégradation du rapport signal/bruit.

I.5.3.3 CAGE DE FARADAY

La fréquence de résonance des protons étant très proche de celle des ondes utilisées en radiophonie publique et la bande FM, l'appareil d'IRM est placé dans une cage de Faraday pour l'isoler des signaux RF extérieurs qui pourraient altérer le signal.

La cage de Faraday en cuivre, englobe complètement l'IRM. Les ouvertures à travers cette cage doivent être étudiées de façon spécifique pour éviter d'annihiler l'efficacité du blindage.

I.5.4 INFORMATIQUE[10]

La coordination des différentes étapes de l'examen et des séquences, le spectromètre, la reconstruction des images et leur post-traitement sont contrôlés par un système informatique interne et par les consoles d'acquisition et de post-traitement.

La rapidité de traitement et l'ergonomie sont les critères de performance essentiels de l'équipement informatique d'un appareillage IRM.

I.6 LA SONDE

La sonde joue un rôle primordial dans le domaine de l'imagerie médicale et dans les expériences RMN. Cette sonde cœur du spectromètre est un circuit résonant constitué d'un élément selfique que nous appellerons par abus de langage résonateur ou antenne, d'un élément assurant l'accord du circuit et d'un élément d'adaptation qui peut être inductif ou capacitif. L'intérêt du résonateur réside dans le fait de convertir partiellement ou totalement l'énergie électrique en énergie magnétique. L'élément selfique d'une sonde RMN est actuellement réalisé à partir de lignes de transmission ordinaires telles que par exemple la ligne coaxiale (coaxial resonator) [11], la ligne en anneau fendu blindée (split ring resonator) [12] ou à partir de lignes de transmission multifilaires telles que par exemple la ligne cage d'oiseau blindée (birdcage resonator) [13], la ligne à bandes symétriques blindée (slotted tube resonator) [14], la ligne à bandes symétriques elliptiques blindée (slotted elliptical resonator) [15],...etc.

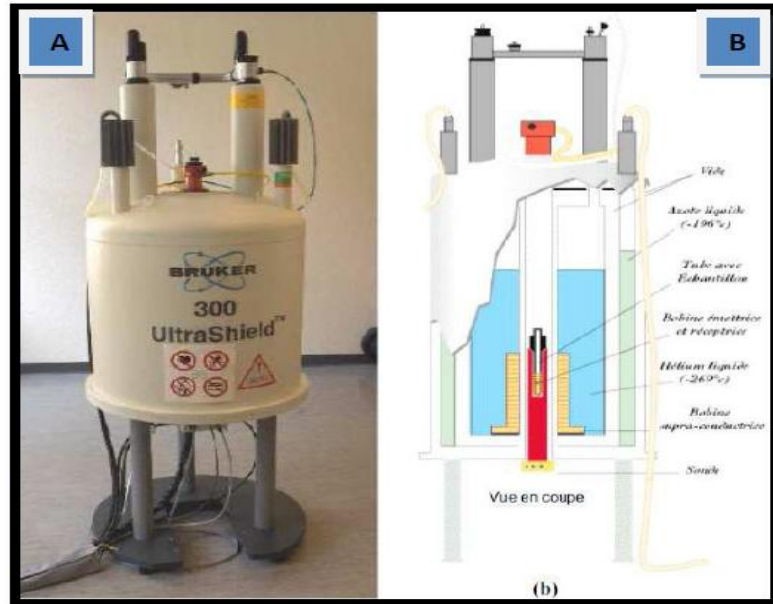


Figure I.37. Sonde RMN à haute résolution.

La sonde est l'interface entre l'échantillon et l'IRM système. Ce circuit joue un rôle déterminant en émission et en réception. Dans un premier temps, la sonde permet lors du passage d'un courant la création d'un champ magnétique radiofréquence B_1 uniforme tournant à la fréquence de Larmor, perpendiculaire au champ B_0 statique pour exciter les spins de l'échantillon à analyser. Dans un deuxième temps lors de la réception, elle permet la détection d'un courant sous l'influence de l'aimantation tournante pour recueillir la réponse de cette excitation (signal RMN) qui nécessite des conditions expérimentales très rigoureuses. Donc nous avons besoin d'un dispositif résonnant capable de convertir totalement l'énergie électrique en énergie magnétique. Autrement dit ; pour la production optimale du champ magnétique et une meilleure acquisition de la réponse, il est impératif de concevoir des sondes à coefficient de qualité aussi grand que possible.

La sonde RMN est constituée de trois circuits principaux (figure I.37) :

- Un élément selfique dont la fonction est de générer le champ radiofréquence B_1 pour irradier l'échantillon placé en son sein.
- Un élément capacitif pour réaliser la condition de résonance.
- Enfin un élément selfique ou capacitif assurant l'adaptation de la sonde avec les autres blocs du spectromètre durant les phases d'émission et de réception.

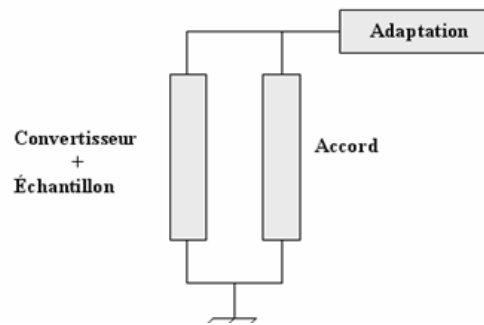


Figure I.38. Synoptique de la sonde RMN.

I.6.1 TRANSMISSION, RECEPTION ET RECIPROCITE [16]

La loi d'Ampère stipule qu'un courant traversant un fil crée un champ magnétique :

$$\frac{1}{\mu_0} \oint_C B dl = \int_S J dS \quad (I.42)$$

C'est le principe selon lequel une sonde d'émission RF crée un champ magnétique. La sonde est conçue pour produire une répartition de courant J pour générer un champ magnétique uniforme sur le volume d'intérêt.

Pendant la réception, le champ magnétique tournant généré par l'échantillon induit une force électromotrice ξ dans la bobine de réception via induction Faraday :

$$\xi = \oint_C E dl = - \frac{d}{dt} \int_S B dS \quad (I.43)$$

Une sonde de réception est généralement conçue pour avoir une sensibilité uniforme sur le volume d'intérêt.

Il ya une similitude frappante entre le problème de l'émission et de la réception, qui est incarné par le principe de réciprocité. Il indique que la sensibilité d'une sonde à un emplacement particulier est donné par le champ qui serait générer à cet endroit par un courant unitaire hypothétique traversant la sonde [17, 18].

Comme discuté dans la section (I.3.1.2), les spins ne sont influencés que par le champ magnétique tournant dans le même sens que leur précession.

Envisager une sonde hypothétique qui génère un champ magnétique polarisé parfaitement linéaire :

$$B_1 = B_1 \cos \omega t \hat{x} \quad (I.44)$$

Ce champ peut être décomposé en deux composantes de rotation inverse. En utilisant la notation complexe :

$$\hat{B}_1 = \frac{1}{2} (B_1 e^{i\omega t} + B_1 e^{-i\omega t}) \quad (I.45)$$

Où $B_{1x} = \text{Re}[\hat{B}_1]$ et $B_{1y} = \text{Im}[\hat{B}_1]$. La composante $B_1 e^{i\omega t}$, tournant dans le même sens de rotation que la précession, provoque une nutation, tandis que la composante $B_1 e^{-i\omega t}$ est gaspillée.

Plus généralement, une sonde va générer le champ magnétique elliptique.

$$B_1 = \text{Re}[(\hat{B}_{1x}\hat{x} + \hat{B}_{1y}\hat{y})e^{i\omega t}] \quad (I.46)$$

La composante z du champ B_1 est petite par rapport à B_0 et peut donc être négligé.

L'équation (I.46) peut être séparée en deux éléments :

$$\hat{B}_1^+ = \frac{1}{2}(\hat{B}_{1x} + i\hat{B}_{1y})e^{i\omega t} \quad (I.47)$$

$$\hat{B}_1^- = \frac{1}{2}(\hat{B}_{1x} - i\hat{B}_{1y})^* e^{-i\omega t} \quad (I.48)$$

Où \hat{B}_1^+ et \hat{B}_1^- sont les champs magnétiques tournant respectivement dans le même sens et le sens opposé que la direction de précession nucléaire. Parce que les spins sont influencés par le champ magnétique tournant dans le même sens que leur précession, seule la composante \hat{B}_1^+ va causée la nutation. Le principe de réciprocité est basé dans le référentiel fixe. Lors de l'utilisation de détection sensible à la phase en quadrature, le signal reçu est détecté dans le référentiel tournant. Un effet surprenant du référentiel tournant est que lorsque la nutation du spin dépend de la composante du champ \hat{B}_1^+ tournant dans le même sens que la rotation de précession, le signal reçu dépend du champ de contre-rotation \hat{B}_1^- [18]. A basse fréquence, où la phase du signal ne varie pas de façon significative sur le volume de l'échantillon, les composantes positives et négatives du champ tournant sont pratiquement identiques. À plus haute fréquence, cependant, les champs \hat{B}_1^+ et \hat{B}_1^- diffèrent de manière significative, et il a été clairement démontré que la sensibilité de réception en effet dépend de la composante de champ tournant négativement [19].

I.6.2 RESONANCE

Toutes les sondes RF sont des structures résonantes, mais la raison de la résonance est subtile. La sonde est un inducteur, conçu pour créer ou être sensible à, un champ magnétique. L'énergie stockée dans le champ magnétique créé par un courant I passant à travers une inductance L est :

$$U = \frac{1}{2}LI^2 \quad (I.49)$$

Où I est le courant de crête. C'est l'énergie disponible dans la sonde à partir de l'expérience RMN. La sonde n'est pas une inductance pure, mais possède également la résistance R . Il dissipe donc de l'énergie par l'intermédiaire de chauffage ohmique :

$$W = \frac{1}{2} RI^2 \quad (I.50)$$

Où I est de nouveau le courant de crête. L'efficacité d'une sonde est mesurée par le rapport de l'énergie stockée et de l'énergie dissipée :

$$Q = 2\pi \frac{\text{énergie stockée pic}}{\text{énergie dissipée par cycle}} \quad (I.51)$$

Où Q est une quantité sans dimension appelé le coefficient de qualité ou facteur Q. En substituant l'équation (I.49) et (I.50) dans l'équation. (I.51) on aura :

$$Q = \frac{U\omega}{W} = \frac{L\omega}{R} \quad (I.52)$$

Un inducteur n'est pas par lui-même résonant; l'addition de la capacité à la sonde permet d'avoir un circuit résonnant. Le signal RMN induit une force électromotrice dans la sonde, ce qui est la tension mesurée directement aux bornes de la sonde (Figure I.39a). L'ajout d'un condensateur à travers la sonde crée un circuit résonnant parallèle (Figure I.39b). A la résonance, la tension V aux bornes du condensateur est [20] :

$$V = \xi Q \quad (I.53)$$

La sensibilité de la sonde au champ magnétique n'a pas changé. Cependant, le signal détectable à travers la sonde augmente d'un facteur Q. La fréquence de résonance du circuit est :

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (I.54)$$

Où L est l'inductance de la sonde et C est la valeur de la capacité du condensateur, choisi pour résonner le circuit à la fréquence de Larmor.

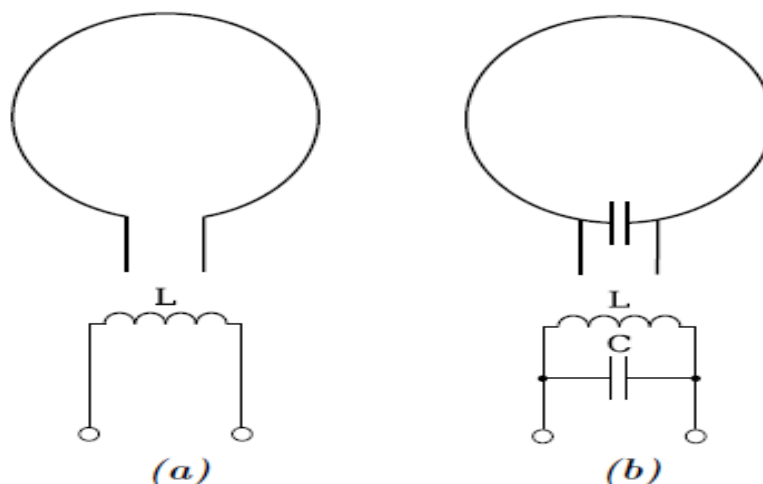


Figure I.39. Une sonde RF simple et son circuit équivalent: a) la sonde dans l'isolement n'est pas résonante; b) l'addition d'un condensateur forme un circuit résonnant parallèle.

La plupart des modèles de sondes pratiques utilisent plusieurs condensateurs répartis autour du circuit. Ceci est fait pour produire une distribution plus uniforme du courant dans la sonde, et donc produire un champ magnétique B_1 plus uniforme. Ceci réduit également le champ électrique produit par la sonde, ce qui est important pour réduire le SAR.

Le facteur Q peut également être défini en termes de la largeur du pic de résonance :

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (I.55)$$

Où f_0 est la fréquence de résonance et Δf est la bande passante -3 dB. Cette méthode fournit un moyen simple et pratique pour mesurer Q .

Une sonde RF a typiquement un coefficient de qualité Q à vide élevé, qui tombe par un facteur de cinq ou plus, lorsque la sonde est chargée [21, 22]. La baisse est importante, ce qui indique que la sonde est couplée à l'échantillon. Si une sonde n'est pas bien couplée à l'échantillon, il ne sera pas générer un champ d'excitation forte à l'intérieur, et ne sera pas sensible au signal qu'il génère RMN [17]. Souvent, à la fois le Q à vide et chargé sont important pour une sonde.

I.7 BANDE ISM [23, 24]

I.7.1 DEFINITION DE LA BANDE ISM

La bande radio industriel, scientifique et médical (bande ISM) fait référence à un groupe de bandes de radio ou de parties du spectre radio qui sont internationalement réservé à l'usage de la fréquence radio (RF) destiné aux exigences scientifiques, médicales et industrielles plutôt que pour les communications, sans demande d'autorisation auprès des autorités. Ce sont des bandes dont l'utilisation est gratuite mais elles sont cependant réglementées au niveau de la puissance d'émission maximum des équipements, de la largeur du canal utilisée par ceux-ci ou même de la durée d'utilisation.

I.7.2 REGLEMENTATION

Les Bandes ISM sont généralement des bandes de fréquences ouvertes, qui varient selon les régions et les permis. En Europe, l'utilisation de ces bandes de fréquences est alors régie par la directive R&TTE. Aux USA, l'utilisation de ces bandes de fréquences est régie par la FCC Part 15.

Il existe plusieurs bandes de fréquences disponibles, pour des équipements non spécifiques, allant de 6,7 kHz à plus de 24 GHz. En Europe, les bandes de fréquences ISM sont définies dans le tableau 2 de l'EN 55011, dont les limites d'émission sont à l'étude ou sans restriction :

Gamme de fréquences		Bande passante	Fréquence centrale
6.765 MHz	6.795 MHz	30 kHz	6.780 MHz
13.553 MHz	13.567 MHz	14 kHz	13.560 MHz
26.957 MHz	27.283 MHz	326 kHz	27.120 MHz
40.660 MHz	40.700 MHz	40 kHz	40.680 MHz
433.05 MHz	434.79 MHz	1.74 MHz	433.920 MHz
902 MHz	928 MHz	26 MHz	915.000 MHz
2.4 GHz	2.5 GHz	100 MHz	2.450 GHz
5.725 GHz	5.875 GHz	150 MHz	5.800 GHz
24 GHz	24.25 GHz	250 MHz	24.125 GHz
61 GHz	61.5 GHz	500 MHz	61.250 GHz
122 GHz	123 GHz	1 GHz	122.500 GHz
244 GHz	246 GHz	2 GHz	245.000 GHz

Tableau I.2. Les bandes ISM définies par l'UIT-R

La figure I.40 illustre la répartition des bandes ISM en France et en Europe.

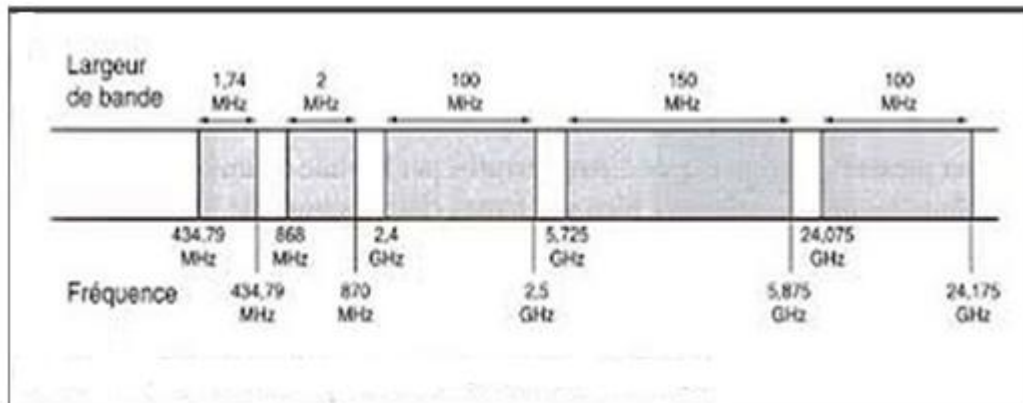


Figure I.40. Répartition des bandes ISM en France et en Europe.

Aux États-Unis, trois bandes ont été définies sans licence : elles sont connues sous l'appellation : des bandes ISM. Les trois bandes ISM sont :

- 900 MHz (902-928 MHz)
- 2.4 GHz (2.4-2.4835 GHz)
- 5 GHz (5.15-5.35 GHz et 5.725-5.825 GHz)

Et chacune d'elles possède ses propres caractéristiques. Les fréquences les plus basses offrent une portée plus importante mais avec une largeur de bande plus faible, et par conséquent, des débits de données inférieurs. Les fréquences les plus élevées ont une portée plus limitée et sont susceptibles d'une plus grande atténuation en présence des objets solides [25]. La figure I.41 illustre la répartition des bandes ISM aux États-Unis.

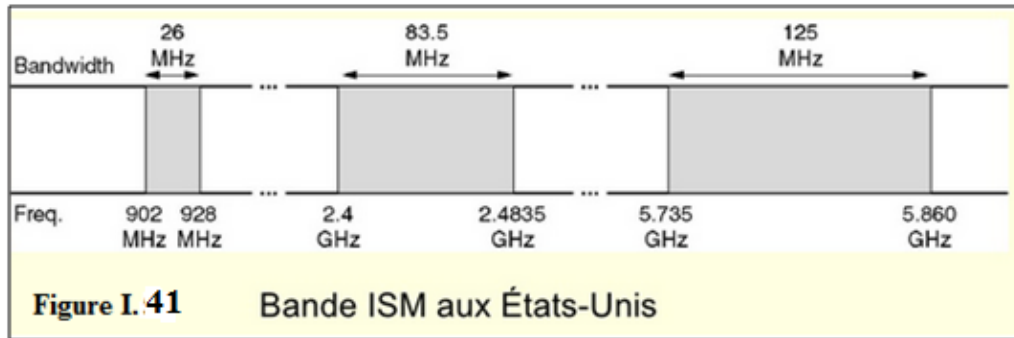


Figure I.41 : Bande ISM aux Etats-Unis.

I.8 CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons donné certaines généralités sur le phénomène RMN. Une meilleure compréhension du phénomène, passe nécessairement par l'emploi d'équations complexes. Nous nous sommes ensuite intéressés à l'obtention de la forme du signal de l'aimantation \vec{M} qui sera par la suite le signal de référence pour l'obtention de l'image. Le phénomène de la résonance magnétique, les phénomènes de relaxation $T1$, $T2$, et la libre précession ont été abordés. Localiser un signal de résonance est une tâche très importante en IRM. Une description détaillée des différents composants d'un système RMN a été introduit en se focalisant sur l'étude de la sonde qui joue un rôle primordiale dans l'émission et la réception du signal RMN.

Dans le chapitre suivant, nous allons présenter la théorie de base de l'analyse des lignes de transmission multifilaires et les méthodes de résolutions numériques de différents problèmes posés pour pouvoir les utiliser dans les chapitres qui suivent afin de concevoir des sondes RMN à forts coefficient de qualité et fonctionnant à très hautes fréquences. Un organigramme utilisant la méthode des moments a été établi permettant de calculer les paramètres électromagnétiques (EM) des différentes structures étudiées. Ces lignes de transmissions sont de formes complexes et n'admettent pas une solution analytique exacte pour ses grandeurs EM. Par conséquent l'utilisation d'un autre outil numérique en parallèle avec la méthode des moments s'avère nécessaire. Dans ce but la méthode des éléments finis a été employée.

Chapitre II

METHODES

NUMERIQUES DE

RESOLUTION

II.1 INTRODUCTION

Jusqu'à récemment, les sondes RF ont été conçues en utilisant une combinaison de circuits à constantes localisées et l'étude quasi-statique [21, 39]. Cela fonctionne de manière fiable à faible champ, où la longueur d'onde à la fréquence de fonctionnement est beaucoup plus grande que les dimensions de l'échantillon, mais elle diverge à une longueur d'onde plus courte.

Avant le développement des ordinateurs, l'analyse et la conception de dispositifs et de structures électromagnétiques (EM) étaient en grande partie expérimentale. Une fois que l'ordinateur numérique et les langages tels que FORTRAN et PASCAL sont arrivés, les gens ont immédiatement commencé à les utiliser pour aborder les problèmes EM qui ne pouvaient être résolus analytiquement. Cela a conduit à une vague de développement dans un domaine maintenant appelé l'électromagnétisme en calcul (Computation Electromagnetic Modelling (CEM)). Beaucoup de techniques puissantes d'analyse numérique ont été développés dans ce domaine au cours des 50 dernières années.

Bien que les données tirées de mesures expérimentales soient inestimables, l'ensemble du processus peut être coûteux en termes d'argent et de la main-d'œuvre nécessaire à faire le travail de la machine, le montage, et les mesures. L'un des pulsions fondamentales derrière les algorithmes électromagnétisme fiables est la capacité à simuler le comportement des dispositifs et des systèmes avant qu'ils ne soient effectivement construits.

Cela permet à l'ingénieur de s'engager dans des niveaux de personnalisation et d'optimisation qui seraient laborieux, voire impossible, si c'est fait expérimentalement. La CEM permet également de fournir des connaissances fondamentales sur les problèmes EM par la puissance de calcul et la visualisation de l'ordinateur, ce qui en fait l'un des domaines les plus importants de l'ingénierie aujourd'hui.

La Modélisation se basant sur le calcul EM numérique a commencé à la fin de 1960 avec l'algorithme de la méthode des différences finies de Yee (Finite Difference Time Domain (FDTD)) [40] et la méthode des moments (MoM) introduit par Harrington [41]. La méthode des éléments finis (MEF) a été initialement utilisée pour l'analyse structurelle [42], mais appliqué à des problèmes EM en 1971 [43]. Johns a introduit la méthode des lignes de transmission (TLM) en 1974 [44]. A cette époque les ressources informatiques ont été extrêmement limitées de façon que, seules les simulations les plus simples pourraient être tentées. Au milieu des années 1980, la puissance de l'informatique avait atteint le stade où des modèles plus réalistes pourraient être utilisés, ouvrant la possibilité de simuler les interactions

EM avec le corps humain, par exemple l'exposition aux ondes radio (10kHz-10MHz) [45], hyperthermie (1 GHz) [46].

L'avènement de l'informatique a contribué au développement de méthodes numériques visant à prédire le comportement des structures complexes avec des modèles rigoureux. Ces derniers sont basés sur les équations qui régissent le champ EM et qui ont été établies par Maxwell au XIX siècle. La préoccupation a longtemps porté sur la recherche de solutions de ces équations en présence de géométries quelconques.

Dans la phase de conception, l'utilisation de simulateur EM se révèle primordiale pour réduire les coûts liés aux-maquettes et aux mesures. En effet, ils sont capables de prendre en compte tous les effets EM, du moins de façon la plus rigoureuse possible.

Par conséquent, ils doivent intervenir dans la boucle d'une procédure d'optimisation débouchant sur une solution optimale d'un dispositif. Cependant, les ordinateurs ont une puissance de calcul limitée et le coût de calcul croit de façon rapide avec la taille des structures étudiées. Certes, nous vivons une croissance de calcul des ordinateurs qui pour l'instant double tous les six mois. Malheureusement, cette croissance est toujours compensée par l'augmentation de la complexité des structures à étudier.

La résolution des équations de Maxwell est l'objectif commun de toutes les méthodes numériques. En fait, il se trouve que souvent ces équations sont d'abord manipulées pour déboucher sur une équation mieux adaptée au type de problème. Ensuite, elle sera résolue par l'application d'une méthode numérique. Par conséquent, les avantages d'une méthode par rapport à d'autres dépendent beaucoup du type de problème à résoudre. Principalement, la complexité de la géométrie, les effets non linéaires, la taille de la structure relativement à la longueur d'onde, sont des critères qui vont influencer sur son choix. De plus, l'excitation et la grandeur ou le paramètre désiré (distribution des champs, rayonnement lointain, etc.) sont aussi des facteurs importants.

Le très large éventail de problèmes EM a conduit au développement de nombreux algorithmes CEM différents, chacun avec ses propres avantages et ses limites. Ces algorithmes sont généralement classés comme soi-disant «basse fréquence» ou «exacte» et "Approximative" ou "haute fréquence" et d'autres sont sous-classés en temps ou en fréquence.

Les techniques numériques utilisées dans les outils de simulation EM sont aussi nombreuses que variées. Parmi toutes les techniques, on peut citer parmi les méthodes fréquentielles la méthode des moments (MoM), la méthode des éléments finis (MEF) et parmi les méthodes temporelles la méthode des lignes de transmission (TLM), et la méthode des intégrations finis (FIT) utilisée (par exemple) par le logiciel (CST) microwave studio.

L'objectif de ce paragraphe est de présenter les différentes méthodes numériques mises en jeu dans cette thèse pour concevoir des sondes utilisées dans des systèmes IRM.

II.2 METHODES D'ANALYSE NUMERIQUES

II.2.1 METHODE DES ELEMENTS FINIS (MEF)

La méthode des éléments finis est conceptualisée par A. Hrennikoff et R. Courant dans les années 1940 pour résoudre des problèmes de mécanique de structures [60]. Quelques années plus tard, elle est introduite en électromagnétisme pour résoudre l'équation de Maxwell. C'est un outil mathématique qui résout de manière discrète les équations aux dérivées partielles. De manière générale, l'équation porte sur une fonction spécifique définie sur un domaine et comporte des conditions aux bords permettant d'assurer existence et unicité de la solution.

Plusieurs premiers projets appliquant la CEM à la conception de sonde RF, utilisaient la méthode des éléments finis (MEF) [47, 48, 49]. La méthode des éléments finis est basée sur l'optimisation d'une fonction par rapport à une variable donnée. Dans la modélisation EM, la fonction est habituellement choisie pour être le lagrangien, et la variable correspondante peut être le champ électrique E , le potentiel scalaire ϕ , ou le potentiel vecteur A [47]. L'espace du modèle est discrétisé en utilisant un non uniforme maillage tétraédrique. Le potentiel scalaire et le vecteur à travers chaque élément sont alors estimés à l'aide d'une fonction d'interpolation, pour produire un ensemble d'équations linéaires, qui sont résolues en utilisant toute une gamme de méthodes numériques classiques [50].

La méthode des éléments finis (MEF) est une technique largement répandue dans de nombreux domaines de la physique pour résoudre des problèmes décrits par des équations aux dérivées partielles. En dépit de son histoire relativement récente, la méthode des éléments finis est devenue l'une des méthodes numériques les plus puissantes couvrant un vaste domaine d'application. Mathématiquement, elle utilise une approche variationnelle qui consiste à rechercher une solution approchée de la solution exacte sous la forme d'un champ défini par morceaux sur des sous-domaines.

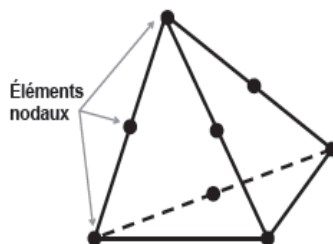


Figure II. 1 Cellule de maillage de la MEF

Les cellules de maillage sont généralement des tétraèdres (Figure II.1) dans lesquels on suppose une variation linéaire des champs. Les champs sont déterminés à chaque nœud ou éléments nodaux par la résolution d'un système d'équations aux valeurs propres.

II.2.1.1 PARAMETRES MATRICIELS PRIMAIRES DES LIGNES DE TRANSMISSION [61]

On considère un ensemble de $(N + 1)$ conducteurs (Figure II.2). Dans le cas où l'ensemble des lignes n'est pas blindé, un des conducteurs sert de référence (masse), sinon le blindage lui même est la masse.

Le système de ligne est placé dans un milieu diélectrique inhomogène de permittivités $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots$ avec $\epsilon_1 = \epsilon_{r1} \cdot \epsilon_0, \epsilon_2 = \epsilon_{r2} \cdot \epsilon_0$.

Où $\epsilon_{r1}, \epsilon_{r2}, \dots$ sont les permittivités relatives des diélectriques et ϵ_0 est la permittivité du vide

$$(\epsilon_0 = 8.8542 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}).$$

La perméabilité du diélectrique est celle du vide c'est-à-dire μ_0 ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$).

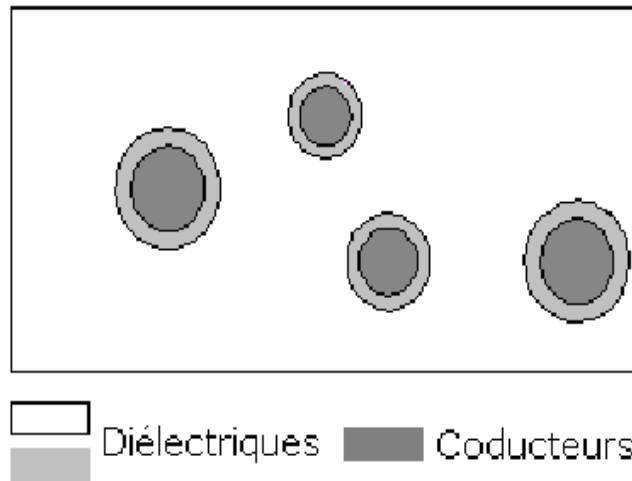


Figure II. 2 Section transversale d'une structure de ligne de transmission multifilaire.

Les propriétés EM de cette structure peuvent être décrites en termes de paramètres primaires $[L], [C], [R]$ et $[G]$ qui représente respectivement les matrices inductance, capacité, résistance et conductance.

$$\text{Où : } [L] = \begin{bmatrix} l_{11} & \dots & l_{1N} \\ \vdots & & \vdots \\ l_{N1} & \dots & l_{NN} \end{bmatrix}, [C] = \begin{bmatrix} c_{11} & \dots & c_{1N} \\ \vdots & & \vdots \\ c_{N1} & \dots & c_{NN} \end{bmatrix}$$

$$[R] = \begin{bmatrix} r_{11} & \dots & r_{1N} \\ \vdots & & \vdots \\ r_{N1} & \dots & r_{NN} \end{bmatrix}, [G] = \begin{bmatrix} g_{11} & \dots & g_{1N} \\ \vdots & & \vdots \\ g_{N1} & \dots & g_{NN} \end{bmatrix}$$

Pour ces matrices, les coefficients sont obtenus en résolvant un problème de champ statique à deux dimensions, basé sur l'équation de **Laplace** [62-64] :

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(\epsilon \nabla_t V(x, y)) &= 0 \\ V &= V_0, \text{ sur la surface du } i^{\text{ème}} \text{ conducteur} \\ V &= 0, \text{ sur tous les autres conducteurs} \end{aligned} \quad (\text{II. 1})$$

La première étape de la MEF consiste à représenter avec précision la section transversale du domaine de la solution par un ensemble de formes de base appelées éléments finis (figure II.3). L'utilisation du maillage triangulaire minimise considérablement l'erreur de discrétisation comparativement aux mailles quadrangulaires.

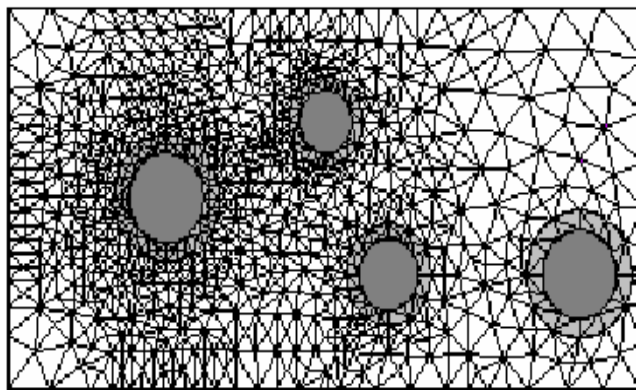


Figure II. 3 Maillage à éléments finis triangulaires de la ligne multifilaire.

Le principal avantage de la MEF est de permettre une excellente description de la ligne multifilaire grâce à un maillage variable qui autorise un affinement au niveau des zones sensibles.

La solution de l'équation (II.1) représente la distribution du potentiel V aux différents nœuds de maillage de la structure. Dans ce qui suit, nous présentons la méthode de calcul des coefficients des matrices $[L]$, $[C]$, $[R]$ et $[G]$.

II.2.1.1.1 CALCUL DE LA MATRICE DE CAPACITE $[C]$

Si un générateur est placé entre la ligne et la masse, les courants et les charges sont excités dans la masse et dans la ligne. La variation du courant induit une force électromotrice dans tous les conducteurs, et induit un couplage EM entre ces conducteurs.

Le couplage capacitif est décrit par l'équation électrostatique suivante :

$$\begin{aligned} q_1 &= c_{11} \cdot V_1 + c_{12} \cdot V_2 + \dots + c_{1N} \cdot V_N \\ q_2 &= c_{21} \cdot V_1 + c_{22} \cdot V_2 + \dots + c_{2N} \cdot V_N \\ &\vdots \\ q_N &= c_{N1} \cdot V_1 + c_{N2} \cdot V_2 + \dots + c_{NN} \cdot V_N \end{aligned} \quad (\text{II. 2})$$

Où

q_1, q_2, \dots, q_N sont les charges par unité de longueur (Coulomb/m) dans les conducteurs.

V_1, V_2, \dots, V_N sont les potentiels (en Volt) entre les conducteurs et la référence.

$c_{11}, c_{12}, \dots, c_{NN}$ sont les capacités par unité de longueur (F/m).

La charge par unité de longueur dans la masse est : $-(q_1 + q_2 + \dots + q_N)$. Pour calculer les coefficients de capacité, on porte le conducteur 1 au potentiel V_1 , et le reste des conducteurs au potentiel 0. Il vient :

$$c_{11} = q_1/V_1, c_{21} = q_2/V_1, \dots, c_{N1} = q_N/V_1$$

Si $V_1 > 0$ et $q_1 > 0$ alors $c_{11} > 0$, d'où : $c_{m1} < 0, m = 2, \dots, N$ (puisque ces conducteurs sont portés au potentiel nul).

De façon générale, on porte à chaque fois le conducteur k (k variant de 1 à N) à un potentiel V_k et le reste des conducteurs à 0, et on détermine les coefficients c_{mk} et tous les coefficients $c_{kk}, m = 1, \dots, N$.

Les coefficients de capacité dépendent de la forme de la ligne, du diélectrique et des permittivités.

Le système d'équation (II.2) peut être écrit sous forme matricielle suivante :

$$[Q] = [C]. [V] \quad (II.3)$$

Où

$$[Q] = [q_1 \quad q_2 \quad \dots \quad q_N]^T \quad (II.4)$$

$$[V] = [V_1 \quad V_2 \quad \dots \quad V_N]^T \quad (II.5)$$

$[Q]$ est le vecteur de charge par unité de longueur.

$[V]$ est le vecteur potentiel.

$[C]$ est la matrice des coefficients de capacité par unité de longueur.

Les termes diagonaux représentent les capacités des lignes et les autres termes représentent les capacités de couplage entre deux lignes (m, n) de valeur $-c_{mn}\Delta x$. Ces capacités provoquent une chute de tension le long de la ligne de transmission.

II.2.1.1.2 CALCUL DE LA MATRICE D'INDUCTANCE [L]

On considère dans ce cas le couplage inductif. La variation du courant (i_1, i_2, \dots, i_N) dans les conducteurs et dans la masse ($i_1 + i_2 + \dots + i_N$) induit un champ électrique (force électromotrice), suivant la loi de Faraday qu'on peut écrire :

$$\begin{aligned} e_1 &= -l_{11} \frac{\partial i_1}{\partial t} - \dots - l_{1N} \frac{\partial i_N}{\partial t} \\ e_2 &= -l_{21} \frac{\partial i_1}{\partial t} - \dots - l_{2N} \frac{\partial i_N}{\partial t} \\ &\dots \\ e_N &= -l_{N1} \frac{\partial i_1}{\partial t} - \dots - l_{NN} \frac{\partial i_N}{\partial t} \end{aligned} \quad (II.6)$$

Où

$l_{11}, l_{12}, \dots, l_{NN}$ Sont les inductances par unité de longueur (H/m) des lignes de transmission.

Par conséquent, l'équation (II.6) peut être écrite sous la forme matricielle suivante :

$$[E] = -[L] \cdot \partial [I] / \partial t \quad (II.7)$$

Où

$$[E] = [e_1 \quad e_2 \quad \dots \quad e_N]^T \quad (II.8)$$

$$[I] = [i_1 \quad i_2 \quad \dots \quad i_N]^T \quad (II.9)$$

[E] est le vecteur de force électromotrice induite par unité de longueur (Volt/m).

[I] est le vecteur courant (en Ampère).

[L] est la matrice d'inductance par unité de longueur (H/m). Ses termes diagonaux représentent les inductances propres des lignes et les autres termes correspondent aux inductances mutuelles entre ces lignes. Dans le cas où les fréquences sont très élevées et les pertes sont négligeables, tous ces termes sont positifs [2].

Dans le circuit électrique équivalent, l'effet inductif dans une ligne de transmission de longueur Δx est modélisé par l'introduction d'une inductance dans chaque ligne (d'induction $l_{mm} \Delta x$) et toutes ces inductances sont mutuellement couplées.

Si on suppose les diélectriques, des lignes de transmission, non-magnétique alors leur perméabilité est celle du vide et la matrice [L] ne dépend pas des propriétés diélectriques. En supposant également la matrice capacité [C₀] celle de la ligne fictive (le diélectrique remplacé par le vide), l'analyse du mode TEM permet d'écrire :

$$[L] \cdot [C_0] = \varepsilon_0 \mu_0 \quad (II.10)$$

Ainsi on détermine la matrice [C₀] par l'analyse du problème électrostatique de la ligne fictive et on calcule ensuite la matrice [L] par :

$$[L] = (1/v_0)^2 \cdot [C_0]^{-1} \quad (II.11)$$

Où

$v_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$: Est la vitesse de l'onde dans le vide.

L'analyse électrostatique permet aussi de déterminer la densité de courant de surface (\vec{J}_s) par la relation :

$$\vec{J}_s = v_0 \cdot \rho_{s0} \cdot \vec{U}_x \quad (II.12)$$

ρ_{s0} : Est la densité de charge de surface.

\vec{U}_x : Est le vecteur unitaire de la direction longitudinale des lignes.

II.2.1.1.3 CALCUL DE LA MATRICE DE RESISTANCE [R]

Dans le cas des lignes avec pertes, les pertes de conduction dépendent du courant de conduction et par conséquent de la profondeur de pénétration δ (effet de peau) exprimée par la relation suivante :

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu f \sigma}} \quad (II.13)$$

Où σ est la conductivité du conducteur et f est la fréquence de travail.

Dans ce cas, les pertes sur le conducteur sont évaluées par la méthode des perturbations [65]. Cette méthode consiste en premier lieu, à supposer que la ligne est sans pertes, pour déterminer la distribution du courant de surface J_s à partir des solutions électrostatiques de la ligne fictive où le diélectrique est remplacé par le vide suivant la relation (II.12). Puis en introduisant les pertes, la puissance P_c dissipée par unité de longueur par le conducteur sera calculée par la relation (II.14).

$$P_c = \oint_{c_0} R_s |J_s|^2 dl \quad (II.14)$$

R_s : Est la résistance de surface du conducteur, donnée par :

$$R_s = \sqrt{\frac{\pi \mu f}{\sigma}} \quad (\Omega) \quad (II.15)$$

c_0 : Indique le contour total de tous les conducteurs.

Dans le circuit électrique équivalent, les pertes de conduction dans les lignes de transmission de longueur Δx sont modélisées par des résistances en série dans chaque ligne et des résistances traduisant le couplage mutuel. Ces résistances contribuent à la chute de tension le long de la ligne.

L'évaluation de la matrice [R] est basée sur l'équation (II.14) et sur l'expression :

$$P_c = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N r_{mn} |I_m| |I_n| \quad (II.16)$$

Où I_m est le courant du $m^{\text{ième}}$ conducteur.

En supposant $I_1 = 1A$ et tous les autres courants nuls, sachant que $P_c = r_{11} |I_1|^2$, on détermine r_{11} . On répète la même procédure pour évaluer r_{mm} pour $m = 2, \dots, N$. Puis on prend $I_1 = I_2 = 1A$, et tous les autres courants nuls. Sachant que $r_{12} = r_{21}$, on a dans ce cas $P_c = r_{11} |I_1|^2 + 2r_{12} |I_1| |I_2| + r_{22} |I_2|^2$ (car $r_{12} = r_{21}$). Connaissant tous les paramètres de cette équation, on détermine alors r_{12} . On répète la même procédure pour évaluer toutes les autres

paires de courant I_m et I_n ($m \neq n$) pour obtenir le reste des éléments de la matrice [R] qui est proportionnelle à \sqrt{f} à cause de la relation (II.15).

La matrice [R] est assimilée à une matrice d'inductance interne [L_i] telle que :

$$\omega[L_i] = [R] \quad (II.17)$$

Où $\omega = 2\pi f$.

La matrice [L_i] est additionnée à la matrice [L] par unité de longueur.

II.2.1.1.4 CALCUL DE LA MATRICE DE CONDUCTANCE [G]

Si les diélectriques ont des propriétés magnétiques, les pertes magnétiques incluent une perméabilité complexe et une permittivité complexe. L'analyse électrostatique conduit à une matrice capacité complexe. L'inversion de cette matrice suivant la relation (II.11), engendre une partie réelle contribuant à la matrice capacité, et une partie imaginaire générant la matrice conductance (inverse d'une résistance).

La permittivité diélectrique complexe s'écrit :

$$\varepsilon_c = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \varepsilon_r \varepsilon_0 [1 - tg(d)] \quad (II.18)$$

$tg(d) = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}$: Est la tangente de perte du matériau.

L'analyse électrostatique d'une telle structure conduit à une matrice capacité complexe par unité de longueur:

$$[C_c] = [C] - j \frac{[G]}{\omega} \quad (II.19)$$

[G] est la matrice de conductance par unité de longueur.

La matrice [G] dépend de la fréquence selon la relation : $G = tg(d)C\omega$ pour une ligne à mode TEM. Quand les pertes de conduction dominant dans le diélectrique, la matrice [G] est pratiquement indépendante de la fréquence, par contre quand les pertes de polarisation dominant, la matrice [G] varie linéairement avec la fréquence.

Dans le circuit électrique équivalent, les pertes diélectriques sont modélisées par des conductances mutuelles entre chaque deux lignes, et entre chaque ligne et la masse. Les pertes diélectriques contribuent à la chute de courant.

L'organigramme simplifié permettant le calcul des paramètres EM des lignes de transmission est représenté sur la figure II.4.

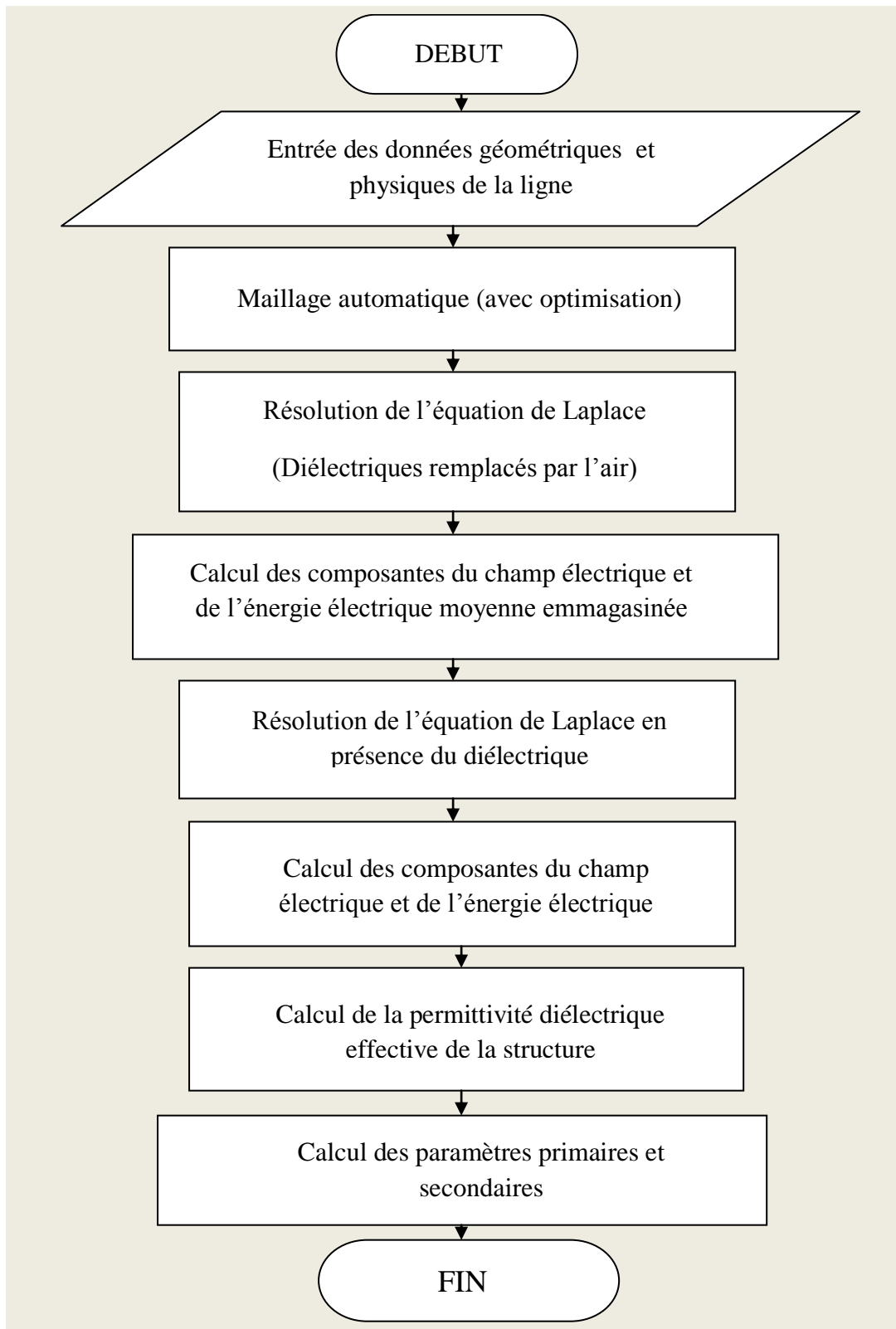


Figure II. 4 Organigramme simplifié permettant le calcul des paramètres EM des lignes de transmission.

II.2.2 METHODE DES MOMENTS

La méthode des Moments est une technique numérique qui permet de résoudre efficacement le système d'équations intégrales en le transformant en un système matriciel résolu par ordinateur [36]. Elle est basée sur le critère de nullité d'une fonctionnelle constituée à partir d'une intégrale des résidus, dus à la différence entre la solution approximative et la solution exacte, pondérés par des fonctions de test. La fonction de test est exprimée sous forme de série de fonctions de base connues dont les coefficients de pondération sont déterminés en résolvant le système linéaire.

Le choix de la procédure de résolution est, en général, dicté par la taille des matrices à traiter et la nature du calculateur dont on dispose. Le choix des fonctions de base et de test dépend du problème EM considéré et de la précision souhaitée, elles doivent être dérivables et intégrables en fonction de l'opérateur de l'équation.

La méthode des moments (MoM), la première fois introduit par Harrington en 1967 [41], est une méthode intégrale qui calcule les champs EM reposé sur le courant s'écoulant dans un modèle. Le champ électrique produit par un courant peut s'écrire sous la forme suivante :

$$E(r) = -i\omega A(r) - \nabla\Phi(r) \quad (II.20)$$

Où

$$A(r) = \mu_0 \int_c I(r') G(r, r') dl' \quad (II.21)$$

Et

$$\Phi(r) = \frac{i}{\omega\epsilon_0} \int_c \frac{dl(r')}{dl'} G(r, r') dl' \quad (II.22)$$

Où C désigne la voie de courant et $G(r, r')$ est la fonction de l'espace libre Vert [52]. Les effets de la permittivité et la conductivité peuvent être modélisés par l'ajout d'un «volume courant équivalent» qui génère une composante supplémentaire du champ électrique [51]. Le chemin de courant est ensuite discrétisé en un certain nombre de petits segments et le courant comme un ensemble étendu de fonctions de base. La solution aux équations discrétisées peut alors s'écrire en termes d'une matrice d'équations, dont la solution est obtenue en inversant la matrice. Comme la matrice est généralement de grande taille, le seul moyen pratique d'effectuer l'inversion est d'utiliser une méthode itérative [53].

Comme une méthode intégrale, la MoM est bien adaptée à la modélisation des champs générés par des structures complexes de sonde, en utilisant relativement peu de calculs. Il est moins bien adapté à la modélisation de grands échantillons diélectriques, très hétérogènes tels que la tête humaine. Compte tenu de cela, une technique hybride a été employée dans laquelle

la MoM est utilisée pour calculer les courants de surface de la sonde, et puis en utilisant FDTD pour calculer les champs EM à l'intérieur d'un modèle de la tête [56, 54, 55].

II.2.2.1 EVALUATION NUMERIQUE DES PARAMETRES PRIMAIRES PAR LA METHODE DES MOMENTS [58,59]

Les matrices [L], [C], [R] et [G] sont déterminés à partir de l'analyse électrostatique de deux systèmes. Le premier système coïncide avec la ligne de transmission et de son analyse résulte [C], [G]. Le deuxième système est obtenu en substituant le diélectrique de la ligne par le vide et son analyse conduit à [L], [R].

L'analyse numérique par la méthode des moments (MoM) est la même pour les deux systèmes. On commence par la formulation du problème (équations intégrales) pour l'ensemble des charges libres et des charges aux limites du diélectrique, puis la résolution du problème pour déterminer la distribution de charge et enfin la détermination des paramètres primaires [57], [36].

La méthode des moments est une méthode qui résout les équations intégrales de la forme :

$$\int_a^b h(x')G(x, x')dx' = g(x) \quad (II.23)$$

La variable $h(x')$ est la source au point x' qui produit une quantité $g(x)$ au point x ; $G(x, x')$ est le noyau de l'équation intégrale.

La fonction $h(x')$ est approximée par une somme de constantes :

$$h(x') \approx \sum_{n=1}^N Q_n f_n(x) \quad (II.24)$$

Les Q_n sont des constantes représentant les inconnues. Dans notre cas c'est la valeur des charges par unité de longueur qu'on doit déterminer; $f_n(x)$ est une fonction qui détermine la distribution ou la forme des constantes sur les segments.

Supposons que la ligne de transmission multifilaire étudiée a trois diélectriques différents (Figure II.5). L'un d'eux est de permittivité ϵ_1 , l'autre est de permittivité ϵ_2 , tandis que le diélectrique dans l'espace restant est le vide (de permittivité ϵ_0).

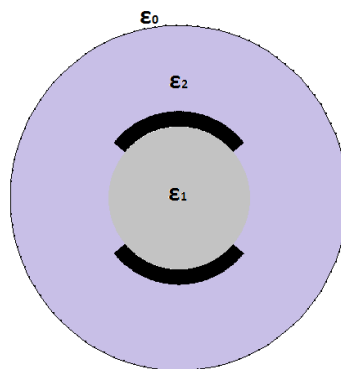


Figure II. 5 Section transversale d'une ligne de transmission multifilaire.

Les conducteurs de la ligne sont à un certain potentiel par rapport au conducteur de référence (le blindage), et les charges libres sont situées sur les surfaces conductrices. L'objectif est de trouver la répartition de ces charges.

II.2.2.1.1 EQUATIONS INTEGRALES DE LA DISTRIBUTION DE CHARGES

L'influence des diélectriques sur le champ électrique et le potentiel peuvent être complètement décrites par l'influence de charges aux limites du diélectrique situé dans le vide. Ainsi, le champ électrique et le potentiel sont les mêmes dans la ligne de transmission multifilaire d'origine et dans la ligne équivalente où les diélectriques sont remplacés par des charges aux limites dans le vide.

Tout d'abord, un ensemble d'équations intégrales sont formulés pour la distribution de charge. Une partie de cet ensemble est fondés sur les conditions aux limites pour les conducteurs. Le potentiel électrostatique V de chaque conducteurs peut être exprimée en termes de la densité de surface des charges libres et aux limites par :

$$V(r) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_C \rho_{st}(r') \log \frac{K}{|r-r'|} dl \quad (II.25)$$

Où

r est la position du vecteur champ (le point où le potentiel est évaluée), r' est la position de vecteur du point de source (le point où les charges sont situés), $\rho_{st} = \rho_s + \rho_{sb}$ est la densité de charge totale, ρ_s est la densité de charges libres, ρ_{sb} est la densité de charges aux limites, dl est l'élément du conducteur ou diélectrique limitant contour (C'), V est le potentiel du conducteur, et K est une constante arbitraire.

Pour les conducteurs internes et le blindage, on formule une équation de la forme (II.25); chacune de ces équations est une équation intégrale pour la densité des charges totale.

Pour vérifier la condition de la conservation de l'énergie on a :

$$\int_C \rho_{st} dl = 0 \quad (II.26)$$

qui est une autre équation intégrale qui doit être satisfaite par les charges.

Le deuxième système d'équation intégrale est obtenu en se basant sur la condition aux limites de la composante normale du champ électrique à l'interface des deux diélectriques.

Considérons une interface entre deux diélectriques, de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 , respectivement. Les conditions aux limites exigent que :

$$E_1 \bar{n} \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_2} = \frac{\rho_{st}}{\epsilon_0} \quad (II.27)$$

Où

E_1 : Est le champ électrique sur la limite du premier diélectrique.

\vec{n} : Est le vecteur normal à la surface de séparation orienté du second diélectrique vers le premier diélectrique.

Le champ électrique de l'expression (II.27) peut être exprimé par la relation suivante :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{grad}(V) \quad (II.28)$$

Le potentiel V formulé dans l'équation (II.27), est introduit dans la relation (II.28) pour aboutir à une équation intégrale en ρ_{st} de la forme :

$$\frac{(\epsilon_{r1}-\epsilon_{r2})}{2\pi\epsilon_0} V.P \int_c \rho_{st}(r') \frac{(r-r') \cdot \vec{n}}{|r-r'|^2} dl + \frac{\epsilon_{r1}+\epsilon_{r2}}{2\epsilon_0} \rho_{st}(r) = 0 \quad (II.29)$$

Où

\vec{n} : Est le vecteur normal sur la surface de la limite.

ϵ_{r1} et ϵ_{r2} sont les permittivités relatives des deux diélectriques.

V.P. est la valeur principale de l'intégrale.

L'équation (II.29) est formulée pour chaque interface diélectrique.

II.2.2.1.2 SOLUTION DES EQUATIONS INTEGRALES DE LA DISTRIBUTION DE CHARGES

Les équations intégrales (II.25), (II.26) et (II.29) sont résolues numériquement par la méthode des moments. On établit une approximation pour chaque contour (du conducteur et du diélectrique), en le divisant en un nombre fini de segments (intervalles) dont le nombre total est :

$$N_t = N_c + N_d \quad (II.30)$$

Où

N_c : Est le nombre de segments pour toutes les surfaces du conducteur.

N_d : Est le nombre de segments pour toutes les interfaces diélectrique-diélectrique.

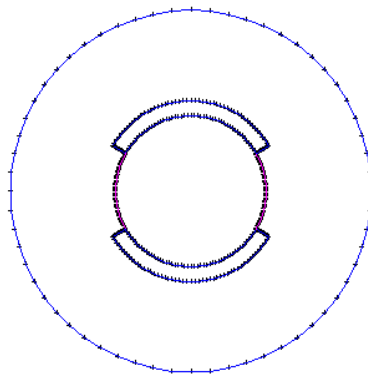


Figure II. 6 Segmentation des surfaces chargées.

Chaque segment est supposé porteur d'une charge distribuée uniformément suivant la loi d'impulsion. En terme mathématique, cette procédure est traduite par des fonctions de bases (équation II.31).

$$f_i = \begin{cases} 1 & \text{le long du } i^{\text{ème}} \text{ segment} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (II.31)$$

D'où

$$\rho_{st}(r) \approx \sum_{i=1}^{N_t} \rho_{sti}(r) f_i(r) \quad (II.32)$$

Où ρ_{sti} sont des constantes à déterminer.

Par utilisation de la technique de Galerkin [57], [36], très précise et mieux adaptée pour la programmation, les équations (II.25) et (II.29) forment un système d'équations linéaires en ρ_{sti} :

$$\sum_{i=1}^{N_t} \frac{\rho_{sti}}{2\pi\epsilon_0} \int_{c_j} \int_{c_i} \log \frac{K}{|r-r'|} dl' dl = V_j l_j; \quad j = 1, \dots, N_c \quad (II.33)$$

$$\frac{\epsilon_{r1} - \epsilon_{r2}}{2\pi\epsilon_0} \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^{N_t} \int_{c_j} \int_{c_i} \rho_{sti}(r') \frac{(r-r') \cdot \bar{n}}{|r-r'|^2} dl' dl + \frac{\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2}}{2\epsilon_0} \rho_{stj} l_j = 0; \quad j = N_c + 1, \dots, N_t \quad (II.34)$$

Où dl' est un élément du segment source (C_i), dl est un élément de segment de champ (C_j) et l_j est la longueur du j -ième segment.

Le système d'équations linéaires ainsi obtenu est résolu en utilisant la décomposition LU. Une fois que le total des charges de surface sont évalués, il est nécessaire de trouver la densité de charges libres sur la surface du conducteur, que les charges libres seront en outre nécessaires à l'évaluation de la matrice des paramètres primaire.

Les conducteurs du second électrostatique système, utilisé pour l'évaluation de la matrice [L], coïncident avec les conducteurs du premier système, utilisé dans l'évaluation de la matrice [C]. Les deux systèmes d'équations linéaires peuvent être résolus simultanément, en prenant soin de la pivotization, de sorte que la solution du second électrostatique système ajoute très peu de temps de calcul pour la solution de la première.

La densité de charge par unité de longueur du conducteur est évaluée par la somme des charges de tous les segments.

$$q_m = \sum_i \rho_{si} l_i \quad (II.35)$$

Une analyse électrostatique est effectuée pour déterminer les matrices [C₀] et [L] le courant du $m^{\text{ème}}$ conducteur est évalué par :

$$I_m = \sum_i |J_{si}| l_i = V_0 q_{m0} \quad (II.36)$$

Les densités de charges par unité de longueur sont numériquement égales aux éléments d'une colonne de la matrice $[C]$. Cette procédure est N fois répétée pour évaluer les N colonnes de la matrice $[C]$. Si nous tenons compte des pertes diélectriques (les permittivités sont complexes), cette dernière procédure nous permet d'évaluer les matrices $[C]$ et $[G]$.

En substituant les diélectriques, on pourra évaluer comme précédemment la matrice de capacité $[C_0]$. La connaissance de $[C_0]$ permet la détermination de la matrice d'inductance $[L]$.

L'adaptation du logiciel utilisant la méthode des moments sous l'environnement LINPAR consiste à mettre au point un fichier de données contenant une description complète de la structure à étudier en se basant sur l'organigramme de la figure II.7. Les résultats de sortie du programme sont les paramètres primaires $[L]$, $[C]$, $[R]$ et $[G]$ de la ligne et les caractéristiques des modes qui peuvent se propager le long de la ligne de transmission (y compris les coefficients modaux de propagation, les matrices de tensions et courants et la matrice d'impédance caractéristique).

Sur la figure II.7, nous présentons un organigramme simplifié permettant la création du fichier de données, d'une structure de ligne de transmission donnée, indispensable pour l'exécution du logiciel LINPAR utilisant la MoM [97].

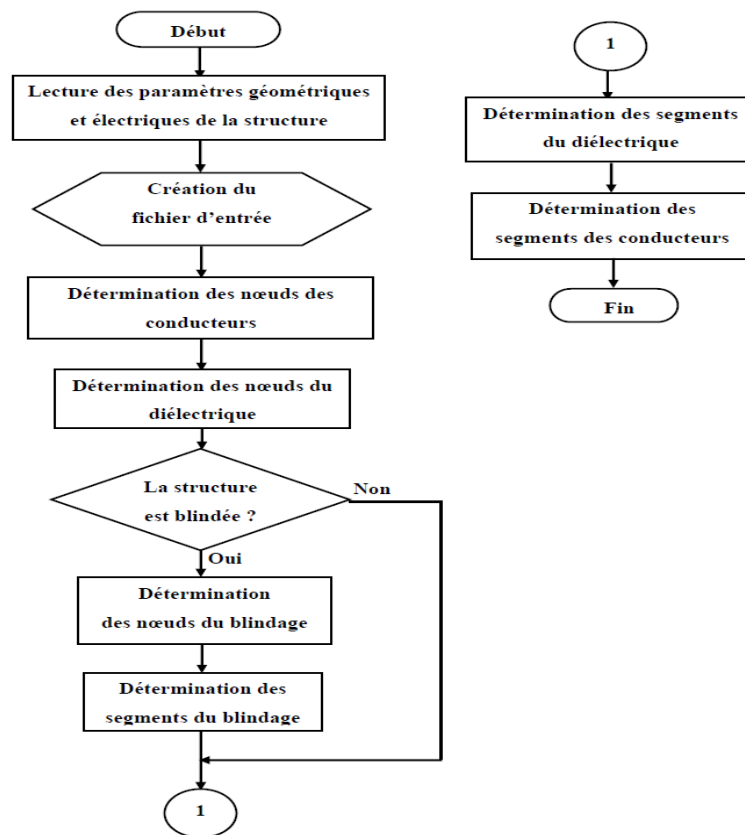


Figure II. 7 Organigramme du fichier de données pour le logiciel LINPAR utilisant la MoM.

II.2.3 METHODE DE LA MATRICE DES LIGNES DE TRANSMISSION

La méthode des lignes de transmission (TLM) fait partie des méthodes numériques dans le domaine temporel. Ces méthodes sont réputées pour leur besoin important de ressources informatiques. Cependant elles ont l'avantage d'être générales. Nous nous focaliseront sur la méthode TLM, qui depuis la publication de l'article pionnier sur la TLM écrit par P.B Johns et R.L Beurle en 1971, a été étudiée d'une manière intensive et a été développée par un grand nombre de chercheurs. Elle a ainsi acquis la réputation d'un outil puissant et performant auprès de nombreuses équipes et bénéficie aujourd'hui encore d'un développement théorique important.

II.2.3.1 INTRODUCTION HISTORIQUE [38]

Historiquement, la méthode des lignes de transmission (TLM) est basée sur le principe de Huygens Fresnel, selon lequel chaque point d'un front d'onde peut être considéré comme une source secondaire sphérique isotrope et l'énergie est distribuée d'une manière isotrope dans toutes les directions comme l'illustre la figure II.8.

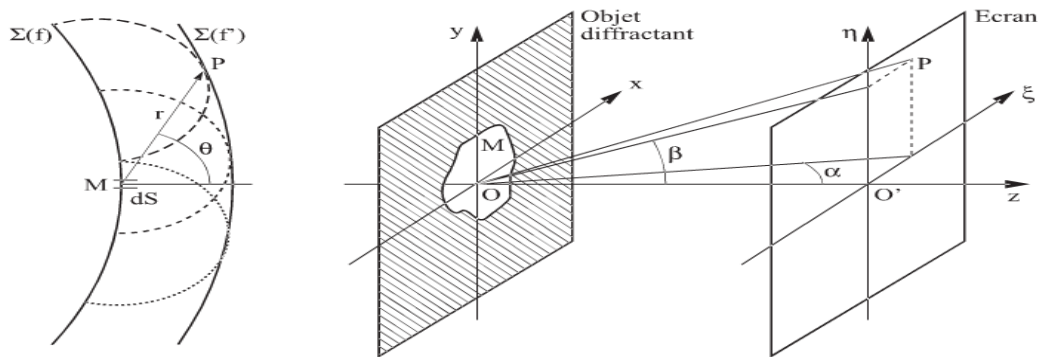


Figure II. 8 Principe de Huygens.

La méthode TLM à été formulée en deux dimension par Johns et Beurle en 1971 [37] sur les principes qui suivent.

L'espace est modélisé par une matrice cartésienne de points ou de nœuds séparés par une distance Δl . Δt représente le temps que prend une impulsion pour aller d'un nœud à un autre.

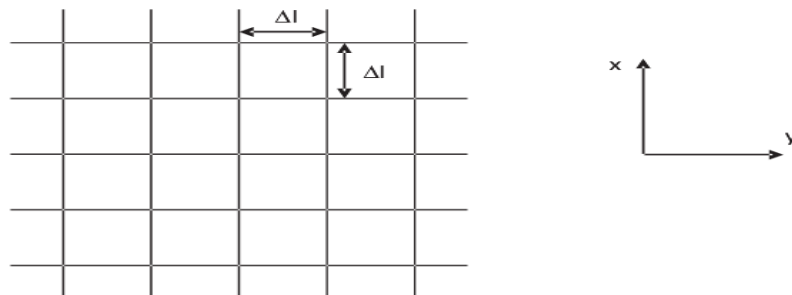


Figure II. 9 Réseau de lignes de transmission dans le plan XY.

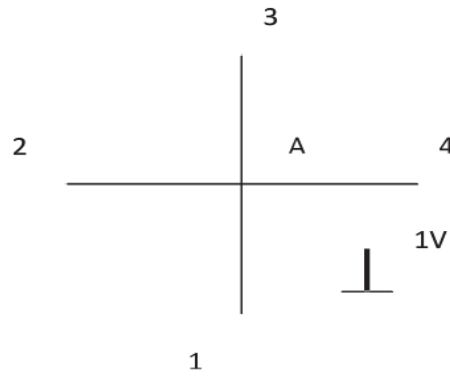


Figure II. 10 Source secondaire de la méthode TLM.

Johns a appliqué ce principe pour résoudre des problèmes d'électromagnétisme et en créant des sources secondaires en connectant des lignes de transmission en série ou en parallèle régulièrement espacées.

Si l'on applique une impulsion de Dirac $V_0 = 1V$ se propageant jusqu'au nœud A, sur n'importe quel bras de ce nœud parallèle, et si tous les bras du nœud ont la même impédance caractéristique Z_c , l'impédance vue par l'impulsion incidente sera égale à $Z_c/3$ et réfléchit avec un coefficient :

$$\Gamma = (1/3 - 1)/(1/3 + 1) = -1/2 \quad (II. 37)$$

Les tensions transmises sur les autres bras seront égales à :

$$V = V_0(1 + \Gamma) = +1/2 \quad (II. 38)$$

De ce fait on aura une nouvelle répartition de l'énergie sur chaque bras de la ligne de transmission.

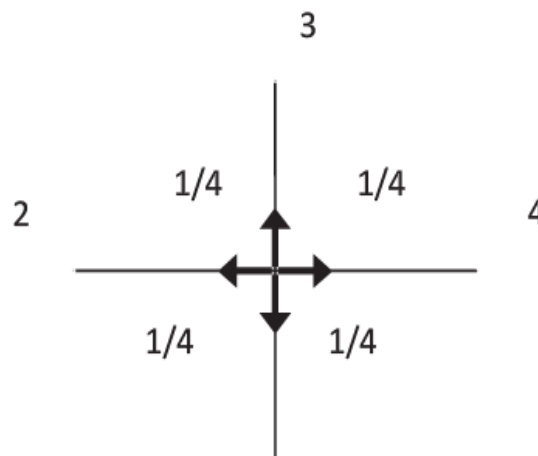


Figure II. 11 Répartition de l'énergie sur le nœud.

Le nœud est la source secondaire du principe de Huygens.

La simulation de la propagation est alors basée sur l'analogie existant entre les équations de propagation déduites des lois de Kirchhoff du circuit qui sont les tensions et les courants sur les bras d'un nœud du réseau, et les équations de Maxwell qui relient les composantes du champ électrique et magnétique.

Le principe de la méthode TLM consiste à appliquer une (ou plusieurs) impulsion de Dirac de tension (ou de courant) en un point donné de la structure (point d'excitation) puis de le faire propager jusqu'au nœud suivant où elle va se répartir sur les différents bras du nœud en fonction d'une matrice $[S]$ appelée matrice de répartition.

La matrice $[S]$ est déterminée à partir du schéma électrique équivalent du nœud et à chaque instant elle sert à une liaison entre les impulsions arrivant au nœud (impulsions incidentes) et celles qui repartent (impulsions répartis) par la relation suivante :

$$[V]_{ref} = [S] \cdot [V]_{inc} \quad (II.39)$$

Chacune des impulsions ainsi créées dans les quatre directions va se propager vers les nœuds adjacents en un temps $\Delta t = \Delta l/c$. La figure II.10 montre le processus pour les premières itérations. Au point de sorti choisi, on obtient donc une suite d'impulsions représentant la réponse temporelle du système. Bien entendu, une simple transformé de Fourier permet d'obtenir les résultats dans le domaine fréquentiel.

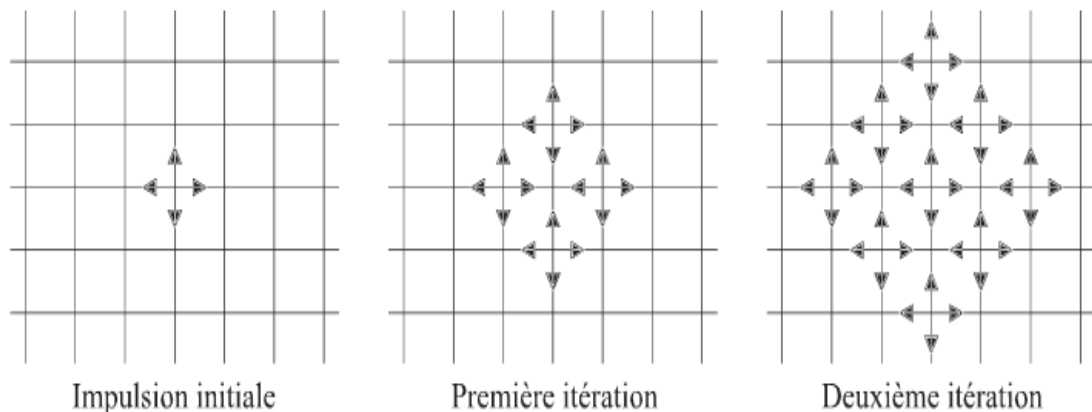


Figure II. 12 Principe de Huygens dans le réseau de lignes de transmission.

II.2.3.2 EVALUATION DE LA REPOSE DES LIGNES DE TRANSMISSION

La détermination des paramètres matriciels primaires permet l'analyse des réponses fréquentielle et temporelle d'une ligne de transmission.

L'étude est basée sur la résolution des équations des télégraphistes liant les courants et les tensions sur les lignes.

Dans le cas général des lignes avec pertes, l'analyse est effectuée dans le domaine spectral. Par contre pour les lignes sans pertes, l'analyse temporelle est mieux adaptée [61].

La résolution des équations des télégraphistes des lignes multifilaires, détermine leurs paramètres secondaires définis par la matrice impédance caractéristique et la répartition des courants et des tensions sur ces lignes.

II.2.3.2.1 EQUATION DES TELEGRAPHISTES

La figure (II.13) représente la transmission entre deux réseaux par des lignes uniformes de longueur D . Une ligne parmi les $(N + 1)$ est considérée comme une référence (ou masse). L'axe (ox) est orienté le long de la longueur D .

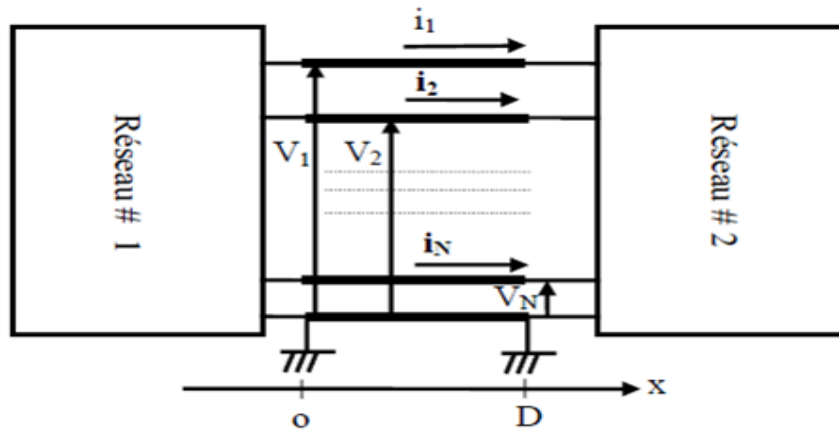


Figure II. 13 Système de transmission utilisant une ligne multifilaire.

Le schéma équivalent d'une ligne de transmission avec pertes et possédant un seul conducteur ($N = 1$) est présenté sur la figure suivante :

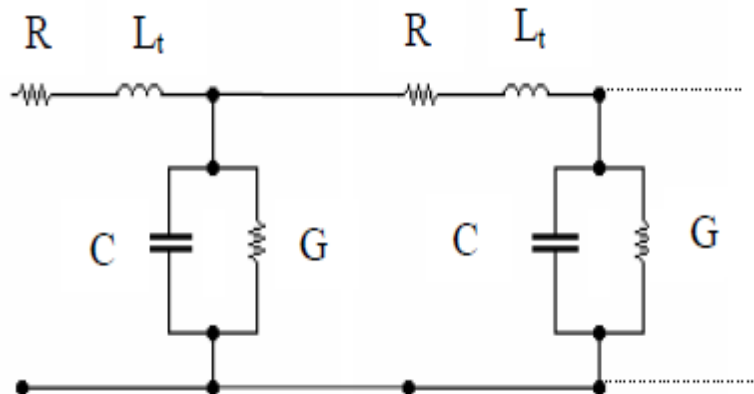


Figure II. 14 Schéma électrique équivalent d'une ligne de transmission avec perte et possédant un seul conducteur.

II.2.3.2.2 ANALYSE DANS LE DOMAINE SPECTRAL

Les équations des télégraphistes déduites du circuit électrique équivalent, s'écrivent :

$$\frac{\partial[V(x)]}{\partial x} = -[R][I(x)] - j\omega[L_t][I(x)]; \quad 0 < x < D \quad (II.40)$$

$$\frac{\partial[I(x)]}{\partial x} = -[G][V(x)] - j\omega[C][V(x)]; \quad 0 < x < D \quad (II.41)$$

Où

$[V(x)]$ est le vecteur des tensions complexes entre le conducteur et la masse à la position x le long de la ligne.

$[I(x)]$ est le vecteur des courants complexes sur les conducteurs.

$[R]$, $[L_t]$, $[C]$ et $[G]$ sont les paramètres matriciels primaires définis auparavant.

La matrice $[C]$ prend en compte l'effet capacitif entre les lignes et entre chaque ligne et la masse, donc elle détermine l'énergie électrique de l'onde.

La matrice $[L_t]$ détermine l'énergie magnétique de l'onde, qui est la somme de l'énergie magnétique extérieure et de l'énergie magnétique intérieure. $[L_t]$ est donc la somme de deux parties :

$$[L_t] = [L] + [L_i] \quad (II.42)$$

Où $[L]$ est la matrice d'inductance extérieure et $[L_i]$ est la matrice d'inductance intérieure proportionnelle à $1/\sqrt{f}$.

La matrice $[R]$ représente les pertes dans les conducteurs. Pour des conducteurs ordinaires, dans la région de l'effet de peau on a :

$$[R] = \omega[L_t] \quad (II.43)$$

La matrice $[G]$ traduit les pertes diélectriques.

Ces matrices sont symétriques à $(N \times N)$ termes.

Si la ligne est sans pertes, alors tous les éléments de $[R]$ et $[G]$ sont nulles et $[L_t]$ égale à $[L]$ devient indépendante de la fréquence.

En introduisant les matrices impédance $[Z]$ et admittance $[Y]$ par unité de longueur :

$$[Z] = [R] + j\omega[L] \quad (II.44)$$

$$[Y] = [G] + j\omega[C] \quad (II.45)$$

Les équations des télégraphistes s'écrivent sous la forme suivante :

$$\frac{\partial[V(x)]}{\partial x} = -[Z][I(x)]; \quad 0 < x < D \quad (II.46)$$

$$\frac{\partial[I(x)]}{\partial x} = -[Y][V(x)]; \quad 0 < x < D \quad (II.47)$$

En combinant les équations (II.46) et (II.47), on obtient l'équation de tension :

$$\frac{\partial^2[V(x)]}{\partial x^2} = [Z][Y][V(x)]; \quad 0 < x < D \quad (II.48)$$

Les équations décrivant la transmission des lignes dépendent des conditions initiales $[V(0)]$, $[I(0)]$ et finales $[V(D)]$ et $[I(D)]$.

Les équations des télégraphistes peuvent être résolues en exprimant les tensions et les courants en termes d'ondes appelés "modes". La propagation des ondes le long de la ligne est traduite par un terme multiplicatif de forme $\exp(\pm\gamma x)$.

Où

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (II.49)$$

γ représente le coefficient de propagation (en rd/m); la partie réelle α est le coefficient d'atténuation; la partie imaginaire β est le coefficient de phase.

Généralement, il y a N modes qui se propagent dans la direction des x positifs correspondant à $\exp(-\gamma x)$ (ondes incidentes) et N modes dans la direction opposée correspondant à $\exp(+\gamma x)$ (ondes rétrogrades ou réfléchies).

Les courants et les tensions des modes sont représentés comme suite :

$$[V^m(x)] = [V_0^m] \exp(\pm\gamma_m x); \quad m = 1, \dots, N \quad (II.50)$$

$$[I^m(x)] = \pm [I_0^m] \exp(\pm\gamma_m x); \quad m = 1, \dots, N \quad (II.51)$$

$[V_0^m]$ et $[I_0^m]$ sont les vecteurs amplitudes complexes des tensions et des courants initiaux (à $x = 0$) pour le mode m et γ_m est son coefficient de propagation.

En substituant (II.50) dans l'équation d'onde (II.48), on obtient :

$$\{\gamma_m^2 [U] - [Z][Y]\} [V_0^m] \exp(\pm\gamma_m x) = 0 \quad (II.52)$$

Où $[U]$ est la matrice identité.

Cette dernière équation n'admet des solutions non nulles que si :

$$\det\{\gamma_m^2 [U] - [Z][Y]\} = 0 \quad (II.53)$$

L'équation caractéristique (II.53) est une équation en γ_m^2 , dont la solution détermine les coefficients de propagation des modes. En général, pour chaque racine de l'équation (II.53), il existe un vecteur tension $[V_0^m]$ d'un mode correspondant, qui satisfait l'équation (II.52).

Le vecteur courant $[I_0^m]$ du mode correspondant est donné par :

$$[I_0^m] = [Z]^{-1} [V_0^m] \gamma_m \quad (II.54)$$

L'organisation des vecteurs de tension sous forme de matrice, appelée matrice des modes de tension, donne :

$$[S_V] = \llbracket [V_0^1] \dots [V_0^N] \rrbracket \quad (II.55)$$

De même, on détermine la matrice des modes de courant :

$$[S_I] = [I_0^1 \dots I_0^N] \quad (II.56)$$

Ces deux matrices sont liées par la relation déduite de (II.54) :

$$[S_I] = [Z]^{-1}[S_V][\Gamma] \quad (II.57)$$

Où

$$[\Gamma] = \text{diag}[\gamma_1 \dots \gamma_N] \quad (II.58)$$

On peut exprimer les tensions et les courants en termes de modes sous forme :

$$[V(x)] = [V_{inc}(x)] + [V_{ref}(x)] = [S_V]\{[G_{inc}(x)] + [G_{ref}(x)]\} \quad (II.59)$$

$$[I(x)] = [I_{inc}(x)] + [I_{ref}(x)] = [S_I]\{[G_{inc}(x)] + [G_{ref}(x)]\} \quad (II.60)$$

Les indices “inc” et “ref” correspondent respectivement à l’onde incidente et à l’onde réfléchie.

$$[G_{inc}(x)] = [G_{inc}^1(x) \dots G_{inc}^N(x)]^T \quad (II.61)$$

$$[G_{ref}(x)] = [G_{ref}^1(x) \dots G_{ref}^N(x)]^T \quad (II.62)$$

$G_{inc}^m(x)$ pour $m = 1, \dots, N$ représentent les intensités des modes incidents et $G_{ref}^m(x)$ pour $m = 1, \dots, N$ correspondent aux intensités des modes réfléchis qui varient le long de la ligne :

$$G_{inc}^m(x) = G_{inc}^m(0) \exp(-\gamma x); \quad m = 1, \dots, N \quad (II.63)$$

$$G_{ref}^m(x) = G_{ref}^m(0) \exp(+\gamma x); \quad m = 1, \dots, N \quad (II.64)$$

Les fonctions complexes en $[G_{inc}(x)]$ et $[G_{ref}(x)]$ déterminent l’état de la ligne.

1) CALCUL DE LA MATRICE IMPEDANCE CARACTERISTIQUE ET DU COEFFICIENT DE PHASE

La matrice impédance caractéristique de la ligne est définie comme suit :

$$[V_{inc}(x)] = [Z_c] \cdot [I_{inc}(x)] \quad (II.65)$$

$$[V_{ref}(x)] = -[Z_c] \cdot [I_{ref}(x)] \quad (II.66)$$

Elle peut être aussi évaluée par :

$$[Z_c] = [S_V] \cdot [S_I]^{-1} \quad (II.67)$$

Le coefficient de phase d’un mode m est défini par :

$$\beta_m = \frac{\omega}{c_m} = \frac{\omega \sqrt{\epsilon_{rem}}}{v_0} = \frac{2\pi}{\lambda_m} \quad (II.68)$$

Où

c_m : Est la vitesse de l’onde du mode m.

v_0 : Est la vitesse de l’onde dans le vide.

ϵ_{rem} : Est la permittivité relative équivalente du mode m et λ_m est sa longueur d’onde.

Remarque : Dans le cas d’une ligne de transmission simple à deux conducteurs dont l’un est la masse ($N = 1$), il existe un seul mode et l’impédance caractéristique admet un seul terme.

2) TENSIONS ET COURANTS A LA FIN DES LIGNES

Pour déterminer les paramètres de répartition, il est impératif de connaître les tensions et les courants aux extrémités des lignes à $x = 0$ et à $x = D$.

A partir des équations (II.61) et (II.62) on a :

$$[G_{inc}(D)] = [E] \cdot [G_{inc}(0)] \quad (II.69)$$

$$[G_{ref}(0)] = [E] \cdot [G_{ref}(D)] \quad (II.70)$$

Où

$$[E] = \text{diag}[\exp(-\gamma_1 D) \dots \exp(-\gamma_N D)] \quad (II.71)$$

Ainsi on déduit :

$$[V(0)] = [S_V] \{ [G_{inc}(0)] + [E][G_{ref}(D)] \} \quad (II.72)$$

$$[I(0)] = [S_I] \{ [G_{inc}(0)] - [E][G_{ref}(D)] \} \quad (II.73)$$

$$[V(D)] = [S_V] \{ [E][G_{inc}(0)] + [G_{ref}(D)] \} \quad (II.74)$$

$$[I(D)] = [S_I] \{ [E][G_{inc}(0)] - [G_{ref}(D)] \} \quad (II.75)$$

Ces équations représentent 2N courants aux extrémités de la ligne de transmission correspondant à N modes incidents et N modes réfléchis.

On peut considérer les lignes de transmission comme un réseau linéaire de 2N portes, les tensions de ces portes représentent les éléments des vecteurs $[V(0)]$ et $[V(D)]$, et les courants de ces portes représentent les éléments des vecteurs $[I(0)]$ et $[-I(D)]$. Le signe (-) indique la direction inverse du courant suite au référence choisie.

On peut écrire les équations de (II.72) à (II.75) sous forme plus compacte :

$$\begin{bmatrix} [V(0)] \\ [V(D)] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [S_V] & [S_V][E] \\ [S_V][E] & [S_V] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [G_{inc}(0)] \\ [G_{ref}(D)] \end{bmatrix} \quad (II.76)$$

$$\begin{bmatrix} [I(0)] \\ [-I(D)] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [S_I] & -[S_I][E] \\ -[S_I][E] & [S_I] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [G_{inc}(0)] \\ [G_{ref}(D)] \end{bmatrix} \quad (II.77)$$

II.2.3.2.3 ANALYSE DANS LE DOMAINE TEMPOREL

A fin de simplifier le problème, on suppose que les lignes sont sans pertes. Cette hypothèse permet de considérer tous les éléments des matrices [R] et [G] nulles, et les matrices [L] et [C] indépendantes de la fréquence. Les équations des télégraphistes s'écrivent alors comme suit :

$$\frac{\partial [v(x,t)]}{\partial x} = -[L] \frac{\partial [i(x,t)]}{\partial t}; \quad 0 < x < D \quad (II.78)$$

$$\frac{\partial [i(x,t)]}{\partial x} = -[C] \frac{\partial [v(x,t)]}{\partial t}; \quad 0 < x < D \quad (II.79)$$

Où

$[v(x,t)]$: Est la matrice des tensions entre le conducteur et la masse à la position x le long de la ligne et à l'instant t .

$[i(x,t)]$: Est la matrice des courants.

L'analyse dans le domaine temporel consiste à résoudre ces équations en introduisant les conditions initiales vérifiées par les courants et les tensions aux extrémités des lignes de transmission.

En combinant les équations (II.78) et (II.79), on détermine l'équation d'onde de tension :

$$\frac{\partial^2[v(x,t)]}{\partial x^2} = [L].[C] \frac{\partial^2[v(x,t)]}{\partial t^2}; \quad 0 < x < D \quad (II.80)$$

Pour résoudre ces équations, on a besoin des conditions aux extrémités, c'est à dire les relations entre $[v(0,t)]$ et $[i(0,t)]$, et entre $[v(D,t)]$ et $[i(D,t)]$ qui dépendent de la charge (réseau).

De plus on suppose les conditions initiales suivantes à $t = 0$:

$$[v(x,0)] = 0; \quad 0 < x < D \quad (II.81)$$

$$[i(x,0)] = 0; \quad 0 < x < D \quad (II.82)$$

Les équations des télégraphistes sont des équations différentielles partielles. Une résolution numérique plus efficace, est obtenue en décomposant l'état de la ligne en paquet d'ondes spéciales (modes qui traversent la ligne sans distorsion).

Généralement, il y a N modes qui se propagent dans un sens et N modes qui se propagent dans le sens inverse.

Les courants et les tensions sont représentés par :

$$[v^m(x,t)] = [V_0^m]g^m(t \pm x/c_m); \quad m = 1, \dots, N \quad (II.83)$$

$$[i^m(x,t)] = \pm [I_0^m]g^m(t \pm x/c_m); \quad m = 1, \dots, N \quad (II.84)$$

Où

$[V_0^m]$ et $[I_0^m]$ représentent respectivement les vecteurs des amplitudes de la tension et du courant du mode m .

$g^m(t)$: Est une fonction du temps attribuée à la variation de l'intensité du mode.

c_m : Est la vitesse de propagation du mode m exprimée comme suit :

$$c_m = \frac{v_0}{\sqrt{\varepsilon_{rem}}} \quad (II.85)$$

Où

v_0 : Est la vitesse de propagation dans le vide.

ε_{rem} : Est la permittivité relative effective du mode m .

En substituant l'équation (II.83) dans l'équation (II.80) on obtient :

$$\left\{ \frac{1}{c_m^2} [U] - [L][C] \right\} [V_0^m] g^m(t \pm x/c_m) = 0 \quad (II.86)$$

Où [U] est la matrice identité.

Cette équation admet des solutions non nulles si :

$$\det \left\{ \frac{1}{c_m^2} [U] - [L][C] \right\} = 0 \quad (II.87)$$

L'équation (II.87) est l'équation caractéristique d'une ligne de transmission à N conducteurs. Pour chaque racine de l'équation (II.87), il existe un vecteur de tension $[V_0^m]$ correspondant au mode m qui satisfait (II.86).

Le vecteur courant du mode m correspondant est :

$$[I_0^m] = [L]^{-1} [V_0^m] \frac{1}{c_m} \quad (II.88)$$

De façon générale les vecteurs de tension peuvent être arrangés dans une matrice carrée :

$$[S_V] = [V_0^1] \dots [V_0^N] \quad (II.89)$$

De même, on obtient une matrice carrée des courants :

$$[S_I] = [I_0^1] \dots [I_0^N] \quad (II.90)$$

$[S_I]$: Est reliée avec la matrice tension $[S_V]$ par la relation :

$$[S_I] = [L]^{-1} [S_V] [\Lambda] \quad (II.91)$$

Où

$$[\Lambda] = \text{diag}[1/c_1 \dots 1/c_N] \quad (II.92)$$

Ainsi les tensions et les courants sur les conducteurs sont exprimés par :

$$[v(x, t)] = [v_{inc}(x, t)] + [v_{ref}(x, t)] = [S_V] \{ [g_{inc}(x, t)] + [g_{ref}(x, t)] \} \quad (II.93)$$

$$[i(x, t)] = [i_{inc}(x, t)] + [i_{ref}(x, t)] = [S_I] \{ [g_{inc}(x, t)] - [g_{ref}(x, t)] \} \quad (II.94)$$

Où les indices "inc" et "ref" indiquent respectivement les ondes incidentes et réfléchies :

$$[g_{inc}(x, t)] = \left[g_{inc}^1 \left(t - \frac{x}{c_1} \right) \dots g_{inc}^N \left(t - \frac{x}{c_N} \right) \right]^T \quad (II.95)$$

$$[g_{ref}(x, t)] = \left[g_{ref}^1 \left(t + \frac{x}{c_1} \right) \dots g_{ref}^N \left(t + \frac{x}{c_N} \right) \right]^T \quad (II.96)$$

La matrice impédance caractéristique $[Z_c]$ de la ligne à N conducteurs est donnée par :

$$[v_{inc}(x, t)] = [Z_c] \cdot [i_{inc}(x, t)] \quad (II.97)$$

$$[v_{ref}(x, t)] = -[Z_c] \cdot [i_{ref}(x, t)] \quad (II.98)$$

La matrice $[Z_c]$ peut être évaluée par :

$$[Z_c] = [S_V] \cdot [S_I]^{-1} \quad (II.99)$$

II. 3. CST MICROWAVE STUDIO (MWS)

Le logiciel Microwave Studio (MWS) de Computer Science Technology (CST) est un logiciel de simulation EM de structures passives en 3-Dimensions. Les simulations MWS sont basées sur la technique des intégrales finis (FIT- Finite Integration Technique), pour déterminer les solutions aux problèmes EM régis par les équations de Maxwell sous formes intégrales. Comme tous les simulateurs 3D, l'avantage de cet outil est sa possibilité de traiter toutes sortes de structures homogènes et inhomogènes, quelle que soit la technologie désirée.

II. 3. 1. DESCRIPTION DU LOGICIEL DE SIMULATION [96]

Fondé en 1992, le logiciel de simulation EM CST STUDIO SUITE est l'aboutissement de nombreuses années de recherche et de développement dans les solutions les plus efficaces et précises de calcul pour la conception EM. Il est vu par un nombre croissant d'ingénieurs comme un outil de développement standard de l'industrie qui offre à ses clients le choix de six modules solveur puissants. En plus de son marché et dans le domaine temporel des technologies de pointe mettant en vedette le solveur approximation frontière.

CST Microwave Studio fait partie de la CST DESIGN STUDIO suite, et offre un certain nombre de solveurs différents pour différents types d'application. Étant donné aucune méthode ne fonctionne aussi bien dans tous les domaines d'application.

II. 3. 2. MODULES DE CST

L'outil CST est constitué d'un certain nombre de modules appelés « solveurs ».

a) Un solveur transitoire

Il s'agit d'un module 3D général qui permet d'obtenir des simulations en temps réel, ce qui peut être intéressant pour étudier la propagation du champ dans un composant électronique en fonction du temps.

b) Un solveur fréquentiel

Comme le solveur transitoire, il est constitué d'un solveur général basé sur une méthode fréquentielle. Selon la structure étudiée, le maillage peut être cartésien ou tétraédral.

c) Un Solveur intégral

Ce solveur est dédié aux plus grandes structures électriques. Il se fonde sur la Méthode des moments avec une formulation intégrale des champs électriques et magnétiques. Afin de réduire la complexité numérique l'approche MLFMM (Multi level Fast Multipole Method) est utilisée.

d) Un Solveur modal

Ce solveur est dédié à des simulations de structures fermées résonantes. Les résultats qui peuvent être obtenus sont par exemple la distribution des modes ainsi que les fréquences de résonance de la structure.

L'outil le plus flexible est le solveur transitoire, qui peut obtenir le haut débit tout comportement en fréquence du dispositif simulé d'un seul terme de calcul. Ce solveur est efficace pour la plupart des types d'applications à haute fréquence tels que des connecteurs, lignes de transmission, filtres, antennes et plus encore. Dans Microwave Studio, chaque cellule du maillage est cubique. L'outil de résolution temporelle remplace les dérivées partielles $\frac{\partial}{\partial t}$ par des différentielles Δt . Nous avons choisi ce logiciel car l'utilisation d'un outil de résolution dans le domaine temporel est très avantageuse en termes de temps de calcul.

II. 3. 3. METHODE D'INTEGRATION FINIE (FIT) [66-67]

CST Microwave Studio utilise la méthode d'intégration finie (FIT) introduite par Thomas Weiland en 1977 [68]. Elle consiste en une discrétisation spatio-temporelle des équations de Maxwell dans une formulation intégrale. Le domaine de calcul est décomposé en cellules élémentaires cubiques. La figure II.15 illustre le principe de la méthode pour la loi de Faraday. On exprime dans le maillage primaire la circulation du champ électrique e le long des arêtes du cube et le flux magnétique b à travers la face délimitée par le contour équivalent. Le maillage secondaire ou dual fait intervenir de façon analogue la circulation du champ magnétique h ainsi que le flux du vecteur déplacement d . On obtient ainsi une somme algébrique que l'on réécrit sous forme matricielle dans une base de vecteurs permettant de décrire de façon explicite la propagation du champ EM.

La FIT est une généralisation de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) [40]. La résolution des équations se fait dans une discrétisation cartésienne pouvant caractériser jusqu'à deux matériaux distincts dans la même maille, offrant un avantage considérable sur les méthodes FDTD, permettant entre autre de réduire le nombre de cellules global pour une précision équivalente. Cette approche est appelée technique PBA (Perfect Boundary Approximation) et permet donc de restreindre les ressources machines à utiliser tout en limitant les temps de calcul.

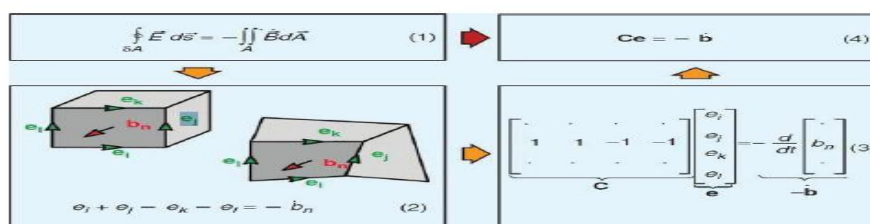


Figure II. 15 Principe de la méthode d'intégration finie (FIT).

II. 3. 4. LES MODULES D'EXECUTION

Le tableau (II.1) résume les modules d'exécution de logiciel CST :

<p>- CST EM Studio</p> 	<p>- CST EM STUDIO est un outil facile à utiliser pour l'analyse et la conception des structures statiques et basses fréquences. -Les applications incluent: les actionneurs, les freins, EMC, générateurs, de mesure, moteurs, capteurs et le blindage.</p>
<p>-CST particule studio</p> 	<p>- PARTICULES CST STUDIO est un outil spécialisé pour la conception rapide et précise. Il inclut l'analyse des canons à électrons 3D, les tubes cathodiques.</p>
<p>-CST Mphysics Studio</p> 	<p>- CST MPHYSICS STUDIO est un outil d'analyse pour les contraintes thermique et structurale, et des problèmes de mécanique.</p>
<p>-CST Design Studio</p> 	<p>-CST DESIGN STUDIO est une plate-forme universelle pour gérer les processus de conception d'un système complexe. En construisant des sous-systèmes élémentaires, l'utilisateur peut analyser le comportement du système complet en petits segments.</p>
<p>-CST PCB Studio</p> 	<p>- CST PCB STUDIO est un outil pour l'étude des signaux et la simulation des effets EMC et EMI (Electromagnétique Compatibility/ Electromagnétique Interférence) sur cartes de circuits imprimés (PCB).</p>
<p>-CST Câble Studio</p> 	<p>- CST CABLE STUDIO est un outil pour l'analyse des effets dans les systèmes de câble, y compris les fils unique, paires torsadées ainsi que des faisceaux de câbles complexes.</p>
<p>-CST Micros Tripes</p> 	<p>-CST Micro Stripes analyse les structures de rayonnement d'antennes complexes, et résous les problèmes EMC/EMI.</p>
<p>-CST Microwave Studio</p> 	<p>-CST MWS est un outil de simulation 3D spécialisé pour le traitement rapide et précis des problèmes à haute fréquence avec un large champ d'application.</p>

Tableau II. 1. Les modules d'exécution de logiciel CST

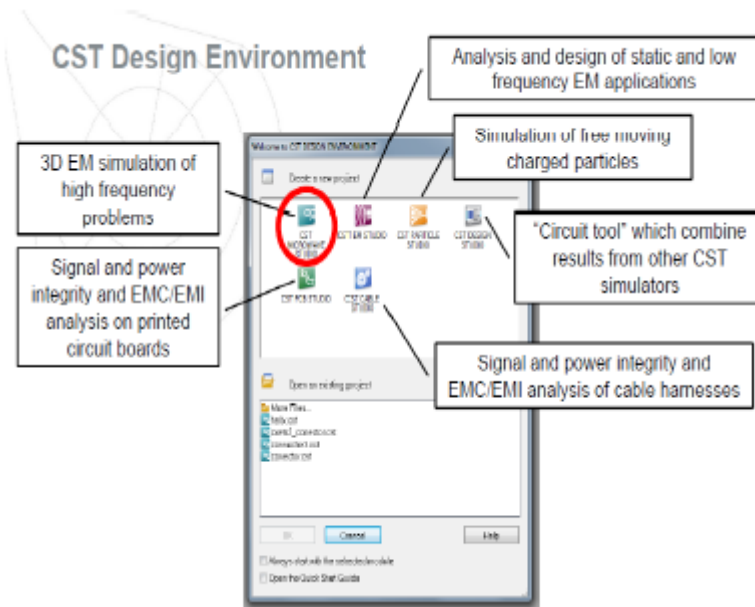


Figure II. 16 Les modules d'exécution de logiciel CST

II. 3. 5. LES ETAPES SUIVIS POUR UNE SIMULATION

On a résumé Les étapes nécessaire pour la réussite d'une simulation.

- Définir les unités.
- Définir le matériau de base.
- Modèle de la structure.
- Définir la gamme de fréquences.
- Définir les ports.
- Définir les conditions aux limites et Symétrie.
- Régler les moniteurs sur le terrain.

II.4 CONCLUSION

Pour résoudre un problème d'électromagnétisme et analyser le comportement de certaines structures, il existe plusieurs méthodes de modélisation bien adaptées pour chaque type de problème qui doit être défini et pour lequel les conditions aux limites sont bien déterminées et précisées.

On procède alors à des résolutions numériques ou analytiques. Ces dernières, déjà anciennes, ont été les premières appliquées. Elles ont permis de résoudre efficacement tous les problèmes correspondant à la plupart des dispositifs de guidage des ondes EM. Cependant ces méthodes analytiques restent limitées car avec elles, il n'est possible d'analyser que des structures ayant une géométrie simple et présentant dans la plus part des cas une certaine symétrie.

Pour des modélisations plus réalistes de géométries plus complexes, on a recours aux méthodes numériques qui sont devenus un élément important dans l'analyse des structures. Elles progressent parallèlement avec l'outil informatique et permettent aux concepteurs d'avoir toutes les caractéristiques et les informations nécessaires, difficilement obtenus par des mesures, afin d'assurer un fonctionnement fiable et sans dégradation des performances des dispositifs.

Dans les chapitres qui suivent, ces méthodes numériques seront utilisées pour l'analyse EM des lignes coaxiales multifilaires homogènes et inhomogènes mais de formes complexes telles que par exemple la ligne en anneau fendu, la ligne à bandes symétriques circulaires blindée, et la ligne à bandes symétriques elliptiques blindée, la ligne cage d'oiseau blindée à lignes coaxiales. Ces différents types de lignes de transmission multifilaires seront utilisés dans la conception de sondes radiofréquences pour des applications d'imagerie RMN.

Chapitre III

RESONATEUR EN ANNEAU FENDU

III.1 INTRODUCTION

Les appareils d'IRM sont maintenant largement utilisés dans les domaines chimiques et cliniques. Une bobine radio fréquence (RF) est un élément important pour détecter les signaux de résonance magnétique et affecte la qualité des données obtenues. Les bobines RF doivent résonner à des fréquences données et produire des champs magnétiques RF homogènes.

Plusieurs types de bobines RF, tels que les bobines en anneau fendus [12, 69,70], les bobines en selle de cheval [71], les bobines en cage d'oiseaux [72], les bobines de surface, les bobines électromagnétiques transversales (TEM) [13,73-78], etc... ont été développées et utilisées en fonction de la partie du corps à imager. Ces bobines RF fonctionnent comme une antenne qui rayonne des impulsions d'ondes (EM) sur le corps afin de générer un signal de RMN et recevoir le signal émis par le corps.

WN Hardy et LA Whitehead ont développé un résonateur en anneau blindé avec une excellente homogénéité du champ [12]. Beaucoup d'efforts ont été faits pour analyser les paramètres EM du résonateur en anneau fendu (Spilt Ring Resonator : SRR) pour déterminer les propriétés de la sonde et de concevoir une structure optimale.

Dans ce chapitre, nous sommes intéressés à analyser et concevoir le résonateur en anneau fendu blindé en mode TEM (homogène) et Quasi-TEM (inhomogène) pour des applications IRM. Nos modèles numériques finaux permettent la détermination des paramètres EM (impédance caractéristique (Z_c), inductance et capacité linéiques ([L] et [C]) en fonction des paramètres géométriques et physiques du résonateur. Dans le cas inhomogène, le résonateur est chargé par un élément biologique (muscle, par exemple) de permittivité relative $\epsilon_r=64.21$.

La modélisation du (SRR) consiste à analyser l'impédance caractéristique (Z_c), les paramètres primaires L et C en utilisant deux méthodes numériques : la méthode des éléments finis (MEF) et la méthode des moments (MoM) et simuler la réponse fréquentielle (le paramètre de réflexion S_{11} à l'entrée de la sonde IRM) en utilisant la méthode de ligne de transmission (TLM). Ce qui nous a permis de déduire le coefficient de qualité global de la sonde. Les résultats obtenus par notre programme en utilisant la TLM sont validés par nos simulations effectuées sous l'environnement CST.

III.2 DESCRIPTION

Le résonateur en anneau fendu avec un cylindre intérieur de rayon (r_o) et un cylindre extérieur de rayon (r_b) est représenté schématiquement sur la figure III.1.

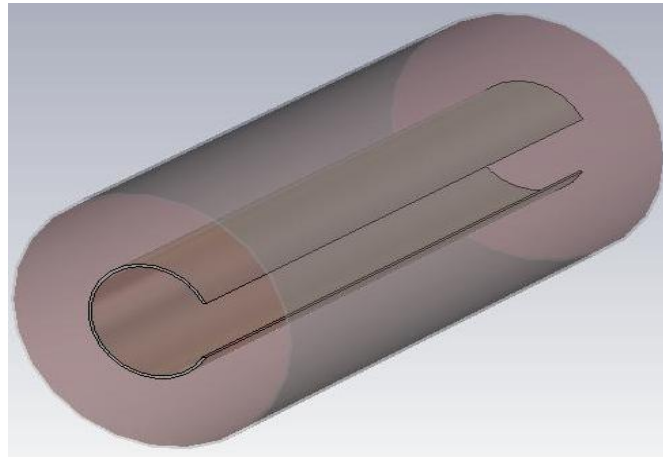


Figure III. 1 Une illustration 3D du résonateur en anneau fendu (SRR).

La section transversale du SRR est représentée dans la figure III.2. L'anneau intérieur, qui est supposé être sans perte avec une épaisseur (w) et un angle d'ouverture (θ), est relié aux extrémités avec des condensateurs au blindage externe [13] (Figure III.3).

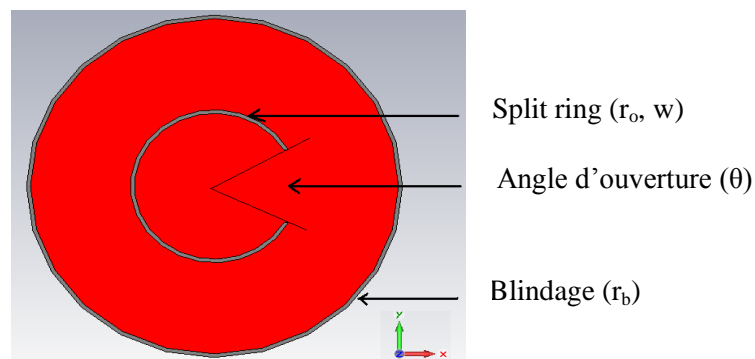


Figure III. 2 Vue de la coupe transversale du résonateur en anneau fendu (SRR).

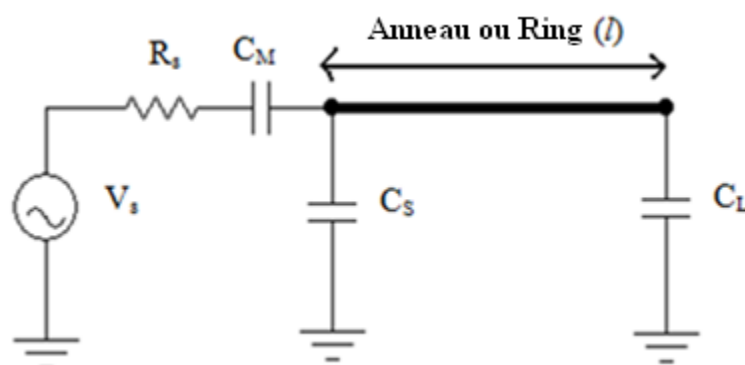


Figure III. 3 Schéma électrique de la sonde UHF-IRM utilisant SRR résonateur.

III.3 RESONATEUR EN ANNEAU FENDU HOMOGENE (TEM-SRR)

Pour la méthode des éléments finis (MEF) la solution dans le domaine électrostatique de la structure représentée sur la figure III.2 est obtenue en résolvant l'équation de Laplace sous l'environnement FreeFEM [79] :

$$\text{div}[\nabla_t V(x, y)] = 0 \quad (III.1)$$

Avec: $V = 1$ volt sur le conducteur interne et $V = 0$ sur le blindage.

La solution représente la répartition du potentiel (V) aux différents nœuds du maillage de la structure (figure III.4).

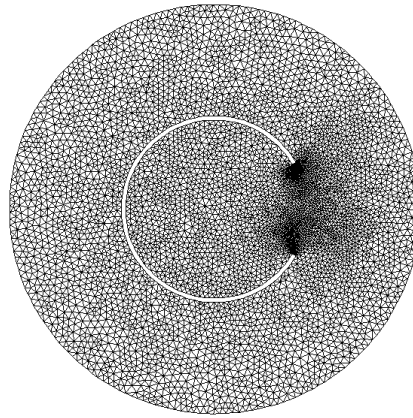


Figure III. 4 Maillage en éléments finis sous l'environnement FreeFEM.

La théorie des lignes sans perte nous permet de déterminer le champ électrique et le champ magnétique du potentiel (V). L'énergie électrique (W_{em}) accumulées dans la structure est calculée à partir du champ électrique. L'impédance caractéristique est déduite facilement de l'énergie électrique (W_{em}). Par conséquent, il est important de déterminer avec une grande précision le potentiel exact (V) [76].

Le champ électrique se déduit par simple dérivation du potentiel (V), en utilisant l'expression:

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}_t(V) \quad (III.2)$$

L'indice (t) indique la section transversale du TEM-SRR.

Le résonateur accumule une énergie électrique qui est déduit du champ électrique par la relation:

$$\overline{W}_{em} = \frac{1}{4} \iint \varepsilon_0 \vec{E}_t \vec{E}_t^* dx dy \quad (III.3)$$

Où (*) indique le vecteur conjugué.

La capacité par unité de longueur du TEM-SRR se déduit directement de l'énergie électrique:

$$C = \frac{4\overline{W}_{em}}{(V_1 - V_2)^2} \quad (III.4)$$

Où V_1 et V_2 représentent les potentiels fixes des conducteurs.

L'impédance caractéristique peut être calculée à partir de la relation suivante:

$$Z_c = \frac{1}{v_0 C} \quad (III.5)$$

Où: $v_0 = 3 \cdot 10^8$ m/s.

Enfin, l'inductance (L) est déduite de l'impédance caractéristique (Z_c) et la capacité répartie (C) comme suit:

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \Rightarrow L = Z_c^2 C \quad (III.6)$$

Pour la MoM, les calculs numériques des paramètres (EM) du résonateur TEM-SRR étudiés ont été réalisés avec LINPAR pour Windows [61].

En utilisant LINPAR, les principaux paramètres de la matrice d'une ligne de transmission à plusieurs conducteurs non homogènes sont évalués à partir de l'analyse électrostatique de deux systèmes. Le premier système coïncide avec la ligne étudiée et les résultats de l'analyse de la matrice $[C]$. Le second système est obtenu en enlevant le diélectrique de la ligne et en les remplaçant par un vide (alors que les conducteurs restent intacts). Les résultats de l'analyse de la matrice $[L]$.

Les deux problèmes électrostatiques sont résolus simultanément en utilisant la même technique numérique. Tout d'abord, un ensemble d'équations intégrales est formulé pour le total des charges (libre plus aux limites) du système. Deuxièmement, ces équations sont résolues en utilisant la méthode des moments pour déterminer la distribution de charge. Troisièmement, les paramètres de la matrice primaire seront déduits en se basant sur cette distribution.

LINPAR pour Windows peut analyser des lignes de transmission planaires arbitraires et peut également analyser toute autre structure définie par l'utilisateur. La segmentation des surfaces chargées du résonateur TEM-SRR sous l'environnement LINPAR est montrée sur la figure III.5. Nous avons utilisé 60 segments sur le blindage, 140 segments sur l'anneau fendu et 50 segments sur l'interface diélectrique (air-air).

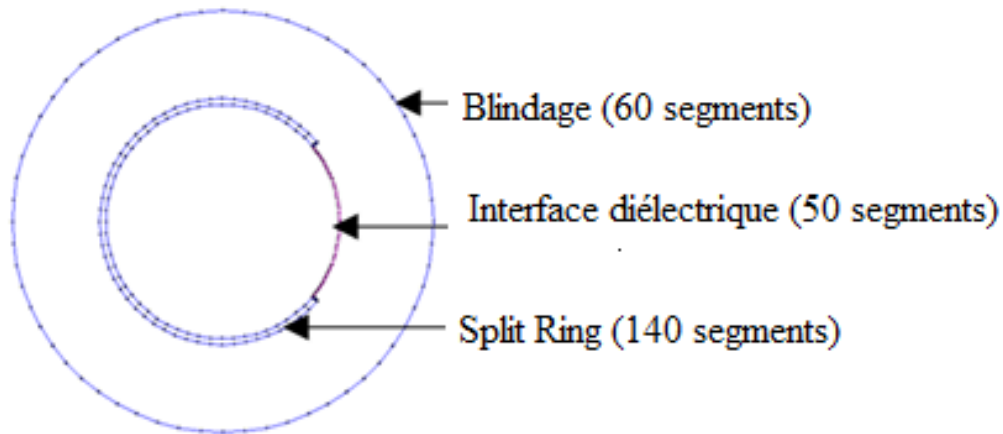


Figure III. 5 Segmentation des surfaces chargées du résonateur TEM-SRR.

Le facteur de qualité à vide (Q_{-20dB}) du résonateur peut être estimé à partir de la réponse fréquentielle du paramètre de réflexion (S_{11}) [75-77, 80].

$$Q_{-20\text{ dB}} = \frac{f_r}{f_u - f_l} \quad (\text{III.7})$$

Où (f_r) est la fréquence de résonance du circuit (f_u) est la fréquence obtenue à -20 dB au-dessus de la fréquence de résonance et la fréquence (f_l) est la fréquence obtenue à -20 dB au-dessous de la fréquence de résonance.

La première sonde IRM-UHF développée pour ce travail, comme le montre la figure III.3, est composée :

- du résonateur TEM-SRR de longueur l .
- d'une capacité d'adaptation C_M .
- de capacités de terminaisons (ou d'accord) C_S et C_L .

R_S et V_S sont respectivement la résistance interne et la tension de la source.

Afin de déterminer les paramètres EM du résonateur TEM-SRR, nous nous sommes intéressés à l'analyse EM de la structure présentée dans la figure III.1 présentant les caractéristiques suivantes:

- Rayon du cylindre intérieur: $r_0 = 20$ mm;
- Epaisseur: $w = 1$ mm;
- Longueur $l = 220$ mm.

Les résultats numériques pour l'impédance caractéristique du TEM-SRR utilisant à la fois les méthodes MEF et MoM sont présentés dans la figure III.6.

Les deux approches d'analyse (MEF et MoM) ont été également utilisées pour déterminer les effets de l'angle d'ouverture θ sur l'inductance et la capacité linéiques (L et C) du résonateur TEM-SRR, avec les résultats montrés sur les figures III.7 et III.8.

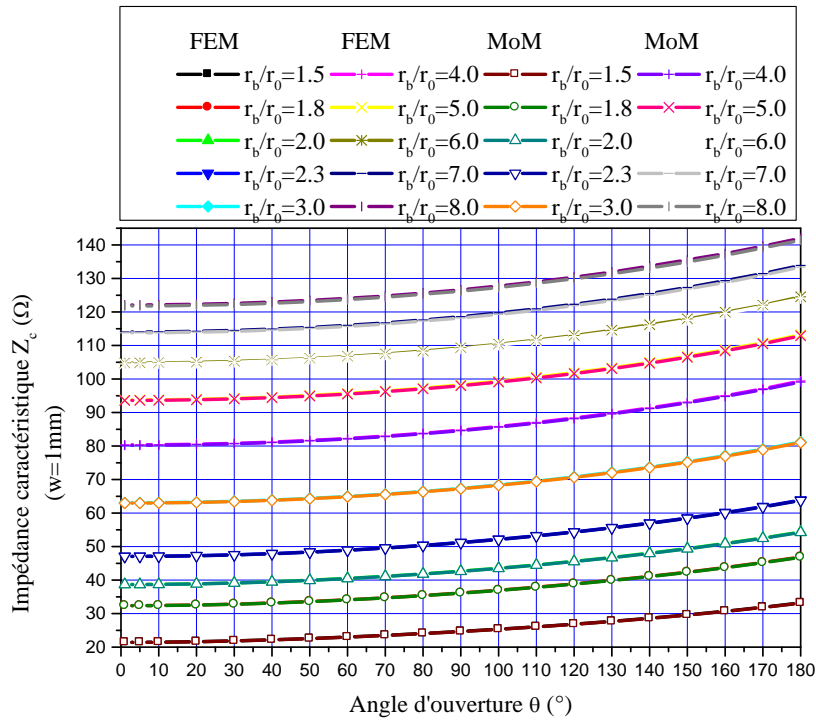


Figure III. 6 Effets de l'angle d'ouverture (θ) sur l'impédance caractéristique (Z_c) pour différentes valeurs du rapport (r_b/r_o), obtenu par la MEF et la MoM.

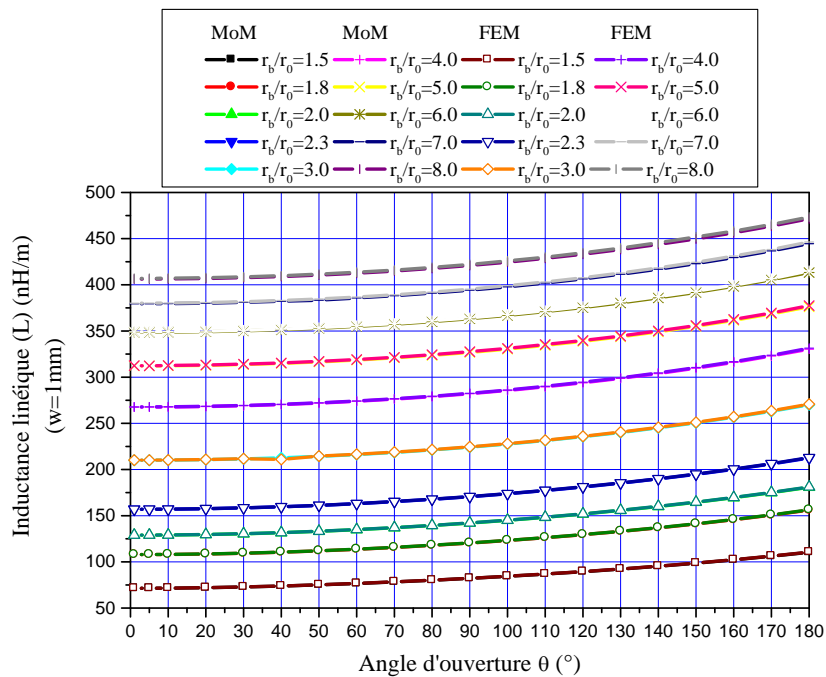


Figure III. 7 Effets de l'angle d'ouverture (θ) sur l'inductance linéique (L) pour différentes valeurs du rapport (r_b/r_o), obtenu par la MEF et la MoM.

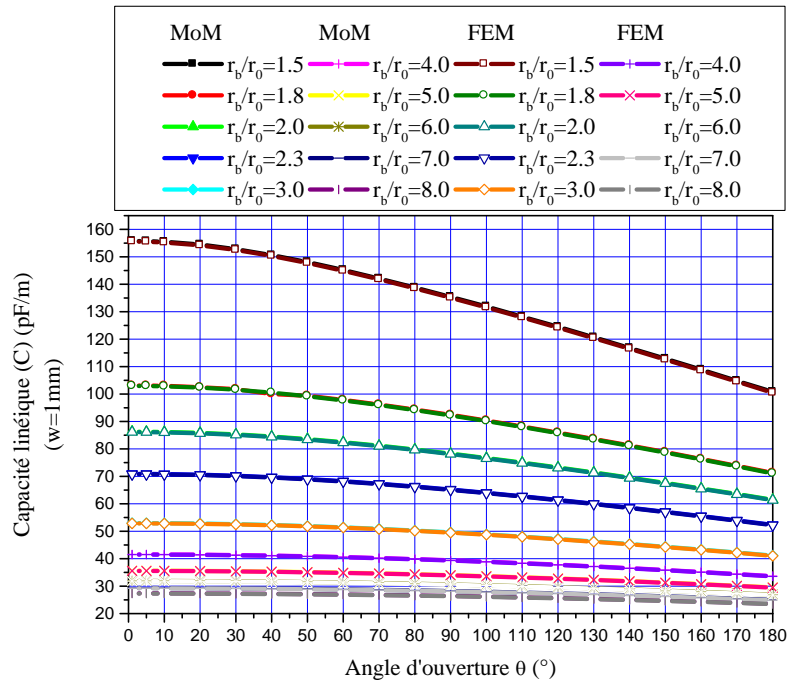


Figure III. 8 Effets de l'angle d'ouverture (θ) sur la capacité linéique (C) pour différentes valeurs du rapport (r_b/r_o), obtenu par la MEF et la MoM.

Pour $\theta = 60^\circ$ et $r_b/r_o = 2.3$, les paramètres EM de la bobine TEM-split ring sont:

Paramètres EM	Z_c (Ω)	L (nH/m)	C (pF/m)
MEF	48.93	163.12	68.11
MoM	48.87	163.00	68.24

Tableau III. 1. Paramètres EM primaires du résonateur TEM-SRR

Ce tableau montre clairement la bonne cohérence entre les résultats obtenus par nos deux approches numériques pour le résonateur TEM-SRR.

Enfin, la sonde UHF-IRM montré dans la figure III.3 a été conçue avec les caractéristiques suivantes: un rayon intérieur de 20 mm, un rapport rayon extérieur sur rayon intérieur (r_b/r_o) de 2.3, une épaisseur de l'anneau (w) de 1 mm, un angle d'ouverture (θ) de 60° , une longueur de résonateur l (en respectant la longueur d'onde dans l'espace libre λ_0), de 220 mm ($l = 0,25 \lambda_0$), un condensateur d'adaptation, C_M de valeur 10 pF et des condensateurs de terminaison, C_S et C_L ayant à la fois avec une valeur de 5.8 pF.

La réponse en fréquence simulée, obtenue par nos programmes basés sur la méthode TLM, du coefficient de réflexion S_{11} au niveau du port RF de notre sonde UHF-IRM que nous avons conçue est illustrée sur la figure III.9.

La courbe présente un minimum à la fréquence de résonance choisie 340 MHz (imagerie du proton à 8 T). Le minimum de réflexion obtenu pour le résonateur TEM-SRR est très faible à la fréquence de résonance (-116 dB). A 339 MHz, $S_{11} = -38.4$ dB tandis qu'à 341 MHz, $S_{11} = -38.2$ dB.

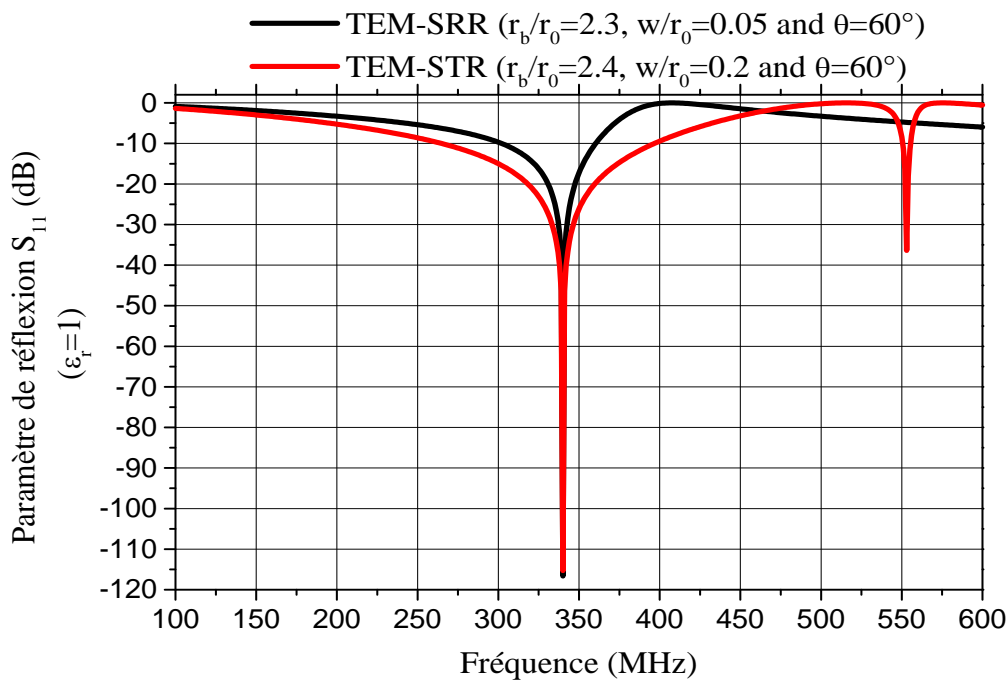


Figure III. 9 Réponse fréquentielle (S_{11}) obtenue par la méthode TLM, au port de deux sondes RF UHF-IRM utilisant respectivement les résonateurs TEM-SRR et TEM-STR (TEM Slotted Tube Resonator ou à bandes symétriques circulaire).

Pour ce type de sonde UHF-IRM utilisant TEM-SRR, il n'y a pas de résultats numériques ou expérimentaux dans la littérature scientifique. La figure III.9 montre une comparaison entre les résultats de simulation et ceux obtenus dans le cas du résonateur à bandes symétriques circulaires (Slotted Tube Resonator : STR) [77] pour pratiquement les mêmes valeurs des paramètres géométriques. De cette figure, il semble que nos résultats en utilisant le résonateur TEM-SRR sont en bon accord avec ceux obtenus précédemment en utilisant le résonateur TEM-STR.

Le tableau 2 énumère les deux fréquences obtenues à -20 dB au-dessus et en dessous de la fréquence de résonance et les coefficients de qualité (Q_{-20dB}) calculée selon l'équation (7), pour les deux types de sondes UHF-IRM.

Sondes UHF-MRI utilisant le résonateur	f_u (MHz)	f_l (MHz)	Q_{-20dB}
TEM-SRR	348.0	331.0	20.0
TEM-STR	359.5	318.0	8.2

Tableau III. 2. Coefficient de qualité calculé pour les deux sondes UHF-IRM utilisant respectivement TEM-SRR et TEM-STR

Ce tableau montre clairement que le coefficient de qualité Q_{-20dB} du résonateur TEM-SRR est très intéressant comparant avec celui obtenu récemment pour le résonateur TEM-STR.

Afin de vérifier nos calculs numériques MEF/MoM nous étions obligés, pour les mêmes paramètres géométriques et physiques de notre TEM-SRR, de faire des simulations en 3D en utilisant, par exemple, le logiciel CST-Microwave studio.

L'approche CST a été utilisée pour analyser le résonateur TEM-SRR. Il se trouve que l'impédance caractéristique de la ligne anneau fendu TEM-SRR est 48.61Ω . Cette valeur montre un bon accord avec celle obtenue à la fois par les deux approches (MEF et MoM), comme indiqué dans le tableau III.1.

Enfin, nous montrons sur la figure III.10 une comparaison entre les valeurs du paramètre de réflexion S_{11} du résonateur TEM-SRR, obtenues en utilisant la méthode TLM et en utilisant le logiciel CST.

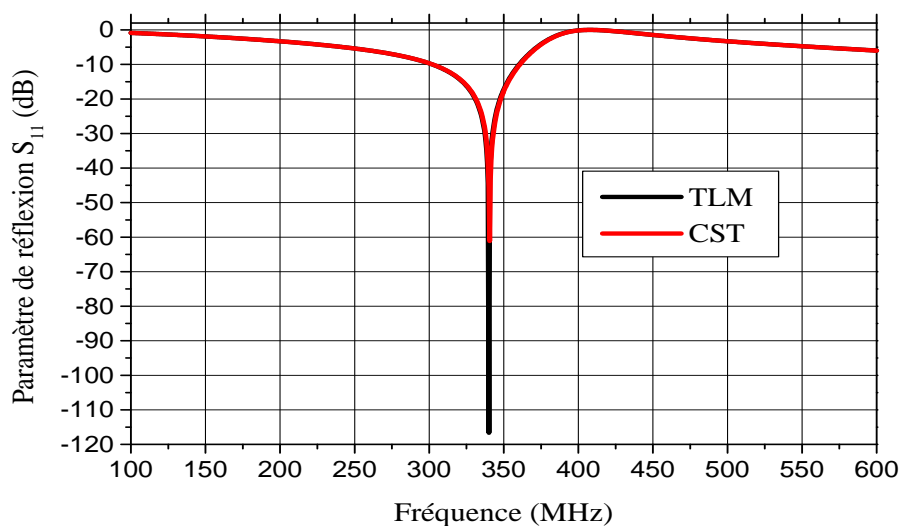


Figure III. 10 Paramètre de réflexion S_{11} à l'entrée de la sonde IRM ainsi conçue, obtenu par la TLM et par le logiciel CST.

Les résultats obtenus en utilisant les deux modèles numériques (MEF-MoM et CST) montrent un bon accord de la réponse fréquentielle du coefficient S_{11} à l'entrée de notre sonde UHF-IRM que nous avons conçue en utilisant le résonateur TEM-SRR.

III.4 RESONATEUR EN ANNEAU FENDU INHOMOGENE (QUASI-TEM SRR)

Dans la section précédente, nous avons pu réaliser avec succès une sonde UHF-IRM utilisant le résonateur TEM-SRR ; Malheureusement, les modifications introduites par les charges biologiques avec des constantes diélectriques élevées dans le résonateur ne sont pas négligeables, en raison de l'inhomogénéité de la structure.

Ce qui suit est une analyse électromagnétique d'un type de sonde quasi-TEM conçu pour une utilisation dans les systèmes UHF-IRM.

Les propriétés EM du résonateur en anneau fendu en mode quasi-TEM peuvent être décrits en termes de ses paramètres primaires: (L, C) et ses paramètres secondaires: l'impédance caractéristique (Z_c), la constante diélectrique effective (ϵ_{eff}). Ces paramètres EM sont obtenus en résolvant un problème de champ statique en utilisant l'approche MoM (par exemple). Cette dernière permet de simuler la performance d'une conception et de décider si un ensemble donné de contraintes permet de réaliser la quasi-TEM sonde UHF-IRM.

Afin de concevoir une UHF-IRM sonde fonctionnant à 433 MHz et utilisant le résonateur quasi-TEM SRR, nous avons analysé la structure représentée sur la figure III.11 avec les caractéristiques suivantes:

- Rayon intérieur de l'anneau fendu: $r_0 = 20$ mm;
- Epaisseur: $w = 1$ mm et
- Des charges biologiques de constantes diélectriques (ϵ_r) énumérés dans le tableau III.3 [81].

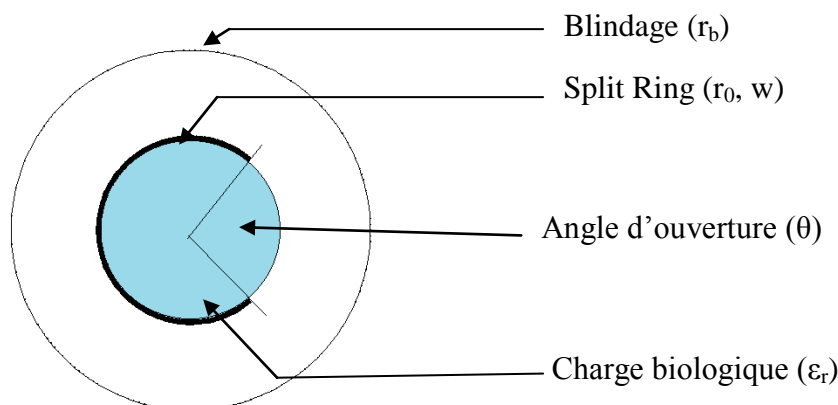


Figure III. 11 Vue en coupe transversale du résonateur en anneau fendu quasi-TEM (quasi-TEM SRR).

Tissu	ϵ_r [81]	σ (S/m) [81]
Aorte	49.15	0.7395
Vessie	17.67	0.3128
Sang	57.3	1.72
Os spongieux	21.08	0.02275
Os cortical	13.77	0.1032
Os moelle	5.137	0.03575
Sein graisse	5.62	0.04953
Cartilage	43.64	0.65
Cervelet	52.9	0.91
Liquide Cérébro-Spinal	68.97	2.32
Col de l'utérus	44.17	1.020
Côlon	60.88	0.96
Cornée	54.4	1.070
Dura	51.03	0.8
Les tissus oculaires	57.69	1.010
Graisse	5.028	0.04502
Vésicule biliaire	60.06	1.035
Vésicule biliaire Bile	76.55	1.613
Matière Grise	54.27	0.8775
Cœur	60.74	0.9866
Rein	57.3	1.152
Lentille cortex	52.75	0.6742
Lentille noyau	38.76	0.38
Foie	50.34	0.68
Poumon déflaté	52.83	0.7147
Poumon gonflé	21.58	0.3561
Muscle	64.21	0.9695
Nerf	35.7	0.500
Ovaire	51.55	1.033
Peau sèche	42.48	0.5495
Peau humide	51.31	0.72
Intestin grêle	74.1	2.053
Rate	60.62	1.041
Estomac	74.55	1.120
Tendon	50.53	0.7554
thyroïde	60.02	0.8183

Tableau III. 3. Propriétés diélectriques des tissus à 433 MHz (de Gabriel).

L'influence des constantes diélectriques (ϵ_r) à 433 MHz de la charge biologique sur les paramètres (EM) du résonateur quasi-TEM SRR est présenté dans le tableau III.4. Les résultats présentés dans ce tableau sont essentiels pour la conception de sondes UHF-IRM fonctionnant à 433 MHz et utilisant le SRR quasi-TEM.

Dans ce qui suit, nous considérons que la constante diélectrique relative moyenne du tissu musculaire à 433 MHz est 64,21. Ce tissu musculaire remplit complètement le volume du résonateur quasi-TEM SRR pour les paramètres géométriques ci-dessus, à savoir ($r_0 = 20$ mm et $w = 1$ mm).

Tissu	ϵ_r [81]	L (nH/m)	C (pF/m)	Z_c (Ω)	ϵ_{eff}
Aorte	49.15	163.0	70.25	48.17	1.029
Vessie	17.67	163.0	70.09	48.22	1.027
Sang	57.3	163.0	70.27	48.17	1.029
Os spongieux	21.08	163.0	70.13	48.21	1.027
Os cortical	13.77	163.0	70.03	48.25	1.026
Os moelle	5.137	163.0	69.61	48.39	1.020
Sein grasse	5.62	163.0	69.66	48.37	1.021
Cartilage	43.64	163.0	70.24	48.17	1.029
Cervelet	52.9	163.0	70.26	48.17	1.029
Liquide Cérébro-Spinal	68.97	163.0	70.28	48.16	1.030
Col de l'utérus	44.17	163.0	70.24	48.17	1.029
Côlon	60.88	163.0	70.27	48.16	1.029
Cornée	54.4	163.0	70.26	48.17	1.029
Dura	51.03	163.0	70.26	48.17	1.029
Les tissus oculaires	57.69	163.0	70.27	48.17	1.029
Graisse	5.028	163.0	69.59	48.40	1.020
Vésicule biliaire	76.55	163.0	70.29	48.16	1.030
Vésicule biliaire Bile	54.27	163.0	70.26	48.17	1.029
Matière Grise	60.74	163.0	70.27	48.16	1.029
Cœur	57.3	163.0	70.27	48.17	1.029
Rein	52.75	163.0	70.26	48.17	1.029
Lentille cortex	38.76	163.0	70.23	48.18	1.029
Lentille noyau	50.34	163.0	70.25	48.17	1.029
Foie	52.83	163.0	70.26	48.17	1.029
Poumon déflaté	21.58	163.0	70.14	48.21	1.028
Poumon gonflé	64.21	163.0	70.27	48.16	1.030
Muscle	35.7	163.0	70.22	48.18	1.029
Nerf	51.55	163.0	70.26	48.17	1.029
Ovaire	42.48	163.0	70.24	48.17	1.029
Peau sèche	51.31	163.0	70.26	48.17	1.029
Peau humide	74.1	163.0	70.28	48.16	1.030
Intestin grêle	60.62	163.0	70.27	48.16	1.029
Rate	74.55	163.0	70.28	48.16	1.030
Estomac	50.53	163.0	70.25	48.17	1.029
thyroïde	60.02	163.0	70.27	48.16	1.029

Tableau III. 4. Paramètres EM, à 433 MHz, du résonateur QUASI-TEM SRR.

La figure III.12 et III.13 montrent l'influence de l'angle d'ouverture (θ) sur les paramètres EM (L et C) du résonateur quasi-TEM en anneau fendu chargé par un muscle humain en utilisant la méthode MoM.

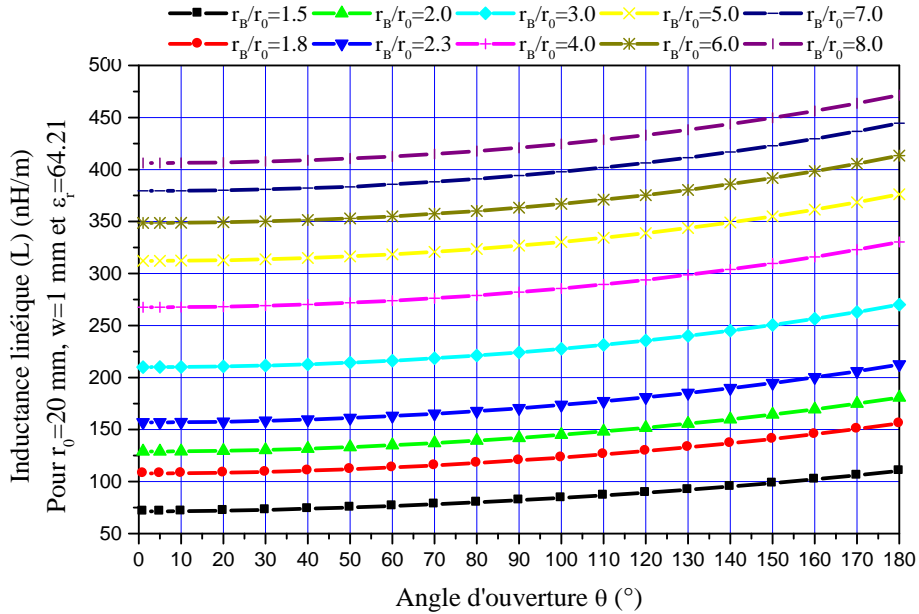


Figure III. 12 Influence de l'angle d'ouverture (θ) sur l'inductance

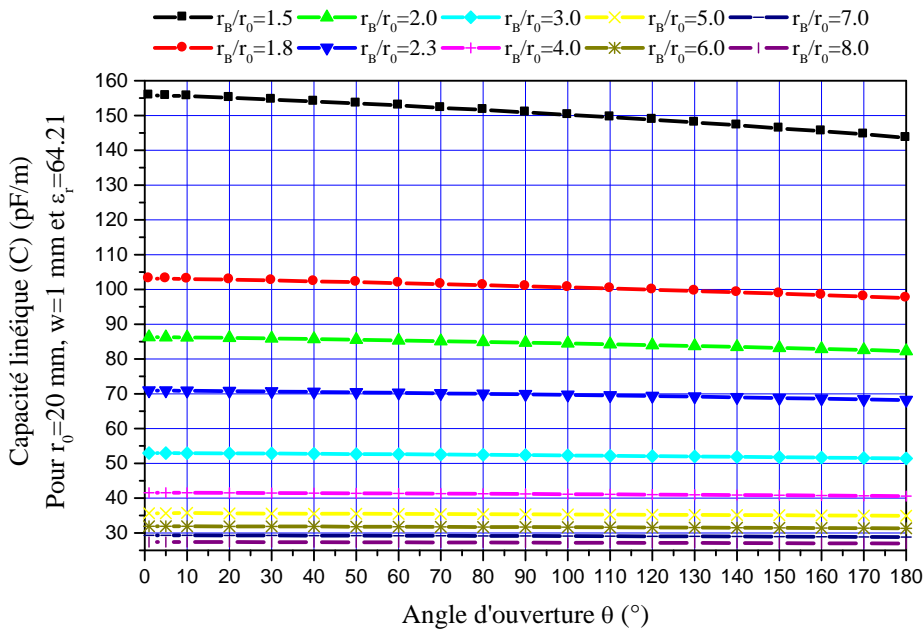


Figure III. 13 Influence de l'angle d'ouverture (θ) sur la capacité linéique (C) pour différentes valeurs du rapport r_b/r_0 (avec $\epsilon_r = 64,21$).

La figure III.14 illustre les impédances caractéristiques (Z_c) en fonction de l'angle d'ouverture (θ) avec le rapport de rayon de conducteurs extérieur/intérieur (r_b/r_0) en tant que paramètre variable.

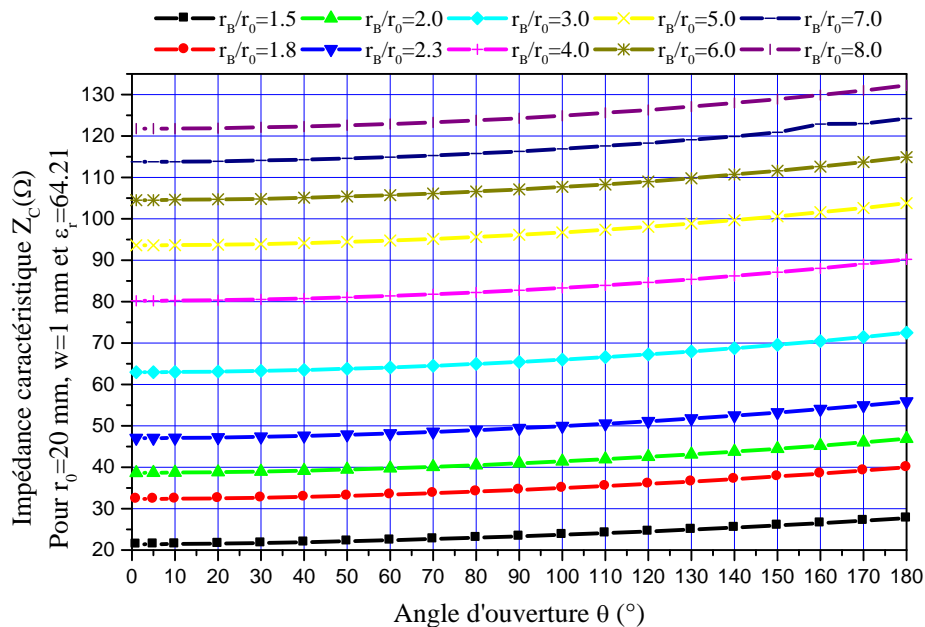


Figure III. 14 Influence de l'angle d'ouverture (θ) sur l'impédance caractéristique pour différentes valeurs du rapport r_b/r_0 (avec $\epsilon_r=64.21$).

La figure III.15 présente la variation de la constante diélectrique effective (ϵ_{eff}) en fonction de l'angle d'ouverture (θ) avec le rapport de rayon de conducteurs extérieur/intérieur (r_b/r_0) en tant que paramètre variable.

Pour $\theta = 60^\circ$ et $r_b/r_0 = 2.3$, les paramètres EM, obtenus à 433 MHz, du résonateur en anneau fendu quasi-TEM chargé par un muscle humain sont:

- Inductance linéique : $L = 163,0$ nH/m ;
- Capacité linéique: $C = 70,27$ pF/m ;
- Impédance caractéristique: $Z_c = 48.16 \Omega$ et ;
- Constante diélectrique effective : $\epsilon_{eff} = 1.030$.

Enfin, la sonde UHF-IRM à résonateur quasi-TEM montré sur la figure III.3 a été conçu avec les caractéristiques suivantes: un rayon intérieur de l'anneau de 20 mm, un rapport rayon r_b/r_0 de 2,3, une épaisseur de l'anneau (w) de 1 mm, un angle d'ouverture (θ) de 60° , une longueur de résonateur, l ($l = 0,25 \lambda_0$) de 17.32 cm, un condensateur d'adaptation, C_M , de

valeur de 9,79 pF, et des condensateurs de terminaison, C_S et C_L , ayant à la fois une valeur de 3,99 pF.

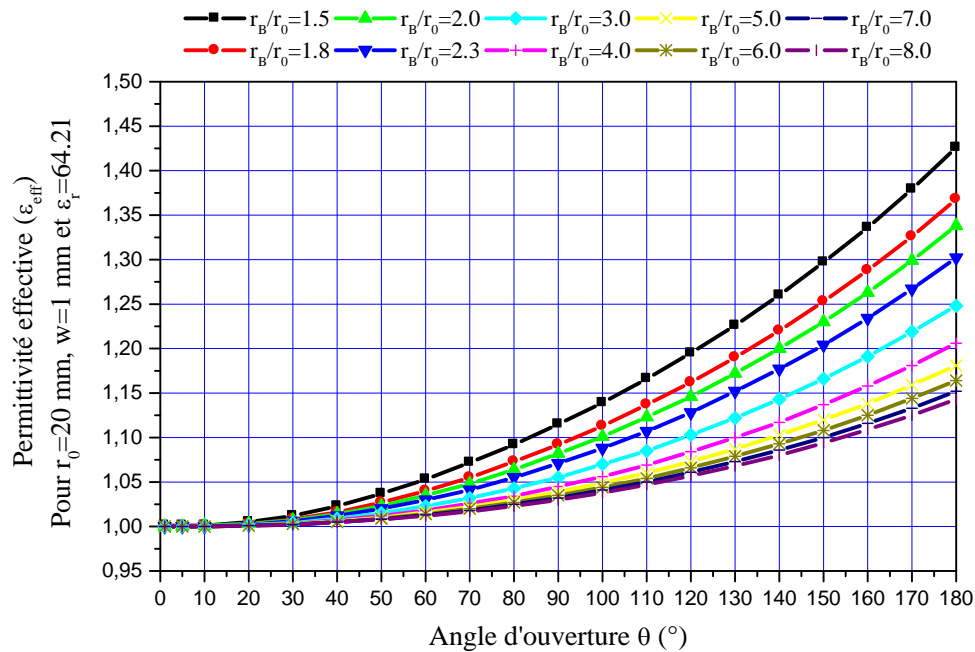


Figure III. 15 Influence de l'angle d'ouverture (θ) sur la constante diélectrique effective pour différentes valeurs du rapport r_b/r_0 (avec $\epsilon_r=64.21$).

Avec une approche numérique en utilisant la théorie des lignes de transmission, la variation du coefficient de réflexion (S_{11}) à l'entrée de la sonde peut être illustrée sur la figure III.16.

La courbe présente un minimum à la fréquence de travail (de résonance) de 433 MHz. Le minimum de réflexion obtenu pour le résonateur quasi-TEM SRR est très faible à la fréquence de résonance et il est égal à (-98 dB). A 432 MHz, $S_{11} = -53,0$ dB tandis qu'à 434 MHz, $S_{11} = -52,8$ dB.

Les fréquences au-dessus et en dessous de la fréquence de résonance obtenue à -20 dB sont respectivement 417,1 et 446 MHz. En utilisant la relation (7), le coefficient de qualité Q_{-20dB} vaut 15.

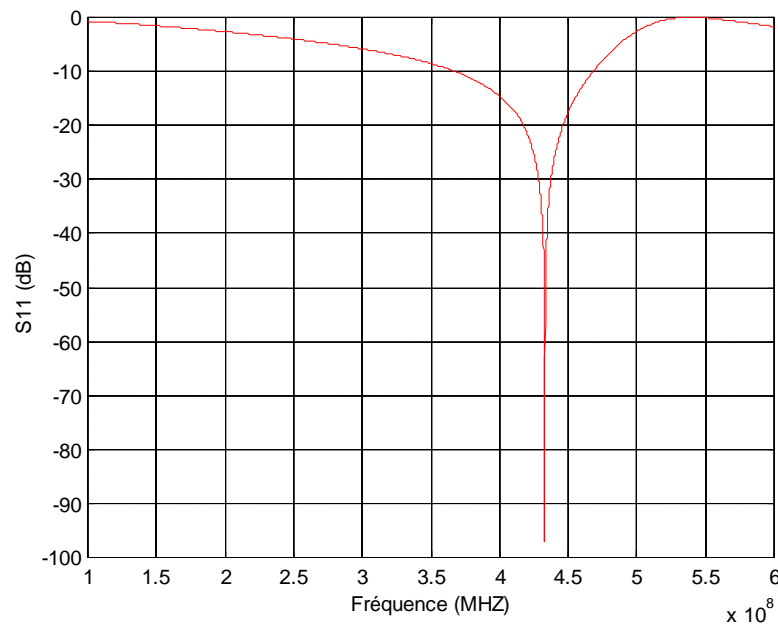


Figure III. 16 Réponse fréquentielle, S_{11} , obtenue par la TLM à l'entrée de la sonde quasi-TEM UHF-IRM ainsi conçue.

III.5 CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons présenté l'analyse et la conception d'un résonateur en anneau fendu homogène et inhomogène (TEM et quasi-TEM) avec une section circulaire pour des applications IRM à très hautes fréquences (UHF-IRM).

Les résultats numériques obtenus à partir de la méthode des éléments finis et la méthode des moments, sont valable dans une large gamme d'angle d'ouverture et de rapport de rayon externe/interne (r_b/r_0).

Nos résultats démontrent l'excellente cohérence entre les deux méthodes MEF et MoM. Nos calculs, basés sur la MEF et sur la MoM ont été effectués pour caractériser avec précision les paramètres EM (Z_c , L et C) du résonateur TEM-SRR en tenant en compte l'effet de l'épaisseur de l'anneau et l'effet du blindage RF. Lorsque les paramètres EM sont déterminés, nous avons estimé la réponse en fréquence S_{11} à l'entrée de la sonde UHF-IRM conçue, ce qui nous a permis d'évaluer la valeur du facteur de qualité Q_{-20dB} à vide.

Dans le cas inhomogène, nous nous sommes intéressés à l'analyse et la conception de sonde UHF-IRM, ayant un Q élevé et utilisant le résonateur quasi-TEM SRR, fonctionnant à 433 MHz. L'approche MoM a été adaptée et utilisée (par exemple) pour caractériser de façon précise l'impédance caractéristique (Z_c), la constante diélectrique effective (ϵ_{eff}), l'inductance et la capacité linéiques (L, C) du résonateur quasi-TEM. Lorsque les paramètres EM ont été

numériquement calculés, il était possible de simuler la réponse fréquentielle du coefficient de réflexion S_{11} à l'entrée de la sonde quasi-TEM UHF-IRM chargée avec toute charge biologique.

Dans le chapitre suivant nous présenterons d'une part nos résultats d'analyse en utilisant la méthode des moments sous l'environnement LINPAR, et d'autre part nos résultats de conception d'autres résonateurs : le résonateur SER (Slotted Elliptical tube Resonator) et le résonateur STR (Slotted Tube Resonator) (TEM et quasi-TEM) très utilisés dans les systèmes IRM.

Chapitre IV
RESONATEURS A
BANDES
SYMETRIQUES STR
ET SER

IV. 1 INTRODUCTION

Depuis sa mise au point par Lauterbur (1973) et par Mansfield et Grannel (1975), la résonance magnétique nucléaire (RMN) a connu une croissance rapide pour devenir une modalité clinique d'imagerie viable qui est maintenant la méthode de choix pour de nombreuses applications (Kressel 1985; Stark et Bradley 1988). Les temps de l'imagerie par RMN (souvent désigné comme l'imagerie par résonance magnétique, IRM) ont diminué de façon spectaculaire de quelques heures à quelques millisecondes et les résolutions sont améliorées dans certains cas de centimètres à microns. Une gamme spectaculaire de l'information est disponible à partir de cette technique qui le distingue de tous les autres modalités d'imagerie en termes de flexibilité. Nous sommes toujours sur la courbe croissante en termes d'imagerie RMN et ses implications à l'égard de l'étude diagnostique du corps humain. En général, l'imagerie RMN concerne l'observation et la cartographie spatiale du noyau d'hydrogène (^1H) contenu dans l'eau, puisque l'eau est la matière la plus abondante dans le corps humain et par conséquent elle donne plus de signal par rapport à d'autres noyaux résonants.

Le système d'IRM a été reconnu comme une nouvelle technique de diagnostic médical. Comme nous l'avons déjà cité, dans le système d'IRM une sonde RF est utilisée pour émettre un champ magnétique RF uniforme sur un corps humain et de recevoir des signaux de réponse de l'organisme. Un cylindre conducteur est généralement situé autour de la sonde RF pour minimiser les bruits provenant des autres équipements. Plusieurs types de résonateurs (résonateur en selle de cheval, résonateur en cage d'oiseau, résonateur à bandes symétriques [82],...) ont été élaborés et utilisés pour concevoir et fabriquer des sondes IRM. Parmi ces sondes, le Slotted Tube Resonator (STR) ou le résonateur à bandes symétriques circulaires est devenu peu à peu le plus utilisé car il peut produire un champ magnétique uniforme. Cependant, la conception de la sonde IRM composée de bandes conductrices telles que le STR ont été réalisés principalement par le mode opératoire expérimental. Bien que l'analyse approchée du STR a été réalisée [83], une analyse plus précise et réaliste du STR avec blindage cylindre a été fortement souhaitée pour concevoir plus de STR améliorée. Mis à part les bobines en encage d'oiseau (BCR : Birdcage Coil Resonator), le résonateur à bandes symétrique est devenu très populaire. Beaucoup d'efforts ont été faits pour analyser ce résonateur afin de montrer les propriétés de la sonde et de concevoir une structure optimale. Dans les références [14] et [84], le STR a été traitée en deux dimensions et quelques solutions numériques ont été obtenues.

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'influence de l'épaisseur (t) des bandes sur les propriétés EM de la configuration optimale du résonateur à bandes symétriques (circulaire et elliptique). Notre but est d'analyser les propriétés du résonateur à bandes symétriques circulaires (STR) et elliptiques (SER) en mode TEM et/ou quasi-TEM en utilisant la MoM en deux dimensions et de simuler la réponse en fréquence du coefficient de réflexion S_{11} à l'entrée RF de la sonde UHF-IRM en utilisant la méthode des lignes de transmission (TLM) [85]. Deux sondes UHF-IRM ont été construites pour fonctionner à la fréquence 433 MHz de la bande ISM, ayant un coefficient de qualité global (Q) élevé et en utilisant la configuration optimale du résonateur TEM. Dans le cas inhomogène, nous présentons les résultats de conception des sondes UHF-IRM chargé avec une charge biologique de constante diélectrique relative moyenne de 60,74.

IV.2 RESONATEUR A BANDES SYMETRIQUES

IV.2.1 DESCRIPTION

a) RESONATEUR A BANDES SYMETRIQUES CIRCULAIRES (STR)

La figure (IV.1.a) montre une illustration du résonateur à bandes symétriques circulaires (STR). En bref, cette bobine est supposé être sans perte et se compose de deux bandes conductrices transportant des courants sur chaque côté d'un cylindre de rayon (r_c). L'angle (θ) est appelé angle d'ouverture (window angle). Les bandes conductrices d'épaisseur (t) sont reliées par des capacités au cylindre extérieur (le blindage) de rayon (r_b). Un diélectrique (échantillon) de permittivité relative (ϵ_r), règne à l'intérieur du système de bandes. Dans la référence [76], les auteurs ont montré que pour $r_b = 2.4r_c$ et $t = 0.2r_c$, l'homogénéité de champ optimale pour un résonateur STR blindé vide (c.-à-d TEM STR) est obtenu pour un angle d'ouverture de 60° .

b) RESONATEUR A BANDES SYMETRIQUES ELLIPTIQUES (SER)

La figure (IV.1.b) montre une configuration du résonateur à bandes symétriques elliptiques (SER) qui est largement utilisé en RMN (Imagerie de la poitrine, ou du poignet). Les deux bandes symétriques d'épaisseur (t) peuvent être montées sur le grand axe (a) ou sur le petit axe (b) de l'ellipse. Une charge biologique de permittivité relative (ϵ_r), règne à l'intérieur du système de bandes. Dans la référence [15] (cas TEM), les auteurs ont montrés que pour $a/b = 1.8$, $r_b/a = 2.4$ et $\theta = 72^\circ$, l'homogénéité du champ magnétique créée à l'intérieur de ce résonateur est optimale.

Dans ce qui suit, nous nous intéressons à l'étude des paramètres EM du résonateur à bandes symétriques en fonction de l'épaisseur (t) de ses bandes.

Rappelons que les propriétés électriques pour ce type de résonateur (ligne) vide (non chargé) à faibles pertes et propageant le mode transverse électromagnétique (TEM), peuvent être décrites en termes [45] :

- de paramètres primaires (matrices d'inductances et de capacités) :

$$[L] = \begin{bmatrix} L_{11} & L_{12} \\ L_{21} & L_{22} \end{bmatrix}; [C] = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{bmatrix} \text{ avec } L_{11}=L_{22}, L_{12}=L_{21}; C_{11}=C_{22} \text{ et } C_{12}=C_{21}.$$

La matrice d'inductance $[L]$ contient les inductances propres des deux bandes symétriques sur la diagonale et les inductances mutuelles entre les bandes. La matrice de capacité $[C]$ définit les effets capacitifs entre les deux bandes symétriques et caractérise l'énergie électrique emmagasinée dans le résonateur.

- et de ses paramètres secondaires : les impédances caractéristiques du mode pair et impair (Z_{0e}, Z_{0o}) et le coefficient de qualité à vide (Q_0) qui caractérise la sélectivité de la sonde TEM dans le domaine fréquentiel.

Dans le cas inhomogène (mode quasi-TEM), les propriétés électriques peuvent être décrites en termes de ses paramètres primaires $[L]$, $[C]$ et ses paramètres secondaires : les impédances caractéristiques du mode pair et impair (Z_{0e}, Z_{0o}), les permittivités effectives du mode pair et impair ($\epsilon_{effe}, \epsilon_{effo}$), et le coefficient de qualité en charge (Q).

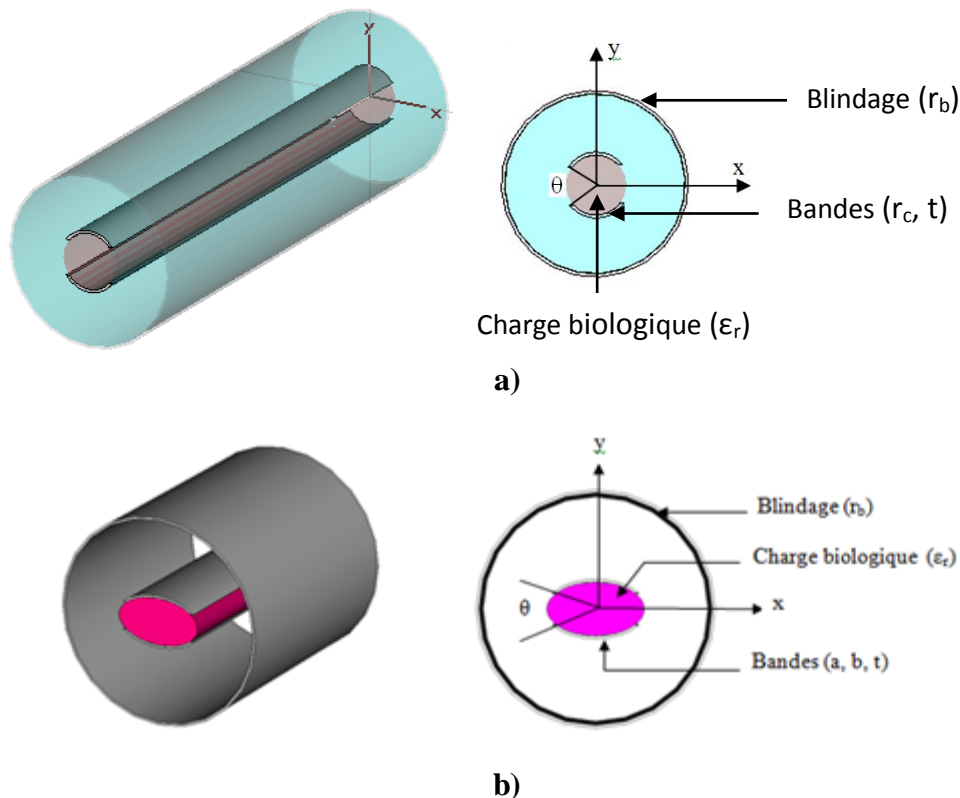


Figure IV. 1 Illustrations 3D et 2D du résonateur : à bandes symétriques (STR) en a) et à bandes symétriques elliptiques (SER) en b).

Les calculs numériques des paramètres EM ont été réalisés sous l'environnement LINPAR pour Windows. La technique utilisée dans le programme est basé sur une analyse électrostatique, comme nous l'avons déjà montrée précédemment. En appliquant la MoM, la segmentation des différents conducteurs et des interfaces diélectriques du résonateur STR et SER est montrée sur la figure IV.2. Sur cette figure nous avons utilisé 60 segments sur le blindage, 120 segments sur chaque bande du résonateur et 50 segments sur chaque interface diélectrique se trouvant entre deux bandes.

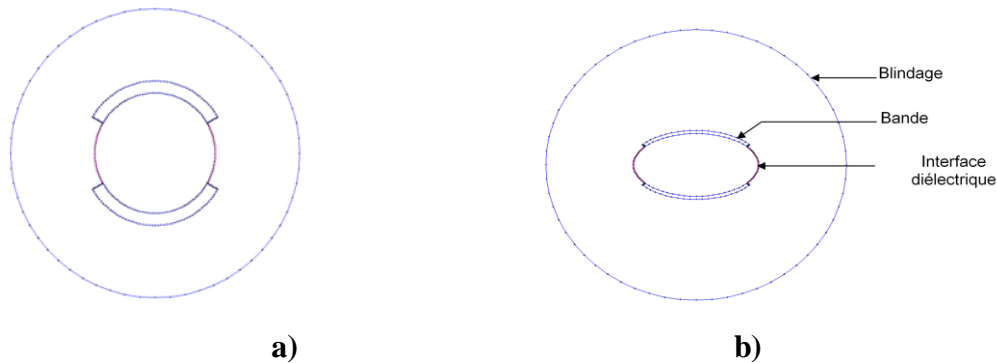


Figure IV. 2 Segmentation des surfaces chargées obtenue sous LINPAR pour le STR en a) et le SER en b).

Lorsque les paramètres EM sont déterminés, il est possible d'estimer le spectre de résonance (S_{11}) du résonateur représenté sur la Fig. IV.1 en utilisant nos programmes basés sur la méthode de la ligne de transmission (TLM).

Les sondes IRM-UHF développées pour ce travail se composent :

- d'un résonateur à bandes symétriques blindé de longueur l ;
- d'une capacité d'adaptation C_M , et
- de capacités d'accord C_{Si} et C_{Li} (avec $i = 1, 2$).

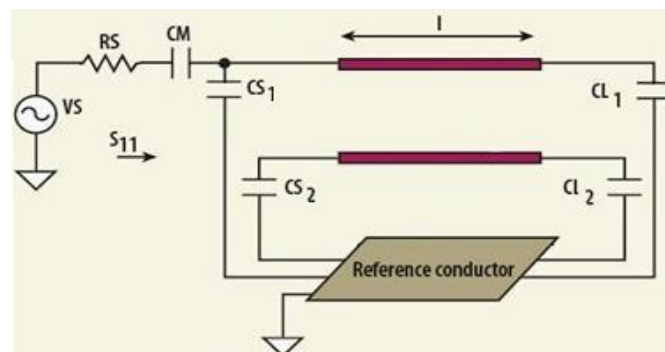


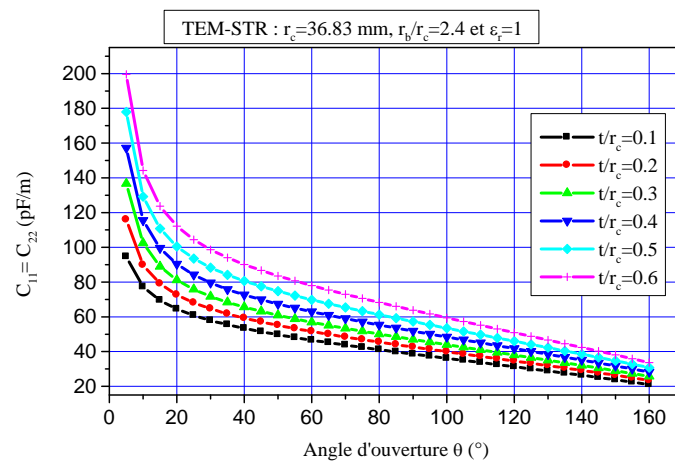
Figure IV. 3 Sonde RMN utilisant le résonateur à bandes symétriques (STR ou SER).

IV.2.2 RESULTATS NUMERIQUES

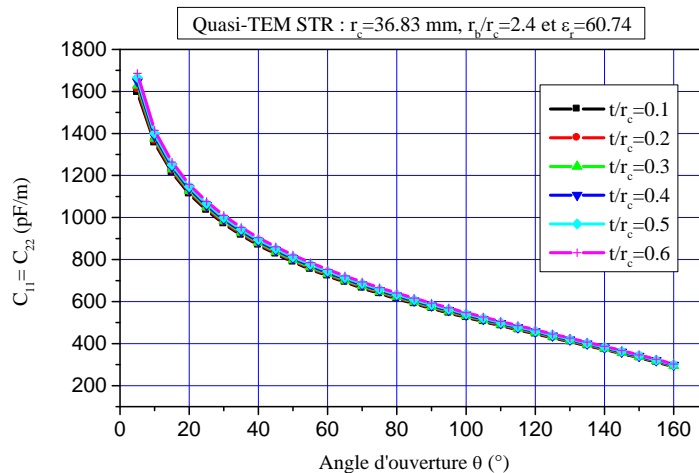
Pour concevoir une sonde IRM chargée, fonctionnant à 433 MHz et utilisant la configuration optimale du résonateur TEM ($\theta = 60^\circ$ pour le STR et $\theta = 72^\circ$ pour le SER), tout

d'abord, nous avons analysé la structure représentée dans la (figure IV.1.a) avec l'ensemble des caractéristiques suivantes: un rayon de cylindre intérieur (r_c) de 36.83 mm; un rayon de ($r_b = 2.4 r_c$); et les charges biologiques de constantes diélectriques (ϵ_r) énumérés dans le tableau III.3 [81]. Puis, nous avons analysé la structure représentée sur la (figure IV.1b) avec un axe court (b) de 10 cm; un rapport de l'axe long/court (a/b) de 1,8; un rapport (r_b/a) de valeur 2,4.

Les figures de IV.4 à IV.9 montrent l'influence de l'angle d'ouverture (θ) sur les paramètres EM primaires ($[L]$ et $[C]$) et les paramètres secondaires (Z_{0o} , Z_{0e}), (ϵ_{effo} , ϵ_{effe}) pour différentes valeurs de l'épaisseur des deux bandes du résonateur STR. Ces courbes sont essentielles pour la conception de sondes IRM.

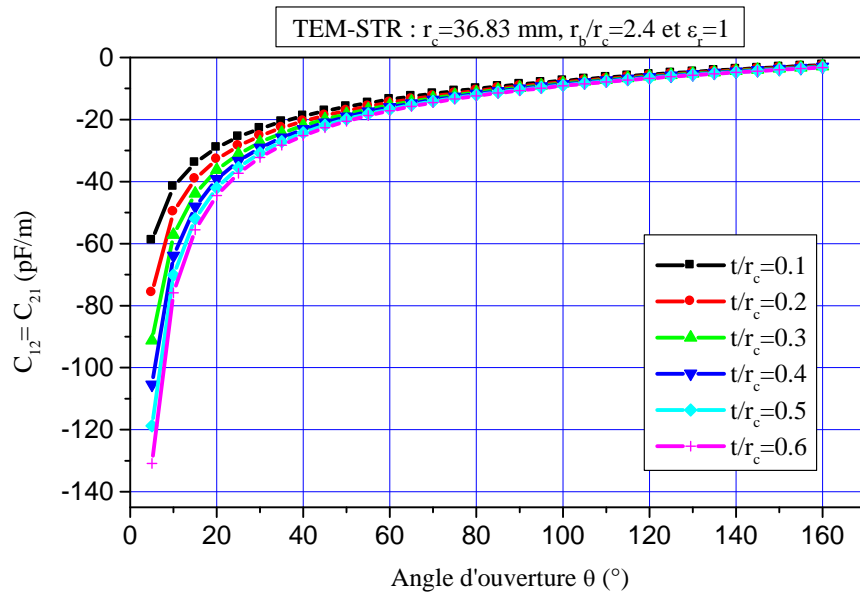


a)

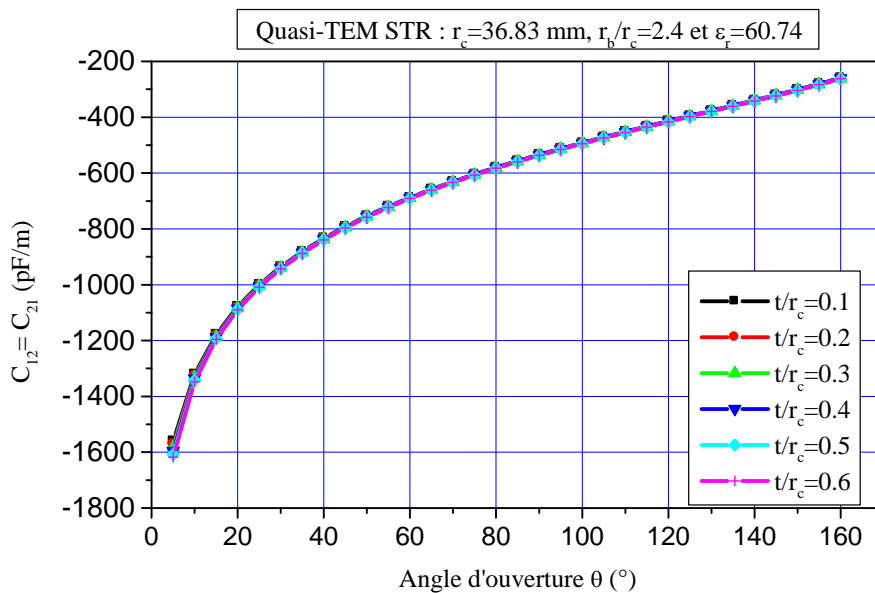


b)

Figure IV. 4 Influence de l'angle d'ouverture sur les éléments (C_{11} , C_{22}) de la matrice de capacité $[C]$ pour différentes valeurs du rapport (t/r_c) pour le mode TEM en a) et quasi-TEM en b) du résonateur STR.



a)



b)

Figure IV. 5 Influence de l'angle d'ouverture sur les éléments (C_{12} , C_{21}) de la matrice de capacité $[C]$ pour différentes valeurs du rapport (t/r_c) pour le mode TEM en a) et quasi-TEM en b) du résonateur STR.

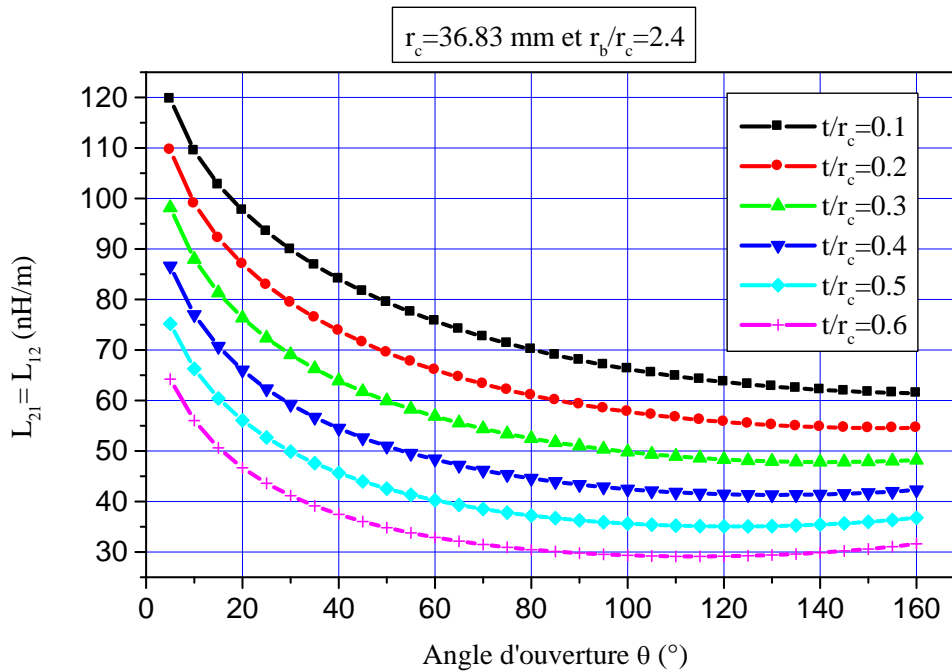
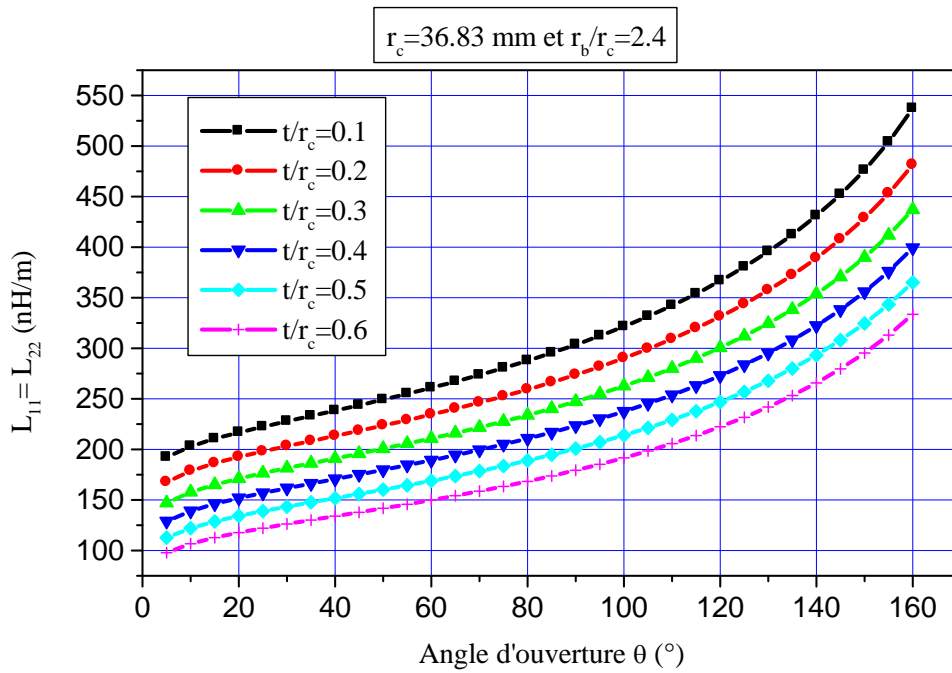
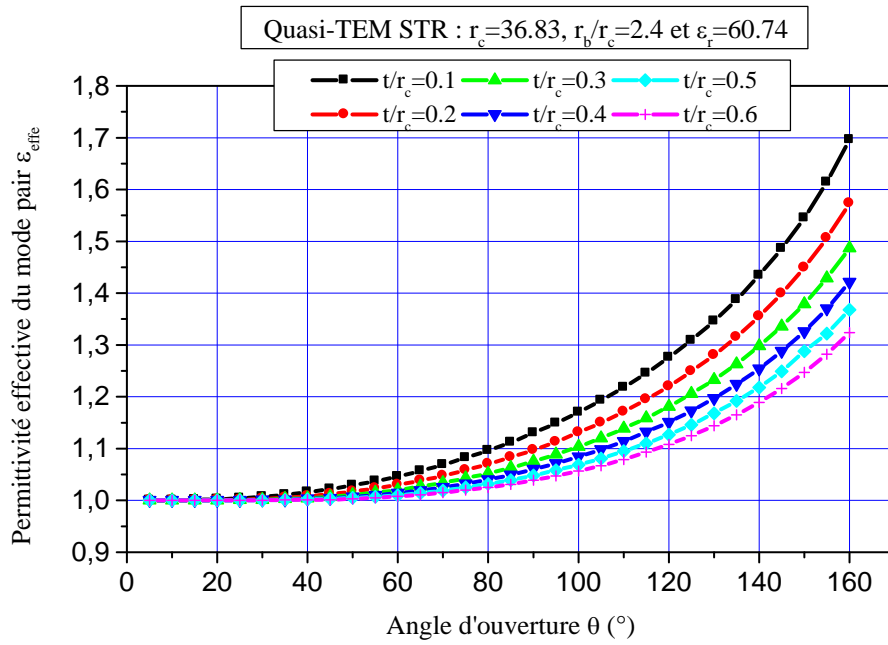
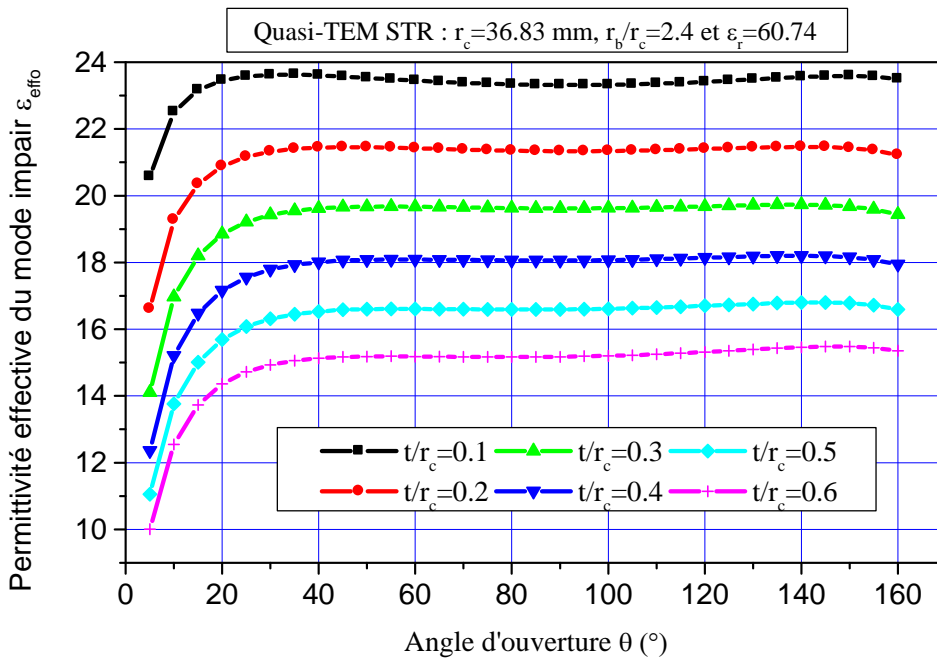


Figure IV. 6 Influence de l'angle d'ouverture sur les éléments de la matrice d'inductance [L] du résonateur STR (TEM ou quasi-TEM) pour différentes valeurs du rapport (t/r_c). (L_{11} , L_{22}) en a) et (L_{12} , L_{21}) en b).

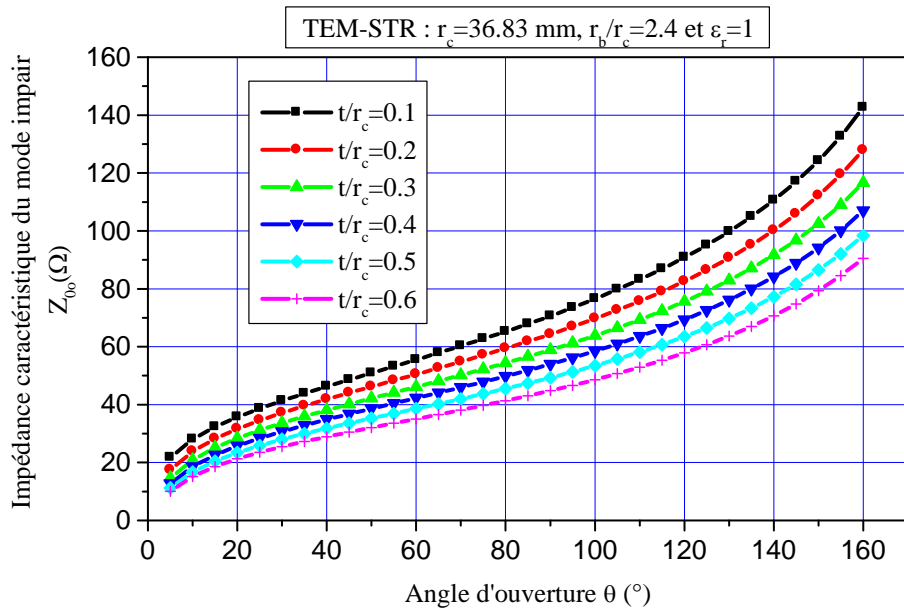


a)

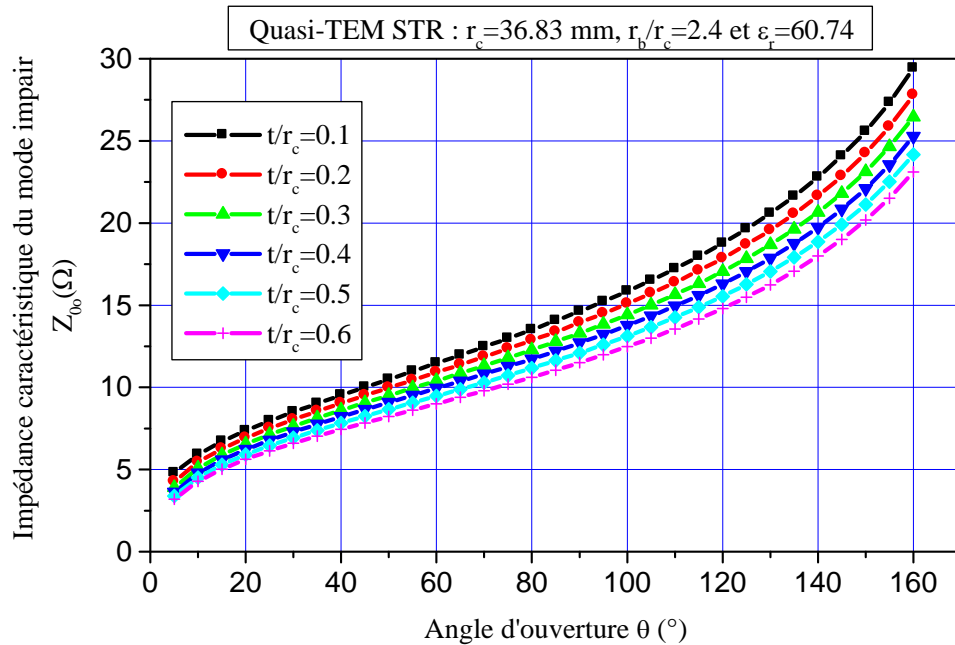


b)

Figure IV. 7 Influence de l'angle d'ouverture du résonateur quasi-TEM STR sur ses permittivités effectives des modes : pair ($\epsilon_{\text{effé}}$) en a) et impair (ϵ_{effo}) en b), pour différentes valeurs de son rapport (t/r_c).



a)



b)

Figure IV. 8 Impacts de l'angle d'ouverture sur l'impédance caractéristique du mode impair Z_{0o} pour différentes valeurs du rapport (t/r_c) pour le résonateur STR. TEM en a) et quasi-TEM en b).

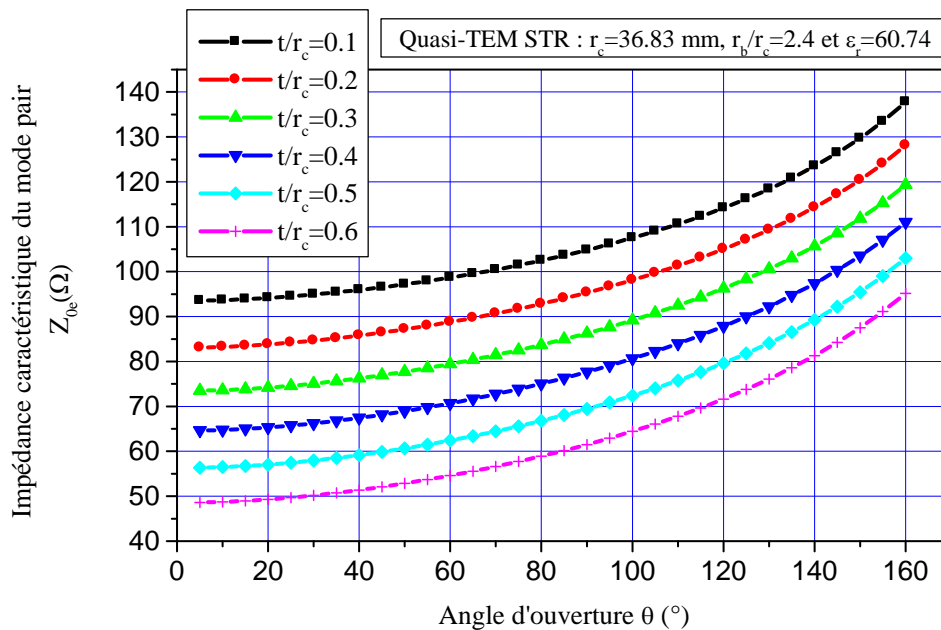
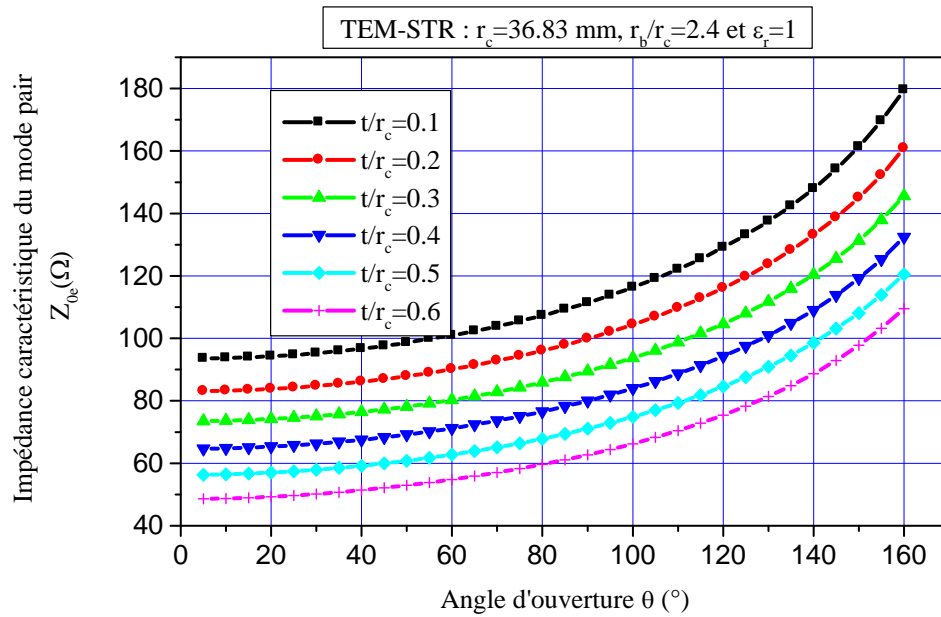
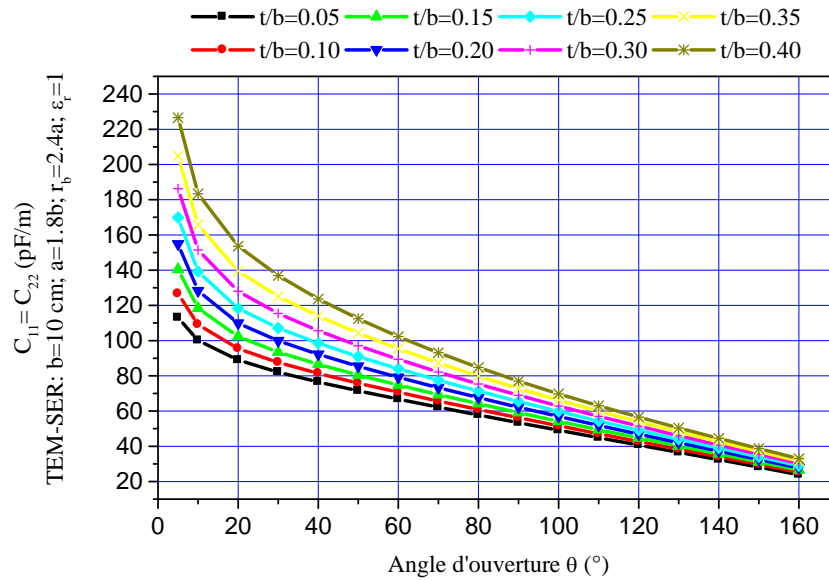
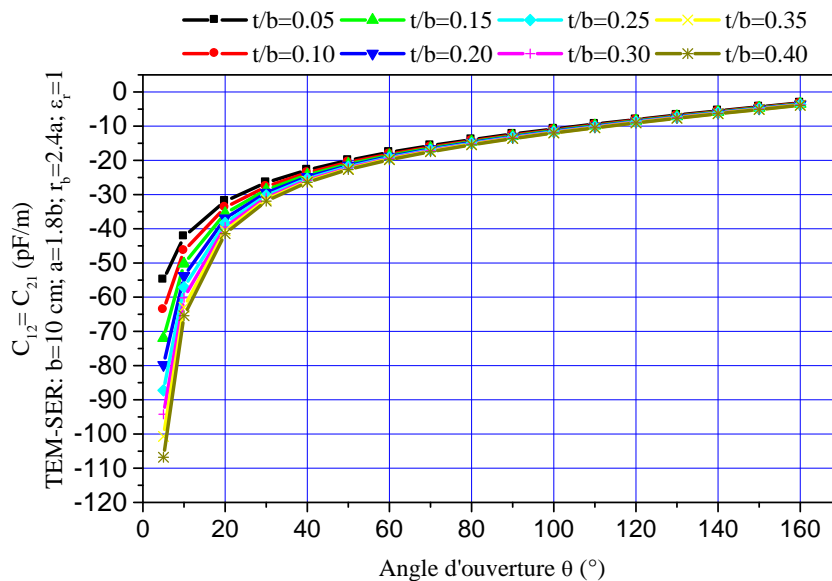


Figure IV. 9 Impacts de l'angle d'ouverture sur l'impédance caractéristique du mode pair Z_{0e} pour différentes valeurs du rapport (t/r_c) pour le résonateur STR. TEM en a) et quasi-TEM en b).

L'impact de l'épaisseur des deux bandes elliptiques et de l'angle d'ouverture (θ) du résonateur TEM-SER (par exemple) sur ses paramètres EM primaires ($[L]$ et $[C]$) et sur ses paramètres secondaires (Z_{0e} , Z_{0o}) est montré dans les figures IV.10-12 que nous avons obtenues.

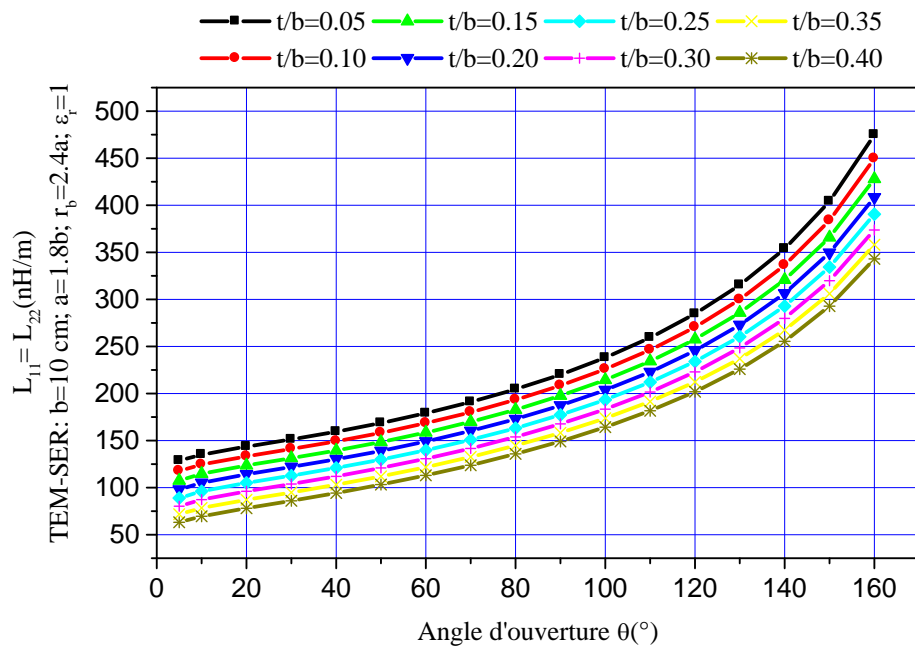


a)

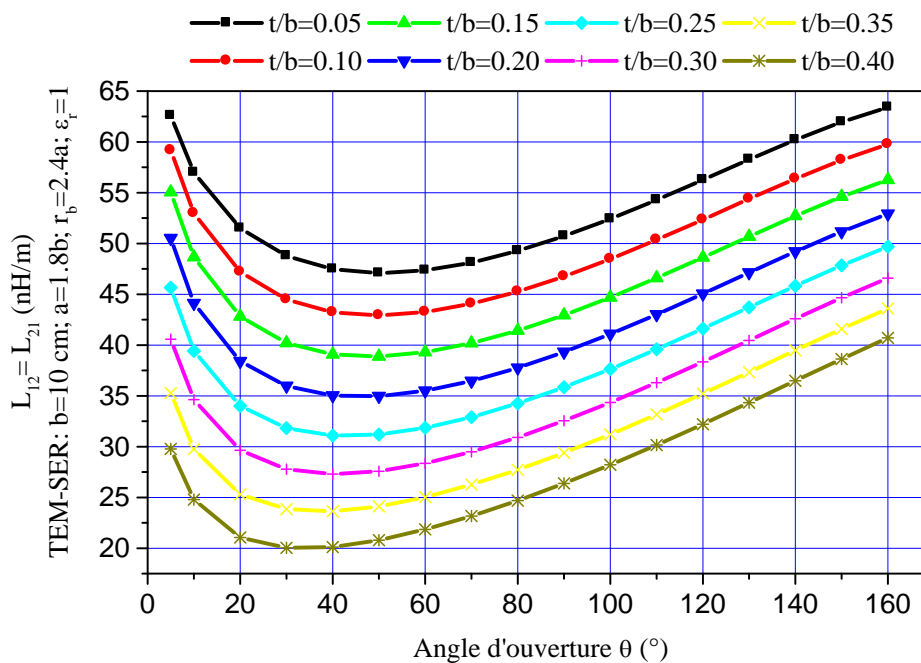


b)

Figure IV. 10 Effet de l'angle d'ouverture sur les éléments de la matrice de capacités $[C]$ du résonateur SER pour différentes valeurs du rapport (t/b). (C_{11} , C_{22}) en a) et (C_{12} , C_{21}) en b).

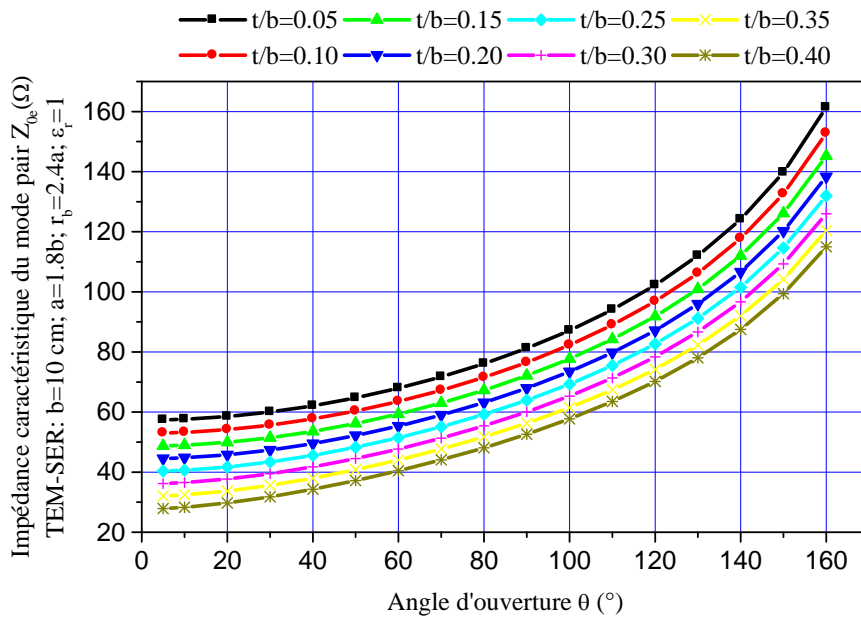


a)

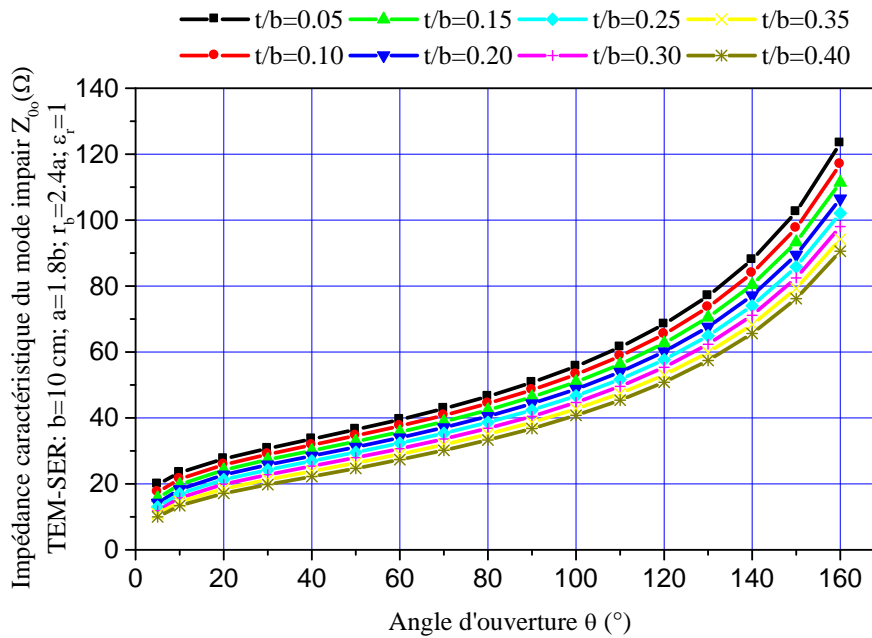


b)

Figure IV. 11 Effet de l'angle d'ouverture sur les éléments de la matrice d'inductance [L] du résonateur SER (TEM ou quasi-TEM) pour différentes valeurs du rapport (t/b). (L_{11} , L_{22}) en a) et (L_{12} , L_{21}) en b).



a)



b)

Figure IV. 12 Effet de l'angle d'ouverture sur les impédances caractéristiques des deux modes : pair (Z_{0e}) en a) et impair (Z_{0o}) en b), pour différentes valeurs du rapport (t/b) du résonateur SER.

Le tableau IV.1 résume nos résultats obtenus en utilisant la méthode des moments, comme indiqué sur la figure IV.2 pour le résonateur (STR) et (SER) propageant le mode TEM et quasi-TEM en utilisant la configuration optimale ($\theta_{STR} = 60^\circ$, $\theta_{SER} = 72^\circ$).

		$C_{11}=C_{22}$ (pF/m)	$C_{12}=C_{21}$ (pF/m)	$L_{11}=L_{22}$ (nH/m)	$L_{12}=L_{21}$ (nH/m)
STR	$\epsilon_r=1$	51.56	-14.55	234.4	66.04
	$\epsilon_r=60.74$	726.6	-688.5	234.4	66.04
SER	$\epsilon_r=1$	64.73	-15.73	182.6	44.28
	$\epsilon_r=60.74$	1109	-1052	182.6	44.28

Tableau IV. 1. Paramètres EM primaires du STR et du SER

Enfin, la première sonde UHF-IRM montrée dans la figure IV.3 est conçue avec les caractéristiques suivantes: un rayon intérieur cylindre (r_c) de 36,83 mm, un rayon du cylindre extérieur (r_b) de $2,4r_c$, un angle d'ouverture $\theta_{op} = 60^\circ$, une longueur (l) du résonateur de 17,32 cm. La seconde est conçue avec les caractéristiques suivantes: court axe $b = 10$ cm, le long axe (a) de $1,8b$, un rayon de cylindre extérieur (r_b) de $2,4a$, un angle d'ouverture optimal de 72° . La longueur du résonateur est dimensionné relativement par rapport à la longueur d'onde en espace libre soit $\lambda_0/4$.

Le tableau IV.2 présente les capacités, résultats de conceptions, d'adaptation C_M , et de terminaison C_S et C_L , et le minimum de réflexion S_{11} obtenu à la fréquence de résonance de 433 MHz. La figure IV.13 montre la réponse en fréquence du coefficient de réflexion S_{11} que nous avons obtenue à l'entrée RF de la sonde.

		C_M (pF)	C_{Si} (pF) ($i=1, 2$)	C_{Li} (pF) ($i=1, 2$)	S_{11} (dB)
STR	$\epsilon_r=1$	11.52	1.82	1.82	-127.138
	$\epsilon_r=60.74$	29.79	1.21	1.21	-126.425
SER	$\epsilon_r=1$	25.67	1.54	1.54	-129.987
	$\epsilon_r=60.74$	21.07	1.75	1.75	-126.030

Tableau IV. 2. Les valeurs de (C_M), (C_S), (C_L) et S_{11} à la résonance pour des expériences d'IRM utilisant le STR et SER.

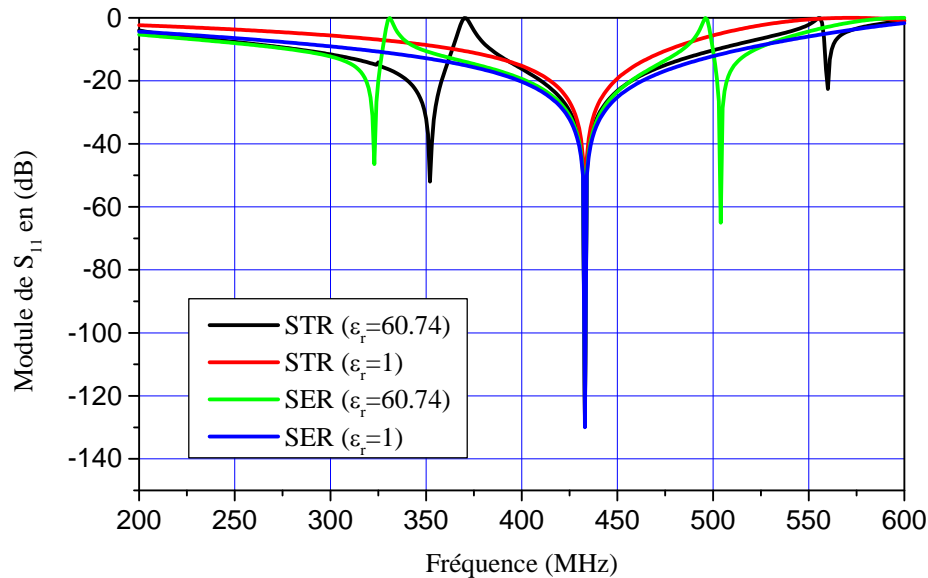


Figure IV. 13 Réponse fréquentielle du coefficient de réflexion S_{11} à l'entrée RF de la sonde UHF-IRM utilisant les résonateurs STR et SER, TEM et quasi-TEM.

En utilisant la relation (III.7), le facteur de qualité $Q_{-20\text{ dB}}$ est calculé pour chaque type de sonde (STR et SER) pour les deux modes homogène et inhomogène (TEM et quasi-TEM). Le tableau IV.3 résume les résultats obtenus. Nous pouvons constater que les sondes utilisant les résonateurs STR ont un coefficient de qualité meilleur que celles qui utilisent les résonateurs SER.

	f_u	f_l	$Q_{-20\text{ dB}}$
TEM- STR	448.729	415	12.83
Quasi-TEM STR	457.31	410	9.15
TEM-SER	463	400	6.87
Quasi-TEM SER	457.1	402.4	7.91

Tableau IV. 3. Facteurs de qualité pour différentes sondes utilisant les résonateurs STR et SER.

IV.3 CONCLUSION

Ce chapitre a présenté l'analyse et la conception de deux types de résonateur à bandes symétriques TEM et quasi-TEM, ayant une section circulaire (STR) et elliptique (SER) en tenant compte de l'effet de l'épaisseur des deux bandes. Et ceci dans le but de concevoir des

sondes UHF-IRM fonctionnant à 433 MHz et utilisant la configuration optimale de ces résonateurs (STR et SER).

Les programmes MoM sont les outils numériques qui ont été utilisés pour caractériser avec précision les paramètres EM ($[L]$ et $[C]$), les impédances caractéristiques des modes pairs et impairs (Z_{0e} , Z_{0o}), et les constantes diélectriques effectives (ϵ_{effe} , ϵ_{effo}) du résonateur IRM chargé.

Lorsque les matrices d'inductances et de capacités ($[L]$ et $[C]$) sont déterminées, nous avons estimé la réponse fréquentielle du coefficient de réflexion S_{11} , à l'entrée RF de la sonde UHF-IRM ainsi conçue, qui nous permet d'évaluer le facteur de qualité Q .

Les sondes quasi-TEM UHF-IRM à coefficient de qualité ($Q_{-20\text{ dB}}$) important, fonctionnant à 433 MHz et utilisant le résonateur STR ou le résonateur SER chargé par un élément biologique de constante diélectrique relative moyenne de 60.74, ont un minimum de réflexion au alentour de -126 dB et sont faciles à construire, peu coûteuses et simples à utiliser.

En outre, les résonateurs étudiés peuvent être construits pour travailler à d'autres fréquences en utilisant nos résultats de caractérisations EM. Mais il s'avère que les sondes utilisant le résonateur STR ont un meilleur facteur de qualité que ceux utilisant le résonateur SER.

Les types de résonateurs que nous avons étudiés dans ce chapitre sont des cas particuliers des résonateurs en cage d'oiseau (Birdcage Coils resonators : BCR) avec le nombre de conducteurs internes ($n = 2$). Dans le chapitre suivant nous allons généraliser l'étude et nous nous intéresserons aux résonateurs à n -lignes coaxiales avec (n) prenant les valeurs (24, 16, 12, 8).

Chapitre V

OPTIMISATION DU RESONATEUR TEM A n-ELEMENTS DE LIGNES COAXIALES

V.1 INTRODUCTION

La bobine radiofréquence (RF) est un élément essentiel de l'imagerie par résonance magnétique (IRM) et donc sa conception correcte est importante. Il ya eu de nombreux types de bobines introduites, chaque génération présente des améliorations successive sur le dernier. Avant l'introduction du résonateur transverse électromagnétique (TEM) en 1994 [22], le résonateur en cage d'oiseau a été le plus largement utilisé [21]. Le résonateur TEM a plusieurs avantages par rapport à la bobine en cage d'oiseaux dans l'amélioration de l'homogénéité du champ d'excitation et à cause de son fort coefficient de qualité (Q), et il est facilement réglable [86-88]. Les premières descriptions des structures de résonateur TEM sont apparues dans les brevets des références [89] et [90]. Par la suite, plusieurs articles [22, 91-93, 13] ont été publiés sur le thème de la modélisation du résonateur TEM. Vaughan et al [22] ont dérivé une estimation de la fréquence de résonance du résonateur en le traitant comme une section de ligne de transmission coaxiale terminée par des condensateurs. Tropp [91] a développé un modèle de circuit à constantes localisées pour un résonateur TEM, où les conducteurs intérieurs sont traités comme des inductances avec couplage mutuel et les éléments de terminaison sont des condensateurs. Ce modèle fonctionne à une fréquence relativement faible de 143MHz. Röschmann [92] et Chingas el al [93] ont développé des modèles de résonateur TEM basé sur des équations de ligne de transmission couplées simplifiées. Ces modèles sont précis à prédire des fréquences de résonance particulières, mais nécessitent une symétrie complète de la structure et de ses éléments de fermeture. Bogdanov et al [13] ont développé un modèle de résonateur TEM basé sur les circuits à constantes localisées à la fréquence de fonctionnement de 200 MHz. Ce modèle perd ses performances à des fréquences plus élevées.

Les auteurs de la référence [94] ont réussi à réaliser un outil numérique, basé sur la méthode des éléments finis (MEF), pour analyser le résonateur TEM à 8-éléments de lignes coaxiales et de concevoir une sonde IRM fonctionnant à des champs statiques de 4.7 T. La sonde IRM conçue a un minimum de réflexion de -62,81 dB et a un facteur de qualité d'environ 260 à 208 MHz.

Dans ce chapitre, un résonateur TEM a été analysé, optimisé et conçu pour des expériences d'IRM petit animal par l'utilisation de n-élément de lignes coaxiales couplées et blindées ($n = 24, 16, 12, 8$). Les calculs numériques des paramètres EM primaires ($[L]$ et $[C]$) de ce résonateur, qui ne dispose pas de solution analytique simple, ont été réalisés en utilisant la méthode des moments sous l'environnement LINPAR pour Windows [97]. La réponse fréquentielle du coefficient de réflexion, S_{11} , à l'entrée RF de la sonde IRM optimisée et

conçue et fonctionnant à 433 MHz est obtenue en utilisant nos programmes basés sur la méthode TLM réalisées sous l'environnement Matlab. Ce qui nous a permis d'évaluer le facteur de qualité sans charge Q des différentes sondes que nous avons étudiées. Le modèle de lignes de transmission multifilaire qui réside dans le calcul exact des paramètres primaires est développé à cause de son efficacité (son potentiel) et est utilisé pour concevoir correctement le comportement du résonateur TEM à la fréquence de Larmor de 433 MHz. À l'appui de l'analyse et de la conception de sondes IRM-UHF à fort coefficient de qualité (Q), nous montrons nos résultats optimisés obtenus en faisant varier le nombre et le rayon de n -éléments de lignes coaxiales couplées ($n = 24, 16, 12, 8$) et blindées, utilisés pour former la sonde IRM-UHF. Dans la première partie de ce chapitre, la conception complète des sondes IRM utilisant le résonateur à n -lignes coaxiales couplées ($n = 24, 16, 12, 8$), ayant un facteur de qualité (Q) élevé à la fréquence de 433 MHz de bande ISM, sera présentée. La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée au développement d'une sonde RMN de type résonateur TEM cage d'oiseau à 16 lignes coaxiales pour une imagerie à 7 Tesla. Le calcul des paramètres EM primaires est effectué en utilisant les deux approches numériques : MEF et MoM, pour montrer la bonne cohérence entre les deux méthodes.

V.2 RESONATEUR TEM EN CAGE D'OISEAU A n-LIGNES COAXIALES

V.2.1 DESCRIPTION

La figure V.1 présente la structure du résonateur TEM en cage d'oiseau non chargé constitué par n -éléments de lignes coaxiales formant un cylindre, connectées à leurs extrémités au blindage aux moyens de capacités [13], comme nous allons le voir plus loin (Figure V.7).

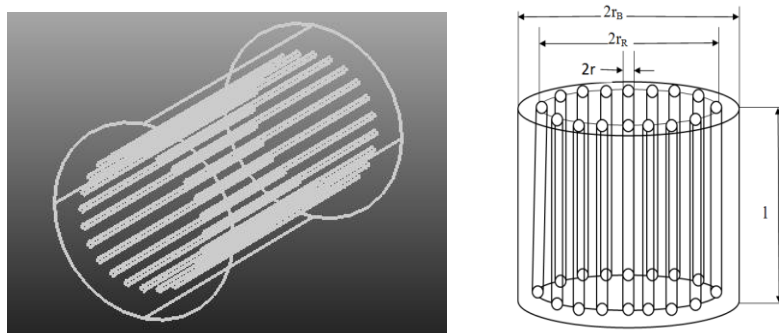


Figure V. 1 Illustrations 3D détaillées du résonateur TEM cage d'oiseau à n-éléments de lignes coaxiales.

La section transversale du résonateur TEM en cage d'oiseau rempli d'air ($\epsilon_r=1$) est présentée sur la figure V.2. Elle est formée par un blindage extérieur de rayon (r_B) et n -éléments de lignes coaxiales de rayon (r) constituant un cylindre intérieur de rayon (r_R).

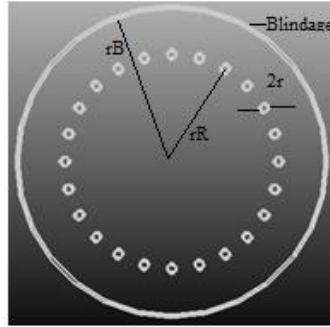


Figure V. 2 Section transversale d'un résonateur TEM cage d'oiseau à n-éléments de lignes coaxiales.

Pour l'analyse de ce type de géométrie ayant un nombre de conducteurs internes assez grands, une solution analytique et l'utilisation des transformations géométriques ne sont pas possibles. Cependant les auteurs de la référence [94] ont utilisé la méthode MEF avec huit lignes coaxiales. Dans cette partie de ce chapitre, notre choix s'est porté sur la méthode des moments avec un nombre de conducteurs internes supérieur ou égal à huit ($n=24, 16, 12, 8$). La segmentation des régions des résonateurs TEM sous LINPAR pour les différentes valeurs de (n) est montrée sur la figure V.3.

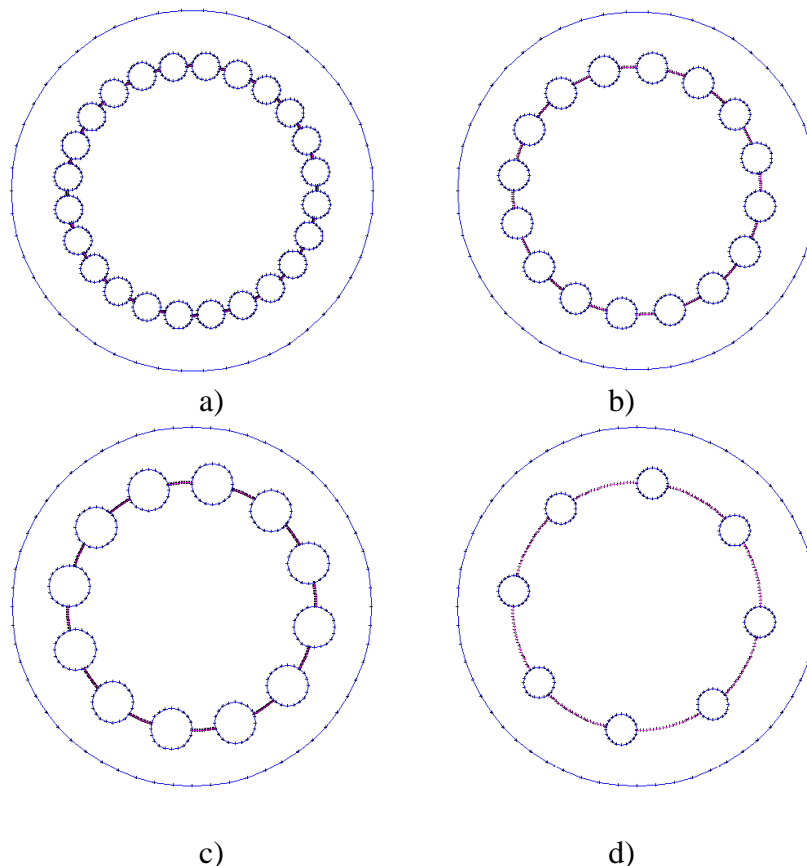


Figure V. 3 Segmentation du résonateur TEM en cage d'oiseau à lignes coaxiales
a) $n=24$, b) $n=16$, c) $n=12$, d) $n=8$.

La structure étudiée dans cette partie de ce chapitre possède les caractéristiques géométriques présentées dans le tableau V.1.

Paramètres	Valeurs
Rayon du blindage : r_B (mm)	52.50
Rayon du cylindre intérieur : r_R (mm)	36.25
Conductivité : σ (Ωm) ⁻¹	5.8×10^7
Constante diélectrique : ϵ_r	1

Tableau V. 1. Caractéristiques géométriques et physiques du résonateur.

V.2.2 RESULTAT DE CONCEPTION DE SONDES FONCTIONNANT A LA FREQUENCE 433 MHz

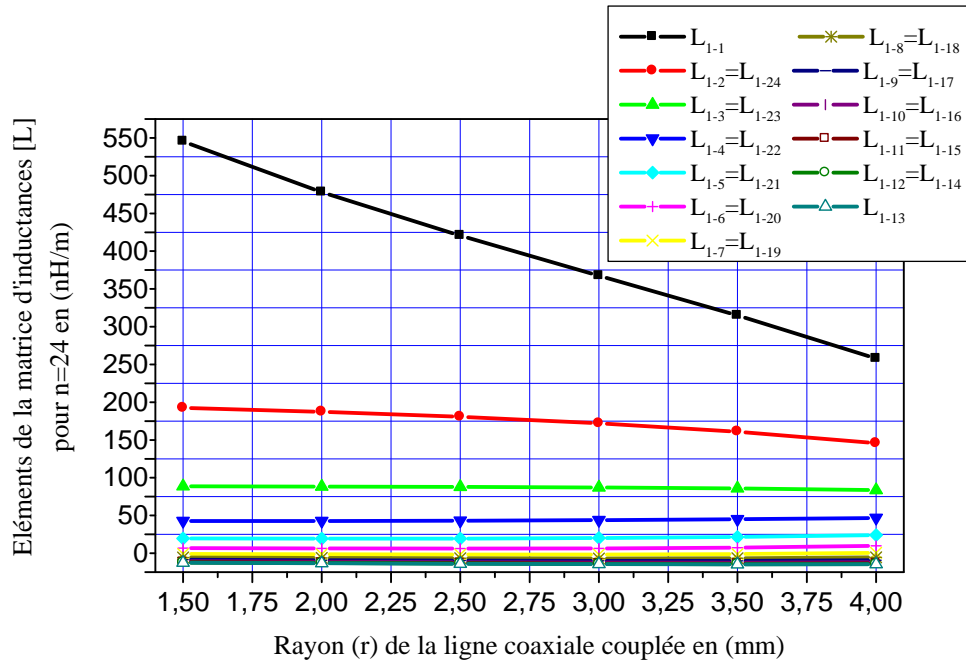
Sur la base de la théorie vue précédemment dans le chapitre II et en utilisant la méthode des moments, un programme a été établi pour calculer les matrices d'inductances et de capacités ([L] et [C]) du résonateur coaxial couplés. Chaque paramètre est fortement dépendant des caractéristiques géométriques et physiques du résonateur. La simulation nous permet de décider si les contraintes permettent ou non la réalisation pratique de la sonde.

Afin de concevoir des sondes fonctionnant à 433 MHz et présentant un facteur de qualité le plus élevé, nous avons d'abord étudié la structure montrée sur la figure V.2 avec (n = 24, 16, 12, 8) conducteurs circulaires internes et ayant les paramètres géométriques et physiques mentionnés dans le tableau V.1.

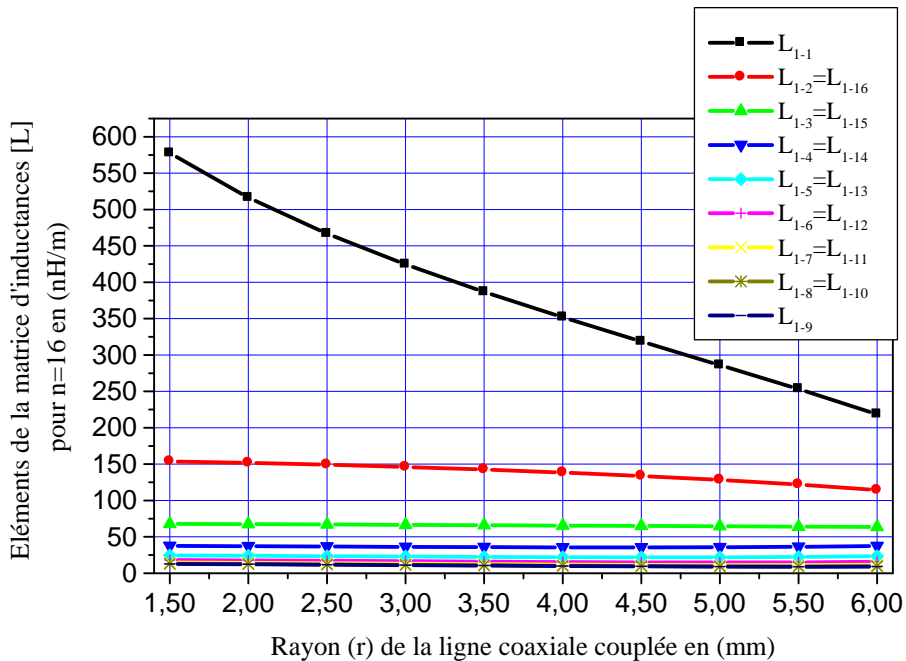
V.2.2.1 IMPACTS DU RAYON DES CONDUCTEURS COAXIAUX INTERNES SUR LES PARAMETRES EM DU RESONATEUR

Afin d'évaluer, sous l'environnement LINPAR, les matrices d'inductances et de capacités ([L] et [C]) du résonateur TEM utilisant n-élément de lignes coaxiales, nous étions obligés de fournir la section transversale du résonateur IRM y compris la segmentation en utilisant nos programmes généraux réalisés en Pascal.

Les impacts du rayon (r) des conducteurs circulaires sur les éléments de la matrice d'inductances [L] et sur les éléments de la matrice de la capacités [C], du résonateur TEM utilisant 24 et 16 éléments de lignes coaxiales couplées, sont respectivement présentés sur les figures V.4 et V.5.

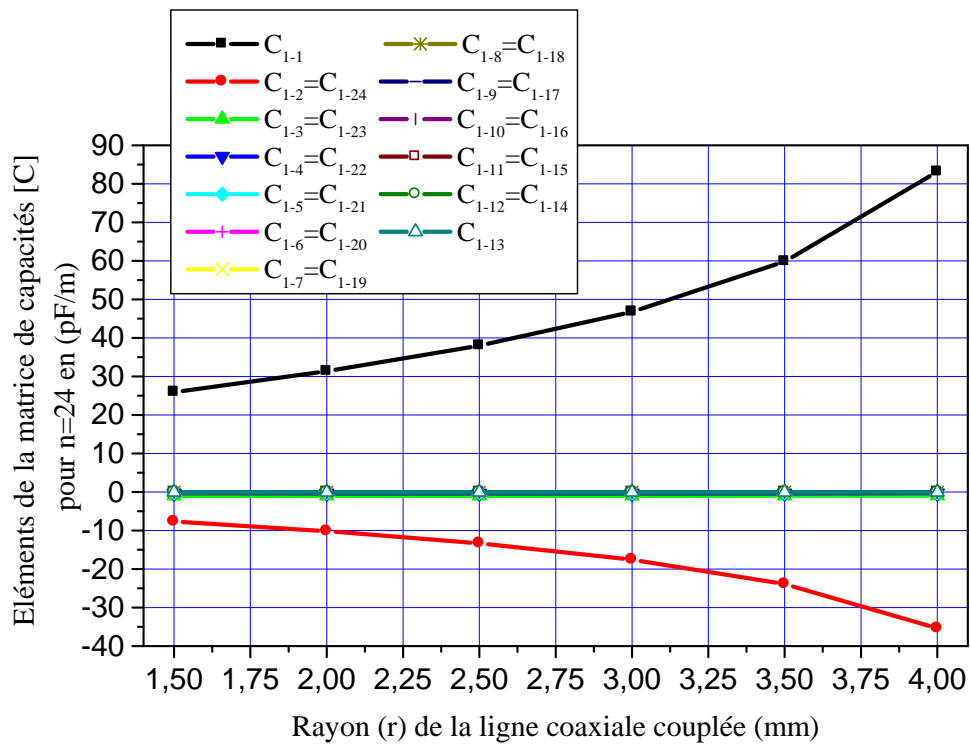


a)

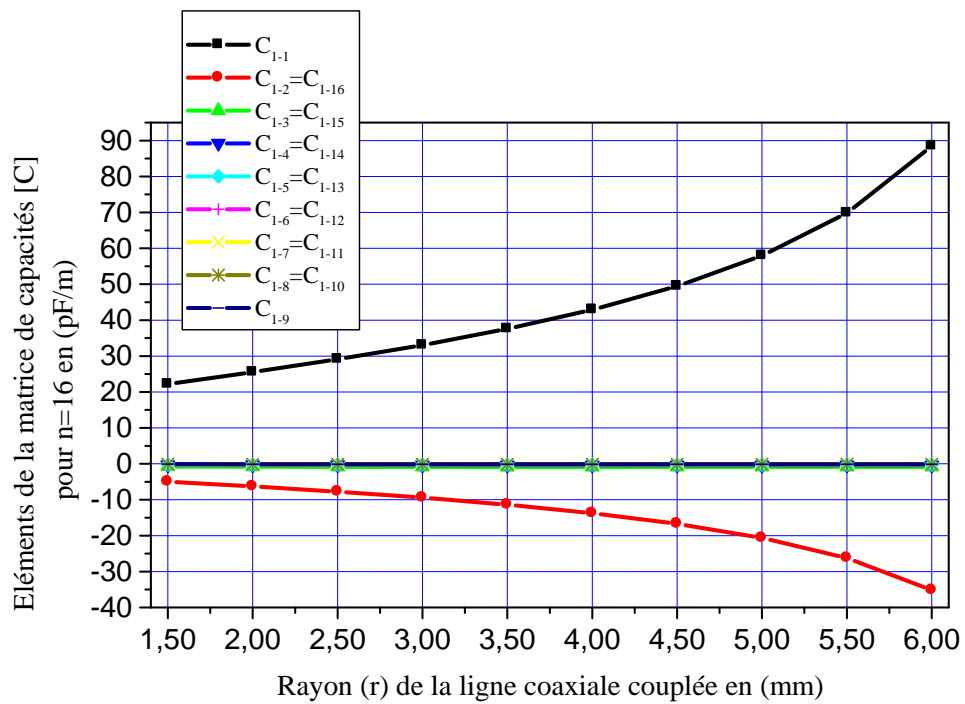


b)

Figure V. 4 Influence du rayon (r) des conducteurs coaxiaux circulaires sur les éléments de la matrice d'inductances [L] pour a) $n=24$ et b) $n=16$.



a)

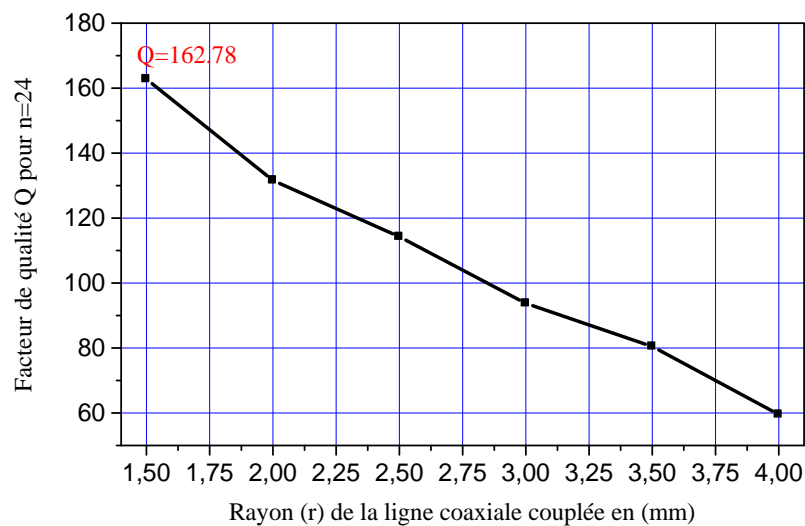


b)

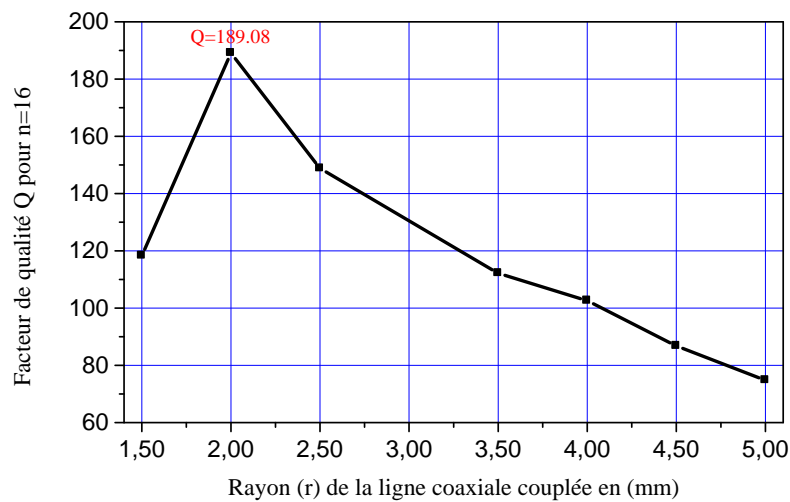
Figure V. 5 Influence du rayon (r) des conducteurs coaxiaux circulaires sur les éléments de la matrice de capacités [C] pour a) n=24 et b) n=16.

V.2.2.2 INFLUENCE DU RAYON DES CONDUCTEURS COAXIAUX INTERNES SUR LE COEFFICIENT DE QUALITE

Pour chaque valeur de rayon (r) nous avons pris les valeurs des paramètres primaires $[L]$ et $[C]$ et nous avons tracé la réponse fréquentielle. A partir de cette dernière nous avons pu déduire la variation fréquentielle du paramètre de réflexion (S_{11}). Les variations de Q_{-20dB} pour les valeurs ($n = 24, 16$), en fonction du rayon des conducteurs coaxiaux sont respectivement illustrées sur les figures V.6-a et V.6-b.



a)



b)

Figure V. 6 Influence du rayon (r) des conducteurs internes sur le coefficient de qualité pour le résonateur à 24 en a) et à 16 en b) éléments de lignes coaxiales couplées.

A travers les résultats que nous avons obtenus, il apparaît que pour la sonde utilisant le résonateur à 24 lignes coaxiales présente le coefficient de qualité le plus élevé ($Q=162.78$) pour un rayon (r) égal à 1,5 mm tandis que pour la sonde utilisant le résonateur à 16 conducteurs internes présente le coefficient de qualité le plus élevé ($Q=189.08$) pour un rayon égal à 2 mm.

De la même façon, nous avons fait l'étude du coefficient de qualité des sondes utilisant les résonateurs à 12 et à 8 éléments de lignes coaxiales. Nous avons constaté que le facteur de qualité le plus élevé pour ($n=12$) est obtenu pour un rayon (r) égal à 2.5 mm tandis que pour $n=8$ le coefficient de qualité le plus élevé est obtenu pour un rayon (r) égal à 1.5 mm.

Nos résultats numériques (MoM et TLM) obtenus pour les configurations de sondes IRM étudiés et fonctionnant à 433 MHz sont répertoriés respectivement dans les tableaux V.2 et V.3. Le tableau V.2 donne les valeurs de la première ligne des matrices $[L]$ et $[C]$. Ces informations sont suffisantes pour reconstruire complètement les matrices $[L]$ et $[C]$ car elles sont circulantes [85].

La figure V.7 présente un type de schéma électrique d'une sonde RMN utilisant le résonateur TEM cage d'oiseau à n -éléments de lignes coaxiales couplées. Cette sonde RMN est constituée :

- du résonateur TEM cage d'oiseau de longueur l ;
- d'une capacité d'adaptation C_M ;
- de capacités d'accord $C_{Si} = C_{Li}$ ($i = 1, \dots, n$).

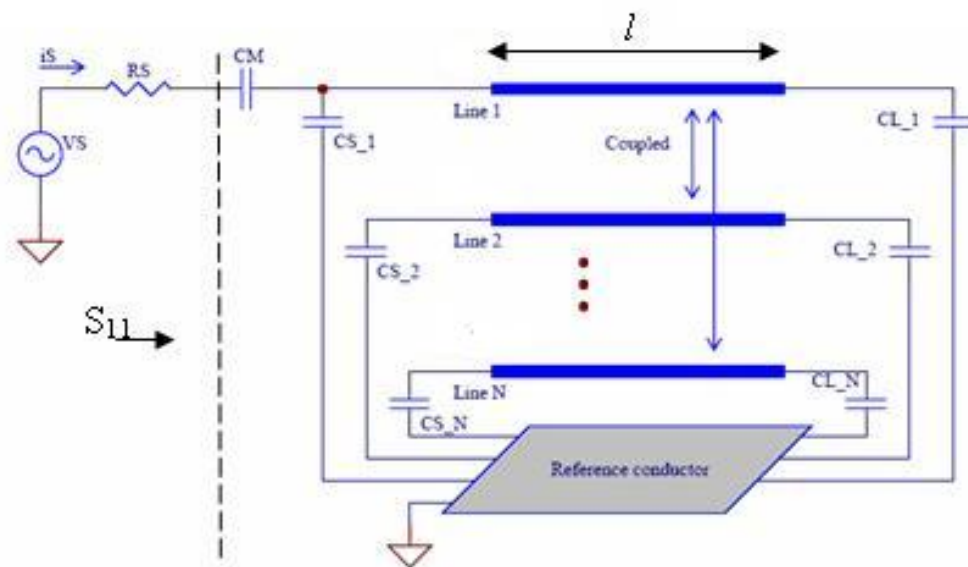


Figure V. 7 Schéma électrique d'une sonde RMN utilisant le résonateur TEM en cage d'oiseau à n -éléments de lignes coaxiales couplées.

Colonne	n=24, r=1.5 mm		n=16, r=2 mm		n=12, r=2.5 mm		n=8, r=1.5 mm	
	[L] (nH/m)	[C] (pF/m)	[L] (nH/m)	[C] (pF/m)	[L] (nH/m)	[C] (pF/m)	[L] (nH/m)	[C] (pF/m)
1	570.3	25.91	516.3	25.54	473.9	26.14	581.7	19.66
2	217.3	-7.678	151.7	-6.283	110.3	-5.312	67.38	-2.105
3	113.6	-0.998	67.40	-0.829	43.77	-0.757	24.73	-0.483
4	67.72	-0.355	37.13	-0.337	23.67	-0.344	15.12	-0.271
5	44.53	-0.192	24.03	-0.201	16.02	-0.224	13.02	-0.229
6	31.71	-0.126	17.64	-0.144	12.90	-0.178	15.12	-0.271
7	24.13	-0.093	14.35	-0.116	12.03	-0.166	24.73	-0.483
8	19.41	-0.073	12.75	-0.102	12.90	-0.178	67.38	-2.105
9	16.4	-0.061	12.26	-0.098	16.02	-0.224		
10	14.45	-0.054	12.75	-0.102	23.67	-0.344		
11	13.24	-0.049	14.35	-0.116	43.77	-0.757		
12	12.58	-0.047	17.64	-0.144	110.3	-5.312		
13	12.36	-0.046	24.03	-0.201				
14	12.58	-0.047	37.13	-0.337				
15	13.24	-0.049	67.40	-0.829				
16	14.45	-0.054	151.7	-6.283				
17	16.4	-0.061						
18	19.41	-0.073						
19	24.13	-0.093						
20	31.71	-0.126						
21	44.53	-0.192						
22	67.72	-0.355						
23	113.6	-0.998						
24	217.3	-7.678						

Tableau V. 2. Paramètres EM du résonateur TEM BCR à 24, 16, 12, 8-éléments de lignes coaxiales.

Les réponses fréquentielles simulées donnant la variation du coefficient de réflexion (S_{11}) à l'entrée des sondes RMN utilisant le résonateur cage d'oiseau à 24, 16, 12, 8 éléments de

lignes coaxiales sont montrées sur le graphe de la figure V.8. Ces réponses fréquentielles utilisant le résonateur TEM cage d’oiseau à n-lignes coaxiales présente un minimum autour de la fréquence de travail choisie c’est à dire autour de 433 MHz (bande ISM). Le minimum de réflexion de la sonde RMN est très faible et il atteint jusqu’à -94.06 dB pour (n=8).

	r (mm)	f_u (MHz)	f_l (MHz)	Q	Minimum de S_{11} (dB)
n=8	1.5	433.89	432.12	244.63	-94.06
n=12	2.5	434.05	432.00	211.21	-61.39
n=16	2.0	434.14	431.85	189.08	-87.06
n=24	1.5	434.32	431.66	162.78	-84.85

Tableau V. 3. Facteur de qualité pour les sondes IRM utilisant le résonateur TEM à 24, 16, 12, 8-lignes coaxiales.

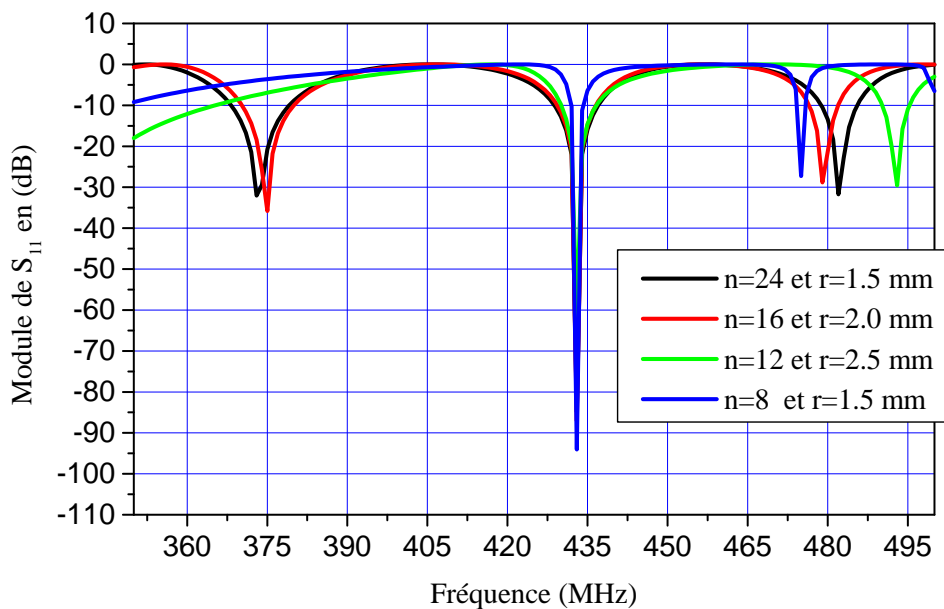


Figure V. 8 Réponses fréquentielles des sondes IRM conçus pour fonctionner à 433 MHz.

Finalement les sondes IRM utilisant les résonateur TEM en cage d’oiseau avec 24, 16, 12, 8-lignes coaxiales de la figure V.7 ont été conçu avec les caractéristiques présentées dans les tableaux V.2 et V.4.

	Capacité d'adaptation C_M (pF)	Capacités d'accord $C_{Si} = C_{Li}$ (pF) ($i=1, \dots, n$)	Longueur du résonateur $l=0.25\lambda_0$ (cm)
n=8 ; r=1.5 mm	18.59	1.61	17.32
n=12 ; r=2.5 mm	20.05	1.50	17.32
n=16 ; r=2.0 mm	16.98	1.68	17.32
n=24 ; r=1.5 mm	15.93	1.17	17.32

Tableau V. 4. Caractéristiques des sondes IRM conçus à 433 MHz.

En résumé, notre étude a mis en évidence, en utilisant la méthode des moments sous l'environnement LINPAR pour Windows, l'analyse et la conception de sondes TEM à fort coefficient de qualité et en utilisant les configurations optimales de résonateurs BCR utilisant n-éléments de lignes coaxiales couplées. L'optimisation a été réalisée en faisant varier le nombre et le rayon des n-éléments couplés de lignes coaxiales ($n = 24, 16, 12, 8$). Nous avons mesuré une réflexion minimale égale à -94,06 dB et un facteur de qualité égal à 244,63 pour une sonde IRM TEM utilisant 8-éléments de lignes coaxiales couplées ayant un rayon (r) de 1,5 mm, un condensateur d'adaptation (C_M) de 18,59 pF et des condensateurs d'accord (C_{Si}) et (C_{Li}) de valeurs toutes égales à 1,61 pF.

V.2.3 RESULTAT DE CONCEPTION D'UNE SONDE FONCTIONNANT A 7 TESLA (300 MHz)

Dans cette partie de ce chapitre, nous allons analyser et concevoir une sonde TEM BCR à 16-lignes coaxiales fonctionnant à une fréquence égale à 300 MHz (Imagerie du proton à 7 Tesla) en utilisant les deux méthodes : MEF et MoM.

Afin de concevoir un résonateur TEM, nous avons analysé notre structure présentant les caractéristiques suivantes :

- rayon du cylindre extérieur: $R_B = 52,5$ mm ;
- rayon du cylindre intérieur: $r_R = 36,25$ mm ;
- rayon coaxial: $r = 6.00$ mm ;
- fréquence de travail: $f = 300$ MHz ;
- conductivité: $\sigma = 5,8 \times 10^7$ (Ωm)⁻¹ ;
- constante diélectrique: $\epsilon_r = 1$.

La méthode des éléments finis est utilisée pour résoudre le problème de la distribution du potentiel, en résolvant l'équation de Laplace, comme indiqué dans la figure V.9.

Une fois l'équation de Laplace est résolue numériquement, le potentiel en tout point du résonateur TEM peut être calculé. La figure V.10 montre les distributions de potentiels résultantes pour les différentes conditions aux limites (ou conditions d'excitation) (tableau V.5).

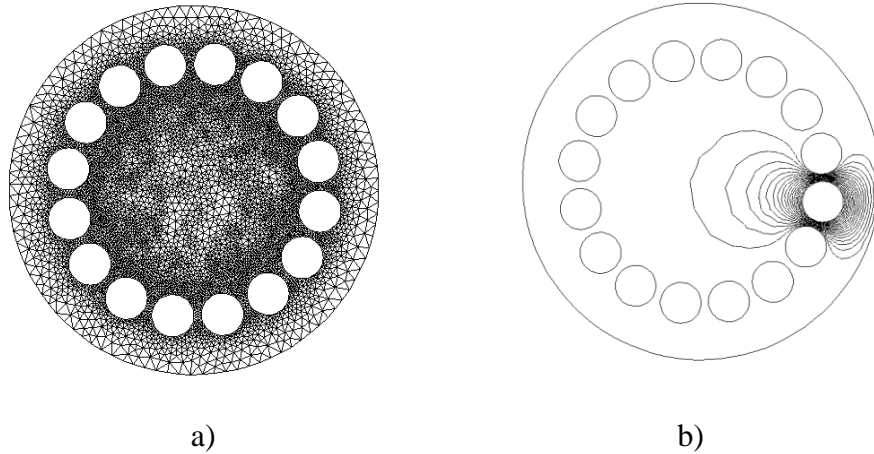


Figure V. 9 En a) maillage en éléments finis de la structure et en b) distribution du potentiel scalaire après résolution de l'équation de Laplace.

Numéro du conducteur	Conditions aux limites (en volt)					
	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)
1	1	1	1	1	1	1
2	1	1	0	-1	1	1
3	1	-1	1	1	1	1
4	1	-1	0	-1	1	0
5	1	1	1	1	-1	-1
6	1	1	0	-1	-1	-1
7	1	-1	1	1	-1	-1
8	0	-1	0	-1	-1	0
9	-1	1	1	1	1	1
10	-1	1	0	-1	1	1
11	-1	-1	1	1	1	1
12	-1	-1	0	-1	1	0
13	-1	1	1	1	-1	-1
14	-1	1	0	-1	-1	-1
15	-1	-1	1	1	-1	-1
16	0	-1	0	-1	-1	0

Tableau V. 5. Valeurs des conditions aux limites utilisées dans la figure V.10.

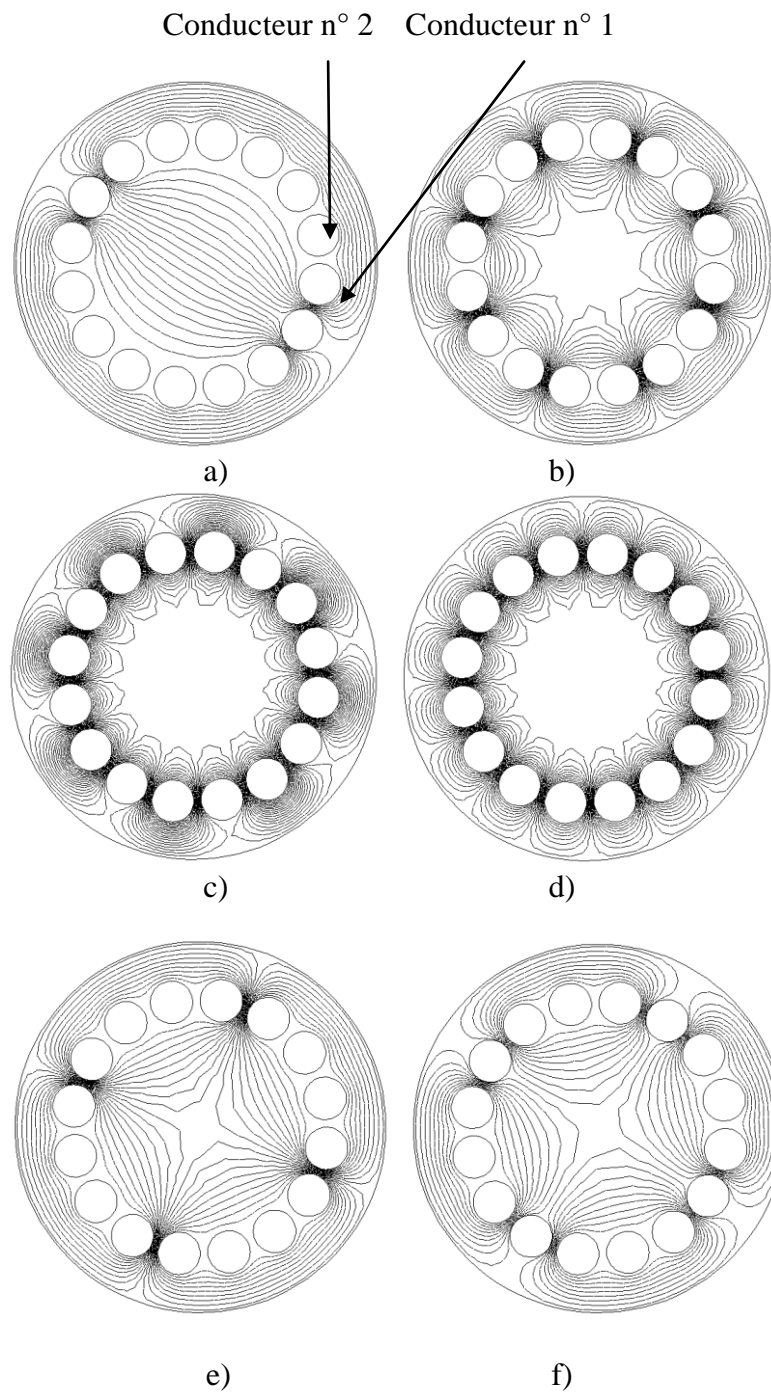


Figure V. 10. Distributions du potentiel pour différentes conditions aux limites.

Comme indiqué précédemment dans le chapitre II, l'intégration du flux normale sur les contours des conducteurs détermine les matrices de paramètres par unité de longueur. Le tableau V.6 présente la première colonne des matrices [L], [C] et [R]. Ce tableau montre clairement la bonne cohérence entre les résultats obtenus par nos deux approches numériques (MEF et MoM).

Colonne	L (nH/m)	C (pF/m)		R ($10^{-3} \Omega/m$)
	MoM	MoM	MEF	MoM
1	218.60	88.44	91.0933	237.1
2	114.40	-35.17	-32.9981	71.37
3	63.67	-0.8656	-1.3275	19.41
4	37.47	-0.3710	-0.5203	3.718
5	23.46	-0.2231	-0.2368	0.01225
6	15.83	-0.1596	-0.0989	-0.05552
7	11.71	-0.1286	-0.0454	0.6653
8	9.67	-0.1138	-0.0457	1.262
9	9.06	-0.1094	-0.0775	1.477
10	9.67	-0.1138	-0.0457	1.262
11	11.71	-0.1286	-0.0454	0.6653
12	15.83	-0.1596	-0.0989	-0.05561
13	23.46	-0.2231	-0.2368	0.01237
14	37.47	-0.3710	-0.5203	3.718
15	63.67	-0.8656	-1.3275	19.41
16	114.40	-35.17	-32.9981	71.37

Tableau V. 6. Paramètres EM du résonateur TEM étudié.

Enfin, nous présentons les résultats de conception du résonateur TEM coaxial à 16-éléments de lignes coaxiales couplées et fonctionnant à 300 MHz pour les caractéristiques suivantes:

- longueur du résonateur: $l = 25$ cm ;
- capacité d'adaptation: $C_M = 15.18$ pF ;
- capacités d'accord: $C_{Si} = C_{Li} = 1.58$ pF ($i=1,\dots,16$).

La courbe de la figure V.11 présente un minimum autour de la fréquence de résonance choisie, à savoir 300 MHz. Le minimum de réflexion obtenu pour le résonateur TEM coaxial est très faible à la fréquence de résonance (-120 dB à 300 MHz). En utilisant la relation (III.7), le facteur de qualité $Q_{-20\text{ dB}}$ à vide est de 17.25.

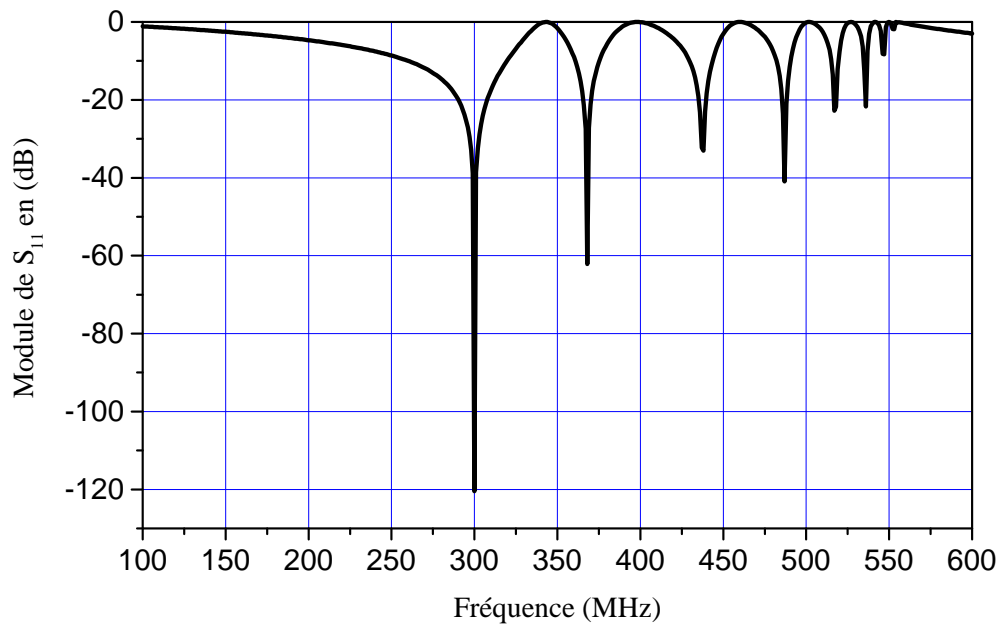


Figure V. 11 Réponse fréquentielle du résonateur TEM.

V.3 CONCLUSION

Ce chapitre se caractérise essentiellement par l'analyse et la conception du résonateur TEM en cage d'oiseau à n-éléments de lignes coaxiales ayant un coefficient de qualité (Q) élevé pour des applications IRM à très hautes fréquences.

Dans une première partie, nous avons présenté les résultats de conception de sondes IRM fonctionnant à 433 MHz de la bande ISM utilisant les configurations optimales des résonateurs à 8, 12, 16, 24-lignes coaxiales couplées et ayant un coefficient de qualité le plus élevé que possible. Dans une deuxième partie nous avons confronté nos résultats obtenus par la méthode des moments avec ceux que nous avons trouvés par la MEF, et nous avons constaté une très bonne cohérence entre les deux méthodes. Ensuite nous avons conçu une sonde fonctionnant à 300 MHz (IRM du proton à 7 Tesla) et utilisant le résonateur TEM à 16-éléments de lignes coaxiales.

Les paramètres EM des n-éléments de lignes coaxiales couplées, optimisées, présentées dans ce chapitre peuvent être facilement utilisés pour concevoir et construire des sondes IRM fonctionnant à différentes fréquences de résonance.

Conclusion Générale
ET PERSPECTIVES

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Le travail présenté dans cette thèse a été consacré à la détermination des grandeurs électromagnétiques (EM) de structures coaxiales homogènes (mode TEM) et inhomogène (mode quasi-TEM), en se basant sur la méthode des moments (MoM) et la méthode des éléments finis (MEF) à deux dimensions afin de concevoir des sondes IRM utilisant des résonateurs RMN, ayant un facteur de qualité élevé et trouvant leurs applications dans les domaines médicaux et biologiques.

La détermination de ces grandeurs EM, permet de résoudre l'équation des télégraphistes (équation de courant et de tension), permettant d'aboutir aux paramètres secondaires (vitesse de propagation et matrice impédance caractéristique) des lignes de transmission ainsi que leurs réponses spectrale et temporelle en utilisant la méthode des lignes de transmission (TLM). Cette réponse (fréquentielle) nous a permis d'évaluer graphiquement le coefficient de qualité (Q) de nos sondes IRM que nous avons conçues.

Tout d'abord nous avons présenté l'analyse et la conception d'un résonateur en anneau fendu homogène et inhomogène (TEM et quasi-TEM) avec une section circulaire pour des applications IRM à très hautes fréquences (UHF-IRM). Les résultats numériques obtenus à partir de la MEF et la MoM, sont valables dans une large gamme d'angle d'ouverture et de rapport de rayon externe/interne (r_b/r_0) et démontrent l'excellente cohérence entre les deux méthodes. Nos calculs numériques ont été effectués pour caractériser avec précision les paramètres EM du résonateur SRR en tenant en compte l'effet de l'épaisseur de l'anneau et l'effet du blindage radiofréquence (RF). Dans le cas inhomogène, nous nous sommes intéressés à l'analyse par la MoM (par exemple) et à la conception de sonde UHF-IRM, ayant un Q élevé et utilisant le résonateur quasi-TEM SRR, fonctionnant à 433 MHz de la bande ISM. Pour les deux modes (TEM ou quasi-TEM), lorsque les paramètres EM sont déterminés, nous avons estimé la réponse en fréquence S_{11} à l'entrée de la sonde UHF-IRM (TEM ou quasi-TEM) conçue, ce qui nous a permis d'évaluer la valeur de son facteur de qualité.

Ensuite, nous avons présenté nos résultats de caractérisation EM (Z_{0e} , Z_{0o} , ϵ_{effe} , ϵ_{effo}) et de conceptions de sondes UHF-IRM fonctionnant à 433 MHz et utilisant la configuration optimale de deux types de résonateurs à bandes symétriques (STR et SER) TEM et quasi-TEM et en tenant compte de l'effet de l'épaisseur et de l'effet du blindage RF. Les sondes quasi-TEM UHF-IRM à coefficient de qualité important, fonctionnant à 433 MHz et chargées par un élément biologique de constante diélectrique relative moyenne de 60.74, ont un

minimum de réflexion au alentour de -126 dB et sont faciles à construire, peu coûteuses et simples à utiliser.

Enfin, dans une première partie, nous avons présenté nos résultats de conception de sondes IRM fonctionnant à 433 MHz de la bande ISM utilisant les configurations optimales des résonateurs à 8, 12, 16, 24-lignes coaxiales couplées et ayant un coefficient de qualité le plus élevé que possible. Dans une deuxième partie, nous avons conçu une sonde fonctionnant à 300 MHz (IRM du proton à 7 Tesla) et utilisant le résonateur TEM à 16-éléments de lignes coaxiales. Ces résultats de conceptions et d'optimisation de sondes UHF-IRM, nous les avons obtenus après une analyse des paramètres EM des résonateurs à n-éléments de lignes coaxiales couplées.

Les paramètres EM des différentes structures coaxiales homogènes et inhomogène étudiées dans cette thèse peuvent être facilement utilisés pour concevoir et construire des sondes UHF-IRM fonctionnant à différentes fréquences de résonance.

Vue la géométrie complexe de nos structures coaxiales, nous avons exploité tout au long de cette thèse deux méthodes numériques différentes pour les même grandeurs géométriques et physiques afin de valider les résultats obtenus. Pour le calcul des paramètres EM, les résultats obtenus par la MoM sont confrontés à ceux obtenus par la MEF, et pour la réponse fréquentielle, les résultats obtenus par la TLM sont confrontés à ceux obtenus par le logiciel CST. Nous constatons un bon accord entre les différentes méthodes utilisées ce qui nous permet d'affirmer la validité de notre technique de modélisation.

Les perspectives ouvertes par cette thèse sont aussi multiples que variés, parmi lesquelles nous pouvons citer :

- ❖ La réalisation et le test pratique des différentes sondes que nous avons conçues ;
- ❖ La conception de sondes IRM inhomogènes (quasi-TEM) utilisant les résonateurs à lignes coaxiales couplés ;
- ❖ La caractérisation EM, la conception et l'optimisation de sondes UHF-IRM utilisant les résonateurs à n-éléments de lignes coaxiales microrubans ; etc...

Les sondes IRM développées dans ce travail, ont fait l'objet des deux publications internationales suivantes :

F. SEGHIRI, N. BENABDALLAH, N. BENAHMED, R. BOUHMIDI and K. ALIANE, «Analysis and Design of a TEM-Split Ring Resonator for UHF-MRI», International Journal of Microwave and Optical Technology, vol. 10, no 2, pp. 95-104, March 2015. Prin-ISSN: 1553-0396, <http://www.ijmot.com/VOL10NO2.ASPX> (**Journal indexed in SCOPUS,...**)

F. SEGHIRI, N. BENABDALLAH, N. BENAHMED, « MRI probe offers high-Q analysis», Microwaves & RF, vol. 54, no 11, November 2015. ISSN: 0745-2993, www.mwrf.com (**Journal indexed in JCR of Thomson Reuters, SCOPUS,...**).

Références
bibliographiques

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] BLOCH F., Nuclear Induction. *Physical Review*, 70: 461-475, 1946.
- [2] PURCELL E.M., TORREY H.C. ET POUND R.V., Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Solid. *The Physical Review*, 69: 143, 1946.
- [3] DAMADIAN R., Tumors Detection by Nuclear Magnetic Resonance. 171: 1151-1153, 1971.
- [4] LAUTERBUR P.C., *Image* Formation by Induced Local Interactions: Examples Employing Nuclear Magnetic Resonance. *Nature*, 242: 190-191, 1973.
- [5] HOLLAND G.N., HAWKES R.C. ET MOORE W.S., *NMR* tomography of the brain. Coronal and sagittal sections. *J. Comput. Assist. Tomogr.*, 4: 429-433, 1980.
- [6] HUTCHISON J.M.S., EDELSTEIN W.A. ET JOHNSON G., A whole-body NMR imaging machine. *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 13: 947-955, 1980.
- [7] BELLIVEAU J.W., KENNEDY D.N., MCKINSTRY R.C., BUCHBINDER B.R., WEISSKOFF R.M., COHEN M.S., VEVEA J.M., BRADY T.J. ET ROSEN B.R., Functional Mapping of the Human Visual Cortex by Magnetic Resonance Imaging., *Science*, 254(5032): 716-719, 1991.
- [8] OGAWA S., LEE T.M., NAYAK A.S. ET GLYNN P., Oxygenation-Sensitive Contrast in Magnetic Resonance Image of Rodent Brain at High Magnetic Fields., *Magn. Reson. Med.*, 14: 68-78, 1990.
- [9] SEBASTIEN PARFAIT, Classification de spectres et recherche de biomarqueurs en spectroscopie par résonance magnétique nucléaire du proton dans les tumeurs prostatiques, thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 2010.
- [10] DENIS HOA, A.MICHEAU, G.GAHIDE, E.LE BARS, P.TAOUREL, *L'IRM pas à pas*, édition Noir & Blanc, Lulu.com; 2007.
- [11] A. R. KENNETH and M. BOSKA, NMR imaging with shorted coaxial line probes, *magnetic resonance imaging*, Vol. 13, No. 2, pp. 291-299, 1995.
- [12] W.N. HARDY and L.A. WHITEHEAD, Split ring resonator for use in magnetic resonance from 200-2000 MHz, *Rev. Sci. Instrum.* 52 (2), Feb. 1981.
- [13] G. BOGDANOV, R. LUDWIG, A coupled microstrip line transverse electromagnetic resonator model for high-field, *Magnetic Resonance Medicine*, Vol. 47, pp 579-593, 2002.
- [14] L. W. ANNE, L. DARRASSE, J. TAQUIN and M. SAUSADE, The slotted cylinder: An efficient probe for NMR imaging, *Magn. Reson. Med.*, Vol. 2, pp. 20-28, 1985.

- [15] S. BOBROF and MJ. McCARTH, Variations on the slotted-tube resonator: Rectangular and elliptical coils, *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, Vol. 17, pp. 783-789, 1999.
- [16] Arthur W. Magill, MSc, Ultra-High Frequency Magnetic Resonance Imaging, Thesis submitted to the University of Nottingham, September 2006.
- [17] C.-N. Chen and D. I. Hoult. *Biomedical Magnetic Resonance Technology*. IOP Publishing, 1989.
- [18] D. I. Hoult. The principle of reciprocity in signal strength calculations– a mathematical guide. *Concepts in Magnetic Resonance*, 12(4):173–187, 2000.
- [19] C. M. Collins, W. Liu, W. Schreiber, Q. X. Yang, and M. B. Smith. Central brightening due to constructive interference with, without, and despite dielectric resonance. *Magnetic Resonance in Medicine*, 21(2):192–196, 2005.
- [20] A. Abragam. *Principles of Nuclear Magnetism*. Oxford University Press, 1961.
- [21] C. E. Hayes, W. A. Edelstein, J. F. Schenck, O. M. Mueller, and M. Eash. An efficient, highly homogeneous radiofrequency coil for whole-body NMR imaging at 1.5T. *Journal of Magnetic Resonance*, 63:622–628, 1985.
- [22] J. T. Vaughan, H. P. Hetherington, J. O. Otu, J. W. Pan, and G. M. Pohost. high frequency volume coils for clinical NMR imaging and spectroscopy. *Magnetic Resonance in Medicine*, 32:206–218, 1994.
- [23] http://fr.wikipedia.org/wiki/Bande_industrielle,_scientifique_et_m%C3%A9dicale
- [24] Anthony MILLOT, Etude d'un réseau de capteurs environnementaux en bande ISM, THÈSE de doctorat à l'université d'Orléans, 30 juin 2010.
- [25] « Antennes Cisco Aironet » Cisco systèmes, Manuel de Référence.
- [26] H. BENOIT-CATTIN, G. COLLEWET, B. BELAROUSSI, H. SAINT-JALMES, AND C. ODET. *The SIMRI project: a versatile and interactive MRI simulator*. *J Magn Reson Imaging*, 173:97-115, 2005.
- [27] A. N. GARROWAY, P. K. GRANNEL ET P. MANSFIELD. *Image formation in NMR by a selective irradiative process*. *J Phys C Solid State Phys*, 7:L457, 1974.
- [28] STEPHANE BALAC, *Artefacts de susceptibilité magnétique en IRM. Étude du problème de magnétostatique et simulation numérique*. Thèse de doctorat, Université de Rennes 1, Renne, 1997.
- [29] D. B. TWIEG (1983). *The k-trajectory formulation of the NMR imaging process with applications in analysis and synthesis of imaging methods*. *Med Phys*, 10(5):610–21.

- [30] S. A. LJUNGGREN (1983). *A simple graphical representation of Fourier-based imaging methods*. Journ. Magn Res, 54:338.
- [31] A. HAASE, J. FRAHM, D. MATTHAEI, W. HANICKE ET K. D. MERBOLDT (1986). *Flash imaging. Rapid NMR imaging using low flip-angle pulses*. J Magn Res, 67:258–266.
- [32] M. K. STEHLING, R. TURNER ET P. MANSFIELD (1991). *Echo-planar imaging: magnetic resonance imaging in a fraction of a second*. Science, 254(5028):43–50.
- [33] P. MANSFIELD (1977). *Multi-planar image formation using NMR spin echoes*. J Phys C Solid State Phys, 10:L55–L58.
- [34] G. LIU, G. SOBERING, J. DUYN ET C. T. MOONEN (1993). *A functional MRI technique combining principles of echo-shifting with a train of observations (PRESTO)*. Magn Reson Med, 30(6):764–8.
- [35] KHALFALLAH MEHDI, *Algorithme de simulation d'artéfacts produits par les prothèses orthopédiques en imagerie par résonance magnétique nucléaire*, thèse de magister en électronique, 2009.
- [36] R. F. Harrington, "Field computation by moment methods", New-York, Macmillan, 1968.
- [37] P. Johns and R. Beurle, "Numerical solution of 2-dimensional scattering problems using a transmission-line matrix" Proceedings of the Institution of Electrical Engineers, vol. 118, pp. 1203-1208, sep. 1971.
- [38] Pierre Saguet, "Analyse numérique en électromagnétisme, la méthode TLM", collection nanoélectronique et micro nano systèmes, Lavoisier 2012.
- [39] J. Tropp. The theory of the birdcage resonator. Journal of Magnetic Resonance, 82:51–62, 1989.
- [40] K. S. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, pages 302–307, 14 1966.
- [41] R.F. Harrington. Matrix methods for field problems. Proceedings of the IEEE, 55:136–149, 1967.
- [42] M. J. Turner, R. W. Clough, H. C. Martin, and L. J. Topp. Stiffness and deflection analysis of complex structures. Journal of Aeronautical Science, 23:805–823, 1956.
- [43] J. H. Coggon. Electromagnetic and electrical modelling by finite element method. Geophysics, 36:132, 1971.

- [44] P. B. Johns. The solution of inhomogeneous waveguide problems using a transmission line matrix. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, MTT-22(3):209–215, March 1974.
- [45] O.P. Gandhi and I. Chatterjee. Radio-frequency hazards in the VLF to MF band. *Proceeding of the IEEE*, 70:1462–1464, 1982.
- [46] D. R. Lynch, K. D. Paulsen, and J. W. Strohbehn. Finite element solution of Maxwell's equations for hyperthermia treatment planning. *Journal of Computational Physics*, 58:246–269, 1985.
- [47] L. S. Petropoulos, E. M. Haacke, R. W. Brown, and E. Boerner. Predicting RF field penetration in heterogeneous bodies using a 3D finite element approach: preliminary results. *Magnetic Resonance in Medicine*, 30:366–372, 1993.
- [48] D. Simunic, P. Wach, W. Renhart, and R. Stollberger. Spatial distribution of high frequency electromagnetic energy in human head during MRI: Numerical results and measurements. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, 43:88–94, 1996.
- [49] C. Guclu, G. Kashmar, A. Hacinliyan, and O. Nalcioglu. An FEM approach for the characterisation of the RF field homogeneity at high field. *Magnetic Resonance in Medicine*, 37:76–83, 1997.
- [50] W. T. Vetterling and B. P. Flannery. *Numerical Recipes in C++: The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, 2nd edition, 2002.
- [51] J. Jin. *Electromagnetic Analysis and Design in Magnetic Resonance Imaging*. CRC Press, 1999.
- [52] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, 3rd edition, 1999.
- [53] J. Jin and J. Chen. On the SAR and field inhomogeneity of birdcage coils loaded with the human head. *Magnetic Resonance in Medicine*, 38:953–963, 1997.
- [54] J. Chen, Z. Feng, and J.-M. Jin. Numerical simulation of SAR and B1-field inhomogeneity of shielded RF coils loaded with the human head. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, 45(5):650–659, May 1998.
- [55] B. K. Li, F. Liu, and S. Crozier. Focused, eight-element transceiver phased array coil for parallel magnetic resonance imaging of the chest – theoretical considerations. *Magnetic Resonance in Medicine*, 53:1251–1257, 2005.
- [56] F. Liu, B. L. Beck, B. Xu, J. R. Fitzsimmons, S. J. Blackband, and S. Crozier. Numerical modeling of 11.1T MRI of a human head using a MoM/FDTD method. *Concepts in Magnetic Resonance Part B (Magnetic Resonance Engineering)*, 24B(1):28–38, 2005.

- [57] M.B. BAZDAR, "Evaluation of matrix parameters of multiconductors transmission lines by the Galerkin method", M. Sc. Thesis, school of electrical engineering, University of Belgrade, 1991.
- [58] Aliane Kamila, « Analyse numérique des résonateurs BCR, STR et SER inhomogènes. Application à la conception de sondes IRM », thèse de doctorat, université de Tlemcen, 2012.
- [59] Benabdellah Nadia, « Application de la méthode des moments à l'analyse et à la conception de micro et de mini sondes IRM », thèse de doctorat, université de Tlemcen, 2010.
- [60] R. L. Courant, "Variational Methods for the Solution of Problems of Equilibrium and Vibration" Bulletin of the American Mathematical Society "49: 1-23., 1943.
- [61] A. R. Djordjevic, D. Darco, M.C. Goran, T.K. Sarkan, "Circuit analysis models for multiconductors transmission lines", Artech Housse, (1997).
- [62] G. Bogdanov and R. Ludwig, Magnetic Resonance in Medicine, 47, (2002), 579-593.
- [63] N. Ben Ahmed, M. Feham, M. Kameche, Applied Microwave & Wireless, 12(10), (2000) 28-38.
- [64] N. Ben Ahmed and M. Feham, Microwave Journal, 43 (11) (2000) 106-120.
- [65] P. SLICHTER, "Principles of magnetic resonance", Springer, New York, 3rd edition, 1996.
- [66] Michaël Grelier, "Miniaturisation des antennes large bande à l'aide de matériaux artificiels ", Thèse de doctorat TELECOM Paris Tech, 2011.
- [67] Wikipedia, "Computer Simulation Technology".
- [68] T. Weiland, "A discretization method for the solution of Maxwell's equations for six component fields," Electronics and Communications AEUE, vol. 31, no. 3, pp. 116-120, 1977.
- [69] N.BENAHMED «Software for design NMR probes using the shielded split ring and the shielded symmetrical band resonators», RF Cafe-RF/Microwave/Wireless Engineering & Science Technical Articles, April, 2006.
- [70] N.BENAHMED, "Accurate closed-form expressions for the electromagnetic parameters of the shielded split ring line", International Journal of Electronics and Communications 61(3):205-208 · MARCH 2007.

- [71] C. E. Garrido Salmon, E. L. G'ea Vidoto, M. J. Martins and A. Tann'us, "Optimization of Saddle Coils for Magnetic Resonance Imaging", *Brazilian Journal of Physics*, vol. 36 (1A), pp. 4-8, 2006.
- [72] MC. Leifer, "Theory of the quadrature elliptic birdcage coil", *Journal of Magnetic Resonance Medicine*, vol. 38, pp. 726-732, 1997.
- [73] R. Ludwi, G. Bodgdanov, J. King, A. Allard, and C.F. Ferris, "A dual RF resonator system for high-field functional magnetic resonance imaging of small animals," *Journal of Neuroscience Methods*, vol. 132, pp. 125-135, 2004.
- [74] S. Bobrof and MJ. McCarth, Variations on the slotted-tube resonator: Rectangular and elliptical coils, *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, vol. 17, pp.783-789, 1999.
- [75] N. Benabdallah, N. Benahmed and B. Benyoucef, "Analyzing a resonator for MRI applications", *Microwaves and RF*, vol. 46, no. 11, pp. 92-98, 2007.
- [76] N. Benabdallah, N. Benahmed, B. Benyoucef, R. Bouhmidi and M' Khelif, "EM analysis of the slotted-tube resonator with circular cross section for MRI applications", *Journal of Physics in Medicine and Biology*, vol. 52, pp. 4943-4952, 2007.
- [77] K. Aliane, N. Benabdallah, N. Benahmed, R. Bouhmidi and F.T. Benadimerad, "Analysis and design of a quasi-TEM slotted tube resonator for UHF-MRI", *International Journal of Modern Engineering Research*, vol.2, issue.2, pp. 233-238, 2012.
- [78] R. Bouhmidi, N. Benabdallah, N. Benahmed and M'. Khelif, "Design coupled microstrip resonators for MRI", *Microwaves and RF*, vol. 46 no. 3, pp. 59-66, 2007.
- [79] www.freeFEM.org.
- [80] R. Bouhmidi, N. Benabdallah, N. Benahmed and M'. Khelif, "Design coupled microstrip resonators for MRI", *Microwaves and RF*, vol. 46 no. 3, pp. 59-66, 2007.
- [81] Cynthia M. Furse, "Antennas for Medical Applications", ANTENNA ENGINEERING HANDBOOK Chapter 38 (University of Utah 2007).
- [82] D.W. Alderman and D. M. Grant, "An Efficient Decoupler Coil Design Which Reduces Heating in Conductive Samples in Superconducting Spectrometers, *J. Magn. Reson.* , vol.36, No.3, pp.447-451, Dec. 1979.
- [83] G. J. Kost, S. E. Anderson, G. B. Matson, and C. B. Conboy, "A Cylindrical-window NMR Probe with Extended Tuning Range for Studies of the Developing Heart", *J. Magn. Reson.* , vol.82, pp.238-252. 1989.
- [84] T. K. Foo, C. E. Hayes, and Y. W. Kang, "An analytical model for the design of RF resonators for MR body imaging," *Magn. Reson. Med.*, vol. 21, pp. 165-177, 1991.

- [85] R. P. Clayton, *Analysis of Multiconductor Transmission Lines* (New York: John Wiley, 2008).
- [86] T. S. Ibrahim, "Design of radiofrequency coils for magnetic resonance imaging applications: a computational electromagnetic approach", Doctoral Dissertation, The Ohio State University, Columbus, Ohio, 2002. The Ohio State University Science and Engineering Library.
- [87] Adriany G, Vaughan JT, Andersen P, Merkle H, Garwood M, Ugurbil K. Comparison between head volume coils at high field. In: Proceedings of 3rd SMR and 12th ESMRMB annual meeting, Nice, France, 1995. p 971.
- [88] Pan JW, Vaughan JT, Kuzniecky RI, Pohost GM, Hetherington HP. High resolution neuroimaging at 4.1 T. *Magn Reson Imaging* 1995;13:915-921.
- [89] Röschmann P. High-frequency coil system for a magnetic resonance imaging apparatus. US Patent 4746866, 1988.
- [90] Bridges JF. Cavity resonator with improved magnetic field uniformity for high frequency operation and reduced dielectric heating in NMR imaging devices. US Patent 4751464, 1988.
- [91] Tropp J. Mutual inductance in the birdcage resonator. *J Magn Reson* 1997;126:9-17.
- [92] Röschmann P. Analysis of mode spectra in cylindrical N-conductor transmission line resonators with expansion to low-, high- and band-pass birdcage structures. In: Proceedings of the 3rd Annual Meeting of the International Society of Magnetic Resonance in Medicine, Nice, France, 1995. p 1000.
- [93] Chingas GC, Zhang N. Design strategy for TEM high field resonators. In: Proceedings of the 4th Annual Meeting of the International Society of Magnetic Resonance in Medicine, New York, 1996. p 1426.
- [94] Nasreddine Benahmed, Mohammed Feham and M'Hamed Khelif, "Analysis and design of a coupled coaxial line TEM resonator for magnetic resonance imaging" *Phys. Med. Biol.* 51 (2006) 2093–2099.
- [95] Djordjevic A R, Bazdar M, Vitosevic G, Sarkar T and Harrington R F 1990 *Scattering Parameters of Microwave Networks with Multiconductor Transmission Lines* (Boston, MA: Artech House Publishers).
- [96] www.cst.com
- [97] A. R. Djordjevic, M. B. Bazdar, and T. K. Sarkan, *LINPAR for windows: Matrix parameters of multiconductor transmission lines, Software and user's manual*, Artech House, Norwood, MA, 1999.

[98] Arthur W. Magill, MSc, “Ultra-High Frequency Magnetic Resonance Imaging”, Thesis submitted to the University of Nottingham for the degree of Doctor, September 2006.

ANNEXE
Publications
internationales



Analysis and Design of a TEM-Split Ring Resonator for UHF-MRI

Fatima Seghiri, Nadia Benabdallah, Nasreddine Benahmed, Rachid Bouhmidi, Kamila Aliane

Department of Electronics, Faculty of Technology,
University of Tlemcen, 13000, Algeria.
E-mail: n_benahmed@yahoo.fr

Abstract-In this paper we present the electromagnetic (EM) analysis of the TEM-split ring resonator (SRR) with a circular cross section, using both the finite element method (FEM) and the method of moments (MoM) in two dimensions. These numerical methods account for thickness effects in analyzing the primary parameters (L and C) as well as the characteristic impedance (Z_c) for UHF-SRR resonators. The design of the UHF-MRI probe is based on the EM-parameters of the SRR, whereas the simulation of its frequency response of (S_{11}) is done using transmission line method (TLM). The designed UHF-MRI probe with high Q operates at 340 MHz (proton imaging at 8 T) and has -116 dB minimum reflections. These results obtained by our program using TLM are validated by our simulations using the transient solver of CST microwave studio software. The UHF-MRI probe using TEM-SRR is easy to construct, inexpensive, and simple to operate. Furthermore, the coil presented here may be constructed to work at different resonances frequencies.

Index Terms- EM-parameters, high Q, frequency response, TEM split ring resonator, S-parameters, UHF-MRI probe, FEM, MoM and TLM calculations.

I. INTRODUCTION

Nuclear magnetic resonance (NMR) imaging is applied in various fields of biomedicine as important diagnostic and analytical techniques.

Nuclear Magnetic Resonance (NMR) was first observed by Purcell [1] and Bloch [2] in 1946, work for which they shared the Nobel Prize in 1952. NMR developed into a powerful tool for the analysis of chemical structures that is today a standard part of the chemists' toolkit. In 1973 Lauterbur [3] and Mansfield [4] developed

techniques to use NMR to generate images of a sample, for which they received the Nobel prize in 2003. Moreover, Peter Mansfield developed the high-speed imaging method in 1978. Magnetic Resonance Imaging (MRI) has since become a standard clinical method.

MRI machines are now widely used in chemical and clinical fields. A radio frequency (RF) coil is an important component to detect MR signals and affects the quality of obtained data. RF coils must resonate at given frequencies and produce homogeneous RF magnetic fields.

Several kinds of RF coils, such as the split ring coils [5], saddle coils [6], birdcage coils [7], surface coils, transverse electromagnetic (TEM) coils [8-14], etc... have been developed and used depending on the body part to be imaged. These RF coils operate as an antenna that radiates an (EM) wave pulse to the body in order to generate a NMR signal and receives the signal emitted from the body.

W. N. Hardy and L. A. Whitehead have developed a shielded split ring resonator with excellent field homogeneity [5]. Many efforts have been made to analyze the EM parameters of the split ring resonator (SRR) in order to show the properties of the probe and to design an optimum structure. In reference [15] the author has developed closed-form expressions for the electromagnetic parameters of the shielded split ring line without taking into account the effect of the thickness of the ring.

Analysis of high-frequency split ring resonators by means of numerical methods can reveal a great deal about the expected electromagnetic



behavior of those resonators. The EM-parameters of a high-frequency resonator can be affected by physical parameters, such as conductor thickness.

In this work we are interested in the analysis and the design of an UHF-MRI probe using two approaches based on the use of the finite element method (FEM) and the method of moments (MoM), taking into account the effect of the thickness of the ring and the effect of the RF shield forming the transverse electromagnetic SRR (TEM-SRR).

The modeling of this TEM resonator consists in analyzing the characteristic impedance (Z_c), the primary L and C parameters and simulates the frequency response of S_{11} at the RF port of the designed TEM UHF-MRI probe using transmission line method (TLM) [16].

The designed MRI probe with high Q operates at 340 MHz (proton imaging at 8 T) and has -116 dB minimum reflections. These results obtained by our program using TLM are validated by our simulations done under CST environment [17].

II. TEM-SPLIT RING RESONATOR

The TEM-split ring resonator with an inner cylinder of radius (r_o) and an outer cylinder of radius (r_b) is schematically shown in figure 1.

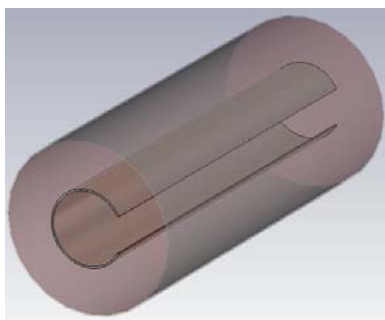


Fig.1. A detailed illustration of the TEM-split ring resonator.

The cross section of the TEM-SRR is presented in figure 2. The inner ring, assumed to be lossless with a thickness (w) and a window angle (θ), is

connected at the ends with capacitors to the cylindrical outer shield [8] (Fig. 3).

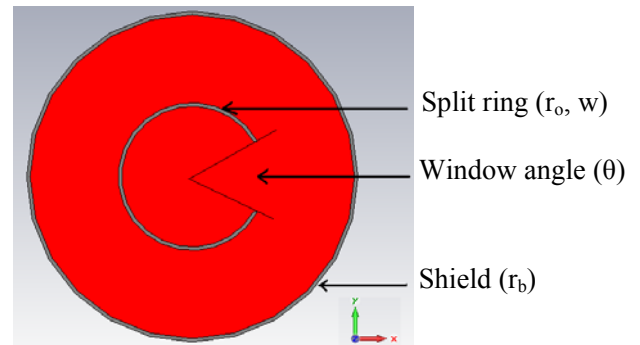


Fig.2. Cross-sectional view of the TEM-split ring resonator.

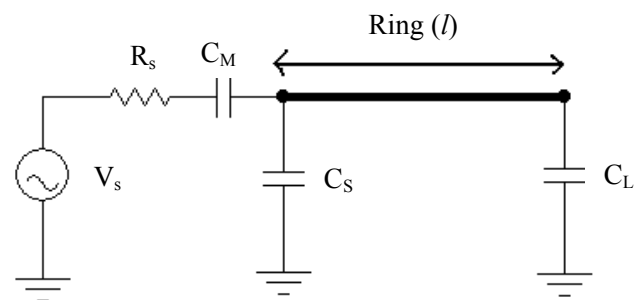


Fig.3. Schematic circuit of the UHF-MRI probe using TEM-SRR resonator.

III. EM-PARAMETERS OF THE TEM-SRR

For the FEM approach the solution in the electrostatic domain of the structure shown in figure 2 is obtained by solving the Laplace's equation under freeFEM environment [18]:

$$\text{div} [\nabla_t V(x,y)] = 0 \quad (1)$$

with : $V = 1$ volt on the inner conductor and $V = 0$ on the shield.

The solution represents the distribution of the potential (V) at the different mesh nodes of the structure (Figure 4).

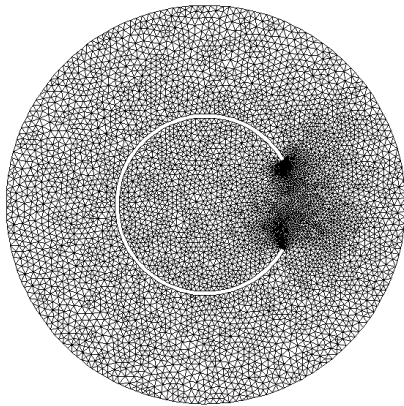


Fig.4. FEM meshes used under FreeFEM environment.

The lossless lines theory allows us to determine the electrical field and the magnetic field from the potential (V). The electrical energy (W_{em}) accumulated in the structure is calculated from the electrical field. The characteristic impedance is deduced easily from the electrical energy (W_{em}). Consequently, it is important that the exact potential (V) is found [12].

The electrical field is found through simple derivation from the potential (V), using the expression:

$$\vec{E} = -\text{grad}_t(V) \quad (2)$$

The subscript (t) indicates the cross section of the TEM-SRR.

The resonator accumulates an electrical energy which is deduced from the electrical field by the relationship:

$$\overline{W}_{em} = \frac{1}{4} \iint \varepsilon_0 \vec{E}_t \cdot \vec{E}_t^* dx dy \quad (3)$$

Where (*) indicates the conjugate vector.

The capacitance per unit length of the TEM-SRR is deduced directly from the electrical energy:

$$C = \frac{4\overline{W}_{em}}{(V_1 - V_2)^2} \quad (4)$$

Where V_1 and V_2 represent the fixed potentials of the conductors.

The characteristic impedance can be calculated from the following relation:

$$Z_c = \frac{1}{v_0 C} \quad (5)$$

Where: $v_0 = 3 \cdot 10^8$ m/s.

Finally, the inductance (L) is deduced from the characteristic impedance (Z_c) and the distributed capacitance (C) as follows:

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \Rightarrow L = Z_c^2 C \quad (6)$$

For the MoM approach, the numerical calculations of the EM-parameters of the studied TEM-SRR resonator were carried out with LINPAR for windows (Matrix Parameters for Multiconductor Transmission Lines), a 2D software for numerical evaluation of the quasi static matrices for multiconductor transmission lines embedded in piecewise-homogeneous dielectrics [19].

Using LINPAR, the primary matrix parameters of an inhomogeneous multiconductor transmission line are evaluated from the electrostatic analysis of two systems. The first system coincides with the studied line, and the analysis results in the matrix [C]. The second system is obtained by removing the dielectrics of the line and replacing them with a vacuum (while the conductors remain intact). The analysis results in the matrix [L].

Both electrostatic problems are solved concurrently by using the same numerical technique. First, a set of integral equations is formulated for the total (free plus bound) charges of the system. Second, these equations are solved using the method of moments to yield the charge distribution. Third, the primary matrix parameters are found based on this distribution.

In the following, we present the numerical procedure that is used in LINPAR for windows [19].



A. Integral equations for charge distribution

Suppose that the studied multiconductor transmission line has three different dielectrics. One of them is of permittivity ϵ_1 , the other one is of permittivity ϵ_2 , while the dielectric in the remaining space is a vacuum (of permittivity ϵ_0). The conductors of the line are at a certain potential with respect to the reference conductor (the shield), and the free charges are located at the conductor surfaces. The objective is to find the distribution of these charges.

The influence of the dielectrics on the electric field and potential can be completely described by the influence of dielectric bound charges located in a vacuum. Thus, the electric field and the potential are the same in the original multiconductor transmission line and in the equivalent line where the dielectrics are replaced by bound charges in a vacuum.

First, a set of integral equations are formulated for the charge distribution. One part of this set is derived based on the boundary conditions for the conductors. The electrostatic potential V of each conductor can be expressed in terms of the surface densities of the free and bound charges as

$$V(r) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_{C'} \rho_{st}(r') \log \frac{K}{|r-r'|} dl \quad (7)$$

Where r is the position-vector of the field point (the point at which the potential is evaluated), r' is the position-vector of the source point (the point at which the charges are located), $\rho_{st} = \rho_s + \rho_{sb}$ is the total-charge surface density, ρ_s is the free-charge density, ρ_{sb} is the bound-charge density, dl is the element of the conductor or dielectric boundary contour (C'), V is the conductor potential, and K is an arbitrary constant.

For each signal conductor and for the reference conductor one equation of the form (7) is formulated, setting the potential to be equal to the actual conductor potential. Each of these equations is an integral equation for the total-charge density.

The integral of the free-charge density for all conductors must be zero to provide a finite per-unit-length energy of the coupler, and the integral of the bound-charge density is also zero, due to the nature of these charges. Hence,

$$\int_{C'} \rho_{st}(r') dl = 0 \quad (8)$$

which is another integral equation to be satisfied by the charges.

The remaining part of the set of integral equations is formulated based on the boundary conditions for the normal component of the electric field at the dielectric-to-dielectric interfaces.

Consider an interface between two dielectrics, of permittivities ϵ_1 and ϵ_2 , respectively. The boundary conditions require that

$$E_1 \cdot \bar{n} \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_2} = \frac{\rho_{sb}}{\epsilon_0} \quad (9)$$

Where E_1 is the electric field in the first dielectric just at the boundary, and \bar{n} is the unit normal on the boundary surface, directed from the second toward the first dielectric. The electric field in equation (9) can be expressed as

$$\vec{E} = -grad V \quad (10)$$

and the potential V can be substituted from equation (7), so that equation (9) also represents an integral equation in ρ_{st} , yielding

$$\frac{(\epsilon_{r1} - \epsilon_{r2})}{2\pi\epsilon_0} V.P. \int_{C'} \rho_{st}(r') \frac{(r-r')\bar{n}}{|r-r'|^2} dl + \frac{\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2}}{2\epsilon_0} \rho_{st}(r) = 0 \quad (11)$$

where ϵ_{r1} and ϵ_{r2} are the relative permittivities of the dielectrics at the two sides of the field segment, and $V.P.$ denotes that the principal value of the integral is evaluated to avoid dealing with the electric-field singularity for $r=r'$.

However, the electric field produced by the local charges has been included through the term $\frac{\rho_{st}}{2\epsilon_0}$.

Equations of form (11) are formulated for each dielectric-to-dielectric interface.



B. Solution of integral equations for charge distribution

Generally, the set of integral equations (7), (8), and (11) can only be solved numerically. The general idea of the method of moments is as follows [19].

First, the unknown total-charge distribution is approximated by dividing each boundary (i.e. conductor surface and dielectric-to-dielectric interface) into a number of infinitely long segments. The total number of segments is

$$N_t = N_c + N_d \quad (12)$$

where N_c is the number of segments for all conductor surfaces, and N_d the number of segments for all dielectric-to-dielectric interfaces.

In the cross section of the multiconductor transmission line, each segment appears as a straight line.

Each segment assumed to carry a uniformly distributed total charge, which corresponds to the so-called pulse approximation (piecewise-constant approximation) for the charge distribution. In term of the method of moments, this procedure can be represented as adopting expansion (basis) functions

$$f_i(r) = \begin{cases} 1 & \text{along } i \text{ th segment} \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (13)$$

so that

$$\rho_{st}(r) \approx \sum_{i=1}^{N_t} \rho_{sti}(r) f_i(r) \quad (14)$$

where ρ_{sti} are unknown constants to be solved, and r is the position vector.

Instead of the point-matching technique, here the Galerkin technique is used, which generally results in a smaller overall number of unknowns for a given accuracy and, thus, in a more efficient computer program. This technique corresponds to using functions (13) for testing as well as expansion.

The approximation (14) is next substituted into equations (7) and (11), and the inner products of these equations and the testing functions are

evaluated. Each inner product is obtained by multiplying the corresponding equation with a testing function and then integrating along the segment where the testing function is defined.

Equations (7) and (11) finally yield the following system of linear equations in ρ_{sti} :

$$\sum_{i=1}^{N_t} \frac{\rho_{sti}}{2\pi\epsilon_0} \iint_{C_j, C_i} \log \frac{K}{|r-r'|} dl' dl = V_j l_j \quad ; j=1, \dots, N_c \quad (15)$$

$$\frac{\epsilon_{r1} - \epsilon_{r2}}{2\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^{N_t} \iint_{C_j, C_i} \rho_{sti}(r') \frac{(r-r') \cdot \bar{n}}{|r-r'|^2} dl' dl + \frac{\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2}}{2\epsilon_0} \rho_{stj} l_j = 0 \quad ; j=N_c+1, \dots, N_t \quad (16)$$

where dl' is an element of the source segment (C_i), dl is an element of the field segment (C_j), and l_j is the length of the j th segment.

The resulting system of linear equations is solved using the LU-decomposition. Once the total surface charges are evaluated, it is necessary to find the free-charge density on the conductor surfaces, as the free charges will further be required to evaluate the primary matrix parameters.

The conductors of the second electrostatic system, used in the evaluation of the matrix [L], coincide with the conductors of the first system, used in the evaluation of the matrix [C]. The two systems of linear equations can be solved simultaneously, taking care with the pivotization, so that the solution of the second electrostatic system adds very little computational time to the solution of the first one.

LINPAR for windows can analyze arbitrary planar transmission lines and can also analyze any other structure defined by the user.

For our TEM-split ring resonator, we are obliged to supply the cross section of the structure and all relevant dielectrics characteristics including the segmentation by using our programs done in PASCAL (Fig. 5).

When the EM-parameters of the TEM-SRR are determined using FEM or MoM approach, it is possible to estimate the resonance spectrum (S_{11})



of the resonator shown in figure 3 using our programs based on the transmission line method (TLM) [16].

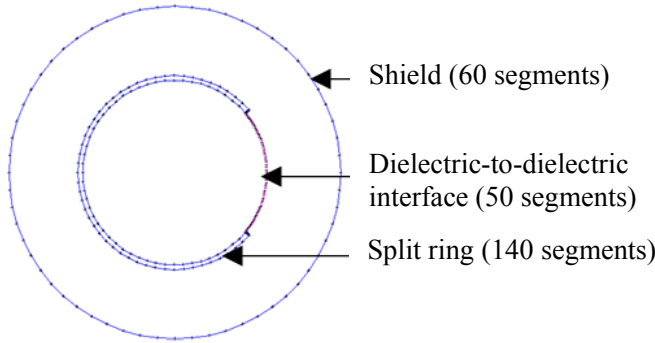


Fig.5. Segmentation of the charged surfaces of the TEM-split ring resonator.

The unloaded quality factor (Q_{-20dB}) of the resonator can be estimated from the reflection parameter (S_{11}) sweep with frequency [11-14].

$$Q_{-20dB} = \frac{f_r}{f_u - f_l} \quad (17)$$

Where (f_r) is the resonance frequency of the circuit, (f_u) is -20 dB frequency above the resonance frequency and (f_l) is the -20 dB frequency below the resonance frequency.

IV. NUMERICAL RESULTS

In order to find the EM-parameters of the TEM-SRR, we were interested in the analysis of the structure presented in figure 1 having the following features:

- Inner cylinder radius: $r_0 = 20$ mm;
- Thickness: $w = 1$ mm;
- Length $l=220$ mm.

The numerical results for the characteristic impedance of TEM-SRR using both the FEM and MoM methods are shown in figure 6.

The FEM and MoM analysis approaches were also used to determine the effects of the window angle on the inductance and capacitance (L and C) of the TEM-SRR, with results shown in figures 7 and 8.

For $\theta = 60^\circ$ and $r_b/r_0=2.3$, the EM-parameters of the TEM-split ring coil are:

Table 1: Primary EM-parameters of the TEM-SRR

Parameters	Z_c (Ω)	L (nH/m)	C (pF/m)
FEM	48.93	163.12	68.11
MoM	48.87	163.00	68.24

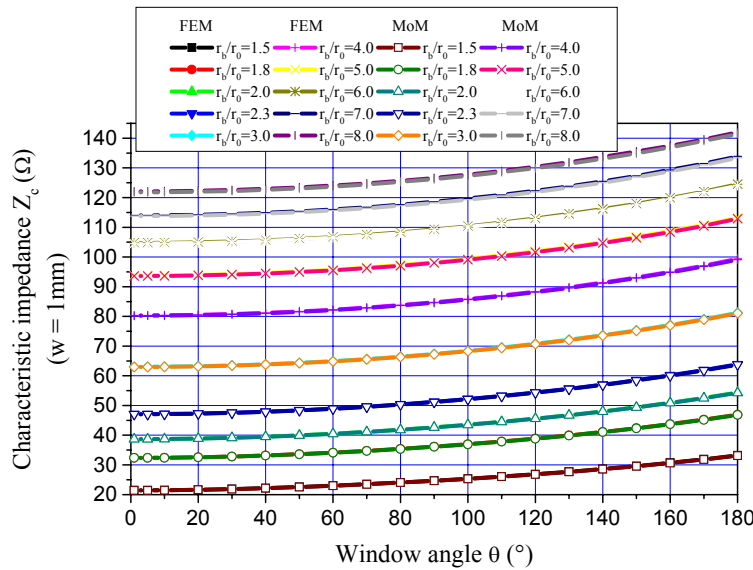


Fig.6. Effects of the window angle (θ) on the characteristic impedance (Z_c) for different values of the outer radius-to-inner radius ratio (r_b/r_0), obtained by the FEM and MoM methods.

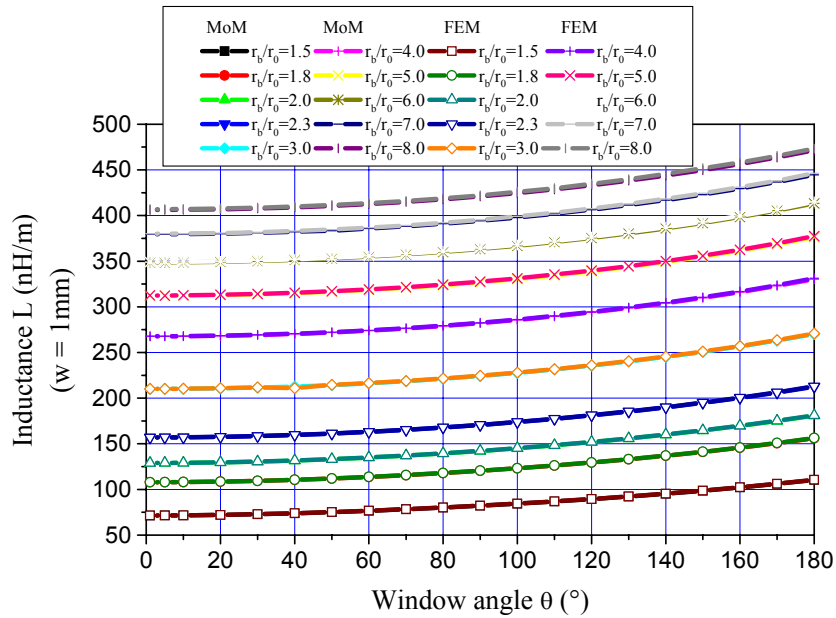


Fig.7. Effects of the window angle (θ) on the inductance (L) for different values of the outer radius-to-inner radius ratio (r_b/r_0), obtained by the FEM and MoM methods.

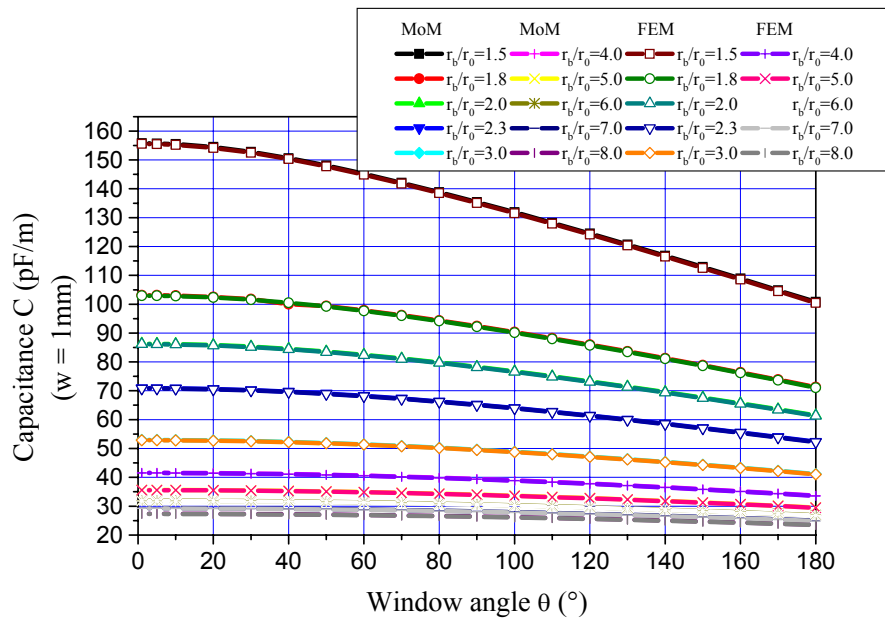


Fig.8. Effects of the window angle (θ) on the capacitance (C) for different values of the outer radius-to-inner radius ratio (r_b/r_0), obtained by the FEM and MoM methods.



This table shows clearly the good coherence between the results obtained by our two numerical approaches for the TEM-SRR.

Finally, the UHF-MRI probe shown in figure 3 was designed with the following features: an inner radius of 20 mm, an outer radius-to-inner radius ratio (r_b/r_0) of 2.3, a sheet thickness (t) of 1 mm, a window angle (θ) of 60° , a resonator length, l (with respect to the wavelength in free space λ_0), of 220 mm ($l=0.25 \lambda_0$), a matching capacitor, C_M , with value of 10 pF, and source and load terminating capacitors, C_S and C_L , respectively, both with value of 5.8 pF.

The simulated frequency response of S_{11} at the RF port of our designed UHF-MRI probe, obtained by our programs based on TLM method, is shown in figure 9.

The curve presents a minimum at the chosen resonant frequency 340 MHz (proton imaging at 8 T). The obtained minimum of reflection for the TEM-SRR is very low at the resonance frequency (-116 dB). At 339 MHz, $S_{11}=-38.4$ dB while at 341MHz, $S_{11}=-38.2$ dB.

For this type of UHF-MRI probe using TEM-split ring resonator, there are no numerical or experimental results in the scientific literature. Figure 9 shows a comparison between our simulation results and those obtained in the case of the transverse electromagnetic slotted tube resonator (STR) [13] for practically the same values of the geometrical parameters. From this figure, it appears that our results using the TEM-SRR are in good agreement with those previously obtained using the TEM-STR.

Table 2 lists both the obtained -20 dB frequencies above and below the resonance frequency and the quality coefficients (Q_{-20dB}) calculated using equation (17), for the two types of UHF-MRI probes.

Table 2: Quality coefficient calculated for the two UHF-MRI probes using respectively TEM-SRR and TEM-STR

UHF-MRI probe using	f_u (MHz)	f_l (MHz)	Q_{-20dB}
TEM-SRR	348.0	331.0	20.0
TEM-STR	359.5	318.0	8.2

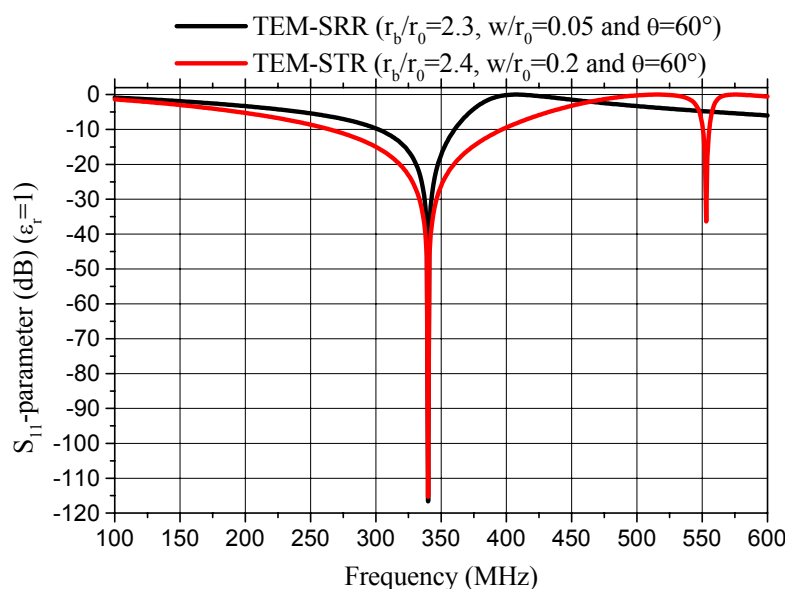


Fig.9. Reverse transmission (S_{11}) obtained by TLM method, at the RF port of two UHF-MRI probes using respectively TEM-SRR and TEM-STR.



This table shows clearly that the $Q_{-20\text{dB}}$ of the TEM-SRR resonator is very interesting comparing with that recently obtained for the TEM-STR.

In order to check our numerical FEM-MoM calculations we are obliged, for the same geometrical and physical parameters of our TEM-SRR, to make simulations in 3D by using CST microwave studio software.

The CST approach was employed to analyze the TEM-SRR. It is found that the characteristic impedance of the TEM-split ring line is 48.61Ω . This value shows a good agreement with that obtained by both the FEM and MoM approaches as shown in table 1.

Finally, we show in figure 10 a comparison between the scattering S_{11} -parameter of the TEM-SRR obtained using TLM method and that obtained using CST software.

The obtained results using the two numerical models (FEM-MoM and CST) show a good agreement of the frequency response of S_{11} at the RF port of our designed UHF-MRI probe using the TEM-split ring resonator.

V. CONCLUSION

This paper presents the analysis and design of a TEM-split ring resonator with a circular cross section for UHF-MRI applications.

The numerical results obtained from the finite element method and the method of moments, are valid in a wide range of window angle and outer-inner conductor radius ratio.

These results demonstrate the excellent coherence between the FEM and MoM methods. The FEM and MoM calculations have been employed to accurately characterize the EM parameters (Z_c , L and C) of the TEM-SRR taking into account the effect of the thickness of the ring and the effect of the RF shield. When the EM-parameters are determined, we estimate the simulated frequency response of S_{11} at the RF port of the designed UHF-MRI probe which permits us to evaluate the unloaded quality factor $Q_{-20\text{dB}}$.

The designed UHF-MRI probe with high Q operates at 340 MHz (proton imaging at 8 T) and has -116 dB minimum reflections.

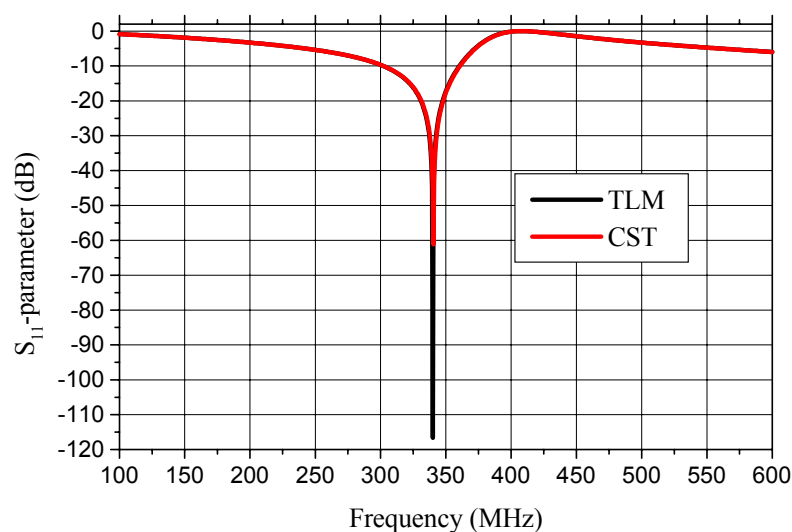


Fig.10. Reverse transmission, S_{11} , at the RF port of the designed MRI probe, obtained by TLM and CST software.



These results obtained by our program using TLM are validated by our simulations done under CST environment.

The UHF-MRI probe using TEM-SRR is easy to construct, inexpensive, and simple to operate. Furthermore, the coil presented here may be constructed to work at different resonances frequencies.

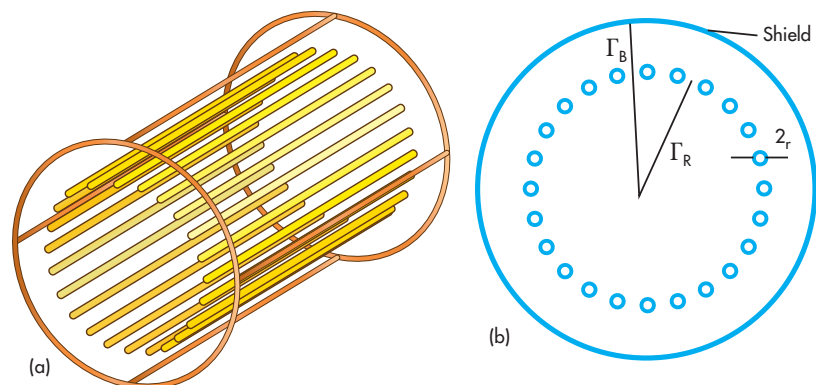
REFERENCES

- [1] E. M. Purcell, H. C. Torrey, and R. V. Pound, "Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid", *Physical Review*, vol. 69, pp. 37-38, 1946.
- [2] F. Bloch, "Nuclear induction", *Physical Review*, vol. 70, pp. 460-474, 1946.
- [3] P. C. Lauterbur, "Image formation by induced local interactions: examples employing nuclear magnetic resonance", *Nature*, vol. 242, pp. 190-191, 1973.
- [4] P. Mansfield and P. K. Grannell, "NMR diffraction in solids?", *Journal of Physics C*, vol. 6, pp. L422-L426, 1973.
- [5] W.N. Hardy and L.A. Whitehead, "Split ring resonator for use in magnetic resonance from 200-2000 MHz", *Rev. Sci. Instrum.* vol. 52, no. 2, 1981.
- [6] C. E. Garrido Salmon, E. L. G'ea Vidoto, M. J. Martins and A. Tann'us, "Optimization of Saddle Coils for Magnetic Resonance Imaging", *Brazilian Journal of Physics*, vol. 36 (1A), pp. 4-8, 2006.
- [7] MC. Leifer, "Theory of the quadrature elliptic birdcage coil", *Journal of Magnetic Resonance Medicine*, vol. 38, pp. 726-732, 1997.
- [8] G. Bogdanov and R. Ludwig, "A coupled microstrip line transverse electromagnetic resonator model for high-field", *Magn. Reson. Med.*, vol. 47, pp. 579-593, 2002.
- [9] R. Ludwi, G. Bodgdanov, J. King, A. Allard, and C.F. Ferris, "A dual RF resonator system for high-field functional magnetic resonance imaging of small animals," *Journal of Neuroscience Methods*, vol. 132, pp. 125-135, 2004.
- [10] S. Bobrof and MJ. McCarth, Variations on the slotted-tube resonator: Rectangular and elliptical coils, *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, vol. 17, pp.783-789, 1999.
- [11] N. Benabdallah, N. Benahmed and B. Benyoucef, "Analyzing a resonator for MRI applications", *Microwaves and RF*, vol. 46, no. 11, pp. 92-98, 2007.
- [12] N. Benabdallah, N. Benahmed, B. Benyoucef, R. Bouhmidi and M' Khelif, "EM analysis of the slotted-tube resonator with circular cross section for MRI applications", *Journal of Physics in Medicine and Biology*, vol. 52, pp. 4943-4952, 2007.
- [13] K. Aliane, N. Benabdallah, N. Benahmed, R. Bouhmidi and F.T. Benadimerad, "Analysis and design of a quasi-TEM slotted tube resonator for UHF-MRI", *International Journal of Modern Engineering Research*, vol.2, issue.2, pp. 233-238, 2012.
- [14] R. Bouhmidi, N. Benabdallah, N. Benahmed and M'. Khelif, "Design coupled microstrip resonators for MRI", *Microwaves and RF*, vol. 46 no. 3, pp. 59-66, 2007.
- [15] N. Benahmed, "Accurate closed-form expressions for the electromagnetic parameters of the shielded split ring line," *International Journal of Electronics and Communications (AEÜ)*, vol. 61, pp. 205-208, 2007.
- [16] R. Bouhmidi, N. Benabdallah, N. Benahmed and F.T. Benadimerad, "Microstrip quasi-TEM resonator for magnetic resonance imaging at high field of 8T", *International Journal of Microwaves Applications*, vol. 2, no. 2, pp. 99-103, 2013.
- [17] CST-Computer Simulation Technology, 2010. <http://www.cst.com>
- [18] www.freeFEM.org.
- [19] A.R. Djordjevic, D.Darco, M.C. Goran, T.K. Sarkan. *Circuit Analysis Models for Multiconductors Transmission Lines*, Artech House, 1997.]

MRI Probe Offers High-Q Analysis

This high-Q MRI probe was designed with the aid of method-of-moments (MoM) computer simulations and constructed with coupled coaxial transmission lines for use at 433 MHz.

Magnetic resonance imaging (MRI) is a powerful tool for medical research—specifically, for studying the condition of internal organs in humans and animals. To construct an MRI probe for animal research, the characteristics of a transverse-electromagnetic (TEM) coil were analyzed and optimized using computer-simulation software and method-of-moments (MoM) computer-simulation approaches. An effective model for the MRI design was subsequently developed that optimizes the frequency response of the MRI probe at 433 MHz.



1. These two views show (a) a detailed illustration of the coupled coaxial line TEM-resonator and (b) its key parameters.

The MRI probe was designed using n-element coupled coaxial lines, with n = 24, 16, 12, and 8. As a reference, the MRI probe design was compared to the shielded birdcage TEM resonators commonly used for MRI probes. Numerical calculations for the probe were carried out using the MoM approach with LINPAR for Windows (Matrix Parameters for Multiconductor Transmission Lines, or MTL) two-dimensional (2D) analysis software. It was used to perform numerical evaluation of the quasistatic matrices ([L], [C], [R], and [G]) representing the multiconductor transmission lines forming the MRI probe.

The S₁₁ response of the MRI probe was optimized for 433 MHz using software tools based on MTL with MathWorks' (www.mathworks.com) MATLAB analysis software. The approach permitted

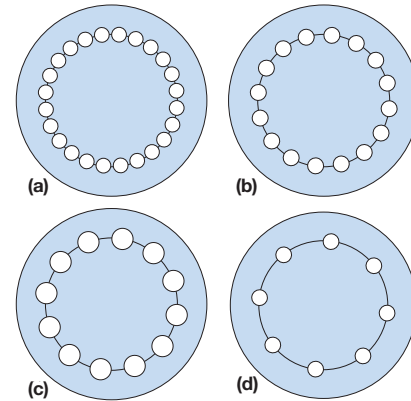
evaluation of the probe's unloaded quality factor (Q). The impact of such parameters as the radius of the coaxial transmission lines (TLs) and the numbers of elements were studied in the analysis.

An RF coil is an essential component in an MRI system. Many different types of RF coils have been developed for MRI, with each generation offering some performance improvements. Prior to the introduction of the TEM resonator in 1994,¹ the birdcage resonator was the most widely used type of RF coil for MRI probes.² A TEM resonator has several advantages over a birdcage coil, including improved excitation field homogeneity, high quality factor (Q), and ease of tuning.³⁻⁵ The first descriptions of

TEM resonator structures appeared in several patents, which provided descriptions of TEM resonator structures.^{6,7}

Other work on TEM resonators focused on modeling the resonators using TL concepts. In one approach, the resonator consisted of a section of coaxial TL terminated by capacitors.¹ A lumped-element approach with conductors operating as inductors with mutual coupling and capacitors was used to model a TEM resonator at 143 MHz.⁸ In addition, a simplified coupled TL model of a TEM resonator was developed.^{9,10} Using the boundary element method (BEM), researchers developed a 12-element

lumped-element



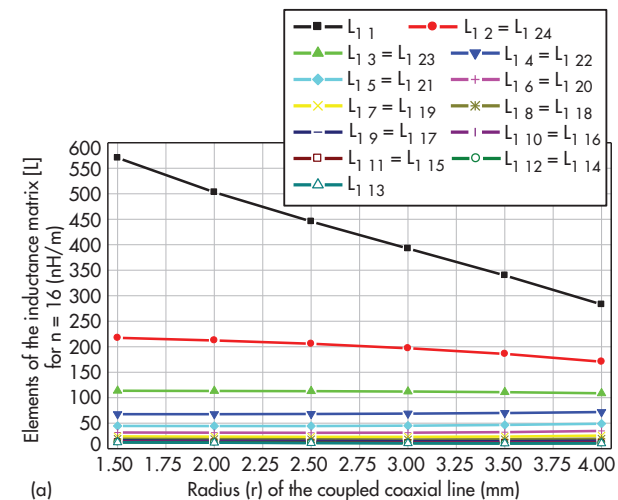
2. Augmentation of the charged surfaces of the coupled coaxial-line TEM resonator is shown for: (a) n = 24, (b) n = 16, (c) n = 12, and (d) n = 8.

TEM resonator model at 200 MHz. Note that this model is invalid at higher frequencies.¹¹

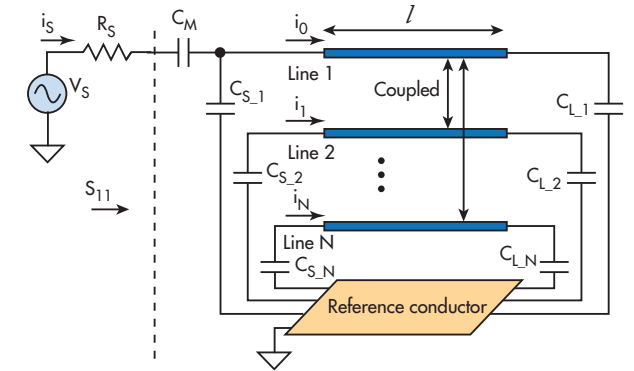
In previous work by the current authors,¹² a numerical tool was demonstrated based on the finite element method (FEM). Its purpose was to analyze an eight-element unloaded coaxial line transverse electromagnetic (TEM) resonator and design an MRI-probe for studies at 4.7 T. That MRI probe has -62.81 dB minimum reflection and Q of 260 at approximately 200 MHz.

To build upon that work, the current studies describe a model for multiple-conductor TLs transmission lines. This includes the exact calculation of the primary parameter matrices ([L] and [C]) from ref. 12, adapted to full potential using MoM via a LINPAR for MS Windows analysis environment.¹³ The current reported efforts were applied to characterize the behavior of a TEM resonator at a Larmor frequency of 433 MHz for a high-Q (20-dB) MRI probe. A probe was designed and developed by varying the number and the radius of the n-elements coupled coaxial lines (n = 24, 16, 12, 8), used to form the MRI probe.

Figure 1 shows a TEM resonator. It consists of a number (n) of inner circular conductors (coaxial lines) distributed in a cylindrical pattern (2rR) in a particular diameter and connected



4. These plots show the impact of radius, r, of the coupled coaxial conductor on the elements of the inductance matrix [L] for (a) n = 24 and (b) n = 16.

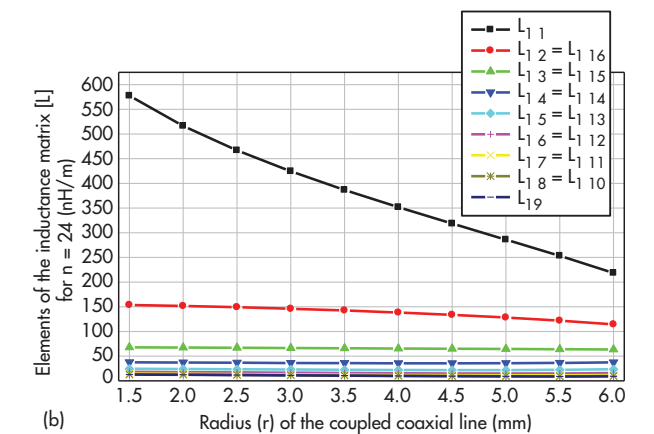


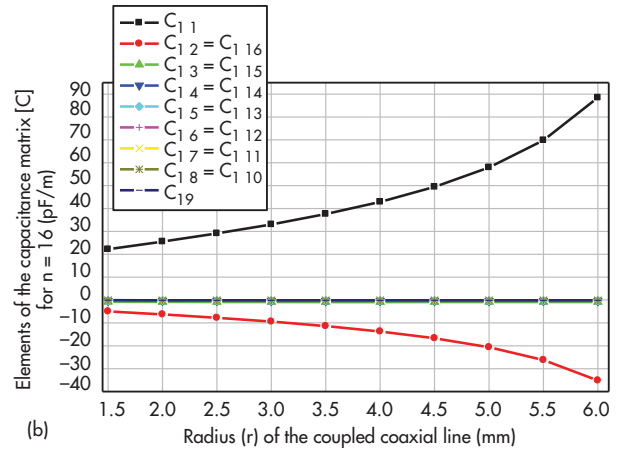
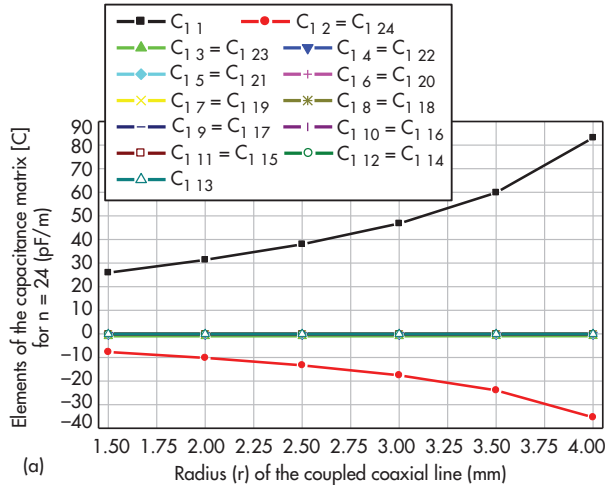
3. This schematic circuit shows how the MRI probe uses an n-element coupled coaxial line TEM-resonator.

with capacitors to a cylindrical outer shield of 2rB diameter.^{11,12} The length of the resonator is sized with respect to the wavelength (of 433 MHz) in free space, $\lambda_0 = 17.32$ cm. To evaluate the [L] and [C] matrices in a LINPAR environment, it was necessary to estimate the cross-section of the MRI resonator and all relevant dielectric characteristics using general programs in PASCAL. Figure 2 shows the segmentation of the charged surfaces of the n-element coupled coaxial MRI resonator using LINPAR for WINDOWS software.

Numerical analysis was performed (Fig. 2) to determine the electromagnetic (EM) parameters for the [L] and [C] matrices of the TEM resonator. Once these parameters were calculated, it was possible to estimate the resonance spectrum (S₁₁ response) of the MRI probe based on a TLM approach (Fig. 3).¹⁴ The MRI probe consists of shielded coupled coaxial lines with length l, matching capacitor (C_M), and terminating capacitors C_{S*i*} and C_{L*i*} (where i = 1...n) (Fig. 3). The unloaded quality factor (Q = -20 dB) of the MRI system can be deduced from a reflection parameter (S₁₁) sweep with frequency:^{11,12}

$$Q_{-20\text{ dB}} = f_r / (f_u - f_l) \quad (1)$$





5. These plots present the impact of radius, r , of the coupled coaxial conductor on the elements of the capacitance matrix [C] for (a) $n = 24$ and (b) $n = 16$.

where:

f_r = the resonance frequency of the probe,

f_u = the -20-dB upper frequency limit of the probe

f_l = the -20-dB lower frequency limit of the probe

Based on previous work that employed the MoM approach, f_{15-17} a software program was created to calculate the electromagnetic parameters of the MRI probe using n -element coupled coaxial lines. Every parameter is strongly dependent upon the resonator features and properties of the sample. Simulations conducted with this software indicate whether or not fabrication of a particular MRI probe design will ultimately be practical.

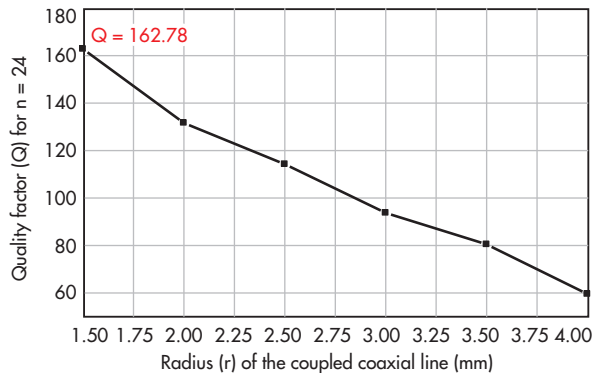
To design high-Q probes operating at 433 MHz, the structure of Fig. 2 was studied with n inner circular conductors ($n = 24, 16, 12, 8$) and coaxial radius r , and having the following geometric parameters:

Outer cylinder radius, r_B , of 52.5 mm;

Inner cylinder radius, r_R , of 36.25 mm;

Conductivity, σ , of $5.8 \times 10^7 \Sigma/m$; and

Relative dielectric constant, σ_r , of unity (1).

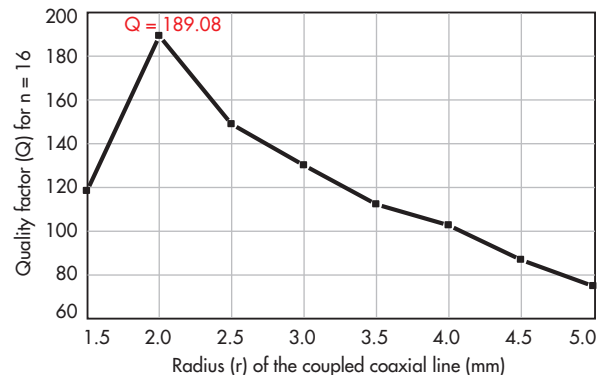


6. These plots illustrate the influence of r on the Q of a 24-coupled-element coaxial MRI-probe.

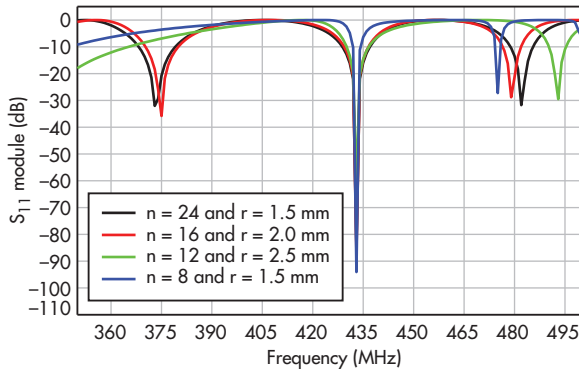
Figures 4 and 5 show the impact of r values for the probe's circular conductors on the values of the elements of the inductance matrix and on the values of the elements of the capacitance matrix of the TEM-resonator for 24- and 16-element coupled coaxial lines, respectively. Figures 6 and 7 shows variations of Q (-20 dB) for $n = 24$ and $n = 16$, as calculated by Eq. 1.

Each of the two 24- and 16-element coupled coaxial MRI probes presents a higher Q (-20 dB) value for $r = 1.5$ mm and 2.0 mm, respectively. Similarly, a study was made of the influence of r on the Q of TEM MRI probes with 12- and 8-element coupled coaxial lines. The highest Q (-20 dB) value was found for $n = 12$ for a radius (r) of 2.5 mm. The highest Q (-20 dB) value for an $n = 12$ probe was found for a radius (r) of 1.5 mm.

Tables 1 and 2 (all tables are in the online version of this story at mwrf.com) provide results for MRI probes designed for the Industrial-Scientific-Medical (ISM) band at 433 MHz. Table 1 contains the values required to construct for a probe's [L] and [C] matrices.^{11,12,18} Table 3 contains features for optimum MRI probe configurations operating at 433 MHz with n -element coupled coaxial lines based on the design configuration of Fig. 3.



7. These plots show the influence of r on the Q of a 16-coupled-element coaxial MRI probe.



8. These curves show scattering parameters for optimized MRI probes using n-coupled TEM coaxial lines designed for operation at 433 MHz.

Figure 8 shows simulated frequency responses with variations of the reflection coefficient (S_{11}) at the input of these optimum MRI probes designs. These frequency responses for MRI probes with n-coupled TEM coaxial lines exhibit minimum values around a chosen working frequency—i.e., 433 MHz. The minimum reflection for this MRI probe design is extremely low, reaching -94.06 dB for $n = 8$.

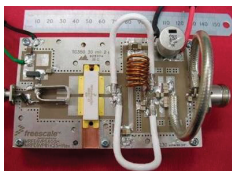
In summary, these studies have revealed the impact of the number of coupled lines and the radius of the probe structure on achieving high-Q performance with a TEM MRI probe structure. Optimization was performed by varying the number of elements and the radius.

It was discovered that for a TEM MRI probe with 8-element coupled coaxial lines and radius, r , of 1.5 mm, a matching capacitor (C_M) of 18.59 pF and terminating capacitors C_{Si} and C_{Li} —both with a value of 1.61 pF, minimum reflection of -94.06 dB, and Q of 244.63—were measured. Consequently, the design and analysis approach made it possible to optimize high-Q TEM MRI probes for utilization in the ISM band at 433 MHz. **tmw**

REFERENCES

1. J.T. Vaughan, H.P. Hetherington, J.O. Out, J.W. Pan, and G.M. Pohost, "High

frequency volume coils for clinical NMR imaging and spectroscopy," *Magnetic Resonance in Medicine*, Vol. 32, 1994, pp. 206-218.
 2. C.E. Hayes, W. A. Edelstein, J.F. Schenck, O.M. Mueller, and M. Eash, "An efficient highly homogeneous radio-frequency coil for whole-body NMR imaging at 1.5 T," *Journal of Magnetic Resonance* Vol. 63, 1985, pp. 622-8.
 3. T.S. Ibrahim, "Design of radio-frequency coils for magnetic resonance imaging applications: A computational electromagnetic approach," doctoral dissertation, The Ohio State University, Columbus, OH, 2002.
 4. G. Adriany, J.T. Vaughan, P. Andersen, H. Merkle, M. Garwood, and K. Ugurbil, "Comparison between head volume coils at high field," in *Proceedings of the 3rd SMR and 12th ESMRMB annual meeting*, Nice, France, 1995, p. 971.
 5. J.W. Pan, J.T. Vaughan, R.I. Kuzniecky, G.M. Pohost, and H.P. Hetherington, "High resolution neuroimaging at 4.1 T," *Magnetic Resonance Imaging*, Vol. 13, 1995, pp. 915-921.
 6. P. Röschmann, "High-frequency coil system for a magnetic resonance imaging apparatus," U.S. Patent No. 4,746,866, 1988.
 7. J.F. Bridges, "Cavity resonator with improved magnetic field uniformity for high frequency operation and reduced dielectric heating in NMR imaging devices," U.S. Patent No. 4,751,464, 1988.
 8. J. Tropp, "Mutual inductance in the birdcage resonator," *Journal of Magnetic Resonance*, Vol. 126, 1997, pp. 9-17.
 9. P. Röschmann, "Analysis of mode spectra in cylindrical N-conductor transmission line resonators with expansion to low-, high- and band-pass birdcage structures," in *Proceedings of the 3rd Annual Meeting of the International Society of Magnetic Resonance in Medicine*, Nice, France, 1995. p.1,000.
 10. G.C. Chingas and N. Zhang, "Design strategy for TEM high field resonators," in *Proceedings of the 4th Annual Meeting of the International Society of Magnetic Resonance in Medicine*, New York, NY, 1996. p. 1,426.
 11. G. Bogdanov and R. Ludwig, "A Coupled microstrip line transverse electromagnetic resonator model for high-field magnetic resonance imaging," *Magnetic Resonance in Medicine*, Vol. 47, 2002, pp. 579-593.
 12. N. Benahmed, M. Feham, and M. Khelif, "Analysis and design of a coupled coaxial line TEM resonator for magnetic resonance imaging," *Journal of Physics in Medicine and Biology*, Vol. 51, 2006, pp. 2,093-2,099.
 13. A.R. Djordjevic, M.B. Bazzdar, and T.K. Sarkar, LINPAR for Windows: Matrix parameters of multiconductor transmission lines, Software and user's manual, Artech House, Norwood, MA, 1999.
 14. R. Bouhmid, N. Benahmed, N. Benabdallah, K. Aliane, S.M. Meriah, and F.T. Bendimerad, "Optimization of a Transverse Electromagnetic Resonator for Magnetic Resonance Imaging at High Field of 9.4 T," 2012 Spring World Congress on Engineering and Technology (SCET), 2012.
 15. N. Benabdallah, N. Benahmed, and B. Benyoucef, "Analyzing a resonator for MRI applications," *Microwaves & RF*, Vol. 46, No 11, 2007, pp.92-98.
 16. N. Benabdallah, N. Benahmed, B. Benyoucef, R. Bouhmid, and M. Khelif, "EM analysis of the slotted-tube resonator with circular cross section for MRI applications," *Journal of Physics in Medicine and Biology*, Vol. 52, 2007, pp. 4,943-4,952.
 17. K. Aliane, N. Benahmed, N. Benabdallah, F.T. Bendimerad, and A. Benkaddour, "Resonators Support UHF MRI Systems," *Microwaves & RF*, Vol. 51, No. 4, pp. 84-92, 2012.
 18. R. Bouhmid, N. Benabdallah, N. Benahmed, and M. Khelif, "Design coupled microstrip resonators for MRI," *Microwaves & RF*, Vol. 46, No. 3, 2007, pp. 59-66.



HF Amplifiers

We stock the complete parts list and PC boards for the Motorola amplifier designs featured in their Application Notes and Engineering Bulletins

- AN779L (20W)
- AN779H (20W)
- AN762 (140W)
- EB63A (140W)
- EB27A (300W)
- AN758 (300W)
- AR305 (300W)
- AR313 (300W)
- EB104 (600W)
- AR347 (1000W)

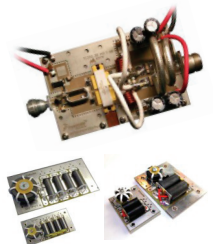
NEW! NEW! NEW!
 We stock the new rugged FREESCALE 1KW transistor and parts for the 2M and 88-108MHz amplifier designs



HF Broadband RF Transformers
 2 to 30MHz



RF Transformers Type "U"
 2 to 300MHz



HF Power Splitter / Combiners
 2 to 30MHz

CCI Communication Concepts, Inc.

www.communication-concepts.com

508 Millstone Drive,
 Beavercreek, OH 45434-5840
 Email: cci.dayton@pobox.com
 Phone (937) 426-8600
 FAX (937) 429-3811



- 2 Port**
- PSC-2L 600W PEP
- PSC-2H 1000W PEP
- 4 Port**
- PSC-4L 1200W PEP
- PSC-4H 2000W PEP
- PSC-4HS 5000W PEP

TABLE 1: EM PARAMETERS FOR N-COUPLED COAXIAL TEM MRI RESONATORS

Column	n = 24, r = 1.5 mm		n = 16, r = 2 mm		n = 12, r = 2.5 mm		n = 8, r = 1.5 mm	
	[L] (nH/m)	[C] (pF/m)	[L] (nH/m)	[C] (pF/m)	[L] (nH/m)	[C] (pF/m)	[L] (nH/m)	[C] (pF/m)
1	570.3	25.91	516.3	25.54	473.9	26.14	581.7	19.66
2	217.3	-7.678	151.7	-6.283	110.3	-5.312	67.38	-2.105
3	113.6	-0.998	67.40	-0.829	43.77	-0.757	24.73	-0.483
4	67.72	-0.355	37.13	-0.337	23.67	-0.344	15.12	-0.271
5	44.53	-0.192	24.03	-0.201	16.02	-0.224	13.02	-0.229
6	31.71	-0.126	17.64	-0.144	12.90	-0.178	15.12	-0.271
7	24.13	-0.093	14.35	-0.116	12.03	-0.166	24.73	-0.483
8	19.41	-0.073	12.75	-0.102	12.90	-0.178	67.38	-2.105
9	16.4	-0.061	12.26	-0.098	16.02	-0.224		
10	14.45	-0.054	12.75	-0.102	23.67	-0.344		
11	13.24	-0.049	14.35	-0.116	43.77	-0.757		
12	12.58	-0.047	17.64	-0.144	110.3	-5.312		
13	12.36	-0.046	24.03	-0.201				
14	12.58	-0.047	37.13	-0.337				
15	13.24	-0.049	67.40	-0.829				
16	14.45	-0.054	151.7	-6.283				
17	16.4	-0.061						
18	19.41	-0.073						
19	24.13	-0.093						
20	31.71	-0.126						
21	44.53	-0.192						
22	67.72	-0.355						
23	113.6	-0.998						
24	217.3	-7.678						

TABLE 2: QUALITY FACTORS OF MRI PROBES USING THE TEM N-COUPLED COAXIAL LINES CALCULATED WITH 20-dB COUPLING

n	r (mm)	f_u (MHz)	f_l (MHz)	Q_{-20dB}	S_{11} (dB)
8	1.5	433.89	432.12	244.63	-94.06
12	2.5	434.05	432.00	211.21	-61.39
16	2.0	434.14	431.85	189.08	-87.06
24	1.5	434.32	431.66	162.78	-84.85

TABLE 3: FEATURES OF MRI PROBES USING THE TEM N-COUPLED COAXIAL LINES AND OPERATING AT 433 MHz

Number and radius of coupled coaxial lines used to form TEM MRI probe	Matching capacitor, C_M (pF)	Terminating capacitors ($C_{Si} = C_{Li}$) (pF) ($i = 1 \dots n$)	Length of resonator $l = \lambda/4$ (cm)
$n = 8; r = 1.5 \text{ mm}$	18.59	1.61	17.32
$n = 12; r = 2.5 \text{ mm}$	20.05	1.50	17.32
$n = 16; r = 2.0 \text{ mm}$	16.98	1.68	17.32
$n = 24; r = 1.5 \text{ mm}$	15.93	1.17	17.32

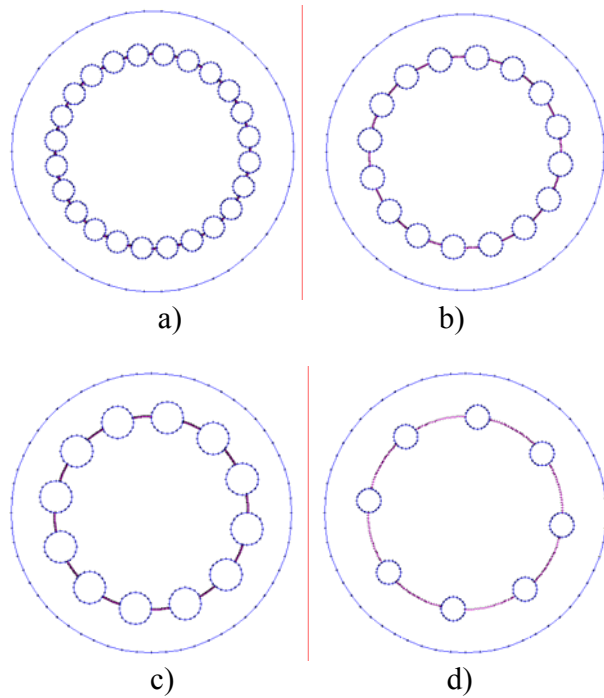


Figure 2: Segmentation of the charged surfaces of the coupled coaxial-line TEM resonator is shown for: (a) $n = 24$, (b) $n = 16$, (c) $n = 12$, and (d) $n = 8$.

المخلص

في هذه الأطروحة، طريقة (MoM) وطريقة العناصر المنتهية (MEF) في بعدين (2D) وبرنامج (CST) في ثلاث أبعاد (3D) استعملت لتحديد الخصائص الكهرومغناطيسية (ME) لمجموعة من الرنانات (IRM) متجانسة (TEM) و غير متجانسة (quasi-TEM) يكون لها معامل جودة عالي و تجد تطبيقاتها في المجال الطبي والبيولوجي. تستند محاكاة الهياكل المحللة و المصممة على نظرية خطوط الإرسال (TLM) باستخدام المصفوفات [S].

تتلخص الأعمال المنجزة في هذه الأطروحة في النقاط التالية :

- تخصيص كهرومغناطيسي لرنان من نوع (SRR) باستعمال طريقتي (MoM) و (MEF) في الحالة المتجانسة و الغير متجانسة (TEM و quasi-TEM). في هذه الأخيرة يكون الرنان مشحون بعنصر بيولوجي (العضلة) ذو سماحية نسبية ($\epsilon_r=64.21$).
- تصميم و تقليد مرجاسين من نوع (SRR) متجانس (TEM) و غير متجانس (quasi-TEM). الأول يشتغل بتردد 340 MHz (حقل مغناطيسي T 8) و الثانية تشتغل بتردد 433 MHz (تردد في النطاق ISM).
- توظيف طريقة (MoM) من أجل استخراج الخصائص الكهرومغناطيسية لنعين من الرنانات الكهرومغناطيسية المستعملة بطريقة واسعة في المجال (IRM) ألا و هي الرنان الدائري ذو الناقلين المتناظرين (STR) و الرنان البيضاوي (SER) متجانسة (TEM) و غير متجانسة (quasi-TEM). في الحالة الأخيرة تكون هذه الرنانات مشحونة بعنصر بيولوجي (القلب) ذو سماحية نسبية ($\epsilon_r=60.74$).
- تصميم و تقليد مرجاسين IRM-UHF من نوع (STR و SER) متجانسة و غير متجانسة (TEM و quasi-TEM) يشتغل بتردد 433 MHz (نطاق التردد ISM) ويستعمل الشكل الأمثل للرنان الكهربي غير مشحون ($\epsilon_r=1$).
- توظيف طريقة (MoM) من أجل استنتاج الخصائص الكهرومغناطيسية لرنان كهربي من نوع (BCR) متجانس يحتوي على n ناقل أسطواني و تحسرين مرجاسين IRM-UHF تشتغل بتردد 433 MHz وتستخدم الرنان كهربي من نوع (BCR) متجانس (TEM) ذو 24, 16, 12 و 8 ناقل أسطواني.
- توظيف طريقة (MoM) و (MEF) من أجل استنتاج الخصائص الكهرومغناطيسية لرنان كهربي من نوع (BCR) متجانس يحتوي على 16 ناقل أسطواني وتخصيص مرجاس IRM-UHF يشتغل بتردد 300 MHz (حقل مغناطيسي ذي 7 T).

الرنانات المدروسة في الأعمال المذكورة أعلاه كانت موضوع لمنشورتين علميتين دوليتين.

مفاتيح البحث: تحليل و تصميم، هياكل محورية، الأدوات الرقمية، نطاق التردد ISM، استجابة التوتر.

Résumé :

Dans cette thèse, la méthode des moments (MoM), la méthode des éléments finis (MEF) en 2D et le logiciel CST en 3D, sont employés pour la détermination des grandeurs électromagnétiques (EM) des résonateurs IRM blindés TEM et Quasi-TEM afin de concevoir dans la bande ISM des sondes ayant un coefficient de qualité élevé trouvant leur application dans le domaine médicale et biologique. La simulation des structures analysées et conçues, est basée sur l'utilisation de la théorie des lignes de transmission en se servant des matrices de répartition en puissance [S].

Les travaux réalisés dans cette thèse sont résumés dans les points suivants:

- La caractérisation par la méthode MEF et MoM des grandeurs EM du résonateur en anneau fendu (Split Ring Resonator : SRR) TEM et quasi-TEM. Ce dernier chargé avec un élément biologique (muscle) de permittivité relative ($\epsilon_r=64.21$).
- La conception de deux sondes IRM de type SRR TEM et quasi-TEM respectivement. La première fonctionne à une fréquence 340 MHz (IRM du proton à 8T), la seconde fonctionne à une fréquence de 433 MHz (bande ISM).
- La caractérisation par la MoM des grandeurs EM de deux types de résonateur largement utilisés en IRM à savoir le résonateur à bandes symétriques circulaires blindé (STR) et le résonateur à bandes elliptique blindé (SER) TEM et quasi-TEM. Dans le cas inhomogène, ils sont chargé avec un élément biologique (le cœur) de permittivité relative ($\epsilon_r=60.74$).
- La conception de sondes IRM-UHF de type STR et SER TEM et quasi-TEM fonctionnant à 433 MHz (bande ISM) et utilisant la configuration optimale du résonateur non chargé ($\epsilon_r=1$).
- Une caractérisation par la MoM des paramètres EM du résonateur TEM en forme de cage d'oiseau à n-lignes coaxiales couplés (BCR) et l'optimisation de sondes IRM-UHF fonctionnant à 433 MHz et utilisant le résonateur TEM BCR à lignes coaxiales couplés ($n=24, 16, 12$ et 8).
- Une caractérisation par la MEF et la MoM des paramètres EM du résonateur à 16-lignes coaxiales couplés et conception d'une sonde fonctionnant à la fréquence de 300 MHz (IRM du proton à 7 T) et utilisant ce dernier.

Les résonateurs que nous avons caractérisés dans les travaux énumérés ci-dessus ont fait l'objet de deux publications internationales.

Mots-clés : Analyse et conception, structures coaxiales, outils numériques, bandes ISM, réponse fréquentielle.

ABSTRACT

In this thesis, the method of moments (MoM), the finite element method (FEM) in 2D and the software CST in 3D, are used for the determination of electromagnetic parameters (EM) of shielded MRI resonators TEM and quasi-TEM to design in the ISM band probes with a high quality factor convenient for medical and biological applications. The simulations of the analyzed and designed structures are based on the use of the theory of the transmission lines by using the scattering matrices [S].

The works realized in this thesis are summarized in the following points:

The FEM and MoM characterization of EM-parameters of the TEM and quasi-TEM split ring resonator (SRR). It is loaded with a biological element (muscle) with relative permittivity ($\epsilon_r = 64.21$).

- The design of two types of TEM and quasi-TEM MRI probes using the SRR. The first operates at 340 MHz (proton imaging at 8T), the second one is operating at a frequency of 433 MHz of the ISM band.
- The MoM characterization of EM-parameters of two types of resonator widely used in MRI namely TEM and quasi-TEM slotted tube resonator, with circular and elliptical cross section respectively (STR) and (SER). In the inhomogeneous case, they are loaded with a biological element (the heart) with relative permittivity ($\epsilon_r = 60.74$).
- Design of UHF-MRI probes using the TEM and quasi-TEM STR and SER, operating at 433 MHz (ISM band) and using the optimal configuration of the unloaded resonator ($\epsilon_r = 1$).
- The MoM characterization of EM-parameters of TEM birdcage resonator using n-coupled coaxial lines (BCR) and the optimization of an UHF-MRI probe operating at 433 MHz and using the TEM BCR resonator constituted by ($n=24, 16, 12$ and 8) coaxial lines.
- The MoM and FEM characterization of EM-parameters of TEM birdcage resonator using 16 coupled coaxial lines (BCR) and the design of an UHF-MRI probe operating at 300 MHz (proton imaging at 7 T).

Two of the characterized resonators of this thesis have been the subject of two international publications.

Keywords: Analysis and Design, coaxial structures, numerical tools, ISM band, frequency response.