

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABOU BEKR BELKAID-TLEMCCEN

FACULTE DES SCIENCES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

UNITE DE RECHERCHE
MATERIAUX ET ENERGIES RENOUVELABLES
(URMER)



THESE DE DOCTORAT

EN PHYSIQUE ENERGETIQUE ET MATERIAUX

Présentée par :

M^{me} BENABDALLAH NADIA

Sur le thème

**Application de la méthode des moments
à l'analyse et à la conception de micro
et de mini sondes IRM**

Soutenue en 2010 devant le Jury composé de :

Président :	M ^r N. E. CHAABANE-SARI	Professeur à l'Université de Tlemcen
Directeur de Thèse :	M ^r B. BENYOUCEF	Professeur à l'Université de Tlemcen
Codirecteur de Thèse :	M ^r N. E. BENAHMED	Professeur à l'Université de Tlemcen
Examineurs :	M ^r J. P. CHARLES	Professeur à l'Université de Metz (France)
	M ^r A. SAIDANE	Professeur à l'ENSET d'Oran
	M ^r F. T. BENDIMERAD	Professeur à l'Université de Tlemcen

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 à l'Unité de Recherche Matériaux et Energies Renouvelables (URMER) sous la direction de Monsieur B. BENYOUCEF, Professeur à l'Université de Tlemcen et Directeur de l'URMER et sous la direction de Monsieur N. E. BENAHMED, Professeur 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 leurs constantes disponibilités.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur N. E. CHAABANE-SARI, Professeur à l'Université de Tlemcen, d'avoir accepté de présider le Jury de cette thèse.

Je remercie sincèrement Monsieur J. P. CHARLES, Professeur à l'Université de Metz (France) d'avoir accepté d'examiner cette thèse.

Je remercie Monsieur A. SAIDANE, Professeur à l'ENSET d'Oran et Monsieur F.T. BENDIMERAD, Professeur à l'Université de Tlemcen et Directeur du laboratoire de recherches (LTT) d'avoir accepté de faire partie du Jury et d'examiner cette thèse.

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

MoM	.(2D)		
.RMN	(EM)		LINPAR
	· FLEXPDE		(MEF)
			.RMN
·	RMN	·	
	()		
			·
		:	
·	BIRDCAGE (BCR)	MoM	-
	(200MHz) 4.7T	RMN	-
			.BCR
·	(STR)	MoM	-
			-
	(STR)		
		·	
	STR	RMN	-
			.(500MHz)
·	STR	MoM	-
	STR	RMN	-
			.(300MHz)
	500		
			·
	.SER ·STR ·BCR ·MoM	·	
			·RMN

RESUME

Ce travail se caractérise par l'utilisation de deux méthodes numériques en deux dimensions. La première est la méthode des moments (MoM) qui, sous l'environnement LINPAR, a permis la détermination des grandeurs électromagnétiques de résonateurs RMN blindés (spectroscopie, imagerie) dans le domaine radiofréquence et microonde. La seconde est la méthode des éléments finis (MEF) qui a permis, sous l'environnement FLEXPDE, l'évaluation de la distribution du champ magnétique créé à l'intérieur de ces résonateurs. Les résonateurs étudiés servent comme des éléments selfiques pour concevoir à très hautes fréquences des sondes RMN ayant comme inconvénient des géométries de formes très complexes qui rendent difficile (voir impossible) la résolution analytique de leurs grandeurs EM.

Les travaux réalisés sont résumés dans les points suivants :

- La caractérisation par la MoM des grandeurs électromagnétiques du résonateur cage d'oiseau à lignes microrubans et à lignes coaxiales.
- La conception et la simulation d'une sonde RMN fonctionnant à 4.7 T (200 MHz) à base de résonateur cage d'oiseau à huit-lignes coaxiales tout en améliorant ses caractéristiques électriques.
- La caractérisation par la MoM des grandeurs électromagnétiques du résonateur à bandes symétriques circulaires blindé.
- La recherche de la structure optimale du résonateur à bandes symétriques circulaires blindé fournissant une très bonne homogénéité du champ magnétique radiofréquence généré à l'intérieur de ce résonateur ce qui est indispensable pour une expérience RMN.
- La conception et la simulation d'une sonde RMN utilisant une structure optimale du résonateur à bandes symétriques circulaires blindé fonctionnant à 500 MHz (RMN du proton à 11.74 T).
- La caractérisation par la MoM des grandeurs électromagnétiques du résonateur à bandes symétriques elliptiques blindé.
- La conception et la simulation d'une sonde RMN utilisant une structure optimale du résonateur à bandes symétriques elliptiques blindé fonctionnant à 300 MHz (RMN du proton à 7 T).

Les sondes RMN ainsi conçues présentent de forts coefficients de qualité qui dépassent 500.

Les résonateurs RMN étudiés dans ce travail, ont fait l'objet de trois publications internationales.

MOTS-CLES

Sonde IRM, résonateur TEM cage d'oiseau (BCR), résonateur à bandes symétriques (STR, SER), paramètres EM, MoM.

ABSTRACT

This work is characterized by the use of two numerical methods in two dimensions. The first one is the method of moments (MoM) which, under LINPAR environment, allowed us the determination of the electromagnetic parameters of NMR resonators at high frequencies. The second one is the finite element method (MEF) which allowed us, under FLEXPDE environment, the evaluation of the magnetic field distribution created inside these resonators. The studied resonators serve as inductors in NMR probes circuits, having as disadvantage of very complex forms which make difficult (see impossible) the analytical resolution of their electromagnetic parameters.

The completed work is summarized in the following points:

- The characterization of the electromagnetic parameters of the birdcage resonator (BCR) using coupled microstrip and coupled coaxial lines.
- The design and the simulation of an NMR probe operating at 200 MHz (proton imaging at 4.7 T) and using birdcage resonator constituted by eight-coaxial lines while improving its electric characteristics.
- The characterization of the electromagnetic parameters of the shielded slotted tube resonator (STR) with circular cross section.
- The research of the optimal structure of the slotted tube resonator with circular cross section providing a very good homogeneity of the magnetic field generated inside this resonator.
- The design and the simulation of an NMR probe using the optimal structure of the slotted tube resonator with circular cross section and operating at 500 MHz (NMR at 11.74 T).
- The characterization of the electromagnetic parameters of the shielded slotted tube resonator with elliptical cross section (SER).
- The design and the simulation of an NMR probe using an optimal structure of the shielded slotted tube resonator with elliptical cross section and operating at 300 MHz (NMR at 7 T).

The designed NMR probes present strong quality coefficients which exceed 500.

The NMR resonators studied in this work, were the subject of three international publications.

KEYWORDS

NMR probe, TEM birdcage resonator (TEM BCR), Slotted Tube Resonator (STR, SER), EM parameters, MoM.

SOMMAIRE

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

CHAPITRE I

THEORIE DE L'IMAGERIE PAR RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE (IRM)

I.1 INTRODUCTION.....	4
I.2 CONCEPTS GENERAUX.....	5
I.2.1 PROPRIÉTÉS NUCLÉAIRES DE LA MATIÈRE.....	5
I.2.2 PRINCIPE DE LA RMN.....	6
I.2.2.1 Aspect quantique.....	7
I.2.2.2 Aspect macroscopique.....	8
I.2.3 EQUATIONS DE BLOCH.....	9
I.2.3.1 Mouvement de précession de l'aimantation \vec{M}	7
I.2.3.2 Equation de mouvement de l'aimantation en présence d'un champ radiofréquence.....	10
I.2.3.3 La relaxation.....	11
I.2.4 SIGNAUX DE RESONANCE.....	12
I.3 SPECTROMÈTRE.....	14
I.3.1 SYNOPTIQUE D'UN SPECTROMÈTRE.....	15
I.3.2 SPECTROMÈTRE EN MODE CONTINU.....	16
I.3.3 SPECTROMÈTRE EN MODE PULSÉ.....	17
I.3.4 CRYOAIMANT.....	19
I.3.5 CARACTÉRISTIQUES D'UN SPECTROMÈTRE RMN.....	20
I.3.6 DÉPLACEMENT CHIMIQUE.....	20
I.3.7 SPÈCTRES.....	22
I.3.7.1 Interprétation d'un spèctre RMN à faible résolution.....	22
I.4 COMPOSANTES D'UN SYSTEME D'IRM.....	23
I.4.1 LA SALLE.....	24
I.4.2 LES AIMANTS.....	25
I.4.2.1 Aimant permanent.....	25
I.4.2.2 Aimant résistif.....	25
I.4.2.3 Aimant supraconducteur.....	26
I.4.3 LE BLINDAGE.....	27
I.4.4 LES BOBINES DE GRADIENT DE CHAMP MAGNÉTIQUE.....	28

I.4.5 LES ANTENNES (RÉSONATEURS).....	29
I.4.5.1 Antenne de surface	29
I.4.5.2 Antenne phased array	29
I.4.5.3 Antenne cage d’oiseau	30
I.5 CONCLUSION	30

CHAPITRE II

SONDE DE RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE

II.1 INTRODUCTION	31
II. 2 CONVERSION DES PHENOMENES QUANTIQUES EN SIGNAUX ELECTRIQUES	31
II.3 EQUIVALENCE ENTRE UN TRONCON DE LIGNE ET UNE INDUCTANCE	32
II.4 ACCORD DU CIRCUIT RESONANT ET COEFFICIENT DE QUALITE	34
II.5 CIRCUITS ELECTRIQUES DE SONDES RMN A HAUTES FREQUENCES.....	36
II.6 CONCLUSION	39

CHAPITRE III

THEORIE DE BASE DE L’ANALYSE DES LIGNES DE TRANSMISSION MULTIFILAIRES ET RESOLUTION NUMERIQUE

III.1 INTRODUCTION	40
III.2 PARAMETRES MATRICIELS PRIMAIRES DES LIGNES DE TRANSMISSION	41
III.2.1 CALCUL DE LA MATRICE CAPACITÉ	42
III.2.2 CALCUL DE LA MATRICE INDUCTANCE	43
III.2.3 CALCUL DE LA MATRICE [R].....	45
III.2.4 CALCUL DE LA MATRICE [G].....	46
III.3 EVALUATION NUMERIQUE DES PARAMETRES PRIMAIRES PAR LA METHODE DES MOMENTS	47
III.3.1 EQUATIONS INTÉGRALES DE LA DISTRIBUTION DE CHARGES	48
III.3.2 SOLUTION DES ÉQUATIONS INTÉGRALES DE LA DISTRIBUTION DE CHARGES.....	50

III.4 EVALUATION DE LA REPOSE DES LIGNES DE TRANSMISSION	54
III.4.1 EQUATION DES TÉLÉGRAPHISTES	54
III.4.2 ANALYSE DANS LE DOMAINE SPECTRAL	55
III.4.2.1 Calcul de la matrice impédance caractéristique et du coefficient de phase.....	58
III.4.2.2 Tensions et courants à la fin des lignes	58
III.4.3 ANALYSE DANS LE DOMAINE TEMPOREL	59
III.4.4 MODES D'UNE LIGNE DE TRANSMISSION FORMÉE DE DEUX CONDUCTEURS SYMÉTRIQUES COUPLÉS	62
III.5 PARAMETRES [S] D'UNE LIGNE DE TRANSMISSION MULTIFILAIRE	63
III.6 EVALUATION NUMERIQUE DE LA DISTRIBUTION DU CHAMP MAGNETIQUE PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS.....	67
III.7 CONCLUSION	69

CHAPITRE IV

RESONATEURS TEM CAGE D'OISEAU

IV.1 INTRODUCTION.....	70
IV.2 RESONATEUR TEM CAGE D'OISEAU.....	70
IV.2.1 DESCRIPTION	70
IV.2.2 RÉSONATEUR TEM CAGE D'OISEAU À LIGNES MICRORUBANS	71
IV.2.3 RÉSONATEUR TEM CAGE D'OISEAU À LIGNES COAXIALES	75
IV.3 CONCLUSION.....	78

CHAPITRE V

RESONATEURS A BANDES SYMETRIQUES BLINDES

V.1 INTRODUCTION	80
V.2 RESONATEUR TEM A BANDES SYMETRIQUES CIRCULAIRES BLINDE	81
V.2.1 DESCRIPTION.....	81
V.2.2 RESULTATS NUMERIQUES	82
V.3 RESONATEUR TEM A BANDES SYMETRIQUES ELLIPTIQUES BLINDE	89
V.3.1 DESCRIPTION.....	89
V.3.2 RESULTATS NUMERIQUES.....	89

V.4 CONCLUSION	94
CONCLUSION GENERALE.....	95
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	97
PUBLICATIONS INTERNATIONALES.....	101

INTRODUCTION GENERALE

L'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) est une technique d'imagerie médicale développée dans les années 70. Elle permet d'obtenir, de façon non invasive, une succession d'images de haute qualité du corps humain (animal, plante,...). En particulier, l'IRM permet de visualiser des tissus mous tels que le cerveau ou la moelle osseuse et offre un bon contraste entre les différents tissus. Un autre avantage de l'IRM est la possibilité de faire une coupe dans toutes les directions de l'espace.

L'IRM continue de connaître un développement technique important avec l'utilisation de champs magnétiques de plus en plus intenses et d'appareils d'IRM ouverts permettant l'accès au patient en IRM interventionnelle. Ce rapide développement technique explique que de nombreuses questions restent non résolues dans le domaine de l'IRM. La modélisation mathématique et le calcul scientifique sont deux outils permettant de répondre à divers problèmes tels que le codage et le décodage d'images et la caractérisation électromagnétique des résonateurs (antennes émettrices et réceptrices).

Dans cette thèse, nous nous sommes concentrés sur la problématique liée d'une part à la caractérisation des grandeurs électromagnétiques des résonateurs RMN et d'autre part à l'évaluation de la distribution du champ magnétique créé à l'intérieur des résonateurs : les cœurs des sondes d'un systèmes RMN (spectromètre ou scanner).

Parmi les résonateurs les plus utilisés en RMN (spectroscopie ou imagerie), nous citons le résonateur cage d'oiseau circulaire blindé, le résonateur cage d'oiseau elliptique blindé, le résonateur à bandes symétriques circulaires blindé et le résonateur à bandes symétriques elliptiques blindé.

Dans le domaine radiofréquence et microonde (100 MHz - 5 GHz) ces résonateurs RMN sont réalisés à partir de tronçons de lignes de transmission multifilaires de formes très complexes n'admettant pas de solution analytique exacte ou même approchée pour leurs grandeurs électromagnétiques. Par conséquent l'utilisation de méthodes numériques s'impose.

Dans cette thèse, le problème de caractérisation des grandeurs électromagnétiques des résonateurs que nous avons cité est résolu numériquement en adaptant un logiciel utilisant la

méthode des moments (MoM) en deux dimensions (2D) sous l'environnement LINPAR. Par contre le problème d'évaluation de la distribution du champ magnétique est résolu toujours numériquement mais en utilisant la méthode des éléments finis (MEF) (2D) que nous avons programmée sous l'environnement FLEXPDE.

Grâce à la souplesse de notre logiciel MoM, nous avons pu caractériser d'une manière exacte et précise les grandeurs EM des résonateurs en cage d'oiseau blindés et des résonateurs à bandes symétriques blindés. Dans le cas du deuxième type de résonateur, cette caractérisation EM nous a permis en plus, de concevoir d'autres circuits (autres que les sondes RMN) radiofréquences et microondes tels que les coupleurs et que nous n'avons pas présenté dans cette thèse.

Le logiciel MEF à mailleur automatique et utilisant des éléments triangulaires nous a permis de trouver la structure géométrique optimale du résonateur à bandes symétriques circulaires blindé fournissant une très bonne homogénéité du champ magnétique radiofréquence généré à l'intérieur du résonateur ce qui indispensable pour une expérience RMN.

Pour une structure géométrique optimale d'un résonateur donné, une fois que les grandeurs électromagnétiques (EM) sont déterminés, nous pouvons estimer la réponse spectrale au moyen des coefficients de réflexion à l'entrée de la sonde. Ce travail est réalisé en utilisant un modèle numérique que nous avons adapté sous l'environnement MATPAR. Le tracé de la réponse fréquentielle nous permet d'évaluer graphiquement le coefficient de qualité à vide de la sonde RMN.

Cette thèse est composée de cinq chapitres.

Le fonctionnement de l'IRM repose sur l'utilisation de champs magnétique et plus particulièrement sur le phénomène de Résonance Magnétique Nucléaire (RMN) dont l'aspect théorique et expérimental sont expliqués dans le premier chapitre.

Le second chapitre est consacré à un élément important, le cœur d'un système RMN : la sonde. Ici nous nous sommes attachés d'une part à décrire une sonde RMN fonctionnant à très hautes fréquences et d'autre part à quantifier son efficacité.

Dans le troisième chapitre nous présentons la théorie de base de l'analyse des lignes de transmission multifilaires et les méthodes de résolutions numériques des différents problèmes posés.

Le quatrième chapitre est consacré d'une part à l'analyse des grandeurs EM des résonateurs cage d'oiseau blindés et d'autre part à la conception de sonde IRM fonctionnant à 4.7 T (200 MHz). La sonde ainsi conçue a un fort coefficient de qualité à vide (344) et présente un minimum de réflexion de -72.95 dB à 196 MHz.

Enfin, dans le cinquième chapitre nous nous sommes intéressés d'une part à la recherche de la structure optimale du résonateur à bandes symétriques circulaires blindé et d'autre part à l'analyse, la conception et la simulation de sondes RMN utilisant des structures optimales des résonateurs à bandes symétriques blindés fonctionnant à 300 et à 500 MHz (RMN du proton à 7 T et 11.74 T). Les sondes RMN ainsi conçues présentent de forts coefficients de qualité qui dépassent 500.

La quasi-totalité des résultats présentés dans le quatrième et le cinquième chapitre ont fait l'objet de trois publications internationales dans le domaine de l'IRM radiofréquence et microonde.

CHAPITRE I

THEORIE DE L'IMAGERIE PAR RESONNANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE (RM)

I.1 INTRODUCTION

Le développement des techniques scientifiques actuelles améliore, de jour en jour, la qualité de la santé, du travail, et de la vie de l'homme. Le domaine de la médecine en particulier a permis une amélioration considérable. Les techniques de diagnostic médical radiologique, qui permettent de visualiser l'intérieur d'un organisme de façon non évasive, sont les exemples mêmes de ce progrès scientifique. Depuis la naissance des techniques radiologiques dans les années 1960, plusieurs méthodes ont été mises au point. Les plus fréquentes sont basées sur l'utilisation des rayons X, ultrasons et champs magnétiques. Ce rapport approfondira particulièrement une méthode puissante, de plus en plus utilisée par les médecins, l'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM).

L'IRM est une technique de diagnostic médical puissante qui fournit des images tridimensionnelles et en coupe de grande précision anatomique. L'IRM est une technique radiologique récente, non invasive et sans effets secondaires connus, basée sur le phénomène physique de résonance magnétique nucléaire (RMN). Il s'agit simplement d'observer la résonance magnétique nucléaire (RMN) des protons de l'eau contenus dans l'organisme, c'est à dire la réponse des noyaux soumis à un champ magnétique extérieur et à une excitation électromagnétique. L'intensité recueillie pour un élément de volume (voxel) dépend de la concentration de l'eau à l'endroit considéré et on obtient ainsi une image tridimensionnelle de la répartition de l'eau dans le corps d'un patient. Selon la méthode utilisée, le contraste entre deux voxels peut être augmenté si les temps de relaxation des spins nucléaires (décrivant le retour à l'équilibre des noyaux après l'excitation) diffèrent dans les deux zones. Il est donc possible d'observer des altérations des tissus (telles que des tumeurs) grâce aux différences de densité et de relaxation de l'eau.

La résonance magnétique nucléaire (RMN) est une technique en développement depuis une soixantaine d'années. Le phénomène physique a été conceptualisé en 1946 par Bloch et Purcell [1], [2], prix Nobel de physique en 1952. Cette technique a depuis été largement utilisée par les chimistes, puis les biologistes et les médecins.

Les premiers développements en Imagerie par Résonance Magnétique datent des années 1973. Les premières images chez l'homme ont été réalisées en 1979. Aujourd'hui, après 30 ans d'évolution, l'IRM est devenue une technique majeure de l'imagerie médicale moderne. Potentiellement, elle est appelée encore à des développements importants.

I.2 CONCEPTS GENERAUX

L'IRM est une technique basée sur l'observation de la résonance magnétique nucléaire (RMN) des protons de l'eau. En effet, l'eau constitue environ 70% du corps humain et le proton 1H est naturellement abondant et très sensible en RMN [3]. L'intensité du signal observé va donc dépendre de la concentration en eau, mais aussi du temps de relaxation des spins nucléaires. Ainsi on pourra obtenir une image de la répartition en eau dans le corps du patient.

Dans ce qui suit nous allons brièvement expliquer le principe de la Résonance Magnétique Nucléaire (RMN) et les appareils utilisés dans ce domaine par les chimistes, les biologistes et les médecins. Le principe décrit ici est la détection du signal RMN par la méthode de Bloch et Purcell car il s'agit de celui utilisé dans les appareils d'IRM actuels.

I.2.1 PROPRIETES NUCLEAIRES DE LA MATIERE

Le noyau, cœur de l'atome, est caractérisé par son moment magnétique $\vec{\mu}$ et son moment cinétique $\vec{\sigma}$, ce qui le rend capable d'interagir avec un champ magnétique tel qu'un petit barreau aimanté s'oriente sous l'effet de celui ci .

Le moment cinétique $\vec{\sigma}$ obéit à la théorie quantique de sorte que la projection de celui ci sur un axe Oz quelconque ne peut prendre que des valeurs bien définies:

$$\sigma_z = M \hbar \quad (I.1)$$

Avec $M = -I, -(I-1), \dots, (I-1), I$.

où

I est dit le nombre quantique de moment cinétique ou spin nucléaire.

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} \text{ avec } h: \text{ constante de Planck.}$$

Par conséquent le noyau possède un spin nucléaire I . Lorsque celui ci est non nul, le moment magnétique $\vec{\mu}$ du noyau est relié au nombre quantique de moment cinétique par:

$$\vec{\mu} = \gamma \hbar \vec{I} \quad (I.2)$$

où

$$\gamma = \frac{g q}{2 m} \text{ est le rapport gyromagnétique du noyau.}$$

Avec

g est la facteur de Landé.

q est la charge électrique du noyau.

m est la masse du noyau.

Ce rapport gyromagnétique traduit la combinaison entre l'inertie du noyau (étant donné qu'il a une masse m) et son moment magnétique .

Pour le proton cette dernière relation devient:

$$\vec{\mu} = g \mu_N \vec{I} \quad (I.3)$$

$$\text{Avec } \mu_N = \frac{e \hbar}{2 m_p} .$$

où

m_p est la masse du proton et e sa charge.

μ_N s'appelle le magnéton nucléaire, il vaut: $\mu_N = 5,050810^{-27} \text{ A.m}^2$

Tandis que le magnéton de Bohr qui joue le même rôle que les moments atomiques, vaut:

$$\mu_B = 9,274210^{-24} \text{ A.m}^2$$

Les valeurs numériques de μ_N et de μ_B nous montrent clairement que le magnétisme nucléaire est très faible devant le magnétisme atomique, d'où la nécessité de concevoir et réaliser un appareillage précis.

Pour un élément chimique ${}^A_Z X$ caractérisé par son nombre de masse A (masse du noyau) et son numéro atomique Z (nombre de protons ou d'électron), on peut distinguer trois cas selon la valeur du spin I:

Si A et Z sont pairs, $I = 0$. Les noyaux ${}^{12}_6 C; {}^{16}_8 O; {}^{32}_{16} S ; \dots$ n'ont aucune propriété magnétique et ne seront pas observables en RMN.

Si A est impair, $I = k/2$ (k: nombre impair). Les noyaux ${}^1_1 H; {}^{13}_6 C; {}^{15}_7 N ; \dots$ leur spin nucléaire vaut 1/2 et se prêtent bien à une expérience RMN.

Si A est pair et Z impair, $I =$ nombre entier. Les noyaux ${}^2_1 H; {}^{14}_7 N ; \dots$ leur spin nucléaire vaut 1, leur observation RMN est perturbée par des phénomènes complexes.

I.2.2 PRINCIPE DE LA RMN [3],[4]

Le principe de la résonance magnétique nucléaire repose essentiellement sur l'interaction de deux champs magnétiques \vec{B}_0 , \vec{B}_1 et d'un échantillon (le champ \vec{B}_0 a pour valeur 14T environ

par exemple, alors que le champ \vec{B}_1 a une valeur beaucoup plus faible (quelques mGauss). Plus précisément, on fait agir sur cet échantillon deux champs magnétiques perpendiculaires entre eux : l'un est uniforme et constant ; il permet de créer les sous niveaux Zeeman et oriente les spins. On l'appellera champ statique ou champ de polarisation \vec{B}_0 . L'autre est uniforme et tournant à une vitesse angulaire ω , on l'appellera champ radiofréquence \vec{B}_1 .

Les noyaux atomiques polarisés par le champ statique \vec{B}_0 et excités par \vec{B}_1 peuvent absorber ou émettre de l'énergie à une fréquence radioélectrique de Larmor. Afin de comprendre ce phénomène, on fait appel à deux approches phénoménologiques: quantique et macroscopique.

1.2.2.1 ASPECT QUANTIQUE [5]

Grâce à l'existence d'un moment magnétique associé, un spin I non nul peut être donc considéré comme une aiguille aimantée microscopique dont l'orientation est quelconque sauf si elle est placée dans un champ magnétique \vec{H}_0 intense. Elle peut alors s'orienter soit parallèlement à celui ci (la position la plus stable), soit anti-parallèlement (la position la moins stable). On crée ainsi deux niveaux d'énergie distincts (effet Zeeman), dont l'écart énergétique est: $\Delta E = \gamma \hbar H_0$, (Figure I.1).

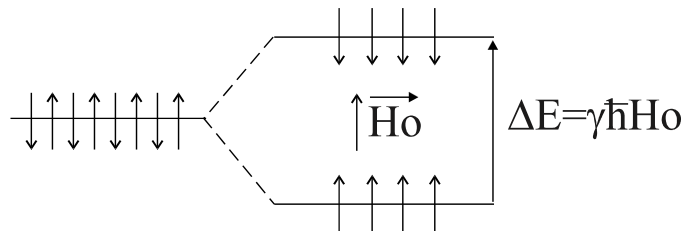


Figure I.1: Effet Zeeman.

L'interaction Zeeman conjointe à la différence de population engendre une aimantation résultante \vec{M}_0 telle que:

$$\vec{M}_0 = \sum \vec{\mu}_{(+)} - \sum \vec{\mu}_{(-)} \quad (I.4)$$

Où

$\vec{\mu}_{(+)}$ est le moment magnétique d'un spin parallèle.

$\vec{\mu}_{(-)}$ est le moment magnétique d'un spin antiparallèle.

\vec{M}_0 est dirigé selon le champ \vec{H}_0 , il est donné par la relation :

$$\vec{M}_0 = \frac{N \hbar \gamma^2 (I+1) I}{3KT} \vec{H}_0 \quad (I.5)$$

Où

N est le nombre de spins par unité de volume.

K est la constante de Boltzmann.

T est la température absolue du milieu.

γ est le coefficient gyromagnétique de l'échantillon.

Un autre champ magnétique radiofréquence \vec{H}_1 beaucoup plus faible que \vec{H}_0 et perpendiculaire à ce dernier permet d'induire des transitions entre les sous niveaux Zeeman. Cette interaction est régie par l'hamiltonien:

$$H_{RF} = -\vec{\mu} \cdot \vec{H}_1 = -\gamma \hbar H_1 I \quad (I.6)$$

Comme pour toute spectroscopie, ces transitions sont observables quand la fréquence du champ magnétique radiofréquence \vec{H}_1 obéit à la relation de Bohr: $\Delta E = h \nu$ et, bien sûr, moyennant un dispositif expérimental adéquat que nous décrivons plus loin. Une des originalité de la RMN tient au fait que la fréquence à laquelle a eu lieu la transition $\Delta E = h \nu_0 = \gamma \hbar H_0$ ou encore $\nu_0 = \frac{\gamma}{2\pi} H_0$ appelée fréquence de résonance ou fréquence de Larmor, est proportionnelle au champ appliqué \vec{H}_0 . Il y aura absorption maximale de l'énergie radiofréquence que si le champ \vec{H}_1 est de fréquence ν_0 [1].

Remarque:

Pratiquement, la recherche de la condition de résonance est effectuée en maintenant constante la fréquence du champ \vec{H}_1 et en faisant varier lentement l'intensité du champ \vec{H}_0 .

I.2.2.2 ASPECT MACROSCOPIQUE [4], [5]

Le système non perturbé correspond à l'apparition d'une aimantation d'équilibre \vec{M}_0 sous l'action du champ statique \vec{H}_0 . La perturbation \vec{H}_1 est considérée (si l'excitation est produite par un résonateur produisant un champ uniforme) comme deux vecteurs tournant en sens inverse et à la même fréquence ν . Seule la composante qui est perpendiculaire au moment magnétique élémentaire $\vec{\mu}$ agit. Cette action qui n'est autre qu'un couple exercé par \vec{H}_1 sur $\vec{\mu}$ avec mise en phase d'un mouvement de précession, tel que la nouvelle résultante d'aimantation \vec{M} s'écarte de la

position initiale. Il apparaît alors deux composantes de \vec{M} : l'une verticale \vec{M}_z et l'autre transversale \vec{M}_t ou \vec{M}_{xy} . (Figure I.2)

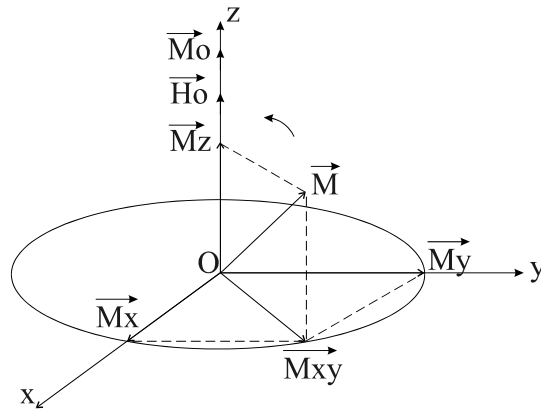


Figure I.2

Nous nous proposons dans ce qui suit d'établir les équations de mouvement des composantes de \vec{M} qui constituent les signaux de résonance.

I.2.3 EQUATIONS DE BLOCH [1], [6], [7]

I.2.3.1 MOUVEMENT DE PRECESSION DE L'AIMANTATION \vec{M}

Soit un échantillon auquel on applique un champ magnétique statique \vec{H}_0 , alors le moment magnétique serait animé d'un mouvement de précession .

Le couple appliqué par \vec{H}_0 sur le moment magnétique $\vec{\mu}$ est:

$$\hbar \frac{d\vec{I}}{dt} = \vec{\mu} \wedge \vec{H}_0 \quad (I.7)$$

D'après la relation (I.2) nous aurons:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma \vec{\mu} \wedge \vec{H}_0 \quad (I.8)$$

L'échantillon étant formé de dipôles magnétiques indépendants, donc l'aimantation est:

$$\vec{M} = \sum_i \vec{\mu}_i$$

Ce qui permet de généraliser la relation (I.8) par:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \wedge \vec{H}_0 \quad (I.9)$$

Cette dernière relation décrit une précession du vecteur \vec{M} autour de \vec{H}_0 .

I.2.3.2 EQUATION DE MOUVEMENT DE L'AIMANTATION EN PRESENCE D'UN CHAMP RADIOFREQUENCE

On choisit un repère référentiel fixe d'axe Oz parallèle au champ \vec{H}_0 et noté \mathcal{R}_f , et un autre tournant \mathcal{R}_t d'axe Oz_t coïncidant avec Oz_f et dans les axes Ox_t et Oy_t tournent autour de l'axe Oz_t à la même pulsation ω_0 , (Figure I.3).

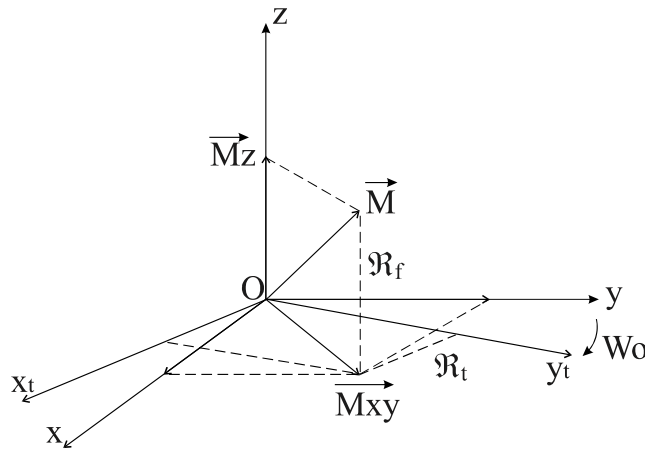


Figure I.3

Nous avons par conséquent:

$$\left(\frac{d\vec{\mu}}{dt}\right)_f = \left(\frac{d\vec{\mu}}{dt}\right)_t + (\vec{\omega} \wedge \vec{\mu}) \quad (\text{I.10})$$

Dans le repère fixe où \vec{H}_0 et \vec{H}_1 agissent, l'équation (I.8) devient :

$$\left(\frac{d\vec{\mu}}{dt}\right)_f = \gamma \vec{\mu} \wedge (\vec{H}_0 + \vec{H}_1) \quad (\text{I.11})$$

Les relations (I.10) et (I.11) donnent:

$$\left(\frac{d\vec{\mu}}{dt}\right)_t = \gamma \vec{\mu} \wedge \left(\vec{H}_0 + \vec{H}_1 + \frac{\vec{\omega}}{\gamma}\right) \quad (\text{I.12})$$

Où $\frac{\vec{\omega}}{\gamma}$ correspond à un champ virtuel qui tient compte de la rotation de \mathcal{R}_t par rapport à \mathcal{R}_f .

Cette dernière équation peut être généralisée à l'aimantation totale de l'échantillon auquel est appliqué \vec{H}_0 et \vec{H}_1 :

$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right) = \gamma \vec{M} \wedge \left(\vec{H}_0 + \vec{H}_1 + \frac{\vec{\omega}}{\gamma}\right) \quad (\text{I.13})$$

A l'équilibre, nous avons $\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right) = 0$, donc :

$$\gamma \vec{M} \wedge \left(\vec{H}_0 + \vec{H}_1 + \frac{\vec{\omega}}{\gamma}\right) = 0 \quad (\text{I.14})$$

I.2.3.3 LA RELAXATION

Les équations ci dessus décrivent une situation sans dissipation d'énergie, sans amortissement. Nous introduisons, maintenant des termes qui tiennent compte du contact existant entre les spins d'une part et le milieu extérieur ou réseau d'autre part. Cette relaxation, après l'excitation du système de spins par le champ \vec{H}_1 autorise un retour à l'état initial du système de spins, ce qui est indispensable à une observation.

Le terme général de retour à l'équilibre est:

$$\left.\frac{d\vec{M}}{dt}\right|_{\text{relaxation}} = - \frac{\vec{M} - \vec{M}_0}{T} \quad (\text{I.15})$$

Où \vec{M}_0 est la valeur d'équilibre de l'aimantation de l'ensemble des spins.

Après excitation par le champ \vec{H}_1 , l'aimantation \vec{M} s'écarte de sa position d'équilibre \vec{M}_0 . \vec{M} peut être alors décomposé en une composante verticale \vec{M}_z parallèle à \vec{M}_0 et l'autre transversale \vec{M}_t où $\vec{M}_t = M_x \vec{i} + M_y \vec{j}$.

Suivant l'axe Oz, on a un terme de relaxation T_1 tel que:

$$\frac{d\vec{M}_z}{dt} = - \frac{\vec{M}_z - \vec{M}_0}{T_1} \quad (\text{I.16})$$

Où T_1 est appelé temps de relaxation "spin-réseau", c'est aussi le temps qu'il faut à l'échantillon pour revenir à l'état d'équilibre quand on coupe le champ radiofréquence.

Nous aurons de même dans le plan transversal xOy:

$$\frac{d\vec{M}_x}{dt} = - \frac{\vec{M}_x}{T_2} \quad (\text{I.17})$$

$$\frac{d\vec{M}_y}{dt} = -\frac{\vec{M}_y}{T_2} \quad (\text{I.18})$$

Où T_2 est le temps de relaxation "spin-spin" et qui est la cause de l'élargissement des sous niveaux par effet Zeeman.

Tenant compte de ce couplage, l'équation (I.13) devient:

$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right) = \gamma \vec{M} \wedge \left(\vec{H}_0 + \vec{H}_1 + \frac{\vec{\omega}}{\gamma}\right) - \frac{M_x}{T_2} \vec{i} - \frac{M_y}{T_2} \vec{j} + \frac{M_0 - M_z}{T_1} \vec{k}$$

si $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$, alors:

$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right) = \gamma \vec{M} \wedge \left(\frac{\omega - \omega_0}{\gamma} \vec{k} + H_1 \vec{i}\right) - \frac{M_x}{T_2} \vec{i} - \frac{M_y}{T_2} \vec{j} + \frac{M_0 - M_z}{T_1} \vec{k} \quad (\text{I.19})$$

La résolution de l'équation phénoménologique dans le cas des champs statiques de balayage faibles (la fréquence ν et le champ \vec{H}_1 étant fixes), en posant $\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right) = 0$ (équilibre), nous

donne les solutions suivantes:

$$M_x = \frac{\gamma M_0 T_2^2 (\omega - \omega_0) H_1}{1 + T_2^2 (\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} \quad (\text{I.20})$$

$$M_y = \frac{\gamma M_0 T_2 H_1}{1 + T_2^2 (\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} \quad (\text{I.21})$$

$$M_z = \frac{M_0 (1 + T_2^2 (\omega - \omega_0)^2)}{1 + T_2^2 (\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} \quad (\text{I.22})$$

Comparativement à la composante M_z les composantes transversales sont directement fonction de l'excitation radiofréquence. Nous nous intéressons à ces composantes.

1.2.4 SIGNAUX DE RESONANCE

Les expressions de M_x et M_y peuvent être écrites sous une autre forme:

$$M_x = \widehat{M}_x \cos \omega t + \widehat{M}_y \sin \omega t$$

$$M_y = -\widehat{M}_x \sin \omega t + \widehat{M}_y \cos \omega t$$

Où

$$\widehat{M}_x = \frac{1}{2} \gamma T_2^2 \frac{2H_1(\omega - \omega_0)}{1 + T_2^2(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} M_0 \quad (I.23)$$

$$\widehat{M}_y = \frac{1}{2} \gamma T_2 \frac{2H_1(\omega - \omega_0)}{1 + T_2^2(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} M_0 \quad (I.24)$$

On sait d'autre part que l'on a une relation entre le champ magnétique et l'aimantation pour un échantillon ayant un comportement linéaire:

$$\vec{M} = \chi \vec{H}_1 \quad (I.25)$$

Où χ est la susceptibilité magnétique.

On définit la susceptibilité radiofréquence:

$$\chi = \chi' - j\chi'' \quad (I.26)$$

Le signe (-) résulte du choix du sens de propagation dans le matériau.

χ' représente la dispersion et χ'' l'absorption.

Si ω_0 est la fréquence de Larmor, χ_0 la susceptibilité statique, les équations (I.23) et (I.24) nous donnent:

$$\chi' = \frac{1}{2} \chi_0 \omega_0 T_2 \frac{(\omega_0 - \omega) T_2}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} \quad (I.27)$$

$$\chi'' = \frac{1}{2} \chi_0 \omega_0 T_2 \frac{1}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} \quad (I.28)$$

Si on prend H_1 assez faible tel que: $\gamma^2 H_1^2 T_1 T_2 \ll 1$, alors le signal correspondant à la dispersion et celui à l'absorption s'écrivent comme suit:

$$\chi' = \frac{1}{2} \chi_0 \omega_0 T_2 \frac{(\omega_0 - \omega) T_2}{1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2^2} \quad (I.29)$$

$$\chi'' = \frac{1}{2} \chi_0 \omega_0 T_2 \frac{1}{1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2^2} \quad (I.30)$$

On remarque que l'absorption et la dispersion sont des fonctions de la pulsation du champ radiofréquence.

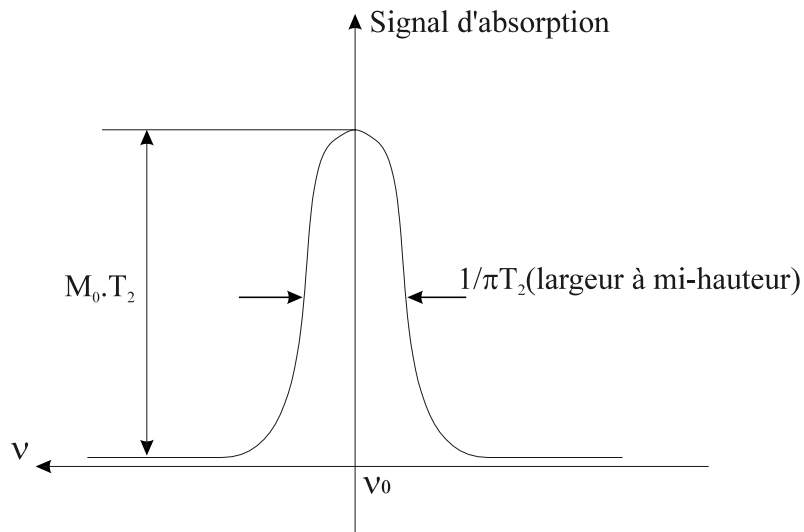


Figure I.4 : Signal de Lorentz : forme de raie représentative des spectres

Nous avons établi l'expression des signaux de résonance porteurs de l'information que nous désirons connaître, maintenant il nous faut voir comment étudier leur évolution en fonction de la fréquence.

I.3 SPECTROMETRE [5], [8]

Il ressort du principe général de la RMN que nous pouvons décomposer le spectromètre en deux unités principales. La première unité aura pour tâche la production du champ magnétique \vec{H}_0 statique, intense, homogène et stable et ce pour la création des sous niveaux Zeeman au niveau de l'échantillon à étudier. D'autre part, les transitions énergétiques se font sous l'action d'un champ magnétique radiofréquence beaucoup plus faible que \vec{H}_0 . Ces transitions énergétiques nécessitent deux circuits distincts; l'un pour l'induction d'énergie radiofréquence RF et l'autre pour la détection et la mesure de ces transitions énergétiques.

Selon le mode d'excitation et d'acquisition, nous pouvons parler de spectromètre à onde continue ou spectromètre à impulsion. Avec le premier type d'appareil, les spins sont excités par un signal continu $s(t)$ ou encore l'excitation se fait à une fréquence donnée (Figure I.5).



Figure I.5

Tandis que pour l'autre, le système est excité par une impulsion brève de forte intensité. Les spins sont excités simultanément (Figure I.6).



Figure I.6.

Avec le spectromètre en mode continu, nous enregistrons directement une réponse fréquentielle donc un spectre $M(v)$; dans l'autre cas, nous suivons l'évolution de l'aimantation en fonction du temps et par transformée de Fourier, nous pouvons avoir le spectre correspondant. Des chercheurs, ont montré que l'évolution de l'aimantation qui nous intéresse dans les deux cas correspondent par transformée de Fourier à:

$$M(v) = \int_{-\infty}^{+\infty} M(t) e^{-j2\pi vt} dt \quad (I.31)$$

I.3.1 SYNOPTIQUE D'UN SPECTROMETRE

Généralement, la construction de tous les spectromètres obéit au schéma synoptique de la figure I.7.

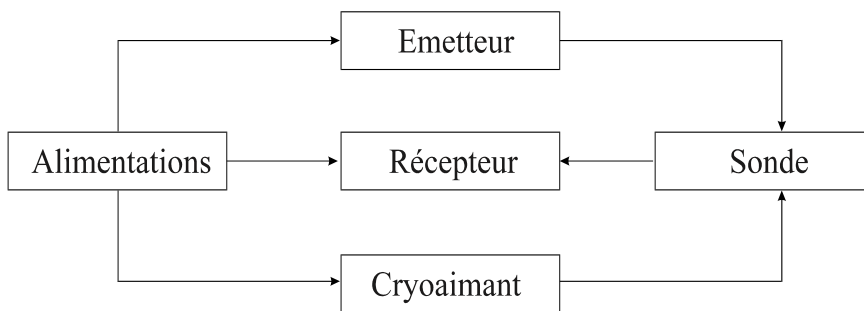


Figure I.7 : Schéma synoptique d'un spectromètre.

Où

- L'émetteur est un générateur radiofréquence spécialement conçu pour l'observation du signal, le découplage du spin et la stabilisation du champ principale.
- Une sonde radiofréquence dans laquelle se trouve l'échantillon à étudier.

- Un récepteur contenant les fonctions principales de l'électronique qui permettent de détecter le signal d'observation RMN.
- Un aimant permanent fournissant un champ intense et homogène. On peut faire varier ce champ de façon continue dans une plage relativement étroite au moyen d'un générateur de balayage.
- Un support qui permet de situer l'échantillon par rapport au champ principal. Dans le but d'accroître l'uniformité apparente du champ magnétique, on imprime un mouvement de rotation à ce support.

Dans ce qui suit, nous décrivons sommairement le spectromètre dans ces deux versions.

I.3.2 SPECTROMETRE EN MODE CONTINU [8]

Le schéma synoptique d'un tel spectromètre répond à celui de la figure I.8.

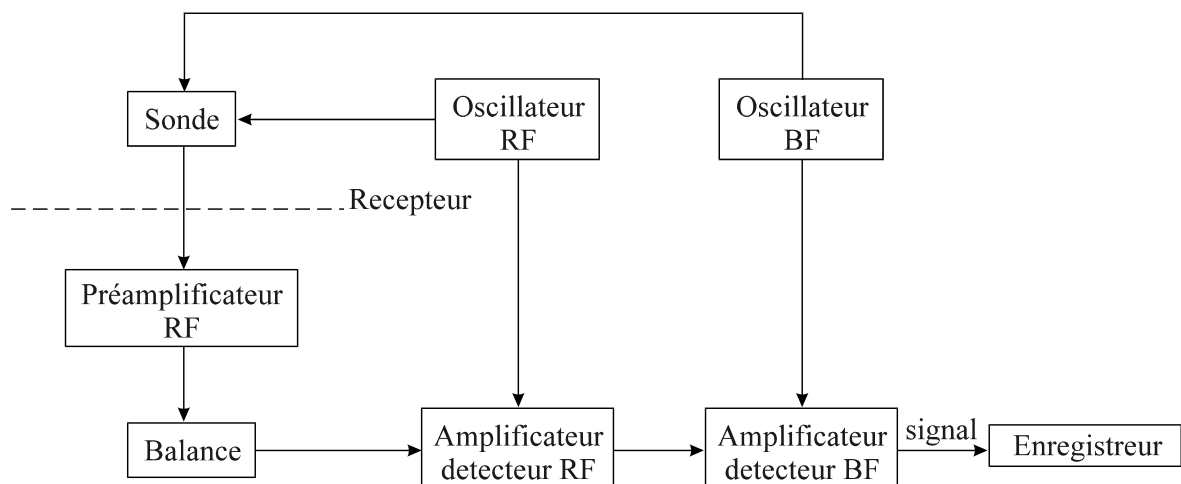


Figure I.8 : Schéma synoptique d'un spectromètre en mode continu.

L'oscillateur RF est de grande précision utilisant généralement un quartz. Il fournit un signal continu (courant ou tension) au résonateur dans lequel se trouve l'échantillon à étudier. Ce dernier engendre une onde électromagnétique dont une composante constitue le champ \vec{H}_1 , qui irradie l'échantillon provoquant le basculement de l'aimantation. En outre nous avons montré que seule la composante transversale de la magnétisation nous intéresse. Cette composante transversale M_{xy} est équivalente à un champ magnétique transverse \vec{H}_T , beaucoup plus faible

que le champ émis \vec{H}_1 . Ces deux champs tournent à la même vitesse dans le plan perpendiculaire à \vec{H}_0 et induisent simultanément au niveau du résonateur deux tensions V_1 et V_T .

Le signal reçu au sein du résonateur est très faible. En effet, pour une solution contenant $0.06 \text{ g proton}/\text{dm}^3$ à 300°K et à la résonance (60 MHz) où $B_1=3.74 \text{ nT}$, $T_1= T_2= 1\text{s}$ l'amplitude du signal reçu est d'environ 28 nV (pour un résonateur donné), donc nécessitant une amplification forte en trois étapes:

- Une préamplification RF.
- Une amplification RF.
- Une détection hétérodyne.
- Une amplification BF.

Pour l'exemple cité ci dessus, le gain de l'amplification doit être de 10^9 pour que le signal de sortie de l'amplificateur soit de 1 Volt environ.

Le signal avant l'étage de l'amplificateur BF, doit être détecté; à ce niveau, il a la forme suivante:

$$V_r = k(v \sin \varphi + u \cos \varphi) \quad (\text{I.32})$$

Où

k est une constante.

φ est la phase du détecteur.

v est le signal d'absorption.

u est le signal de dispersion.

La phase du détecteur sera égale à $\pi/2$ pour pouvoir enregistrer le signal correspondant à l'absorption, et à 0 (phase nulle) pour enregistrer le signal de dispersion. Dans le cas contraire, nous aurons une combinaison linéaire d'absorption et de dispersion.

I.3.3 SPECTROMETRE EN MODE PULSE [8]

Le spectromètre a pour schéma synoptique celui de la figure I.9.

Il comporte un générateur de signaux sinusoïdaux constituant la source radiofréquence. Ce générateur comporte deux sorties stabilisées: l'une alimente l'émetteur par le biais d'un réseau déphaseur et d'un générateur d'impulsion, tandis que l'autre attaque un atténuateur et un récepteur disposés en série. En fait le signal issu de l'atténuateur constitue le signal de référence. Afin d'avoir un espacement entre les différentes impulsions, on utilise un fréquencemètre asservi

à un générateur d'ondes carrées. A la sortie de l'émetteur, les impulsions attaquent la bobine d'émission après amplification. Quant à la sortie de la bobine de réception, on recueille le signal de précession libre et éventuellement une contribution de la retombée d'impulsion.

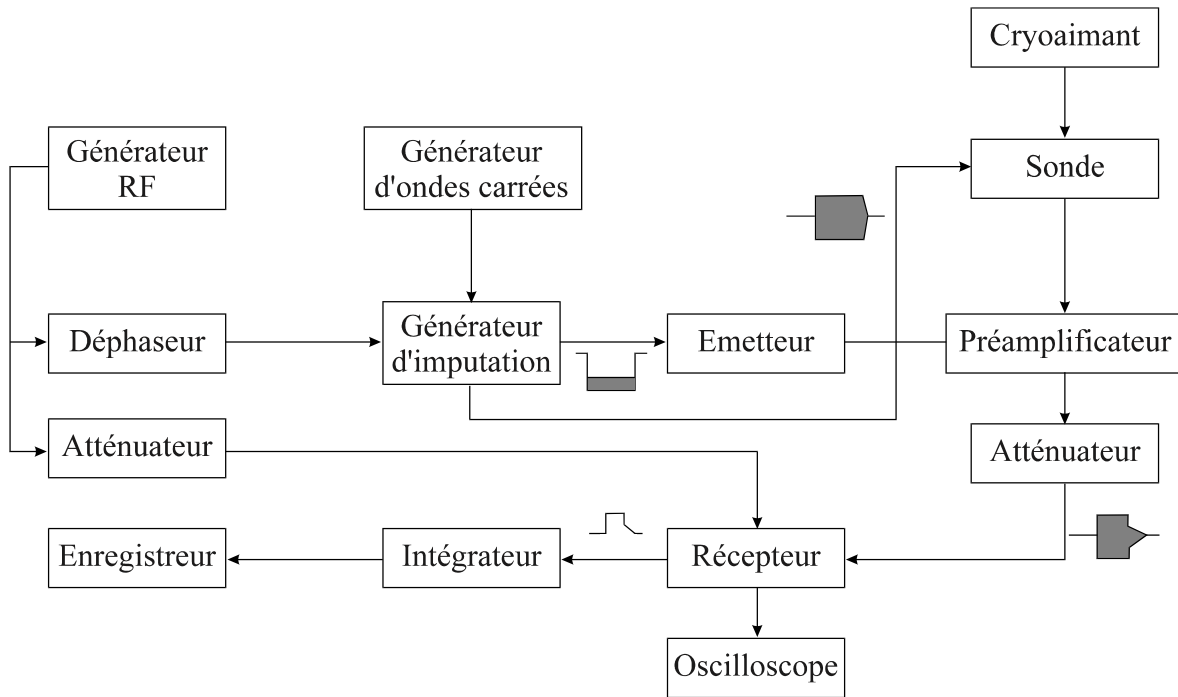


Figure I.9 : Schéma synoptique d'un spectromètre en mode pulsé.

Dans le premier étage du récepteur, le signal de précession libre et le signal de référence sont démodulés en vue d'une détection qui soit la plus cohérente possible. A la sortie, on recueille le signal de résonance nucléaire et le signal vidéo après échantillonnage.

Maintenant du point de vue expérimental, nous avons déjà vu que l'aimantation est entraînée par un mouvement de précession libre autour du champ \vec{H}_0 , mais également autour de \vec{H}_1 . En outre le champ \vec{H}_1 est tournant à la fréquence ω_0 . La contribution de tous ces mouvements fait que l'aimantation suive une trajectoire spiralée. Les paramètres susceptibles de décrire cette trajectoire sont l'angle α et le temps t_1 nécessaire pour accomplir cette rotation d'angle α .

Sachant que \vec{M} et \vec{H}_1 tournent à la même fréquence, t_1 et α sont reliés par la relation:

$$t_1 = \frac{\alpha}{\gamma H_1} \quad (I.33)$$

Où

α est l'angle avec lequel le champ \vec{H}_1 bascule l'aimantation en équilibre \vec{M}_0 .

L'intensité de ce champ doit être amplifiée de plusieurs ordre de grandeur par rapport à la valeur qu'il faut pour un mode continu. Les valeurs typiques sont pour l'hydrogène ^1H : $t_1 = 1$ à $50 \mu\text{s}$ pour une impulsion de $\pi/2$ avec une induction de 5,87 à 0,12 mT.

Après l'impulsion d'excitation, l'aimantation n'est plus soumise qu'au seul champ \vec{H}_0 autour duquel elle précesse. En même temps son amplitude décroît exponentiellement puisque les moments magnétiques individuels perdent leurs cohérence de phase. Ce signal sous forme exponentielle qu'on appelle signal de précession libre (Free decay induction: FID) est une réponse temporelle qui doit être transformée en une réponse fréquentielle au moyen de la transformée de Fourier, si l'on veut que cette information soit exploitable. C'est une différence avec le mode continu où l'on suit l'évolution de l'aimantation en fonction de la fréquence. Étant donné la rapidité de ce cycle excitation-acquisition, ce processus peut être répété plusieurs fois et ce afin d'augmenter le rapport signal sur bruit. Sur le plan technologique ce procédé d'observer la résonance exige des circuits spéciaux de traitement du signal tel que l'échantillonneur et le calculateur.

1.3.4 CRYOAIMANT [8]

Cet élément existe dans le spectromètre en mode continu comme dans celui en mode pulsé. Il doit fournir une induction magnétique qui peut atteindre 14 Tesla et même plus. Le champ magnétique \vec{H}_0 produit est certainement loin d'être homogène. En effet, l'induction magnétique B_0 , dans un repère (x,y,z) est exprimée par:

$$B_0(x, y, z) = B_0(0,0,0) + x\left(\frac{\partial B_0}{\partial x}\right) + y\left(\frac{\partial B_0}{\partial y}\right) + z\left(\frac{\partial B_0}{\partial z}\right) + x^2\left(\frac{\partial^2 B_0}{\partial x^2}\right) + y^2\left(\frac{\partial^2 B_0}{\partial y^2}\right) + z^2\left(\frac{\partial^2 B_0}{\partial z^2}\right) + xy\left(\frac{\partial^2 B_0}{\partial xy}\right) + \dots \quad (I.34)$$

Où $B_0(0,0,0)$ est l'induction existant au centre de l'échantillon.

Cette formulation permet de mettre en évidence les termes qui représentent les divers inhomogénéités. Pour y remédier, des enroulements auxiliaires de compensation sont prévus pour corriger cette inhomogénéité dans les trois directions.

En résumé, le champ fournit par le cryoaimant doit être homogène surtout si on veut des spectres de haute résolution. Si le champ n'est pas homogène, la largeur de raie observée peut ne pas être apparente et peut refléter seulement les variations parasites du champ dans le volume de l'échantillon. Il doit être intense du fait que la force électromotrice induite (signal utile) est proportionnel à H_0^2 et le rapport signal sur bruit est proportionnel à $H_0^{3/2}$.

I.3.5 CARACTERISTIQUES D'UN SPECTROMETRE RMN

Pour le spectromètre A60 fabriqué par la société VARIAN, l'échantillon (liquide ou solide) est placé dans un tube de verre de quelques 5 mm de diamètre environ. On utilise, en général, 0.4 cm³ de liquide ou 10 à 50 mg de solide dissous dans 0.4 cm³ de solvant. Pour les spectres du proton, on utilise généralement comme solvants le tétrachlorure et le sulfure de carbone qui ne donnent eux-mêmes aucun signal. On utilise également d'autres solvants qui présentent un seul pic, comme le chloroforme, le benzène, le cyclohexane, le diméthylsulfoxyde, le dioxanne et l'eau ou encore certains solvants deutérés (acétone, acétonitrile, eau lourde,...). Pour ce type de spectromètre utilisant comme élément selfique une bobine, la fréquence des ondes Radio oscillantes est de 60 MHz et le générateur de balayage permet de faire passer le champ magnétique principal \vec{H}_0 autour d'une valeur moyenne égale à 14.092 Gauss. Pour les protons cette zone de balayage correspond à une zone de fréquence qui est de l'ordre de 1 KHz.

On utilise pour le repérage des divers pics d'absorption les « déplacements chimiques » par rapport à une référence (vide infra) (le tétraméthylesilane (CH₃)₄Si symbolisé par TMS) qui s'exprime en unités sans dimensions (ppm : parties par million δ ou valeurs τ).

Pour d'autre spectromètre tel que celui fonctionnant à 500 MHz, si les protons de TMS résonnent avec précision à 500 MHz (fréquence de référence), les fréquences de résonance de tous les autres protons sont mesurées relativement à cette fréquence de référence (c'est à dire 500 MHz). Pour un proton qui résonne à 500.005 MHz, la différence est de 10 ppm c'est le déplacement chimique.

I.3.6 DEPLACEMENT CHIMIQUE [9], [10]

Dans certaines mesures, le noyau est protégé par ses électrons dont la densité est variable avec l'environnement. Cette variation de densité électronique donne lieu à des «déplacements chimiques» qui s'étendent sur un domaine de quelques Kiloherz (KHz) pour un champ magnétique correspondant à quelques Mégahertz (MHz).

La possibilité de discerner ces déplacements chimiques est le propre de la spectrométrie de résonance nucléaire.

L'origine de ce phénomène est le suivant : les électrons, sous l'influence du champ magnétique \vec{H}_0 subissent une circulation qui engendre à son tour un champ magnétique opposé au champ appliqué, ce qui provoque donc un effet dit «effet d'écran ou blindage».

L'importance de cet effet d'écran est fonction de la densité des électrons en mouvement. Cet effet est très faible, d'ailleurs, nous savons déjà que les déplacements chimiques sont de l'ordre de quelques parties par millions que l'on exprime par rapport au TMS $(CH_3)_4Si$. Dans ces conditions, le Silicium étant moins électronégatif que le carbone, la densité électronique autour des protons du tétraméthylsilane est plus élevée que celle qui entoure, par exemple, les protons du chlorure de méthyle. Ceci a permis d'établir l'échelle des déplacements chimiques suivantes :

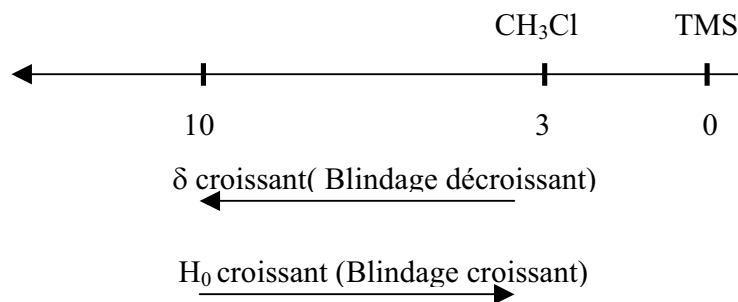


Figure I.10 : Echelle des déplacements chimiques.

Cette échelle est établie en plaçant le TMS à la graduation 0 située à l'extrémité droite de l'échelle et en plaçant le chlorure de méthyle à gauche à une graduation définie de la façon suivante : Le pic de ce composé apparaît à une fréquence inférieure de 180Hz à celle du TMS pour un spectromètre fonctionnant vers 60 MHz. Nous appellerons donc déplacement chimique la grandeur sans dimension :

$$\delta = \frac{180}{60 \cdot 10^6} \cdot 10^6 = 3.00 \text{ p.p.m}$$

Il faut noter en fait que δ est un nombre négatif et que l'on utilise seulement sa valeur absolue. Le déplacement chimique absolue, exprimé en Hz, est en effet proportionnel à la fréquence autour de laquelle fonctionne le spectromètre; δ qui est le rapport de ces deux grandeurs, multiplié par 10^6 , est donc indépendant de l'appareil, ce qui facilite grandement les comparaisons.

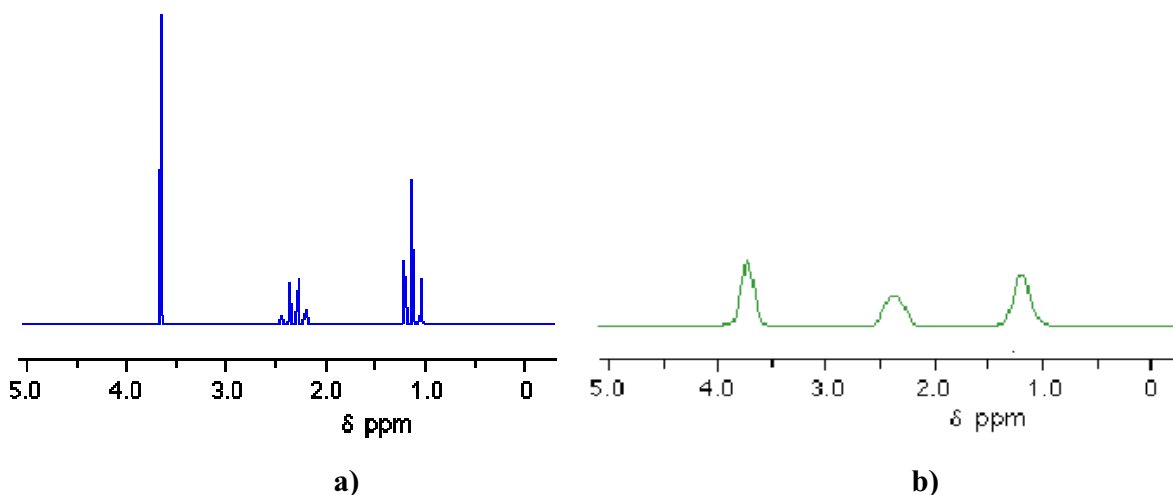
On a proposé également de placer le TMS à la graduation 10 de l'échelle et d'utiliser un déplacement chimique exprimé en unités τ de telle façon que : $\tau = 10.00 - \delta$.

Le tableau suivant présente les valeurs des déplacements chimiques de quelques composés.

Composé	δ	τ
$(\text{CH}_3)_2\text{O}$	2.37	6.73
CH_3F	4.30	5.70
RCOOH	10.8	-0.8

I.3.7 SPECTRES [9], [10]

La figure suivante présente deux spectres RMN à haute et à faible résolutions.



**Figure I.11 : Spectre RMN du propane de méthyle $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{COOCH}_3$:
a) haute résolution ; b) faible résolution**

Il apparaît clairement des deux figures qu'un spectre de faible résolution est plus simple parce qu'il ne peut pas distinguer les différents pics dans les divers groupes de pics.

I.3.7.1 INTERPRÉTATION D'UN SPECTRE RMN A FAIBLE RESOLUTION [9], [10]

En utilisant le nombre total de pics :

Chaque pic représente un environnement différent pour des atomes d'hydrogène dans la molécule. Dans le spectre de propane de méthyle ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{COOCH}_3$) représenté ci-dessus, il y a trois pics parce qu'il y a trois environnements différents pour les hydrogènes.

Les hydrogènes dans le groupe CH_2 sont évidemment dans un environnement différent de ceux dans les groupes CH_3 . Les deux groupes CH_3 ne sont pas dans le même environnement non plus : l'un est attaché au groupe de CH_2 et l'autre est attaché à un oxygène. (Figure I.12)

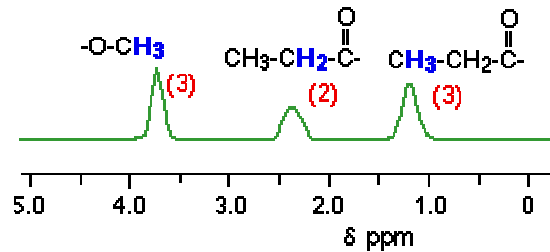


Figure I.12

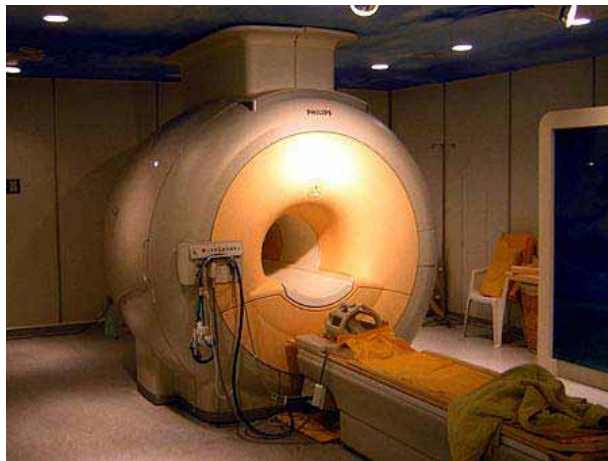
En utilisant les surfaces des pics :

Les surfaces de pics sont mesurées directement par le circuit intégrateur du spectromètre. Le nombre de protons correspondant aux pics d'absorption est proportionnel à la hauteur séparant deux paliers successifs. Le comptage des protons au moyen de l'intégrateur est extrêmement pratique pour l'identification d'un composé (les spectromètres RMN ont un dispositif appelé « *trace d'intégrateur* » et permettant le comptage). Ce comptage constitue souvent une méthode particulièrement utile pour déterminer la pureté d'un échantillon.

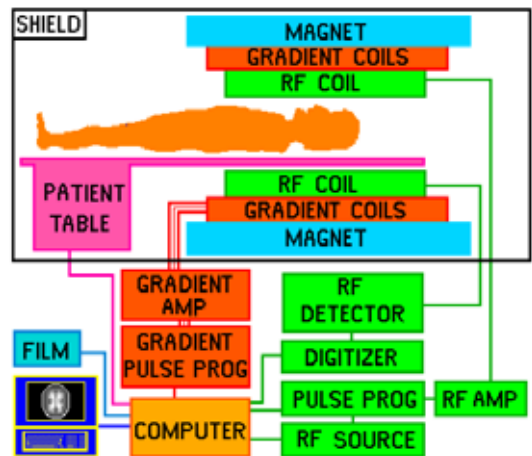
Aussi, le rapport des surfaces des pics nous indique le rapport des nombres d'hydrogènes dans les divers environnements. Dans le cas propane du méthyle ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{COOCH}_3$), les surfaces sont dans le rapport 3:2:3.

I.4 COMPOSANTES D'UN SYSTEME D'IRM [11], [12], [13]

Le schéma de la figure (I.13 (a)) présente une machine IRM en géométrie fermée de 3 Tesla fabriquée par Philips, une antenne de tête est installée en bout de table. On remarque également une sorte de conduit semblable à celui d'une cheminée au-dessus de l'anneau : il s'agit du panneau de pénétration de la salle par lequel passe les différents câbles électriques, le système de refroidissement ainsi que le conduit d'évacuation de l'hélium gazeux. Il ne concerne que les IRM fermés, c'est le tunnel dans lequel est introduit le patient. Il a des fonctions de confort (comme l'éclairage, la ventilation...) et des moyens de communication entre le personnel soignant et le patient (microphone et enceintes). Son diamètre varie très légèrement en fonction des constructeurs et des modèles mais est approximativement de 60 cm de diamètre.



a)



b)

Figure I.13 : Schéma synoptique d'un scanner d'IRM.

Un deuxième type de géométrie existe : l'IRM ouvert. L'IRM ouvert est apparu après l'IRM fermé. Très peu répandu à ses débuts, sa principale fonction était l'imagerie vétérinaire pour les animaux ne pouvant physiquement pas rentrer dans un IRM classique car l'entrée était trop étroite. La technologie des IRM ouverts s'améliorant de plus en plus, on leur trouve des avantages dans la médecine humaine notamment pour les individus qui ne pouvaient pas bénéficier de ce type d'imagerie en géométrie fermée. On retrouve parmi ces personnes :

- Les individus obèses dont le tour de taille dépassait le diamètre de l'anneau.
- Les individus claustrophobes.
- Les enfants qui ne supportent pas de rester seuls plusieurs longues minutes dans l'IRM sans bouger.

Le schéma synoptique d'un scanner d'IRM répond à celui de la figure I.13 (b).

Les composantes qui nous concernent en IRM sont : la salle, l'aimant, le blindage, les gradients et les antennes.

I.4.1 LA SALLE

La salle d'IRM nous protège de l'IRM et protège l'IRM de nous : la dimension de la salle est suffisante pour contenir la ligne 'pacemaker' (0.5 mT). La salle est une cage de Faraday pour réduire les effets d'interférences avec les ondes radiofréquences externes et internes.

I.4.2 LES AIMANTS

Plusieurs types d'aimants sont utilisés en IRM. On peut les diviser en trois groupes : les aimants résistifs, supraconducteurs et permanents (Figure I.14). Les aimants supraconducteurs sont les seuls aimants qui puissent nous offrir des champs magnétiques élevés (> 0.5 T).

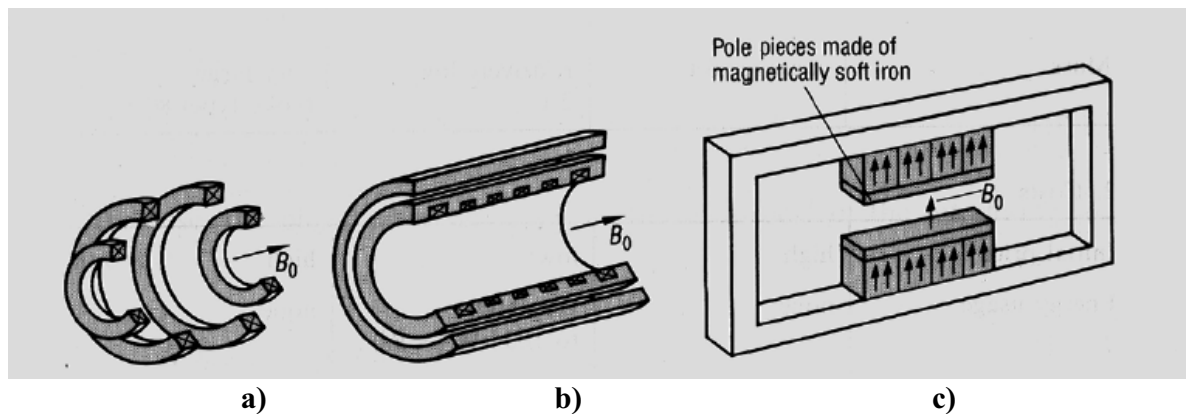


Figure I.14 : Différents types d'aimants d'IRM

a) aimant résistif, b) aimant supraconducteur, c) aimant permanent.

- Bas Champ : $< à 0,5$ T
- Moyen Champ : entre 0,5 et 1 T
- Haut Champ : $> à 1$ T

I.4.2.1 AIMANT PERMANENT

Il est constitué d'une structure ferromagnétique à mémoire magnétique naturelle et permanente. Ce type d'aimant n'est presque plus utilisé : bien que peu coûteux, de technologie simple et à faible consommation énergétique, le champ de basse intensité (inférieur à 0,3 T), le poids considérable de l'appareil (les plus anciens pesaient jusqu'à 100 tonnes) et sa très forte sensibilité aux températures ambiantes ont rendu ce type d'appareils IRM complètement obsolètes.

I.4.2.2 AIMANT RESISTIF.

De technologie plus évoluée que le précédent, cet aimant est constitué d'un bobinage de cuivre traversé par un courant électrique produisant un champ magnétique en son centre. Ce type d'aimant est assez peu utilisé depuis l'apparition des aimants supraconducteurs.

Il est assez peu coûteux à la fabrication et ne nécessite pas de liquide cryogénique de refroidissement (contrairement aux aimants supraconducteurs). De plus, le champ peut être arrêté en quelques secondes en stoppant le courant (mais il faut attendre la stabilisation du champ lors de la remise sous tension).

Malheureusement, le champ magnétique maximum atteint à peine les 0,5 T et reste très sensible aux variations de température. De plus, on retrouve des problèmes d'homogénéité du champ et une consommation électrique très importante pour alimenter la bobine en courant et pour alimenter les compresseurs du circuit de refroidissement afin de compenser l'effet Joule provoqué par la résistivité de la bobine.

I.4.2.3 AIMANT SUPRACONDUCTEUR

En 2006, c'est le type d'aimant le plus répandu. L'aimant supraconducteur utilise le principe de supraconductivité : lorsque certains métaux ou alliages sont soumis à des températures proches du zéro absolu, ils perdent leur résistivité si bien que le passage d'un courant électrique se fait sans perte (donc sans production de chaleur).

L'aimant supraconducteur utilisé en IRM est constitué d'un bobinage de Niobium-Titane (Nb-Ti) baigné dans de l'hélium liquide (près de -269°C) qui en assure l'état supraconducteur. La résistance électrique nulle ainsi atteinte permet de créer des intensités de champ magnétique très élevées. La bobine est encastrée dans une matrice en cuivre qui sert de puits de chaleur afin de protéger en cas de perte accidentelle de la supraconductivité (le «Quench» : il se définit par un passage brutal de l'hélium liquide à l'état gazeux volatile qui s'échappe alors de la cuve. La raison accidentelle principale de ce phénomène est un défaut dans le système d'isolation thermique. Il y a un réchauffement de l'hélium liquide qui passe alors à l'état gazeux, avec un risque de voir l'évaporation s'accélérer avec la diminution du pourcentage d'hélium liquide présent en cuve. Lorsque qu'un «Quench» se produit, il arrive que la totalité de l'hélium présent en cuve s'échappe. Dans ce cas l'appareil IRM ne peut plus être utilisé dans l'immédiat : Il faut refroidir la cuve avant de la remplir à nouveau, puis relancer le champs magnétique jusqu'à atteindre sa complète stabilité. Il faut ensuite recalibrer le shim actif (correcteur de champ) et procéder à des tests sur fantômes. Ces opérations sont très coûteuses en temps et en argent : dans un ordre d'idée, on peut estimer son coût à plus de 40 000 euros sans compter les pertes potentielles dues à l'impossibilité de pratiquer des examens pendant le temps de remise en service qui dure, environ, deux semaines.)

Enfin, le système est entouré d'un écran refroidisseur (circuit d'air ou d'eau glacée) qui aide à maintenir l'hélium liquide à très basse température. Le tout étant finalement enveloppé d'un espace de vide diminuant les échanges thermiques avec l'extérieur. L'appareil est donc peu sensible aux variations de température ambiante.

Tout cet appareillage rend les appareils à aimant supraconducteur très coûteux à l'achat et, ensuite, à l'utilisation, du fait de leur consommation importante en électricité et hélium cryogénique.

Théoriquement, la qualité de l'image IRM est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique. Mais pratiquement, d'autres facteurs entrent en jeu tels que l'inhomogénéité du champs principal, l'effet de peau provenant des courants de Foucault induits par le signal radiofréquence (RF) qui provoque une inhomogénéité de l'excitation dépendant de la forme du corps examiné, le déplacement chimique, l'absorption radiofréquence et la variation du temps T_1 . Un champs d'au moins 1.5 T est nécessaire pour la spectroscopie. Aujourd'hui, on peut envisager un appareil d'IRM clinique à 3 T, les problèmes techniques devenant trop importants à plus hauts champs, réservant ces appareils pour la recherche seulement.

I.4.3 LE BLINDAGE

Pour réduire les chances que le matériel ou les personnes soient affectés par le champs magnétique statique, deux types de blindage sont utilisés: actif et passif.

- Le blindage actif est construit à même l'aimant et implique des bobines qui induisent un champs opposé au champs principal afin d'en réduire l'étendu.
- Le blindage passif consiste en des plaques de métal de perméabilité magnétique élevé tel que le fer doux. Il permet de réduire encore plus l'étendu du champs magnétique dans des directions précises.

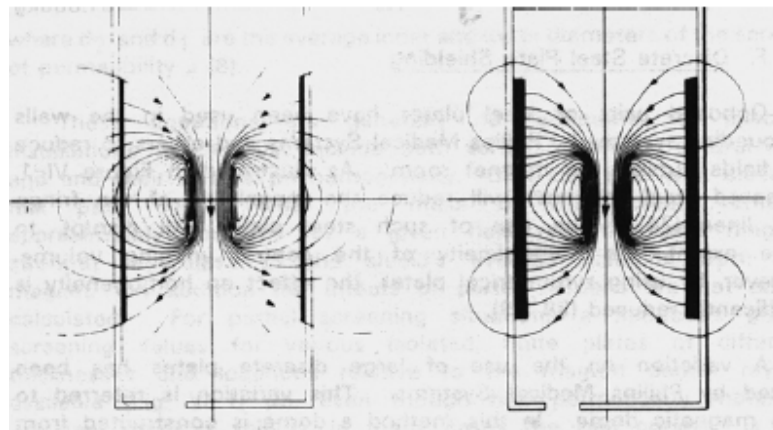


Figure I.15 : Effets du blindage.

I.4.4 LES BOBINES DE GRADIENT DE CHAMP MAGNETIQUE

Ce sont trois bobines métalliques enfermées dans un cylindre en fibres de verre et placés autour du tunnel de l'aimant. On les nomme respectivement : bobine **X**, bobine **Y** et bobine **Z** (Figure I.16).

Le passage d'un courant électrique dans ces bobines crée des variations d'intensité du champ magnétique dans le tunnel, de façon linéaire, dans le temps et dans l'espace. En fonction de sa géométrie, chaque bobine fait varier le champ magnétique selon un axe spécifique :

- La bobine **X** selon l'axe droite-gauche.
- La bobine **Y** selon l'axe avant-arrière.
- La bobine **Z** selon l'axe longitudinal

Elles permettent notamment de sélectionner une épaisseur et un plan de coupe (transversal, frontal, sagittal ou oblique) et d'effectuer la localisation spatiale des signaux dans ce plan.

En sélectionnant une de ces bobines, on peut faire varier ces paramètres :

- La **pen**te ou **intensité** : elle est de l'ordre de quelques dizaines de milliTeslas par mètre et varie selon les imageurs; son rôle est de contrôler l'épaisseur de coupe.
- Le **Rapport de montée en puissance** : elle correspond à la pente maximale atteinte par mètre et par milliseconde; son rôle est la gestion de la rapidité d'acquisition.

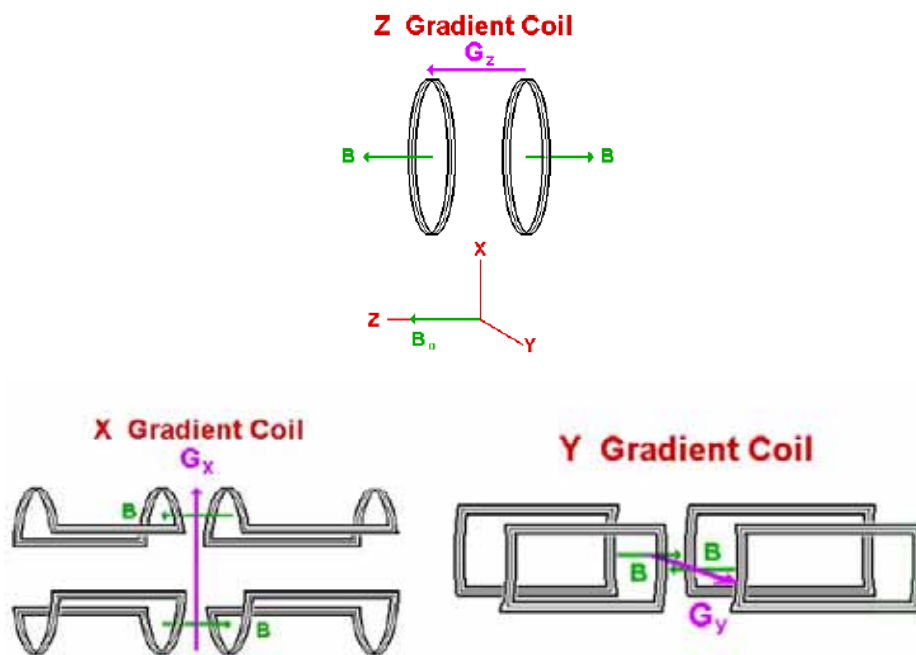


Figure I.16 : Exemple bobines de gradients.

I.4.5 LES ANTENNES (RESONATEURS)

De la même façon qu'un signal radio est émis et capté par des antennes, le signal IRM est aussi induit et mesuré par des antennes appelés aussi résonateurs. Il existe une très grande variété d'antennes spécialisées telles que les antennes de surfaces, les antennes flexibles, les antennes «cage d'oiseaux», les antennes polarisées linéairement, circulairement et les antennes «phased array»,

I.4.5.1 ANTENNE DE SURFACE

L'antenne de surface est la plus simple des antennes (Figure I.17). En réception seulement, elle permet de concentrer la région d'intérêt à un volume assez restreint correspondant à une sphère dont le rayon est celui de l'antenne.

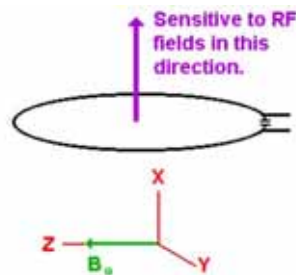


Figure I.17 : Antenne de surface.

I.4.5.2 ANTENNE PHASED ARRAY

Plusieurs antennes peuvent être combinées en un «phased array» afin d'augmenter l'efficacité et la dimension du champs d'intérêt (Figure I.18).



Figure I.18 : Antenne 'phased array'

I.4.5.3 ANTENNE CAGE D'OISEAU [14]

L'antenne «cage d'oiseau », plus complexe, est utilisée en transmission et réception. Elle est particulièrement bien adaptée pour l'imagerie de la tête et des extrémités. Elle permet un maximum de signal, et l'image est très uniforme dans un très grand volume.

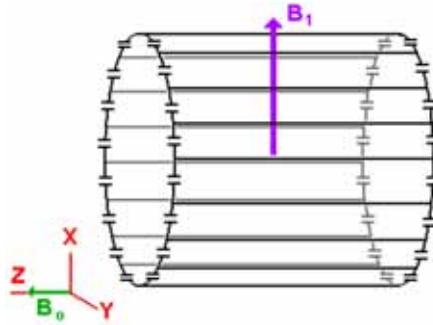


Figure I.19 : Antenne cage d'oiseau

I.5 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'aspect théorique et l'aspect expérimental de l'imagerie et de la spectroscopie RMN. Notre objectif était de montrer clairement que le reflet de ces deux aspects se manifestent sur la sonde. L'influence de la sonde est très importante car, pratiquement, tous les blocs fonctionnels du système RMN (scanner, spectromètre) interagissent avec elle. Elle est le siège de l'action du champ principal \vec{B}_0 et celle du champ radiofréquence \vec{B}_1 . Elle constitue un circuit frontière entre l'émission et la réception. Par conséquent un soin particulier doit lui être accordé.

CHAPITRE II

**SONDE DE RESONNANCE MAGNETIQUE
NUCLEAIRE**

II.1 INTRODUCTION

Dans cette partie, nous nous intéressons à un élément important, le cœur d'un système RMN (spectromètre ou scanner) : la «sonde». Cette sonde constitue une véritable interface entre la physique de la RMN et son instrumentation. Elle a pour fonction de transmettre de l'énergie radiofréquence et de la convertir en énergie magnétique qui excitera l'échantillon à étudier (considéré comme un ensemble de spins nucléaires). De même elle doit recevoir de l'énergie magnétique produite par le retour à l'équilibre de l'aimantation et de transmettre celle-ci à la chaîne de réception du système RMN.

II. 2 CONVERSION DES PHENOMENES QUANTIQUES EN SIGNAUX ELECTRIQUES [15]

Considérons un résonateur (ou antenne) où L son coefficient de self induction; S sa surface et V_r son volume. Supposons que le résonateur travaille en récepteur. Un courant induit de la forme: $i = I \cos \omega t$ engendre un champ magnétique \vec{H}_1 uniforme à l'intérieur du résonateur et nul à l'extérieur.

L'échantillon à étudier est localisée à l'intérieur du résonateur pour une expérience RMN, il occupe un volume V_e .

D'une façon générale, si \vec{H}_1 est le champ magnétique, \vec{B}_1 l'induction magnétique et \vec{M} l'aimantation, alors nous pouvons écrire:

$$\vec{B}_1 = \mu_0 (\vec{H}_1 + \vec{M}) \quad (\text{II.1})$$

D'autre part:

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H}_1 \quad (\text{II.2})$$

Où

χ_m est la susceptibilité magnétique de l'échantillon.

μ_0 est la perméabilité magnétique du vide ($\mu_0 = 4 \pi 10^{-7}$ H/m).

En tenant compte de la taille de l'échantillon qui ne remplit pas le volume du résonateur, nous définissons un coefficient de remplissage comme suit:

$$\eta = \frac{V_e}{V_r} \quad \text{avec } \eta < 1 \quad (\text{II.3})$$

Les relations (II.1) et (II.2) nous permettent de calculer l'induction magnétique radiofréquence sous une autre forme:

$$\vec{B}_1 = \mu_0 \vec{H}_1 (1 + \eta \chi_m) \quad (\text{II.4})$$

Alors le coefficient de self induction:

$$L = L_0 (1 + \eta \chi_m) \quad (\text{II.5})$$

Cette dernière relation appelle à deux commentaires:

- Nous n'avons émis aucune hypothèse quant à la forme du résonateur, par conséquent cette relation est applicable pour n'importe quel résonateur.
- Toutes les informations que nous voulons avoir sur l'état physico-chimique de l'échantillon sont obtenues à travers la self d'un résonateur. Nous avons bien traduit les phénomènes quantiques en un phénomène électrique directement observable. Il suffit maintenant d'introduire cet élément selfique dans un circuit électrique.

II.3 EQUIVALENCE ENTRE UN TRONCON DE LIGNE ET UNE INDUCTANCE [16]

Dans la réalisation des sondes RMN, nous cherchons des dispositifs résonants capables de produire un champ magnétique très homogène. Le premier composant utilisé pour la réalisation des circuits résonants est le solénoïde. Or ce dernier perd de ses performances [15], [17] car sa capacité devient importante et donc auto-résonante au delà de 100 MHz. Les systèmes RMN actuels permettent des expériences à très hautes fréquences 400 MHz et même plus, le solénoïde ne répond pas donc au cahier de charge imposé par l'expérience RMN.

L'emploi d'éléments résonants différents des solénoïdes réalisés à partir de tronçons de ligne est une solution. L'idée est donc de réaliser un élément selfique à constantes localisées à partir d'éléments à constantes réparties [18], [19].

Nous savons qu'un tronçon de ligne sans perte d'impédance caractéristique Z_c , fermé sur une impédance de charge Z_R , présente à une distance l de cette dernière une impédance $Z(l)$ donnée par:

$$Z(l) = Z_c \frac{Z_R + jZ_c \operatorname{tg}(\beta l)}{Z_c + jZ_R \operatorname{tg}(\beta l)} \quad (\text{II.6})$$

Où β est la constante de propagation dans la ligne et $j^2 = -1$.

Les tronçons utilisés ont une longueur l tel que $\operatorname{tg}(\beta l) \cong \beta l$ à 10 % près pour des angles très petits.

Dans ces conditions la relation (II.6) peut s'écrire:

$$Z(l) = Z_c \frac{Z_R + jZ_c \beta l}{Z_c + jZ_R \beta l} \quad (\text{II.7})$$

Si $Z_R = 0$ ou tel que $Z_R \ll Z_c$ alors:

$$Z(l) = jZ_c \beta l = jZ_c \frac{\omega}{v} l \quad (\text{II.8})$$

Où v est la vitesse de phase.

Le tronçon de ligne se comporte comme une impédance inductive ($L\omega$) et l'on peut dire qu'il est équivalent à une inductance de valeur: $L = Z_c \frac{l}{v}$.

D'où la réalisation technologique de ce cas peut se faire:

- Soit par une ligne en court circuit:

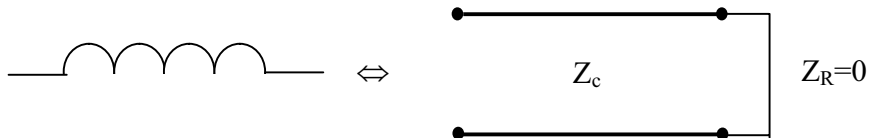


Figure II.1 : Inductance distribuée obtenue par une ligne court-circuitée à son extrémité.

- Soit par une ligne dont l'impédance caractéristique Z_c est très grande devant celle de la ligne qui la charge.

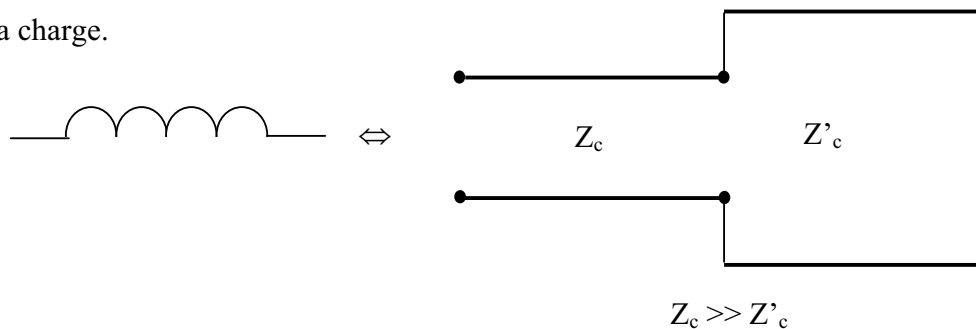


Figure II.2 : Inductance distribuée obtenue par une ligne chargée par une autre ligne d'impédance caractéristique faible.

En somme, du point de vue circuiterie, nous pouvons décrire une sonde comme un assemblage de composants passifs qui doit remplir les tâches d'émission et de réception de l'énergie. Pour que ce transfert d'énergie dans les deux sens soit optimal, le circuit doit avoir certaines qualités telles que l'accord et l'adaptation.

II.4 ACCORD DU CIRCUIT RESONANT ET COEFFICIENT DE QUALITE

L'élément selfique que nous cherchons à étudier est associé à d'autres composants pour constituer un circuit résonant.

Nous choisissons un modèle d'assemblage comme suit [16] :

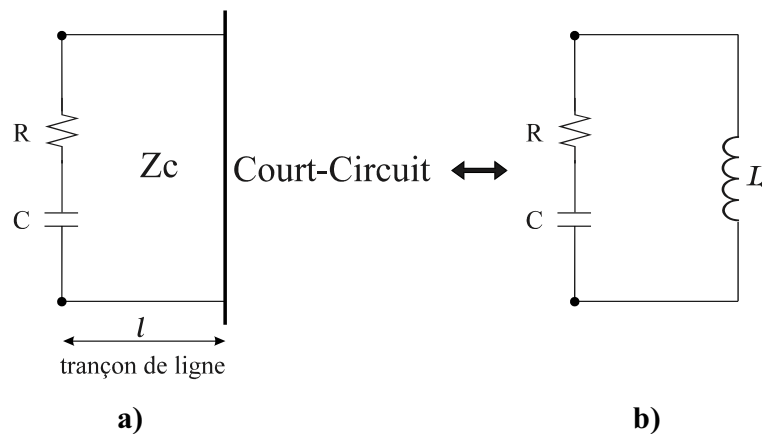


Figure II.3 : Circuit résonant, a) à inductance distribuée, b) à inductance localisée

Soit les deux circuits résonants équivalents ci dessus qui ne diffèrent que par le type de réalisation de l'inductance L. Dans l'un une inductance distribuée (ou répartie) du type longueur de ligne sans pertes court-circuitée, dans l'autre une inductance localisée.

L'impédance du circuit à inductance localisée vaut:

$$Z_L = R + j\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) = R_L + jX_L \quad (\text{II.9})$$

L'impédance du circuit à inductance répartie (distribuée) vaut:

$$Z_D = R + j\left(Z_c \operatorname{tg} \frac{\omega l}{v_\varphi} - \frac{1}{C\omega}\right) = R_D + jX_D \quad (\text{II.10})$$

Recherchons le facteur de qualité de ces deux circuits à la pulsation de résonance ω_0

$$Q = \frac{\omega_0}{2R} \left(\frac{\partial X}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (\text{II.11})$$

- Dans le cas du circuit à éléments localisés:

$$X_L = L\omega - \frac{1}{C\omega} \text{ et } Q_L = \frac{L\omega_0}{R} = \frac{1}{RC\omega_0} \quad (\text{II.12})$$

- Dans le cas du circuit à éléments distribués:

$$X_D = Z_c \operatorname{tg} \frac{\omega l}{v_\varphi} - \frac{1}{C\omega}, \text{ d'où :}$$

$$Q_D = \frac{\omega_0}{2R} \left[Z_c \frac{l}{v_\varphi} \frac{1}{\cos^2\left(\frac{\omega_0 l}{v_\varphi}\right)} + \frac{1}{C\omega_0^2} \right]$$

$$Q_D = \frac{1}{2RC\omega_0} \left[1 + Z_c \frac{l\omega_0}{v_\varphi} \frac{C\omega_0}{\cos^2\left(\frac{\omega_0 l}{v_\varphi}\right)} \right]$$

$$Q_D = \frac{1}{2RC\omega_0} \left[1 + Z_c \beta l \frac{1}{Z_c \operatorname{tg} \beta l} \frac{1}{\cos^2(\beta l)} \right]$$

Finalement, nous voyons que:

$$Q_D = \frac{Q_L}{2} \left[1 + \frac{2\beta l}{\sin(2\beta l)} \right] \quad (\text{II.13})$$

En pratique $2\beta l$ est toujours supérieur à $\sin(2\beta l)$, il en résulte que le circuit à inductance distribuée a un coefficient de qualité supérieur à celui du circuit à inductance localisée.

Enfin, l'amenée de puissance au circuit résonant se fera par un câble coaxial d'impédance caractéristique de 50Ω , que nous appellerons: circuit de liaison ou semi-rigide. L'ensemble du semi-rigide et du circuit résonant constitue une sonde RMN. Pour ne pas dégrader le coefficient de qualité de l'élément selfique, il est impératif que tous les autres éléments soient sans pertes.

II.5 CIRCUITS ELECTRIQUES DE SONDES RMN A HAUTES FREQUENCES

Dans le cadre d'expériences diversifiées, la réalisation de circuits résonnants à très hautes fréquences, définit un cahier de charges expérimental qui peut être très variable d'une expérience à l'autre. Il est donc apparu nécessaire d'élaborer un outil d'évaluation numérique pour simuler un circuit résonnant par une description de l'ensemble de ses composants [20]. Cette évaluation permet de décider si les contraintes permettent la réalisation expérimentale du dispositif.

D'après la théorie citée ci dessus, la figure II.4 présente un circuit résonnant de type parallèle, utilisant comme élément selfique une ligne de transmission multifilaire (antenne ou résonateur transverse électromagnétique (TEM)).

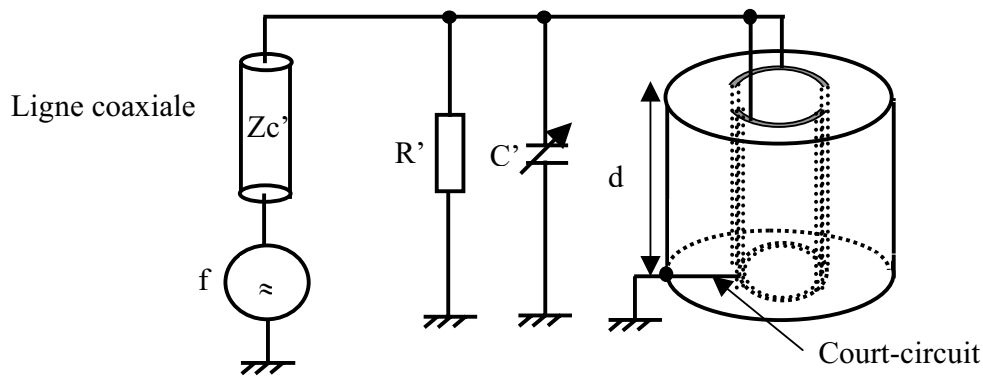


Figure II.4 : Schéma électrique d'une sonde RMN fonctionnant à très hautes fréquences.

Ce circuit électrique est composé de :

- L'élément selfique réalisé en court-circuitant la ligne multifilaire blindée à l'une de ses extrémités.
- Les composants d'accord (C') et d'adaptation (R') qui couplés à l'élément selfique constituent le circuit résonnant.
- Enfin la ligne d'amenée de puissance (ou impédance interne) (Z_c'), provenant d'un générateur, excite le circuit résonnant.

La procédure de conception de ce dispositif est la suivante :

- Pour des dimensions données de la ligne multifilaire, on évalue son inductance linéique L .

- Une fois qu'un volume de la ligne multifilaire est choisi nous pouvons calculer sa longueur d correspondante.

- Comme la ligne multifilaire blindée est court-circuitée à l'une de ses extrémités, alors elle se comporte comme une inductance pure L' telle que :

$$L' = L d \quad \text{en}(H) \quad (\text{II.14})$$

- Ce qui nous permet de calculer la valeur du condensateur d'accord C' à la résonance.

$$C' = \frac{1}{L' \omega_0^2} \quad \text{en}(F) \quad (\text{II.15})$$

- Quant à la résistance R' , elle est choisie de telle façon qu'à la résonance, il y a adaptation entre la ligne d'amenée de puissance et le circuit résonnant.

Il ressort clairement de cette méthode de conception, que pour un circuit résonateur RMN utilisant une ligne de transmission multifilaire donnée comme élément selfique, on est amené à évaluer analytiquement ou numériquement sa matrice d'inductances linéiques.

Un autre type de circuit résonant a été proposé par Bogdanov [21] pour réaliser une sonde IRM utilisant comme antenne la ligne cage d'oiseau. Ce circuit est donné par le schéma de la figure II.5.

Ce circuit électrique est composé d' :

- Une ligne multifilaire blindée de longueur l et possédant N conducteurs internes couplés entre eux.

- Une capacité d'accord (C_M).

- Des condensateurs de terminaisons C_{Si} et C_{Li} ($i = 1, N$).

- Une résistance d'adaptation (R_s).

L'analyse de la réponse fréquentielle des deux types de circuits résonants au moyen des tensions et des courants est une tâche difficile dans le domaine hautes fréquences. Pour y remédier on considère l'intensité des ondes de puissances incidentes et réfléchies parcourant les différents composants formants le circuit c'est à dire utilisation des matrices de répartition d'ondes de puissance $[S]$ comme nous allons le voir dans le chapitre suivant.

Par conséquent chaque montage électrique présenté ci dessus est équivalent à celui de la figure II.6.

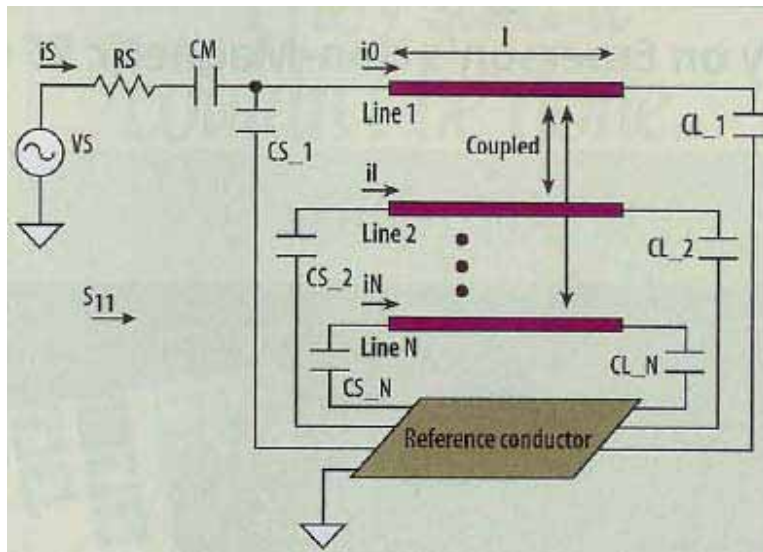


Figure II.5 : Schéma électrique d'une sonde RMN.

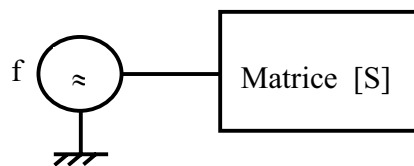


Figure II.6 : Schéma équivalent d'un circuit résonnant.

Pour ce type de circuit, la matrice [S] se réduit au coefficient de réflexion S_{11} à l'entrée du circuit résonateur (sonde).

Le tracé de la réponse fréquentielle du circuit résonateur est réalisé en adaptant un outil numérique sous l'environnement MATPAR [22].

La connaissance de l'évolution du coefficient de réflexion S_{11} en fonction de la fréquence à l'entrée du résonateur nous permet d'évaluer le coefficient de qualité à vide de la sonde comme suit :

$$Q_o = \frac{f_r}{f_u - f_l} \quad (\text{II.16})$$

Où

f_r est la fréquence de résonance (ou fréquence de travail : ν)

f_u est la fréquence supérieure à la fréquence de résonance calculée à -3 dB.

f_l est la fréquence inférieure à la fréquence de résonance calculée à -3 dB.

II.6 CONCLUSION

Habituellement et du point de vue circuiterie, un système RMN est décrit comme un circuit résonant de type RLC. En hautes fréquences cette description est insuffisante c'est pourquoi, dans ce chapitre, nous nous sommes attachés d'une part à décrire une sonde RMN fonctionnant à très hautes fréquences et d'autre part à quantifier son efficacité.

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) [23], la ligne en anneau fendu blindée (split ring resonator) [24] ou à partir de lignes de transmission multifilaires telles que par exemple la ligne cage d'oiseau blindée (birdcage resonator) [25], la ligne à bandes symétriques blindée (slotted tube resonator) [26], la ligne à bandes symétriques elliptiques blindée (slotted elliptical resonator) [27],...etc.

Ces lignes de transmissions sont de formes complexes et n'admettent pas une solution analytique exacte pour ses grandeurs électromagnétiques (EM). Par conséquent l'utilisation de méthodes numériques s'impose.

Dans le chapitre suivant, nous présentons 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 pour pouvoir concevoir des sondes RMN à forts coefficient de qualité et fonctionnant à très hautes fréquences.

CHAPITRE III

THEORIE DE BASE DE L'ANALYSE DES LIGNES DE TRANSMISSION MULTIFILAIRES ET RESOLUTION NUMERIQUE

III INTRODUCTION

En régime alternatif, jusqu'à des fréquences de l'ordre de 10MHz, les composants passifs tels que les résistances, les inductances ou les condensateurs classiques présentent des caractéristiques (R, L, C) qui sont indépendantes de la fréquence et les tronçons de lignes de transmission connectant ces composants ont un comportement «neutre». On dit qu'il s'agit d'éléments à «constantes localisées». Pour des fréquences supérieures (hautes fréquences), au contraire, les composants passifs classiques ont des caractéristiques (R, L, C) qui ne correspondent plus aux valeurs données par les constructeurs et varient avec la fréquence, tandis que les lignes de connexion se comportent comme des impédances dont l'inductance ou la capacité change avec la fréquence. On dit alors qu'il s'agit d'éléments à «constantes réparties ou distribuées» [16].

Par conséquent, il est possible de tirer parti du comportement de tronçons de ligne de transmission pour réaliser des inductances, des condensateurs, des circuits résonnants ou des transformateurs. Ces composants ainsi réalisés vont servir à la conception et à la réalisation de circuits électriques radiofréquences et micro-ondes tels que : les coupleurs, les filtres, les atténuateurs et les résonateurs,

Si on cherche à faire le bilan de toutes les lignes de transmission qu'il est possible d'imaginer, tout en jouant sur la géométrie que sur la nature des matériaux qui les constituent, on se persuade vite qu'il est illusoire d'espérer analyser avec précision la majorité d'entre elles par des fonctions analytiques exactes (utilisation de transformations géométriques).

L'idée d'un outil numérique capable de caractériser rigoureusement les paramètres électromagnétiques des lignes de transmission de formes complexes est donc séduisante.

Si la ligne de transmission se compose d'un diélectrique et de deux conducteurs distincts portés à des potentiels différents, le mode dominant est alors le mode transverse électromagnétique (TEM). Dans le cas où le diélectrique est inhomogène le mode hybride HEM est dominant. Si dans une ligne inhomogène, la fréquence de travail n'est pas très élevée, ou la surface de la section est plus petite que la longueur d'onde, l'amplitude des composantes longitudinales du champ électromagnétique sont négligeables devant celle des composantes transversales; on parle alors du mode quasi-TEM. Dans les bandes de fréquence, où les modes dominants sont traités comme des ondes quasi-TEM, l'analyse de la propagation des ondes dans un système de transmission à plusieurs conducteurs peut être effectuée par deux approches. La

première consiste à résoudre directement les équations électromagnétiques pour déterminer la distribution du champ électromagnétique [28] et la deuxième méthode concerne l'évaluation des paramètres primaires matriciels quasi-statiques du circuit électronique équivalent de la ligne de transmission par l'analyse de la distribution de charge électrique [28] ou du potentiel transversal dans le diélectrique [29] de la ligne étudiée.

Les paramètres primaires matriciels sont les matrices d'inductance, de capacité, de résistance et de conductance par unité de longueur. Dans notre cas, ces paramètres sont déterminés numériquement en (2D) (sur la section transversale de la ligne d'étude) par la méthode des moments (MoM) en calculant la distribution de charges électriques sur les conducteurs de la ligne. Aussi nous utilisons la méthode des éléments finis (MEF) pour évaluer la distribution du champ magnétique à l'intérieur de la ligne multifilaire.

La détermination de ces paramètres, 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.

Dans ce qui suit, nous nous intéressons à la théorie de base de l'analyse des lignes de transmission avec pertes, homogènes ou inhomogènes et de formes complexes.

III.2 PARAMETRES MATRICIELS PRIMAIRES DES LIGNES DE TRANSMISSION [28]

On considère un ensemble de (N+1) conducteurs disposés le long de l'axe longitudinal (ox) de la figure III.1. 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 ($\epsilon_0 = 8.8542 \cdot 10^{-12}$ F/m).

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

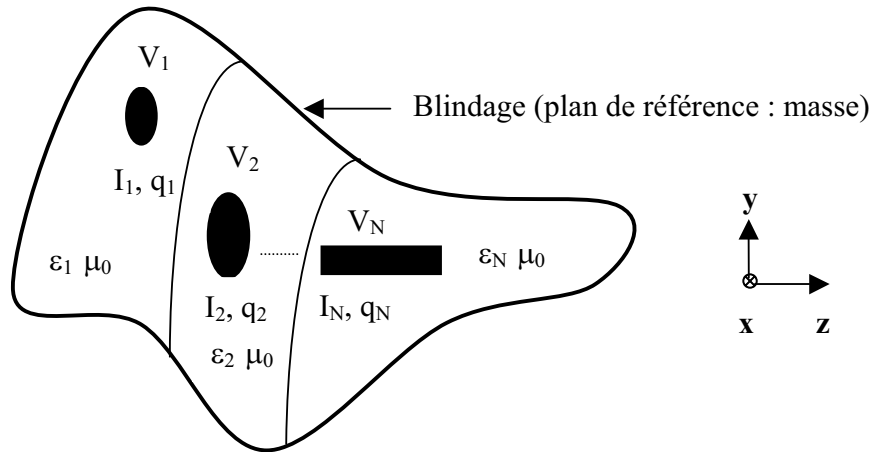


Figure III.1 : Section transversale d'une structure de ligne multifilaire.

III.2.1 CALCUL DE LA MATRICE CAPACITE

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 électromagnétique entre ces conducteurs.

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

$$\begin{aligned}
 q_1 &= c_{11} \cdot V_1 + c_{12} \cdot V_2 + \dots + c_{1N} \cdot V_N \\
 q_2 &= c_{21} \cdot V_1 + c_{22} \cdot V_2 + \dots + c_{2N} \cdot V_N \\
 &\cdot \\
 &\cdot \\
 q_N &= c_{N1} \cdot V_1 + c_{N2} \cdot V_2 + \dots + c_{NN} \cdot V_N
 \end{aligned}
 \tag{III.1}$$

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 (III.1) peut être écrit sous forme matricielle suivante :

$$[Q]=[C].[V] \quad (III.2)$$

Où

$$[Q]=[q_1 \ q_2 \ \dots \ q_N]^T \quad (III.3)$$

$$[V]=[V_1 \ V_2 \ \dots \ V_N]^T \quad (III.4)$$

$$[C]=\begin{bmatrix} c_{11} & \dots & c_{1N} \\ \vdots & & \vdots \\ c_{N1} & \dots & c_{NN} \end{bmatrix} \quad (III.5)$$

[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.

III.2.2 CALCUL DE LA MATRICE INDUCTANCE

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 :

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

Où

$l_{11}, l_{21}, \dots, l_{NN}$ sont les inductances par unité de longueur (H/m) des lignes de transmission.

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

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

Où

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

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

$$[L] = \begin{bmatrix} l_{11} & \dots & l_{1N} \\ \cdot & & \cdot \\ \cdot & & \cdot \\ l_{N1} & \dots & l_{NN} \end{bmatrix} \quad (III.10)$$

[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 :

$$[L] \cdot [C_0] = \epsilon_0 \mu_0 \quad (III.11)$$

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

$$[L] = (1/v_0)^2 \cdot [C_0]^{-1} \quad (III.12)$$

Où

$$v_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \text{ est la vitesse de l'onde dans le vide.}$$

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

$$\vec{J}_s = v_0 \cdot \rho_{s0} \cdot \vec{U}_x \quad (\text{III.13})$$

Où

ρ_{s0} est la densité de charge de surface,

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

III.2.3 CALCUL DE LA MATRICE [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 :

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu f \sigma}} \quad (\text{III.14})$$

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 [3]. 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 (III.13). Puis en introduisant les pertes, la puissance P_c dissipée par unité de longueur par le conducteur sera calculée par la relation (III.15).

$$P_c = \oint_{C_0} R_s |J_s|^2 dl \quad (\text{III.15})$$

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

$$R_s = \sqrt{\frac{\pi \mu f}{\sigma}} \quad (\Omega) \quad (\text{III.16})$$

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.

La matrice [R] décrivant les pertes de conduction s'écrit :

$$[R] = \begin{bmatrix} r_{11} & \dots & r_{1N} \\ \vdots & & \vdots \\ r_{N1} & \dots & r_{NN} \end{bmatrix} \quad (\text{III.17})$$

L'évaluation de la matrice [R] est basée sur l'équation (III.15) et sur l'expression :

$$P_c = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N r_{mn} |I_m| |I_n| \quad (\text{III.18})$$

Où I_m est le courant du $m^{\text{ème}}$ 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 tous 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 (III.16).

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

$$\omega[L_i] = [R] \quad (\text{III.19})$$

Où $\omega = 2\pi f$.

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

III.2.4 CALCUL DE LA MATRICE [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 (III.12), 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 :

$$\varepsilon_c = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \varepsilon_r \varepsilon_o [1 - tg(d)] \quad (\text{III.20})$$

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

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

$$[C_c] = [C] - j \frac{[G]}{\omega} \quad (\text{III.21})$$

$$[G] = \begin{bmatrix} g_{11} & \cdots & g_{1N} \\ \cdot & & \\ \cdot & & \\ g_{N1} & \cdots & g_{NN} \end{bmatrix} \quad (\text{III.22})$$

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

La matrice [G] dépend de la fréquence selon la relation : $G = \text{tg}(d)C\omega$ 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.

III.3 EVALUATION NUMERIQUE DES PARAMETRES PRIMAIRES PAR LA METHODE DES MOMENTS

Les matrices [L], [C], [R] et [G] sont déterminées 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 [30], [31].

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

$$\int_a^b h(x') G(x, x') dx' = g(x) \quad (\text{III.23})$$

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 :

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

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.

La section transversale d'une ligne de transmission multifilaire est présentée sur la figure III.2. La ligne a trois conducteurs et trois différents diélectriques (ϵ_0 , ϵ_1 et ϵ_2)

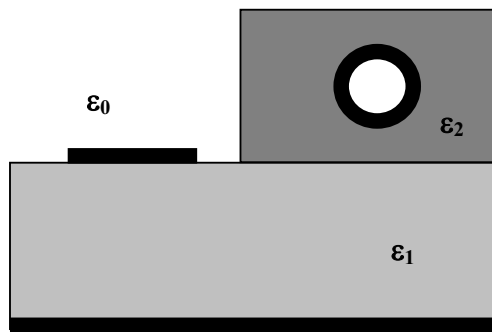


Figure III.2 : Section transversale d'une ligne de transmission multifilaire.

III.3.1 EQUATIONS INTEGRALES DE LA DISTRIBUTION DE CHARGES

L'influence des diélectriques sur le champ électrique et la distribution du potentiel peut être complètement décrite par l'influence des charges aux limites localisées dans l'air. Ainsi le champ électrique et le potentiel sont les mêmes que dans le système d'origine de la figure III.2 et dans le système équivalent de la figure III.3. Le deuxième système est plus convenable pour l'analyse puisqu'il est homogène. Par conséquent, dans ce système de ligne la distribution des charges libres et aux limites sont inconnues.

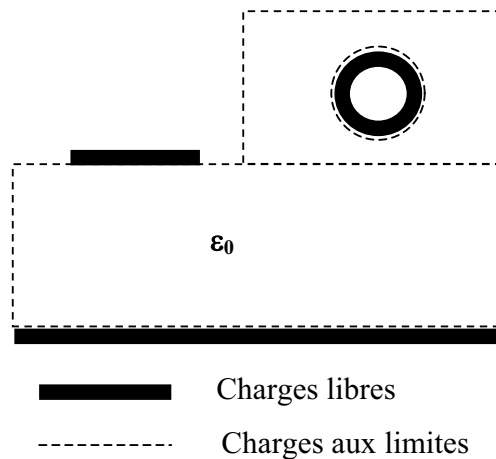


Figure III.3 : Section transversale équivalente à celle de la figure III.2 où les diélectriques sont représentés par des charges aux limites dans l'air.

Le potentiel V de chaque conducteur peut être exprimé en terme de densité de surface des charges libres et des charges aux limites :

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

Où

r est la position du vecteur de champ où le potentiel est évalué.

r' est la position du vecteur de source (charge).

$$\rho_{st} = \rho_s + \rho_{sb} \quad (\text{III.26})$$

ρ_{st} est la densité de charge totale.

ρ_s est la densité des charges libres.

ρ_{sb} est la densité des charges aux limites.

(C) est le contour du conducteur ou la limite du diélectrique.

K est une constante arbitraire.

Pour les conducteurs internes et le blindage, on formule une équation de la forme (III.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 :

$$\int_C \rho_{st}(r') dl = 0 \quad (\text{III.27})$$

qui est une autre équation intégrale.

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 de permittivités ϵ_{r1} et ϵ_{r2} .

$$\vec{E}_1 \cdot \vec{n} \frac{\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1}}{\epsilon_{r2}} = \frac{\rho_{sb}}{\epsilon_0} \quad (III.28)$$

Où

\vec{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 (III.28) peut être exprimé par la relation suivante :

$$\vec{E} = -\text{grad}V \quad (III.29)$$

Le potentiel V formulé dans l'équation (III.25), est introduit dans la relation (III.28) pour aboutir à une équation intégrale en ρ_{st} de la forme :

$$\frac{(\epsilon_{r1} - \epsilon_{r2})}{2\pi\epsilon_0} V.P. \int_C \rho_{st}(r') \frac{(r - r') \cdot \vec{n}}{|r - r'|^2} dl + \frac{\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2}}{2\epsilon_0} \rho_{st}(r) = 0 \quad (III.30)$$

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 (III.30) est formulée pour chaque interface diélectrique.

III.3.2 SOLUTION DES EQUATIONS INTEGRALES DE LA DISTRIBUTION DE CHARGES

Les équations intégrales (III.25), (III.27) et (III.30) 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 :

$$N_t = N_c + N_d \quad (III.31)$$

Où

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

N_d est le nombre de segments pour tous les interfaces diélectrique-diélectrique.

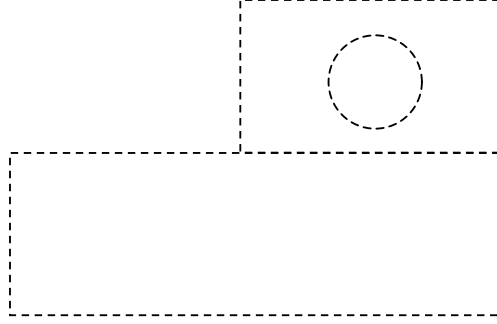


Figure III.4 : Exemple de segmentation.

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 (III.32).

$$f_i = \begin{cases} 1 & \text{le long du } i^{\text{eme}} \text{ segment} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{III.32})$$

d'où

$$\rho_{st}(r) \approx \sum_{i=1}^{N_t} \rho_{sti}(r) f_i(r) \quad (\text{III.33})$$

Où ρ_{sti} sont des constantes à déterminer.

Par utilisation de la technique de Galerkin [30], [31], très précise et mieux adaptée pour la programmation, les équations (III.25) et (III.30) forment un système d'équations linéaires en ρ_{sti} :

$$\sum_{i=1}^{N_t} \frac{\rho_{sti}}{2\pi\epsilon_0} \int_{C_j} \int_{C_i} \log \frac{k}{|r-r'|} dl' dl = V_j l_j ; j=1, \dots, N_c \quad (\text{III.34})$$

$$\frac{\epsilon_{r1} - \epsilon_{r2}}{2\pi\epsilon_0} \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^{N_t} \int_{C_j} \int_{C_i} \rho_{sti}(r') \frac{(r-r') \cdot \bar{n}}{|r-r'|^2} dl' dl + \frac{\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2}}{2\epsilon_0} \rho_{stj} l_j = 0 ; j=N_c+1, \dots, N_t \quad (\text{III.35})$$

l_j est la longueur du j^{eme} segment.

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

$$q_m = \sum_i \rho_{si} l_i \quad (\text{III.36})$$

Une analyse électrostatique est effectuée pour déterminer les matrices $[C_0]$ et $[L]$; le courant du $m^{\text{ème}}$ conducteur est évalué par :

$$I_m = \sum_i |J_{si}| l_i = v_0 q_{0m} \quad (\text{III.37})$$

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 capacité $[C_0]$. La connaissance de $[C_0]$ permet la détermination de la matrice 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 III.5.

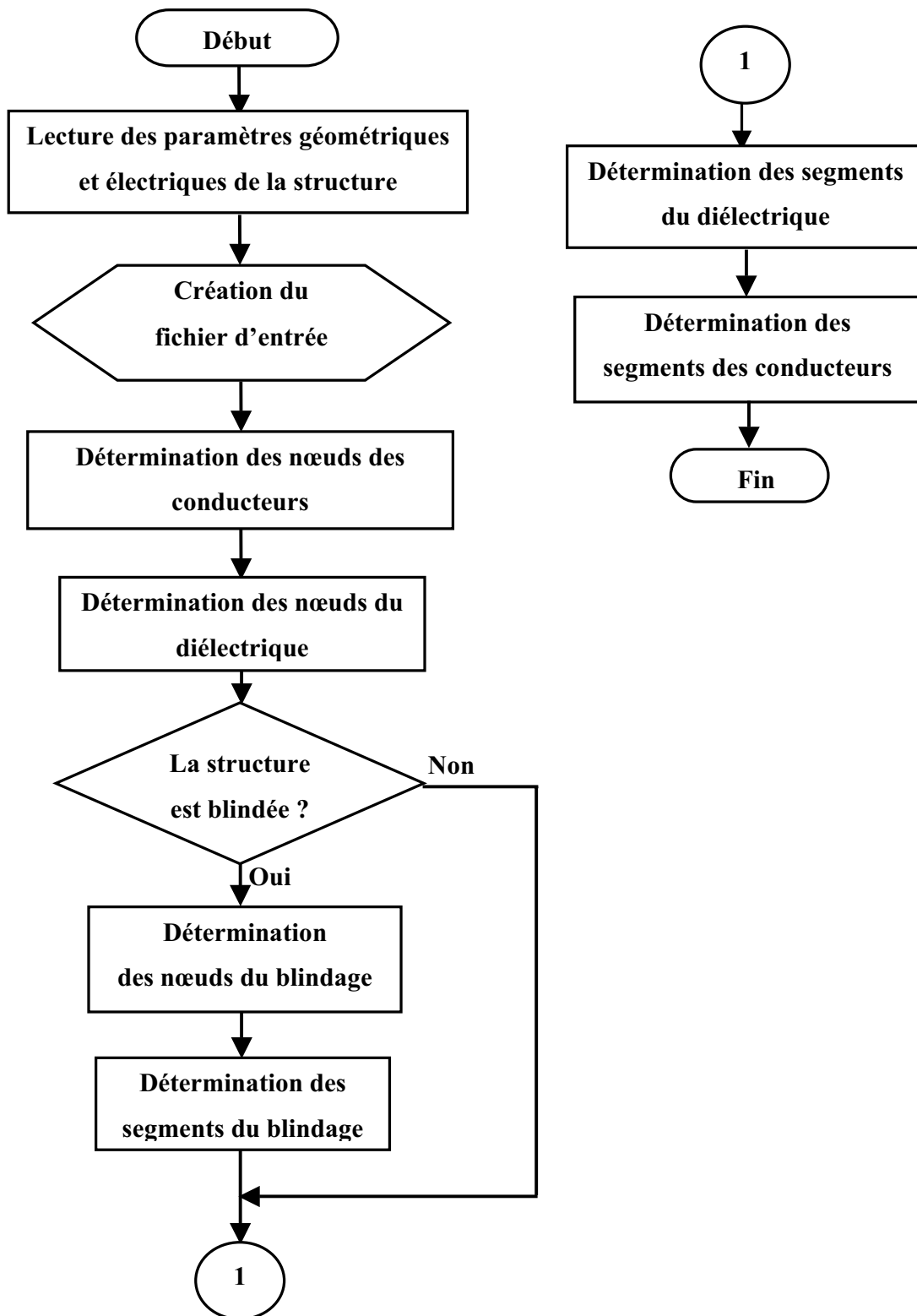


Figure III.5 : Organigramme du fichier de données pour le logiciel MoM.

III.4 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 [28].

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.

III.4.1 EQUATION DES TELEGRAPHISTES

La figure (III.6) 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 .

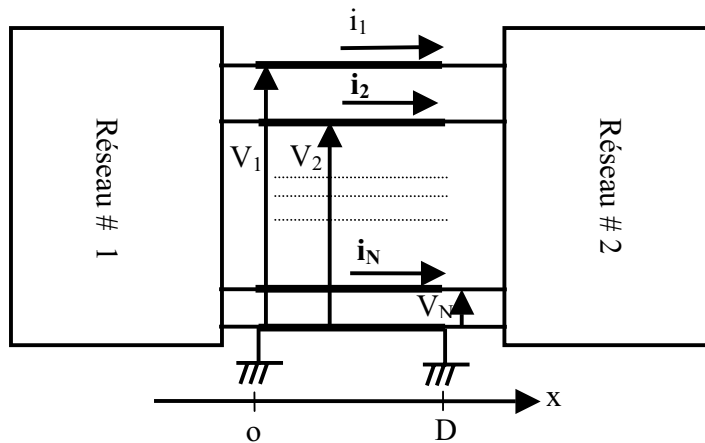


Figure III.6 : Système de transmission utilisant une ligne multifilaire.

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

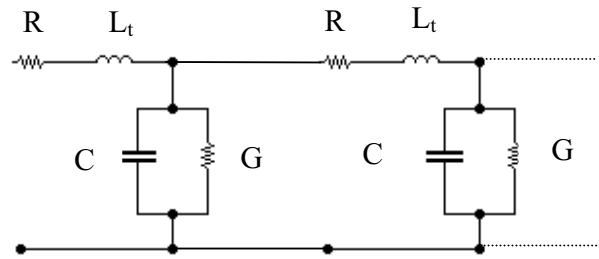


Figure III.7 : Schéma électrique équivalent d'une ligne de transmission avec perte et possédant un seul conducteur.

III.4.2 ANALYSE DANS LE DOMAINE SPECTRAL

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

$$\frac{\partial[V(x)]}{\partial x} = -[R][I(x)] - j\omega[L_t][I(x)]; \quad 0 < x < D \quad (\text{III.38})$$

$$\frac{\partial[I(x)]}{\partial x} = -[G][V(x)] - j\omega[C][V(x)]; \quad 0 < x < D \quad (\text{III.39})$$

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 :

$$[L_t] = [L] + [L_i] \quad (\text{III.40})$$

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 :

$$[R] = \omega[L_j] \quad (\text{III.41})$$

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_c] égale à [L] devient indépendante de la fréquence.

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

$$[Z] = [R] + j(\omega[L] + [R]) \quad (\text{III.42})$$

$$[Y] = [G] + j\omega[C] \quad (\text{III.43})$$

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

$$\frac{\partial[V(x)]}{\partial x} = -[Z][I(x)] ; \quad 0 < x < D \quad (\text{III.44})$$

$$\frac{\partial[I(x)]}{\partial x} = -[Y][V(x)] ; \quad 0 < x < D \quad (\text{III.45})$$

En combinant les équations (III.44) et (III.45), on obtient l'équation de tension :

$$\frac{\partial^2[V(x)]}{\partial x^2} = [Z][Y][V(x)] ; \quad 0 < x < D \quad (\text{III.46})$$

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 $\exp(\pm\gamma x)$,

$$\text{Où } \gamma = \alpha + j\beta. \quad (\text{III.47})$$

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 :

$$[V^m(x)] = [V_0^m] \exp(\pm \gamma_m x) ; \quad m=1, \dots, N \quad (\text{III.48})$$

$$[I^m(x)] = \pm [I_0^m] \exp(\pm \gamma_m x) ; \quad m=1, \dots, N \quad (\text{III.49})$$

$[V_0^m]$ 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 (III.48) dans l'équation d'onde (III.46), on obtient :

$$\{\gamma_m^2 [U] - [Z][Y]\} [V_0^m] \exp(\pm \gamma_m x) = 0 \quad (\text{III.50})$$

Où [U] est la matrice identité.

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

$$\det\{\gamma_m^2 [U] - [Z][Y]\} = 0 \quad (\text{III.51})$$

L'équation caractéristique (III.51) 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 (III.51), il existe un vecteur tension $[V_0^m]$ d'un mode correspondant, qui satisfait l'équation (III.50).

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

$$[I_0^m] = [Z]^{-1} [V_0^m] \gamma_m \quad (\text{III.52})$$

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

$$[S_V] = [[V_0^1] \dots [V_0^N]] \quad (\text{III.53})$$

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

$$[S_I] = [[I_0^1] \dots [I_0^N]] \quad (\text{III.54})$$

Ces deux matrices sont liées par la relation déduite de (III.52) :

$$[S_I] = [Z]^{-1} [S_V] [\Gamma] \quad (\text{III.55})$$

Où

$$[\Gamma] = \text{diag}[\gamma_1 \dots \gamma_N] \quad (\text{III.56})$$

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

$$[V(x)] = [V_{\text{inc}}(x)] + [V_{\text{ref}}(x)] = [S_V] \{ [G_{\text{inc}}(x)] + [G_{\text{ref}}(x)] \} ; \quad (\text{III.57})$$

$$[I(x)] = [I_{\text{inc}}(x)] + [I_{\text{ref}}(x)] = [S_I] \{ [G_{\text{inc}}(x)] + [G_{\text{ref}}(x)] \} ; \quad (\text{III.58})$$

Les indices 'inc' et 'ref' correspondent respectivement à l'onde incidente et à l'onde réfléchie.

$$[G_{\text{inc}}(x)] = [G_{\text{inc}}^1(x) \dots G_{\text{inc}}^N(x)]^T ; \quad (\text{III.59})$$

$$[G_{\text{ref}}(x)] = [G_{\text{ref}}^1(x) \dots G_{\text{ref}}^N(x)]^T ; \quad (\text{III.60})$$

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

$$G_{\text{inc}}^m(x) = G_{\text{inc}}^m(0) \exp(-\gamma x) ; m=1, \dots, N \quad (\text{III.61})$$

$$G_{\text{ref}}^m(x) = G_{\text{ref}}^m(0) \exp(+\gamma x) ; m=1, \dots, N \quad (\text{III.62})$$

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

III.4.2.1 CALCUL DE LA MATRICE IMPEDANCE CARACTERISTIQUE ET DU COEFFICIENT DE PHASE

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

$$[V_{\text{inc}}(x)] = [Z_c] \cdot [I_{\text{inc}}(x)] \quad (\text{III.63})$$

$$[V_{\text{ref}}(x)] = -[Z_c] \cdot [I_{\text{ref}}(x)] \quad (\text{III.64})$$

Elle peut être aussi évaluée par :

$$[Z_c] = [S_v] \cdot [S_I]^{-1} \quad (\text{III.65})$$

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

$$\beta_m = \frac{\omega}{c_m} = \frac{\omega \sqrt{\epsilon_{\text{rem}}}}{v_0} = \frac{2\pi}{\lambda_m} \quad (\text{III.66})$$

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.

III.4.2.2 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 (III.59) et (III.60) on a :

$$[G_{\text{inc}}(D)] = [E] \cdot [G_{\text{inc}}(0)] \quad (\text{III.67})$$

$$[G_{\text{ref}}(0)] = [E] \cdot [G_{\text{ref}}(D)] \quad (\text{III.68})$$

Où

$$[E] = \text{diag} [\exp(-\gamma_1 D) \dots \exp(-\gamma_N D)] \quad (\text{III.69})$$

Ainsi on déduit:

$$[V(0)] = [S_v] \{ [G_{\text{inc}}(0)] + [E] [G_{\text{ref}}(D)] \} \quad (\text{III.70})$$

$$[I(0)] = [S_I] \{ [G_{\text{inc}}(0)] - [E] [G_{\text{ref}}(D)] \} \quad (\text{III.71})$$

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

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

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 (III.70) à (III.73) sous forme plus compacte :

$$\begin{bmatrix} [V(0)] \\ [V(D)] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [S_v] & [S_v][E] \\ [S_v][E] & [S_v] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [G_{inc}(0)] \\ [G_{ref}(D)] \end{bmatrix} \quad (III.74)$$

$$\begin{bmatrix} [I(0)] \\ [-I(D)] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [S_I] & -[S_I][E] \\ -[S_I][E] & [S_I] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [G_{inc}(0)] \\ [G_{ref}(D)] \end{bmatrix} \quad (III.75)$$

III.4.3 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 :

$$\frac{\partial [v(x,t)]}{\partial x} = -[L] \frac{\partial [i(x,t)]}{\partial t} ; 0 < x < D \quad (III.76)$$

$$\frac{\partial [i(x,t)]}{\partial x} = -[C] \frac{\partial [v(x,t)]}{\partial t} ; 0 < x < D \quad (III.77)$$

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 (III.76) et (III.77), on détermine l'équation d'onde de tension :

$$\frac{\partial^2 [v(x,t)]}{\partial x^2} = [L][C] \frac{\partial^2 [v(x,t)]}{\partial t^2} ; 0 < x < D \quad (III.78)$$

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 $t = 0$:

$$[v(x,0)] = 0 ; \quad 0 < x < D \quad (III.79)$$

$$[i(x,0)] = 0 ; \quad 0 < x < D \quad (III.80)$$

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 :

$$[v_o^m(x,t)] = [V_o^m] g^m(t \pm x/c_m) ; m= 1, \dots, N \quad (III.81)$$

$$[i^m(x,t)] = \pm [I_o^m] g^m(t \pm x/c_m) ; m= 1, \dots, N \quad (III.82)$$

Où

$[V_o^m]$ et $[I_o^m]$ 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 :

$$c_m = \frac{v_0}{\sqrt{\epsilon_{rem}}} \quad (III.83)$$

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 (III.81) dans l'équation (III.78) on obtient :

$$\left\{ \frac{1}{c_m^2} [U] - [L][C] \right\} [V_o^m] g^m(t \pm x/c_m) = 0 \quad (III.84)$$

Où $[U]$ est la matrice identité.

Cette équation admet des solutions non nulles si :

$$\det \left\{ \frac{1}{c_m^2} [U] - [L][C] \right\} = 0 \quad (III.85)$$

L'équation (III.85) est l'équation caractéristique d'une ligne de transmission à N conducteurs. Pour chaque racine de l'équation (III.85), il existe un vecteur de tension $[V_0^m]$ correspondant au mode m qui satisfait (III.84).

Le vecteur courant du mode m correspondant est :

$$[I_0^m] = [L]^{-1} [V_0^m] \frac{1}{c_m} \quad (III.86)$$

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

$$[S_V] = [[V_0^1] \dots [V_0^N]] \quad (III.87)$$

De même, on obtient une matrice carrée des courants :

$$[S_I] = [[I_0^1] \dots [I_0^N]] \quad (III.88)$$

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

$$[S_I] = [L]^{-1} [S_V] [\Lambda], \quad (III.89)$$

Où

$$[\Lambda] = \text{diag}[1/c_1 \dots 1/c_N] \quad (III.90)$$

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

$$[v(x, t)] = [v_{inc}(x, t)] + [v_{ref}(x, t)] = [S_V] \{ [g_{inc}(x, t)] + [g_{ref}(x, t)] \} \quad (III.91)$$

$$[i(x, t)] = [i_{inc}(x, t)] + [i_{ref}(x, t)] = [S_I] \{ [g_{inc}(x, t)] - [g_{ref}(x, t)] \} \quad (III.92)$$

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

$$[g_{inc}(x, t)] = \left[g_{inc}^1 \left(t - \frac{x}{c_1} \right) \dots g_{inc}^N \left(t - \frac{x}{c_N} \right) \right]^T \quad (III.93)$$

$$[g_{ref}(x, t)] = \left[g_{ref}^1 \left(t + \frac{x}{c_1} \right) \dots g_{ref}^N \left(t + \frac{x}{c_N} \right) \right]^T \quad (III.94)$$

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

$$[v_{inc}(x, t)] = [Z_c] [i_{inc}(x, t)] \quad (III.95)$$

$$[v_{ref}(x, t)] = - [Z_c] [i_{ref}(x, t)] \quad (III.96)$$

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

$$[Z_c] = [S_V] \cdot [S_I]^{-1} \quad (III.97)$$

III.4.4 MODES D'UNE LIGNE DE TRANSMISSION FORMEE DE DEUX CONDUCTEURS SYMETRIQUES COUPLES

La figure suivante présente un exemple de ligne de transmission à deux conducteurs symétriques couplés (N=2).

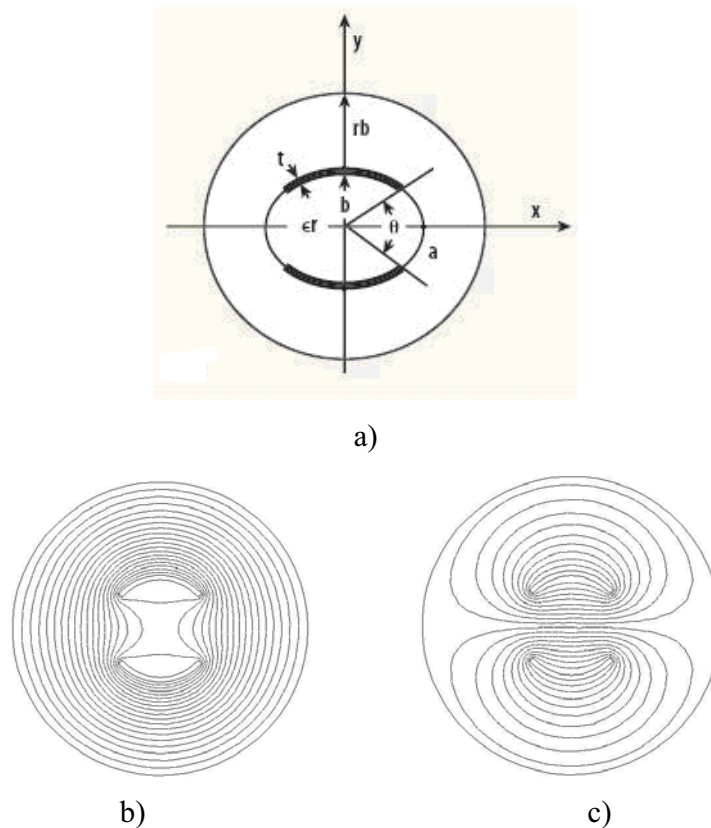


Figure III.8 : Ligne à bandes symétriques elliptiques blindée.

a) Section transversale ; Lignes équipotentielles : b) Mode pair et c) Mode impair.

Les deux modes qui se propagent le long des deux conducteurs de la ligne sont appelés : mode pair et mode impair.

La matrice des modes de tension d'une telle ligne a la forme suivante :

$$[S_V] = \begin{bmatrix} V_e & V_o \\ V_e & -V_o \end{bmatrix} \quad (III.98)$$

pour une analyse dans le domaine fréquentiel et aussi dans le domaine temporel. Le premier mode est le mode pair (Figure III.8 (b)) ; ses tensions d'excitations sont identiques (en phase, V_e).

Le second mode est le mode impair (Figure III.8 (c)) ; ses tensions d'excitations sont opposées (en opposition de phase, V_o et $-V_o$, respectivement).

La matrice des modes de courant a la forme suivante :

$$[I_V] = \begin{bmatrix} I_e & I_o \\ I_e & -I_o \end{bmatrix} \quad (\text{III.99})$$

c'est à dire que les courants du mode pair sont identiques (I_e) et ceux du mode impair sont de signes contraires (I_o et $-I_o$, respectivement).

La matrice impédance pour ce type de ligne de transmission peut être écrite sous la forme suivante :

$$[Z_c] = \begin{bmatrix} Z_s & Z_m \\ Z_m & Z_s \end{bmatrix} \quad (\text{III.100})$$

Dans la théorie des lignes de transmission couplées, il est pratique d'introduire la notion d'impédances caractéristiques des modes pair ($Z_e = V_e/I_e$) et impair ($Z_o = V_o/I_o$). Ces dernières en termes d'éléments de la matrice $[Z_c]$ sont :

$$Z_e = Z_s + Z_m \quad (\text{III.101})$$

$$Z_o = Z_s - Z_m \quad (\text{III.102})$$

III.5 PARAMETRES [S] D'UNE LIGNE DE TRANSMISSION MULTIFILAIRE

Un réseau linéaire passif (Figure III.9), peut être caractérisé dans le domaine spectral par différents paramètres tels que la matrice impédance $[Z]$, la matrice admittance $[Y]$ et la matrice de répartition en puissance $[S]$ (Scattering matrix).

Dans le cas de très hautes fréquences, on considère l'intensité (puissance) des ondes incidentes et réfléchies parcourant les lignes de transmission, au lieu des tensions et des courants.

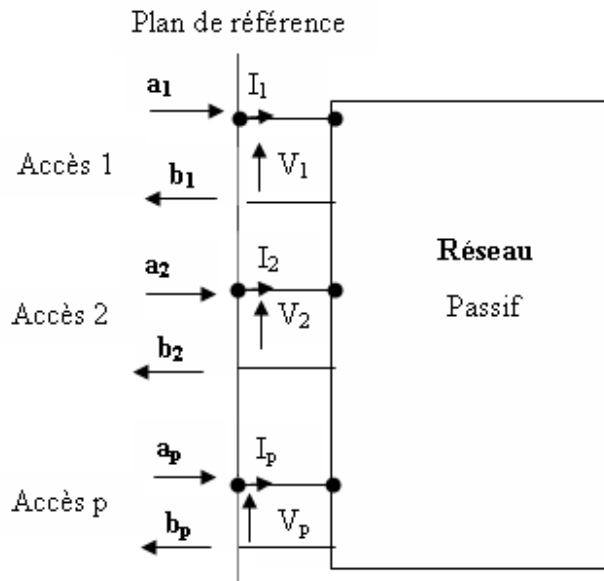


Figure III.9 : Réseau à plusieurs accès.

En partant de la définition de ces ondes à partir des courants et des tensions, on montre facilement que l'intensité de l'onde incidente a_i à l'accès i s'écrit :

$$a_i = \frac{V_i + Z_{0i} \cdot I_i}{2 \cdot \sqrt{Z_{0i}}} \quad (\text{III.103})$$

Z_{0i} est l'impédance caractéristique de l'accès i . L'intensité b_i de l'onde réfléchie vaut :

$$b_i = \frac{V_i - Z_{0i} \cdot I_i}{2 \cdot \sqrt{Z_{0i}}} \quad (\text{III.104})$$

Les intensités des ondes incidentes (a_i) et des ondes réfléchies (b_i) sont liées par les paramètres S_{ij} d'après le système (III.105).

$$b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2 + \dots + S_{1p}a_p$$

$$b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2 + \dots + S_{2p}a_p$$

.

.

.

$$b_p = S_{p1}a_1 + S_{p2}a_2 + \dots + S_{pp}a_p$$

(II.105)

Ce système s'écrit sous la forme matricielle suivante :

$$[b] = [S] \cdot [a] \quad (\text{III.106})$$

Où

$$[a] = [a_1 \ a_2 \ \dots \ a_p]^T \quad (\text{III.107})$$

$$[b] = [b_1 \ b_2 \ \dots \ b_p]^T \quad (\text{III.108})$$

et

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & \dots & S_{1p} \\ \cdot & & & \\ \cdot & & & \\ \cdot & & & \\ S_{p1} & S_{p2} & \dots & S_{pp} \end{bmatrix} \quad (\text{III.109})$$

[S] est la matrice de répartition en puissance du réseau contenant (p×p) nombres complexes.

Le paramètre S_{ii} représente le coefficient de réflexion à l'accès (porte) i , quand toutes les autres portes sont adaptées ($S_{ii}=b_i/a_i$, $i=1,\dots,p$); le paramètre S_{ij} est le coefficient de transmission entre l'entrée j et la sortie i ($S_{ij}=b_i/a_j$, $\forall a_j \neq 0$, $i \neq j$, $i=1,\dots,p$). On note que pour le réseau réciproque la matrice [S] est symétrique.

La quantité $|a_i|^2$ donne la puissance moyenne de l'onde incidente à l'accès i ; par contre la quantité $|b_i|^2$ représente la puissance moyenne de l'onde réfléchie au même accès. Pour un réseau passif on peut écrire :

$$|S_{1j}|^2 + |S_{2j}|^2 + \dots + |S_{pj}|^2 \leq 1 ; j=1,\dots,p \quad (\text{III.110})$$

d'où

$$|S_{ij}| \leq 1 ; i, j=1,\dots,p$$

Pour un réseau passif sans pertes, il y a conservation de l'énergie et la matrice [S] vérifie la relation :

$$[S] [S^*]^T = [U] \quad (\text{III.111})$$

'T' indique la transposée et '*' indique le conjugué.

Soit un générateur d'impédance interne Z_g égale à Z_{0i} et de force électromotrice E_0 alimentant l'accès i ; tous les autres accès étant chargés par des impédances adaptées Z_{0i} (Figure III.10).

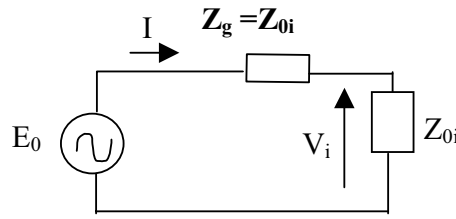


Figure III.10 : Source alimentant l'accès i.

De l'équation (III.103) et (III.104) on peut écrire :

$$V_i = (a_i + b_i) \sqrt{Z_{0i}} \quad (\text{III.112})$$

Du circuit électrique de la figure (III.10), on déduit :

$$I = \frac{E_0}{2Z_{0i}} \quad (\text{III.113})$$

et

$$V_i = Z_{0i} I = \frac{E_0}{2} \quad (\text{III.114})$$

En introduisant ces résultats dans la relation (III.103), on trouve :

$$a_i = \frac{E_0}{2\sqrt{Z_{0i}}} \quad (\text{III.115})$$

D'où

$$S_{ii} = \frac{b_i}{a_i} = \frac{V_i}{E_0/2} - 1 \quad (\text{III.116})$$

Quand $E_0 = 2V$, il vient : $S_{ii} = V_i - 1$ et

$$S_{ji} = V_j \sqrt{\frac{Z_{0i}}{Z_{0j}}}, \quad j=1, \dots, p; \quad j \neq i \quad (\text{III.117})$$

Si l'on considère les impédances de référence égales dans tous les accès, il vient : $S_{ji} = V_j$

Connaissant les paramètres $[S]$ d'une structure donnée, on peut évaluer les matrices impédance et admittance par les relations suivantes :

$$[Z] = [F] ([U] + [S]) \cdot ([U] - [S])^{-1} [F] \quad (\text{III.118})$$

$$[Y] = [Z]^{-1} \quad (\text{III.119})$$

Où $[F]$ est une matrice diagonale :

$$[F] = \text{diag}[\sqrt{Z_{01}} \dots \sqrt{Z_{0p}}] \quad (\text{III.120})$$

III.6 EVALUATION NUMERIQUE DE LA DISTRIBUTION DU CHAMP MAGNETIQUE PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS

Pour raison de simplicité dans la programmation, nous avons opté pour la méthode des éléments finis (MEF) [32], [33] pour évaluer la distribution du champ magnétique à l'intérieur d'une ligne multifilaire.

Pour cela considérons la section transversale représentée dans le plan (xy) de la ligne multifilaire de la figure III.8. A partir des équations de Maxwell, nous savons que :

$$r\vec{\text{rot}}\vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \quad (\text{III.121})$$

En statique l'équation (III.121) devient :

$$r\vec{\text{rot}}\vec{H} = \vec{J} \quad (\text{III.122})$$

et s'exprime en coordonnées cartésiennes par :

$$\begin{Bmatrix} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{Bmatrix} \quad (\text{III.123})$$

D'où l'équation à résoudre est :

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = J_z \quad (\text{III.124})$$

En électromagnétisme, le flux de la densité du champ magnétique \vec{B} peut être exprimée en terme du vecteur potentiel $\vec{A}(x, y, z)$ c'est à dire :

$$\vec{B} = r\vec{\text{rot}}\vec{A} = \begin{Bmatrix} \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \\ \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \\ \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \end{Bmatrix} \quad (\text{III.125})$$

On souhaite étudier les vecteurs de champs \vec{H} et \vec{B} qui sont parallèles au plan (xy), l'équation précédente se réduit à :

$$\begin{cases} B_x \\ B_y \\ B_z \end{cases} = \begin{cases} \frac{\partial A_z}{\partial y} \\ -\frac{\partial A_z}{\partial x} \\ 0 \end{cases} \quad (\text{III.126})$$

ou

$$\begin{cases} H_x \\ H_y \\ H_z \end{cases} = \begin{cases} \frac{1}{\mu} \frac{\partial A_z}{\partial y} \\ -\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_z}{\partial x} \\ 0 \end{cases} \quad (\text{III.127})$$

En remplaçant ces composantes de \vec{H} dans l'équation (III.124), on obtient l'équation à résoudre :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) = -J_z \quad (\text{III.128})$$

Après résolution numérique de cette dernière équation, nous pouvons calculer facilement le flux de la densité du champ magnétique \vec{H} à partir de l'équation (III.125).

L'équation (III.128) est une équation différentielle du second ordre, nous préférons exploiter par la méthode des éléments finis l'équation (III.124) qui est une équation différentielle de premier ordre et contenant les composantes de \vec{H} .

Sous l'environnement FLEXPDE [34] utilisant la méthode des éléments finis (Figure III.11 (a)), nous pourrons, pour un type de ligne multifilaire, établir un programme permettant la détermination numérique de la distribution du champ magnétique à l'intérieur de ce type de ligne (Figure III.11 (b)) en résolvant l'équation (III.124).

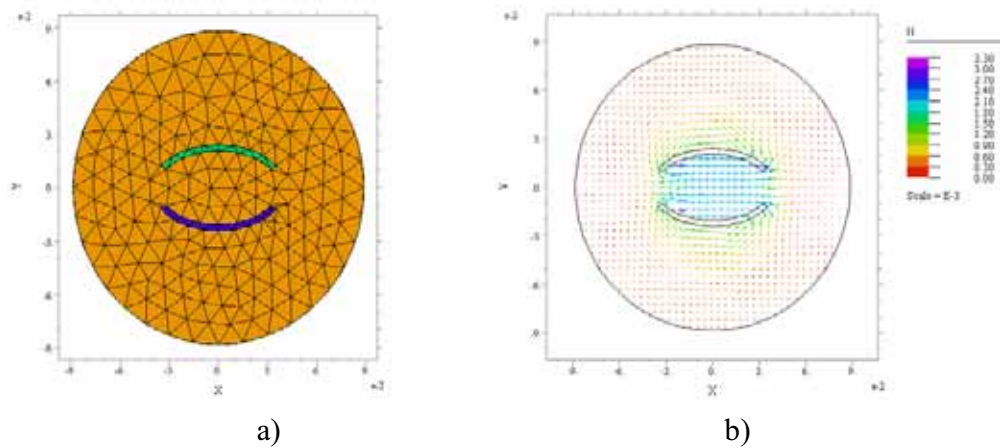


Figure III.11 : Ligne à bandes symétriques elliptiques blindée.

a) Maillage utilisant des éléments triangulaires, b) Distribution du champ magnétique \vec{H} .

III.7 CONCLUSION

Les deux logiciels numériques que nous avons adaptés et utilisant respectivement la méthode des moments et la méthode des éléments finis constituent deux précieux outils numériques pour l'analyse des lignes de transmission multifilaires. Le premier réalisé sous l'environnement LINPAR permet l'évaluation des paramètres primaires et secondaires des lignes de transmission multifilaires non encore modélisées ou ne présentant pas de modèle analytique exacte. Le deuxième réalisé sous l'environnement FLEXPDE permet d'évaluer la distribution du champ magnétique à l'intérieur des lignes d'études.

Dans les chapitres qui suivent, ces deux logiciels seront utilisés pour l'analyse électromagnétique des lignes coaxiales multifilaires homogènes mais de formes complexes telles que par exemple la ligne cage d'oiseau blindée, la ligne à bandes symétriques circulaires blindée, et la ligne à bandes symétriques elliptiques blindée. Ces différents types de lignes de transmission multifilaires seront utilisés dans la conception de sondes radiofréquences et microondes pour des applications de spectroscopie et d'imagerie RMN.

CHAPITRE IV

RESONATEURS TEM CAGE D'OISEAU

IV.1 INTRODUCTION

Nous avons montré tout d'abord dans le chapitre II, que l'élément selfique (antenne ou résonateur) d'une sonde utilisée par les systèmes RMN actuels (spectromètre ou scanner) est réalisé à partir de lignes de transmission multifilaires de formes complexes n'admettent pas une solution analytique exacte pour ses grandeurs électromagnétiques (EM). Ensuite, nous avons proposé dans le chapitre III deux logiciels que nous avons adapté sous l'environnement LINPAR et sous l'environnement FLEXPDE, pour évaluer numériquement, d'une part les paramètres EM (primaires et secondaires) par la méthode des moments et d'autre part la distribution du champ magnétique à l'intérieur du résonateur (ligne multifilaire) par la méthode des éléments finis.

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à l'analyse par la méthode des moments des grandeurs électromagnétiques (matrices d'inductances $[L]$, matrice de capacités $[C]$,...) des systèmes de résonateurs transverses électromagnétiques (TEM) en cage d'oiseau. Cette analyse sera utilisée pour la conception de sondes RMN.

IV.2 RESONATEUR TEM CAGE D'OISEAU

IV.2.1 DESCRIPTION

La figure IV.1 présente deux structures de résonateurs cages d'oiseau. La première structure est la structure classique (Birdcage resonator : BCR) (Figure IV.1 (a)) par contre la deuxième est la structure TEM (transverse électromagnétique) cage d'oiseau (TEM Birdcage resonator : TEM BCR) (Figure IV.1 (b) et (c)).

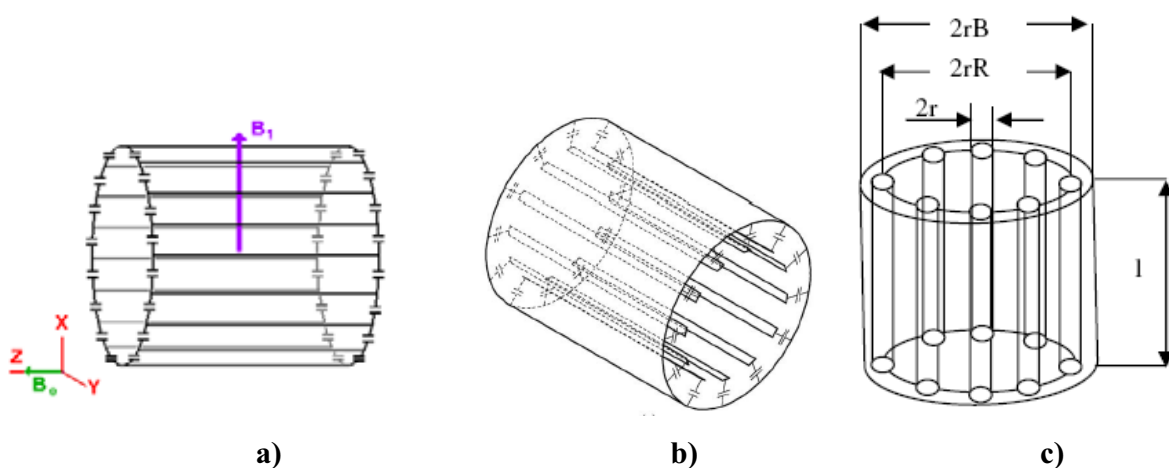


Figure IV.1 : Résonateur cage d'oiseau :
a) Structure classique, b) et c) structures TEM.

La première différence entre le résonateur TEM cage d’oiseau et celui classique est la présence du blindage cylindrique (Figure IV.1) qui fonctionne comme élément actif du système, fournissant un chemin de retour pour les courants dans les conducteurs intérieurs. Dans le résonateur cage d’oiseau classique, le blindage est une entité séparée démontée des éléments intérieurs, seulement reflétant les champs à l’intérieur du résonateur pour empêcher les pertes de rayonnement excessives [35]. En raison de la présence du blindage, le résonateur TEM cage d’oiseau se comporte comme une ligne de transmission longitudinale à plusieurs conducteurs [25]. A la différence du résonateur cage d’oiseau classique, les conducteurs intérieurs du résonateur de type TEM ne possèdent pas des raccordements, mais se relient directement au blindage par les éléments capacitifs [25].

L’utilisation du résonateur TEM [36] comme élément selfique a reçu une attention croissante comme alternative au résonateur cage d’oiseau classique pour des applications IRM à forts champs magnétiques (4.7 T à 9.4 T). Il a été démontré dans les références ([36], [37] et [38]) qu’aux fréquences de 200 et 400 MHz, le résonateur TEM cage d’oiseau peut atteindre une meilleure homogénéité du champ magnétique et avoir un coefficient de qualité important par rapport à celui standard, ce qui permet d’améliorer la qualité de l’image.

La structure TEM du résonateur cage d’oiseau non chargé est constituée par N-éléments de lignes couplées entre elles formant un cylindre, connectés à leurs extrémités au blindage au moyens de capacités [25]. Ces N-éléments peuvent être des lignes microrubans (Figure IV.1 (b)) [25] et peuvent être des lignes coaxiales (Figure IV.1 (c)) [39].

Dans la littérature scientifique, pour ce type de résonateur TEM il n’existe aucun modèle analytique ni approché des grandeurs électromagnétiques à causes de la complexité de sa forme. Par conséquent l’utilisation de méthodes numériques s’impose.

Plusieurs techniques numériques peuvent être utilisées pour la détermination des grandeurs électromagnétiques telles que la méthode des éléments finis (MEF) [39], [40], la méthode des éléments de frontière (BEM : Bondary element method) [25]. La méthode des moments (MoM) est très performante, nous l’utilisons pour mener cette étude.

IV.2.2 RESONATEUR TEM CAGE D’OISEAU A LIGNES MICRORUBANS

La section transversale du résonateur TEM cage d’oiseau rempli d’air ($\epsilon_r=1$) est présentée sur la figure IV.2. Elle est formée par un blindage extérieur de rayon r_B et N (ici N=8) éléments microrubans de largeur w et d’épaisseur t constituant un cylindre intérieur de rayon r_R .

Le problème posé est un problème de Dirichlet avec une difficulté due aux contours des N éléments ouverts et le domaine n'est pas simplement connexe. Pour l'analyse de ce type de géométrie, une solution analytique et l'utilisation des transformations géométriques ne sont pas possibles [8]. Cependant les auteurs de la référence [25] ont utilisé la méthode BEM pour l'analyse de ce type de résonateur.

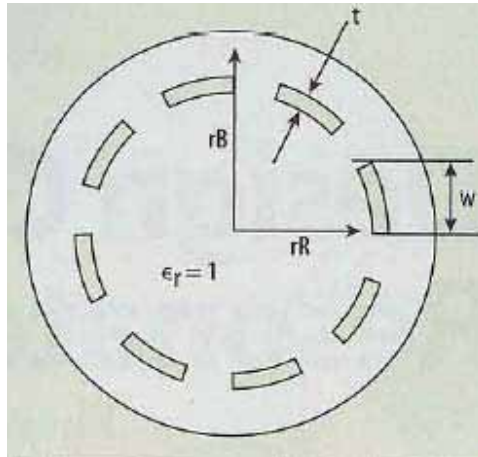


Figure IV.2 : Section transversale d'un résonateur TEM cage d'oiseau à lignes microrubans ($N=8$).

Pour valider les résultats de calculs numériques du logiciel MoM que nous avons adapté pour ce type de ligne multifilaire, nous l'avons appliqué (Figure IV.3) au cas d'un résonateur à douze éléments ($N=12$). Puis nous avons comparé nos résultats numériques obtenus par la MoM à ceux trouvés par la BEM (pour les mêmes paramètres géométriques et physiques) [40].

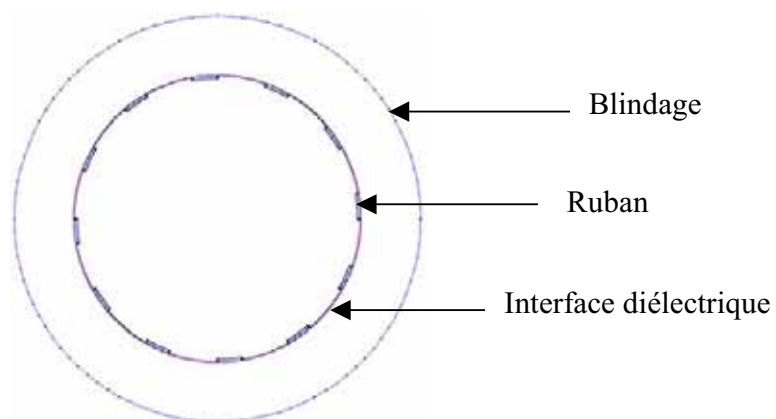


Figure IV.3 : Segmentation du résonateur TEM cage d'oiseau à lignes microrubans ($N=12$).

Sur la figure IV.3 nous avons utilisé 100 segments sur le blindage, 30 segments sur chaque ruban du résonateur et 30 segments sur chaque interface diélectrique se trouvant entre deux rubans. Le résonateur a les caractéristiques suivantes :

- Rayon du blindage : $r_B = 52.500$ mm,
- Rayon du cylindre intérieur : $r_R = 36.250$ mm,
- Largeurs des rubans : $w = 6.400$ mm,
- Epaisseur des rubans : $t = 0.038$ mm,
- Fréquence de travail : $f = 200$ MHz,
- Conductivité : $\sigma = 5.8.10^7 (\Omega m)^{-1}$,
- Constante diélectrique : $\epsilon_r = 1$.

Le tableau IV.1 donne les valeurs de la première ligne des matrices [L], [C] et [R]. Ces informations sont suffisantes pour reconstruire complètement les matrices car elles sont circulantes [25], [39], [40].

Dans ce tableau, nous avons confronté nos résultats numériques obtenus par la MoM, pour les caractéristiques géométriques et physiques indiquées précédemment, aux résultats numériques obtenus par la BEM (les seuls résultats que nous possédons dans la littérature scientifique).

Colonne	L (nH/m)		C (pF/m)		R ($10^{-3} \Omega/m$)	
	MoM	BEM [25]	MoM	BEM [25]	MoM	BEM [25]
1	564.10	565.60	21.460	30.770	730.400	634.800
2	116.70	116.70	-3.896	-6.551	14.790	17.900
3	46.85	47.01	-0.675	-0.757	5.955	7.700
4	25.86	25.96	-0.306	-0.330	5.766	6.400
5	17.78	17.86	-0.199	-0.213	5.503	5.600
6	14.45	14.51	-0.158	-0.169	5.233	5.100
7	13.52	13.58	-0.147	-0.157	5.131	5.000
8	14.45	14.51	-0.158	-0.169	5.233	5.100
9	17.78	17.86	-0.199	-0.213	5.503	5.600
10	25.86	25.96	-0.306	-0.330	5.766	6.400
11	46.85	47.01	-0.675	-0.757	5.955	7.700
12	116.70	116.70	-3.896	-6.551	14.790	17.900

Tableau IV.1

A partir de ce tableau nous constatons clairement que l'écart est très faible entre les résultats obtenus par la MoM et ceux de la BEM.

Ensuite, en s'inspirant des travaux de Bogdanov et Ludwig ([25], [41]) et dans le but de concevoir une sonde RMN à fort coefficient de qualité, nous nous sommes intéressés à l'analyse numérique du résonateur à huit-éléments (N=8) (Figure IV.2) au moyen du logiciel MoM pour les paramètres géométriques et physiques suivants [40] :

- Rayon du blindage : $r_B = 52.500$ mm,
- Rayon du cylindre intérieur : $r_R = 36.250$ mm,
- Largeurs des rubans : $w = 17.00$ mm,
- Epaisseur des rubans : $t = 0.500$ mm,
- Fréquence de travail : $f = 200$ MHz,
- Conductivité : $\sigma = 5.8.10^7 (\Omega m)^{-1}$,
- Constante diélectrique : $\epsilon_r = 1$.

Nous obtenons les résultats numériques présentés dans le tableau suivant :

Colonne	L (nH/m)		C (pF/m)	
	MoM	MEF [40]	MoM	MEF [40]
1	358.9	357.9	33.78	33.89
2	74.86	74.78	-6.26	-6.30
3	27.86	27.91	-0.86	-0.86
4	16.23	16.25	-0.47	-0.47
5	13.68	13.69	-0.40	-0.39
6	16.23	16.25	-0.47	-0.47
7	27.86	27.91	-0.86	-0.86
8	74.86	74.78	-6.26	-6.30

Tableau IV.2

A travers la comparaison qu'on peut faire entre les résultats obtenus par la MoM et ceux obtenus par la FEM, il apparaît clairement une très bonne cohérence entre les deux méthodes numériques.

Nous disposons donc d'un outil informatique précieux pour la caractérisation des paramètres EM du résonateur TEM cage d'oiseau.

Notre modèle numérique étant général. Ici, nous l'avons appliqué au cas du résonateur TEM cage d'oiseau à 12 éléments puis à 8 éléments pour pouvoir comparer nos résultats obtenus par la MoM à ceux obtenus par la BEM d'une part et par la FEM d'autre part, les seuls à notre disposition. Cet outil numérique peut donc être étendu pour l'analyse de toute forme de structure TEM et particulièrement au résonateur TEM cage d'oiseau à lignes coaxiales.

La connaissance des matrices [L] et [C] nous permet d'estimer la réponse spectrale (S_{11}) de la sonde RMN.

Par conséquent, nous pouvons réaliser une sonde IRM fonctionnant à 4.7 T (c'est à dire à 200 MHz) à base du résonateur TEM cage d'oiseau à huit-lignes microrubans [37]. Cette sonde ainsi conçue présente un fort coefficient de qualité ($Q_o = 400$). Pour plus de détails sur ces résultats, on pourra se référer à notre article [40].

IV.2.3 RESONATEUR TEM CAGE D'OISEAU A LIGNES COAXIALES

Dans cette partie de ce travail, nous avons réussi à analyser et concevoir une sonde IRM fonctionnant à 4.7 T à base de résonateur cage d'oiseau possédant huit-lignes coaxiales (Figure IV.1 (c)) tout en améliorant ses caractéristiques électriques par rapport à celle conçue par les auteurs de la référence [39]. La sonde simulée a un minimum de réflexion de -72.95 dB et un coefficient de qualité de 344 à 196 MHz.

La section transversale du résonateur TEM cage d'oiseau à huit-lignes coaxiales rempli d'air ($\epsilon_r=1$) est présentée sur la figure IV.4. Elle est formée d'un blindage de rayon r_B et ($N=8$) conducteurs circulaires de rayon chacun r disposés de manière à former un cylindre de rayon rR .

L'analyse électromagnétique de ce type de résonateur TEM a été introduite dans la littérature scientifique par les auteurs de la référence [39], où la méthode des éléments finis était l'outil numérique qui a servi à l'évaluation de ses grandeurs EM.

La segmentation du résonateur est réalisée en utilisant 100 segments sur le blindage, 30 segments sur chaque conducteur circulaire et 10 segments sur chaque interface diélectrique se trouvant entre deux conducteurs circulaires.

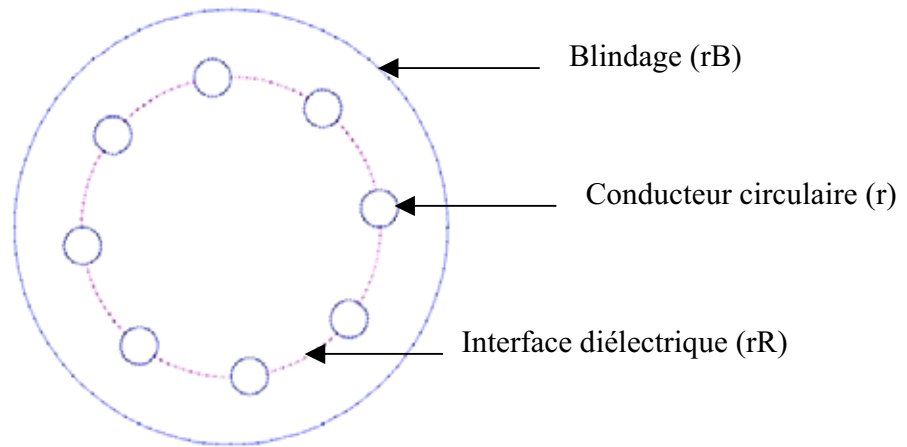


Figure IV.4 : Segmentation du résonateur TEM cage d'oiseau à lignes coaxiales (N=8).

Pour les caractéristiques suivantes du résonateur [39] :

- Rayon du blindage : $r_B = 52.50$ mm,
- Rayon du cylindre intérieur : $r_R = 36.25$ mm,
- Rayon de chaque conducteur interne : $r = 4.50$ mm,
- Fréquence de travail : $f = 200$ MHz,
- Conductivité : $\sigma = 5.8 \cdot 10^7 (\Omega \cdot m)^{-1}$,
- Constante diélectrique : $\epsilon_r = 1$.

et en utilisant le logiciel MoM, nous avons obtenu les résultats concluants suivants :

Colonne	L (nH/m)		C (pF/m)		R ($10^{-2} \Omega/m$)	
	MoM	MEF [39]	MoM	MEF [39]	MoM	MEF [39]
1	353.8	359.7	33.45	32.84	17.33	17.47
2	62.24	62.57	-5.34	-5.18	2.35	2.31
3	21.98	22.14	-0.81	-0.80	1.10	1.09
4	12.70	12.84	-0.44	-0.44	0.78	0.76
5	10.72	10.85	-0.37	-0.37	0.70	0.68
6	12.70	12.84	-0.44	-0.44	0.78	0.76
7	21.98	22.14	-0.81	-0.81	1.10	1.09
8	62.24	62.57	-5.34	-5.34	2.35	2.31

Tableau IV.3

Une fois que les matrices $[L]$ et $[C]$ sont déterminés, nous pouvons estimer la réponse spectrale (S_{11}) du résonateur de la figure IV.5 en utilisant le modèle numérique que nous avons adapté sous l'environnement MATPAR [22].

La figure IV.5 présente un type de schéma électrique d'une sonde RMN utilisant le résonateur TEM cage d'oiseau à huit-éléments de lignes coaxiales. Cette sonde RMN est constituée :

- du résonateur TEM cage d'oiseau de longueur $l = 37.5$ mm,
- d'une capacité d'adaptation $C_M = 24.15$ pF,
- de capacités d'accord $C_{Si} = C_{Li} = 2.415$ pF ($i = 1, \dots, 8$).

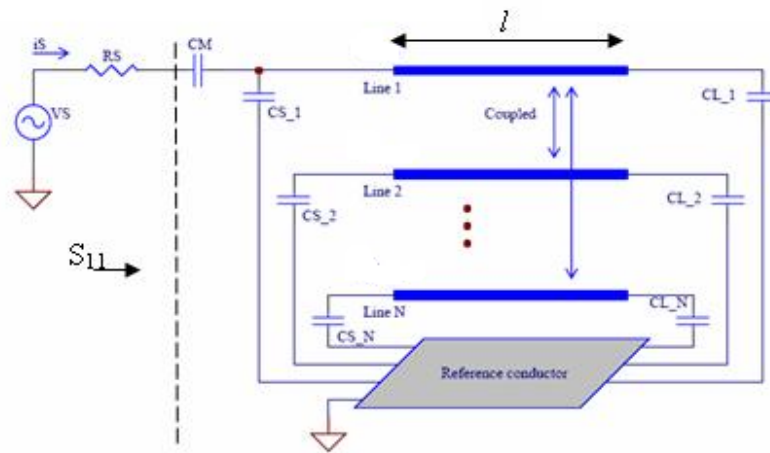


Figure IV.5 : Schéma électrique d'une sonde RMN utilisant le résonateur TEM cage d'oiseau à huit-éléments de lignes coaxiales (n=8).

Le coefficient de qualité à vide (Q_0) de la sonde peut être estimé à partir de la variation fréquentielle du paramètre de réflexion (S_{11}) en utilisant la relation (II.16).

La réponse fréquentielle simulée donnant la variation du coefficient de réflexion (S_{11}) à l'entrée de la sonde RMN utilisant le résonateur cage d'oiseau à huit-lignes coaxiales est montrée sur le graphe de la figure IV.6.

Cette réponse fréquentielle utilisant le résonateur TEM cage d'oiseau à huit-lignes coaxiales présente un minimum autour de la fréquence de travail choisie c'est à dire autour de 200 MHz. Le minimum de réflexion de la sonde RMN est très faible et il est égal à -72.95 dB à 196 MHz. En utilisant la relation (II.16) on peut évaluer la valeur du coefficient de qualité à vide (Q_0) de la sonde à 344.

Ce coefficient de qualité à vide ($Q_o = 344$) obtenu à partir des paramètres géométriques et électriques mentionnés ci dessus est très intéressant en le comparant à celui obtenu récemment ($Q_o = 260$) pour le même type de sonde (c'est à dire une sonde utilisant le résonateur TEM cage d'oiseau à huit-lignes coaxiales) [39].

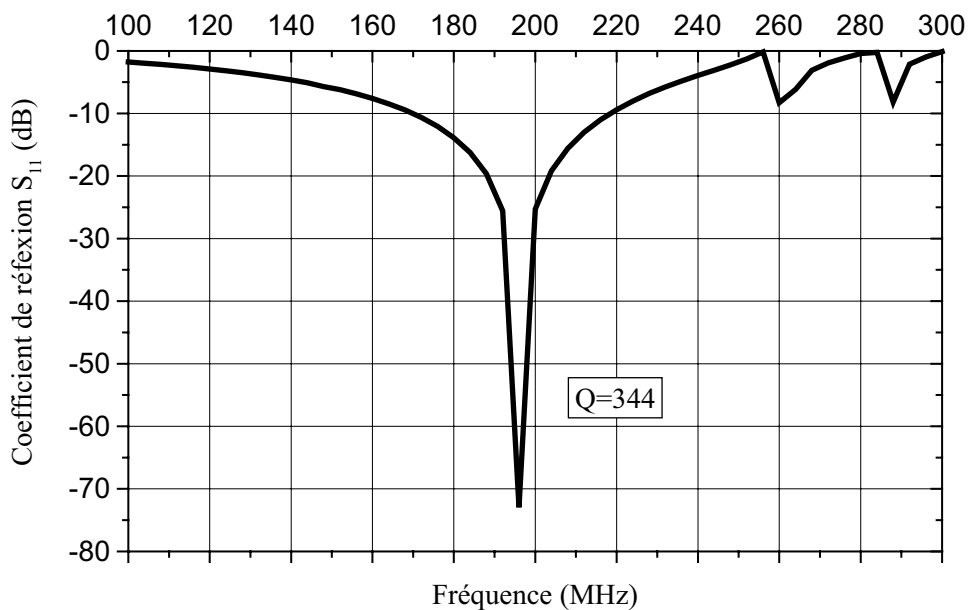


Figure IV.6 : Réponse fréquentielle de la sonde IRM.

IV.3 CONCLUSION

Il s'agissait, tout d'abord, dans ce chapitre de caractériser numériquement le résonateur TEM cage d'oiseau pour des applications RMN dans ses deux versions : à lignes microrubans et à lignes coaxiales. Pour atteindre cet objectif, nous avons déterminé les paramètres électromagnétiques primaires des deux types de résonateurs TEM. Cette détermination a été faite au moyen de la méthode des moments à cause de la complexité de la géométrie des résonateurs TEM étudiés et a permis le calcul de leurs paramètres électriques $[L]$, $[C]$ et $[R]$.

A partir des différentes simulations que nous avons pu mener, nous constatons que l'écart est faible entre nos résultats numériques et ceux trouvés par la BEM et par la FEM.

Nous disposons donc d'un outil informatique précieux pour la caractérisation des paramètres primaires du résonateur cage d'oiseau.

Notre modèle numérique étant général. Ici, nous l'avons appliqué au cas du résonateur TEM cage d'oiseau à 12 et à 8 éléments pour pouvoir comparer nos résultats obtenus par la MoM à ceux obtenus par la BEM et par la FEM les seuls à notre disposition. Cet outil numérique peut donc être étendu pour l'analyse de toute forme de structure TEM multifilaire.

Ensuite, une sonde IRM fonctionnant à 4.7 T (200 MHz) utilisant le résonateur cage d'oiseau à huit-lignes coaxiales a été conçue. Cette sonde de fort coefficient de qualité à vide ($Q_0 = 344$) présente un minimum de réflexion de -72.95 dB à 196 MHz.

Signalons enfin que les petits changements dues à l'introduction de charge biologique dans le résonateur TEM (résonateur inhomogène) sont principalement compensés par un ajustement du condensateur d'adaptation (C_M) et par de mineures variations des condensateurs d'accord (C_{Si}) et (C_{Li}).

CHAPITRE V

RESONATEURS A BANDES SYMETRIQUES BLINDE

V.1 INTRODUCTION

Un autre type de résonateur très utilisé pour les applications RMN (spectromètre, scanner) est le résonateur à bandes symétriques blindé [42], [43]. Ce type de résonateurs a les mêmes performances que le résonateur TEM cage d'oiseau avec les avantages d'être plus facile à construire et à utiliser [44].

Parmi les structures géométriques de ce résonateur les plus utilisées en RMN, nous citons le résonateur à bandes symétriques circulaires blindé (Figure V.1 (a) et (b)) (Slotted Tube Resonator : STR) et le résonateur à bandes symétriques elliptiques blindé (Figure V.1 (c) et (d)) (Slotted Elliptical tube Resonator : SER).

Plusieurs efforts ont été fournis pour analyser les paramètres électromagnétiques des résonateurs STR et SER dont le but d'une part de montrer les propriétés de la sonde RMN et d'autre part de concevoir une structure optimale.

Il a été trouvé par les auteurs de la référence [43] que pour un angle de d'ouverture ($\theta = 95^\circ$) du STR non blindé (sans tenir compte de l'effet du blindage), l'homogénéité du champ magnétique est optimale.

Pour le résonateur SER, les auteurs de la référence [27] ont pu montrer que l'optimum de l'homogénéité du champ magnétique pour ($a/b=1.8$ et $r_b/a=2.4$) est obtenu pour un angle de discontinuité θ de 72° .

Les auteurs de la référence [45] ont proposé des expressions analytiques rigoureuses et précises des paramètres EM au cas du STR blindé obtenus par utilisation de la méthode des éléments finis, mais sans tenir compte de l'effet de l'épaisseur des bandes du résonateur (STR).

Par conséquent, l'objectif de ce chapitre est d'une part la caractérisation numérique par la MoM des grandeurs EM des résonateurs STR et SER en fonction de leurs paramètres géométriques et d'autre part la recherche d'une structure optimale au cas du STR par la MEF. Cette étude sera faite en tenant compte des effets de l'épaisseur des bandes symétriques en présence du blindage des résonateurs.

Nous présenterons aussi pour les deux configurations optimales des deux résonateurs (STR et SER) les résultats de conception de deux sondes RMN à hautes homogénéités du champ magnétique. La première sonde utilise le résonateur STR et fonctionne à 500 MHz (RMN à 11.74T), et la deuxième utilise le SER et fonctionne à 300 MHz (RMN à 7 T).

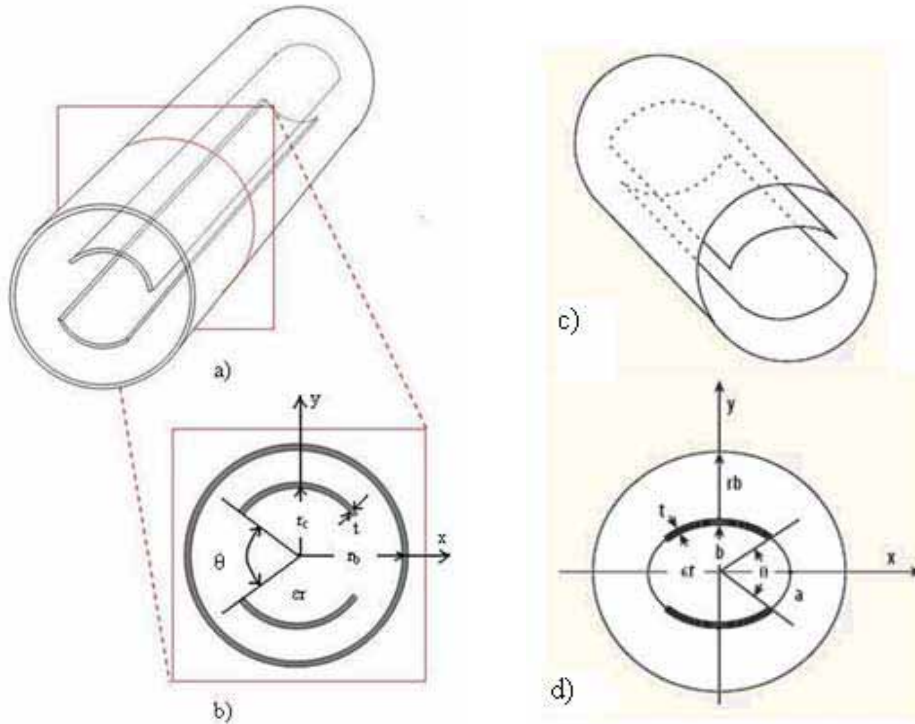


Figure V.1 : Résonateurs à bandes symétriques blindé.
Représentation (3D) en a) du STR et en c) du SER ;
Section transversale en b) du STR et en d) du SER.

V.2 RESONATEUR TEM A BANDES SYMETRIQUES CIRCULAIRES BLINDE

V.2.1 DESCRIPTION

La section transversale du résonateur à bandes symétriques circulaires blindé (STR) est montrée sur la figure (V.1 (b)). Un diélectrique de permittivité relative ($\epsilon_r = 1$) règne à l'intérieur du résonateur assumée sans pertes. Le STR est formée d'une part de deux bandes circulaires d'épaisseur t ayant un angle d'ouverture (window angle) θ formant un cylindre de rayon r_c et d'autre part d'un blindage circulaire de rayon r_b .

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) :

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

- et de son paramètre secondaire, le coefficient de qualité à vide Q_0 .

La matrice d'inductance [L] contient les inductances propres des deux bandes symétriques circulaires sur la diagonale et les inductances mutuelles entre les bandes.

La matrice capacité [C] définit les effets capacitifs entre les deux bandes symétriques circulaires et caractérise l'énergie électrique emmagasinée dans le résonateur.

Le coefficient de qualité Q_0 caractérise la sélectivité de la sonde dans le domaine fréquentiel.

V.2.2 RESULTATS NUMERIQUES [44]

Nous avons montré dans le chapitre précédent que les différents tests appliqués à notre logiciel MoM sont concluants. Il nous appartient donc de faire état des différentes simulations pour étudier l'influence des paramètres géométriques du résonateur à bandes symétriques (STR ou SER) blindé sur ses paramètres électromagnétiques.

En appliquant la MoM, la segmentation des différents conducteurs et des interfaces diélectriques du résonateur STR est montrée sur la figure V.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.

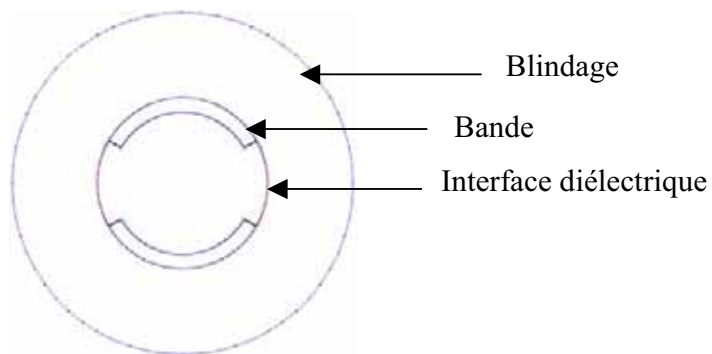


Figure V.2 : Segmentation du résonateur STR à bandes circulaires.

Pour concevoir des sondes RMN, nous avons analysé la structure de la figure V.2 ayant les caractéristiques suivantes :

- Rayon du cylindre intérieur : $r_c = 36.83$ mm,
- Epaisseur de la bande : $t = 0.2 r_c$,
- Fréquence de travail : $f = 500$ MHz,
- Conductivité : $\sigma = 5.8.10^7 (\Omega m)^{-1}$,
- Constante diélectrique : $\epsilon_r = 1$.

En premier lieu, nous nous sommes intéressés à l'influence de l'angle d'ouverture θ sur les éléments des matrices d'inductances [L] et de capacités [C] du STR blindé pour différents rapports r_b/r_c . Cette influence est montrée sur les graphes des figures V.3 et V.4.

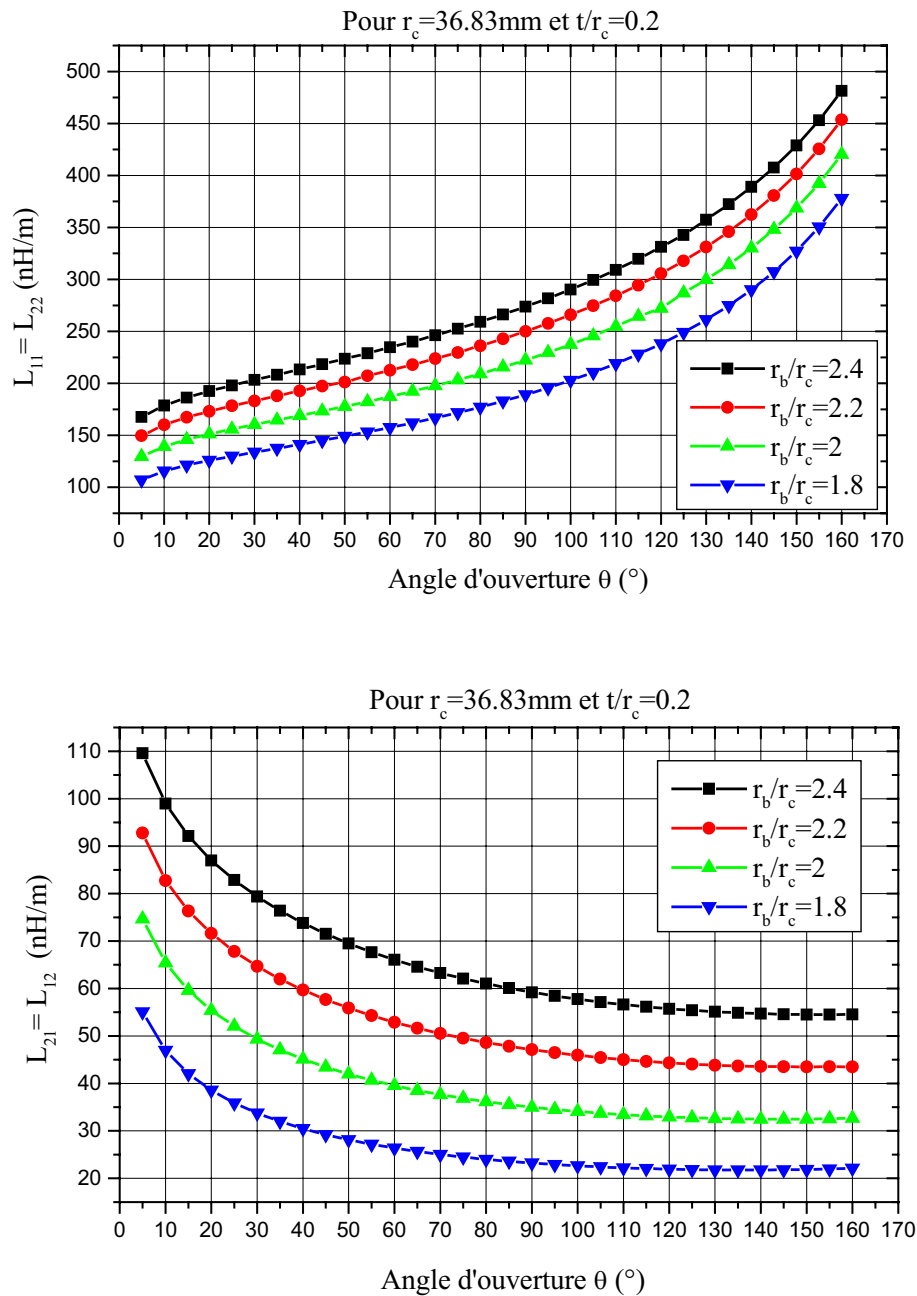


Figure V.3 : Influence de l'angle d'ouverture θ du STR blindé sur les éléments de la matrice [L] pour différents rapports r_b/r_c .

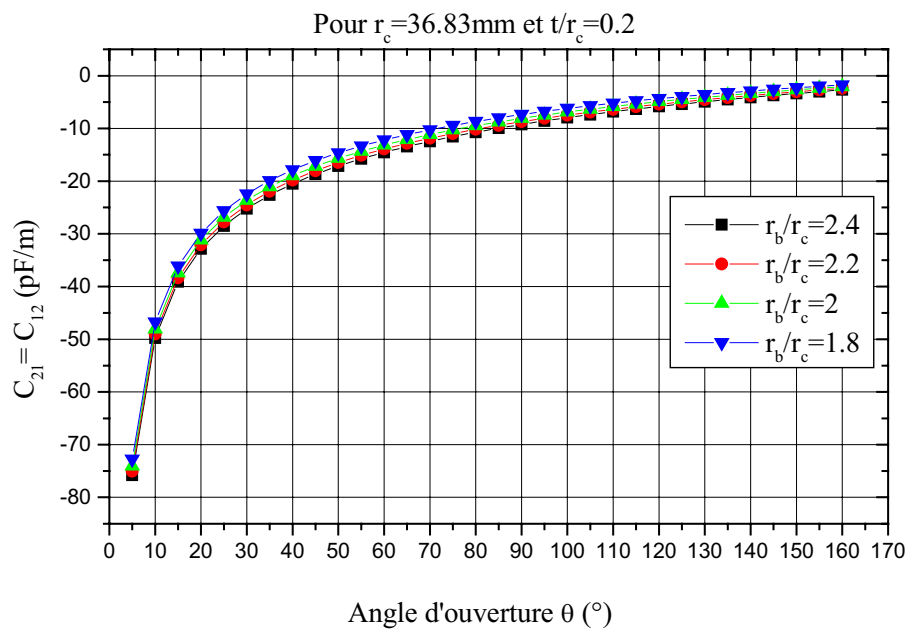
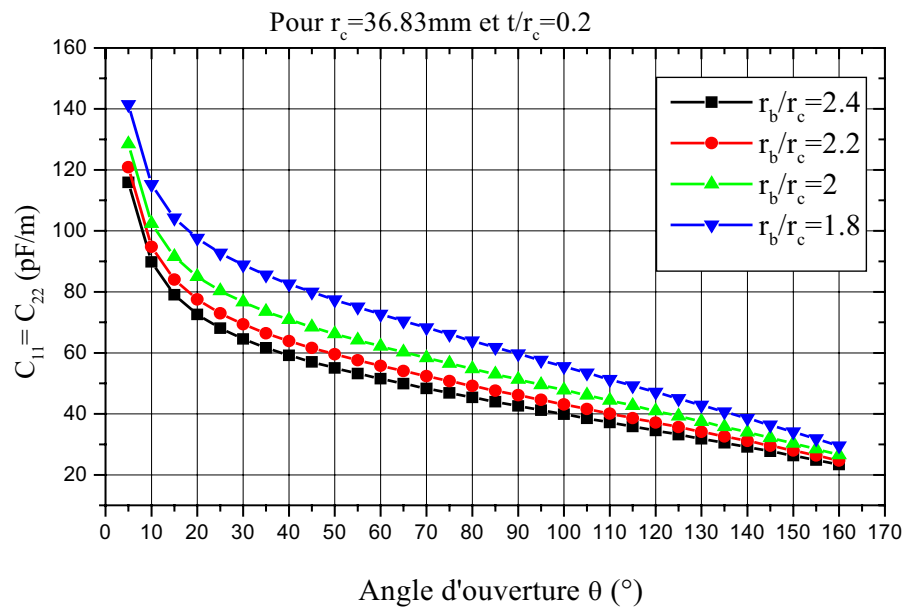


Figure V.4 : Influence de l'angle d'ouverture θ du STR blindé sur les éléments de la matrice [C] pour différents rapports r_b/r_c .

Les courbes présentées dans cette partie, tenant compte de l'influence de tous les paramètres géométriques qui nous intéressent du résonateur à bandes symétriques circulaires blindé sur tous ses paramètres électromagnétiques prouvent l'intérêt du logiciel MoM adapté sous l'environnement LINPAR. Ces courbes sont essentielles non seulement pour la conception de sondes RMN dans le domaine radiofréquence et microonde mais aussi pour la conception d'autres circuits tels que les coupleurs (Slotted Tube Couplers : STC) [46].

Un lissage rigoureux appliqué à ces courbes permettra sans faute la détermination d'expressions rigoureuses et précises fortement demandées pour utilisation lors de la conception de composants micro-ondes (sondes RMN, coupleurs directifs, résonateurs sélectifs, ...) [47].

Comme pour le STR non blindé, où l'effet du blindage n'a pas été pris en considération, l'angle d'ouverture doit être optimisé pour obtenir la meilleure homogénéité du champ magnétique à l'intérieur du STR blindé.

Pour atteindre cet objectif, nous nous sommes ensuite intéressés à la distribution du champ magnétique à l'intérieur du STR blindé, en utilisant la méthode des éléments finis, pour les mêmes paramètres géométriques que précédemment (Figure V.5).

Dans notre cas l'homogénéité du champ magnétique \vec{B}_1 créée à l'intérieur du STR blindé a été mesurée en calculant le rapport de la région d'homogénéité correspondant à 95% de la valeur du champ magnétique obtenu au centre du STR à la surface totale de la région se trouvant entre les deux bandes circulaires excitées respectivement par 1V et -1V (Figure V.5 (b)).

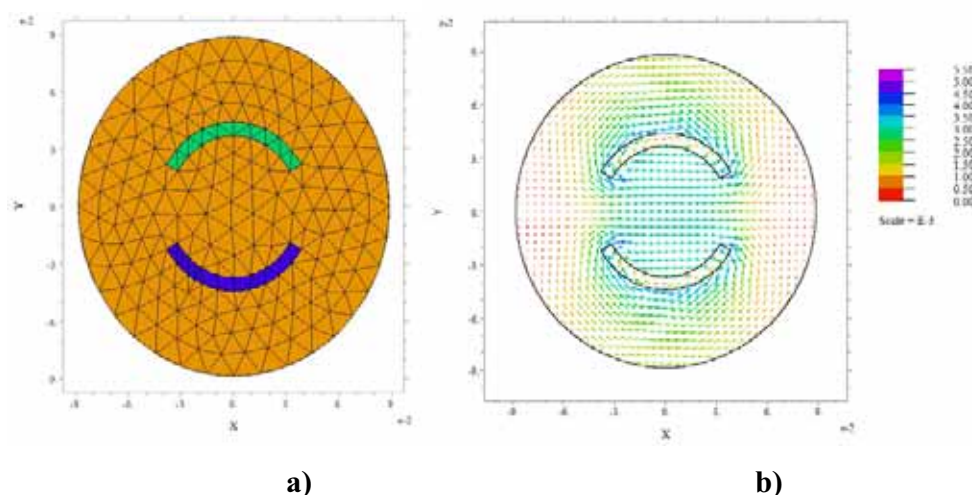


Figure V.5 : Maillage en éléments triangulaires en a) et distribution du champ magnétique à l'intérieur du STR blindé en b).

La figure V.6 montre la distribution du module du champ magnétique ($B_1 = \sqrt{B_{1X}^2 + B_{1Y}^2}$) à l'intérieur du STR blindé pour différentes valeurs de l'angle d'ouverture θ .

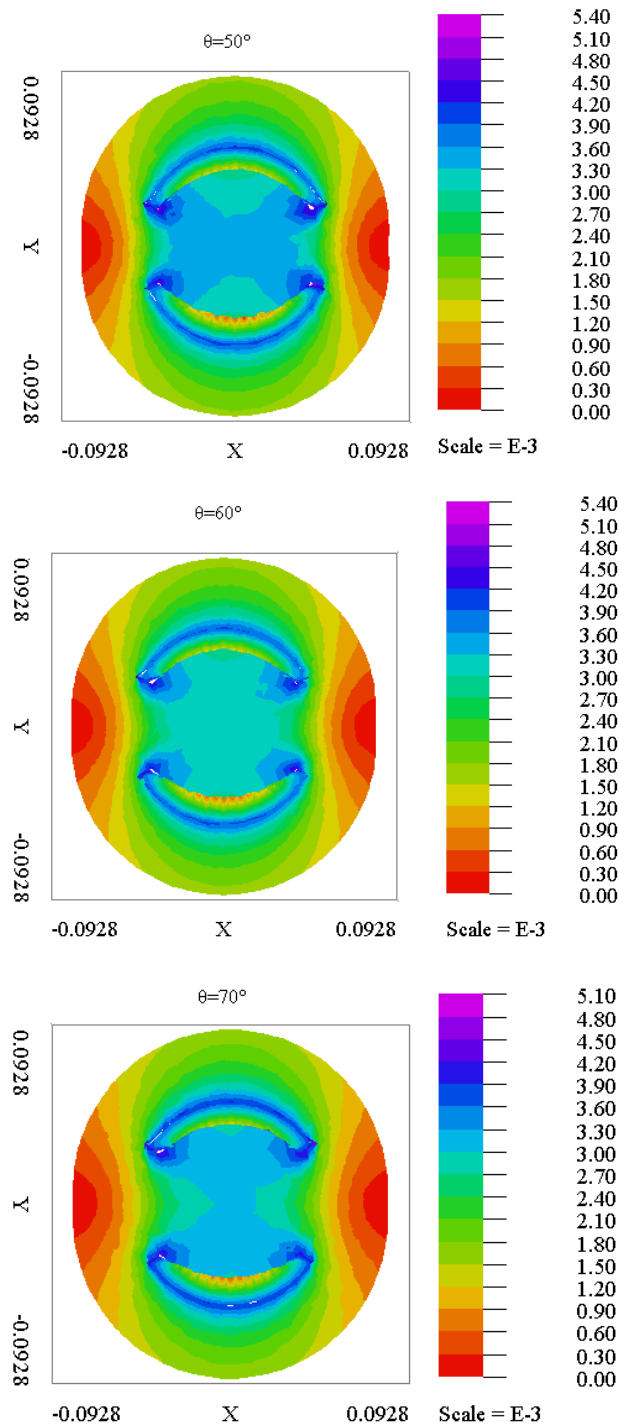


Figure V.6 : Distribution du module du champ magnétique à l'intérieur du STR blindé pour différentes valeurs de l'angle d'ouverture θ .

La dépendance entre l'homogénéité du champ magnétique \vec{B}_1 à l'intérieur du STR blindé et l'angle d'ouverture θ pour différentes valeurs du rapport r_b/r_c est montrée dans les graphes de la figure V.7.

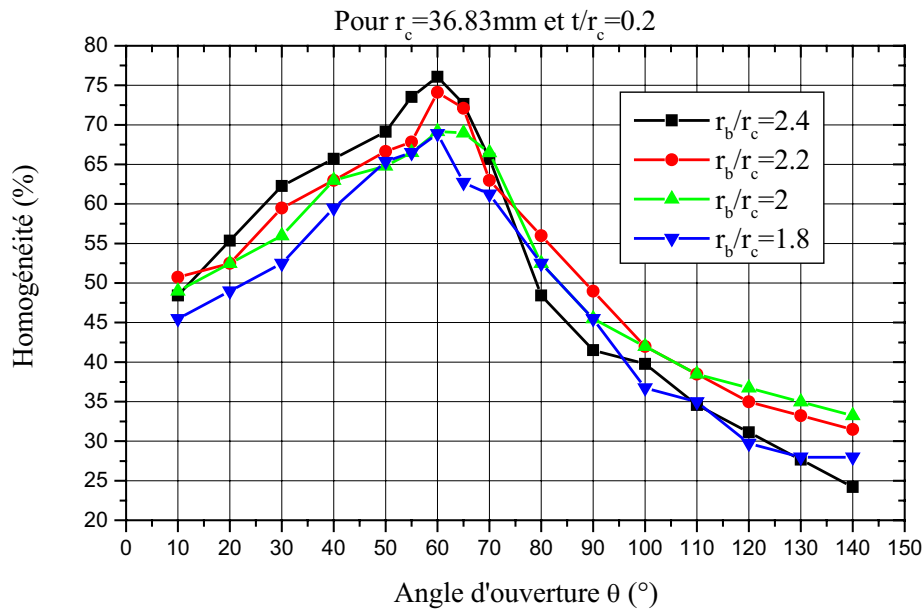


Figure V.7 : Homogénéité calculée du champ magnétique à l'intérieur du STR blindé.

Cette figure montre que l'optimum du champ magnétique à l'intérieur du STR est obtenu pour un angle d'ouverture $\theta = \theta_{op} = 60^\circ$ [44].

Pour $r_b/r_c = 2.4$ la région d'homogénéité se prolonge à 73.31% de l'axe des abscisses et à 81.46% de l'axe des ordonnées. L'homogénéité du résonateur se dégrade rapidement quand l'angle d'ouverture θ est loin de 5° de sa valeur optimale (76%).

Pour $r_b/r_c = 2.4$ et $\theta = \theta_{op}$, les paramètres EM du résonateur à bandes symétriques circulaires blindé sont :

$$[L] = \begin{bmatrix} 234.4 & 66.04 \\ 66.04 & 234.4 \end{bmatrix} \left(\frac{nH}{m} \right) \quad [C] = \begin{bmatrix} 51.51 & -14.54 \\ -14.54 & 51.51 \end{bmatrix} \left(\frac{pF}{m} \right).$$

Finalement, nous nous sommes intéressés à la conception d'une sonde RMN (Figure V.8) fonctionnant à 500 MHz. Cette sonde a été conçue selon les caractéristiques suivantes :

- Rayon du blindage : $r_b = 2.4 r_c$,

- Angle d'ouverture : $\theta = \theta_{op} = 60^\circ$,
- Une longueur du STR : $l = 37.5$ mm,
- Une capacité d'adaptation $C_M = 15$ pF,
- Des capacités d'accord $C_{Si} = C_{Li} = 1$ pF ($i = 1, 2$).

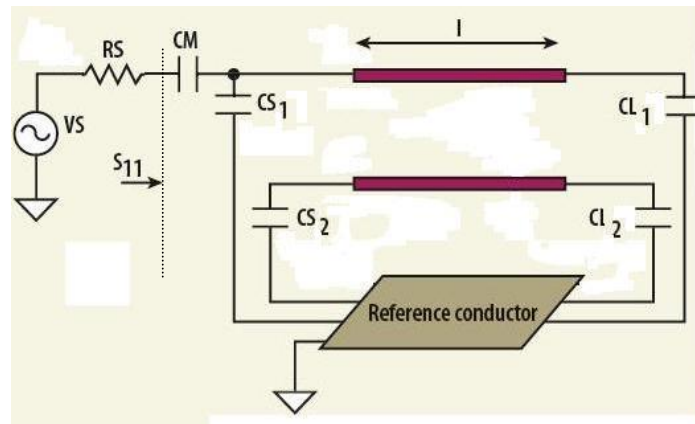


Figure V.8 : Sonde RMN utilisant le STR blindé et fonctionnant à 500 MHz.

La figure suivante présente la réponse fréquentielle du coefficient d'affaiblissement S_{11} à l'entrée de la sonde.

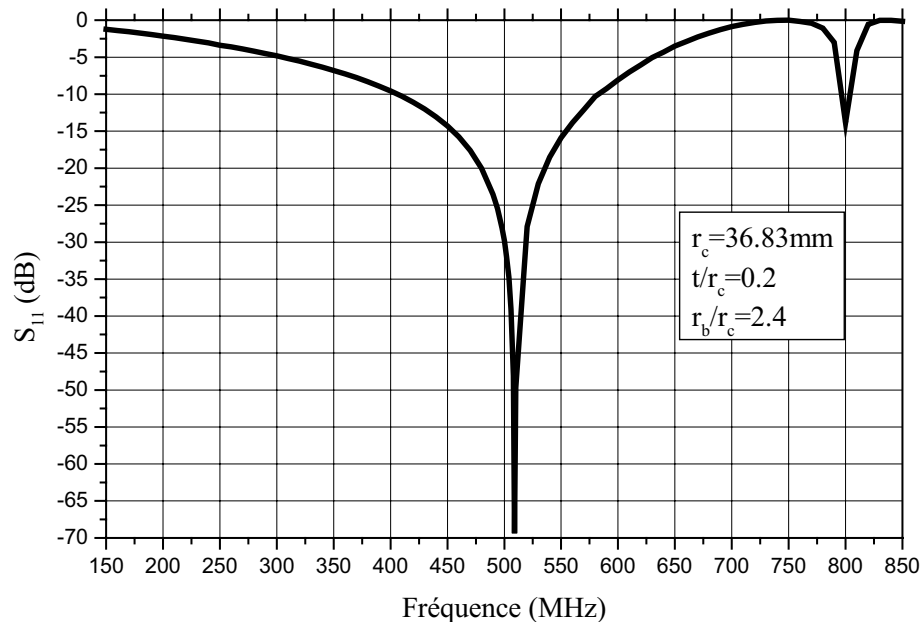


Figure V.9 : Réponse fréquentielle de la sonde utilisant le STR blindé.

Le graphe de la figure V.9 montre qu'à la fréquence de résonance (500 MHz), le minimum de réflexion à l'entrée de la sonde utilisant le résonateur à bandes symétriques circulaires blindé est d'environ -69.37 (ici à 509 MHz). En utilisant la relation II.16, le coefficient de qualité à vide de la sonde est supérieur à 500.

V.3 RESONATEUR TEM A BANDES SYMETRIQUES ELLIPTIQUES BLINDE

V.3.1 DESCRIPTION

La figure (V.1 (c) et (d)) présente deux bandes symétriques d'épaisseur (t) ayant un angle d'ouverture (θ) et placées à l'intérieur d'un blindage de rayon (r_b). Les deux bandes symétriques peuvent être montées sur le grand axe (a) ou sur le petit axe (b) de l'ellipse. Un diélectrique (échantillon) de permittivité relative ($\epsilon_r=1$), règne à l'intérieur du système de bandes.

Le mode fondamental du résonateur à bandes symétriques elliptiques blindé (SER) vide et à faibles pertes est le mode transverse électromagnétique (TEM) caractérisé par ses paramètres primaires ($[L]$ et $[C]$) et son paramètre secondaire (Q_o).

Rappelons que pour des paramètres géométriques du SER blindé tels que ($a/b = 1.8$, $r_b/a = 2.4$ et $\theta = 72^\circ$), l'homogénéité du champ magnétique créée à l'intérieur de ce résonateur est optimale [27]. Par conséquent, nous avons vu utile d'utiliser cette information dans cette partie de ce chapitre et de contribuer dans la littérature scientifique par une caractérisation numérique précise des grandeurs EM du SER blindé, en vue de les utiliser soit pour concevoir des sondes RMN fonctionnant à très hautes fréquences [48] soit pour concevoir des coupleurs et des circuits résonants sélectifs dans le domaine radiofréquence et microonde [46], [49].

V.3.2 RESULTATS NUMERIQUES [48]

Quand on veut utiliser le résonateur à bandes symétriques elliptiques blindée pour réaliser des sondes RMN, il est impératif de connaître les valeurs des éléments des matrices d'inductances $[L]$ et de capacités $[C]$ pour pouvoir évaluer le coefficient de réflexion (S_{11}) à l'entrée de la sonde.

Pour le résonateur SER blindé et en utilisant la MoM, la dépendance qui existe entre les éléments des matrices d'inductances $[L]$ et de capacités $[C]$ et l'angle d'ouverture (θ) est montrée pour différentes valeurs du rapport r_b/a sur les graphes des figures V.10 et V.11, pour les paramètres géométriques suivants : $a/b=1.8$ et $t/b=0.1$.

Sur ces graphes, nous remarquons que pour $r_b/a > 7$ (Blindage placé loin des deux bandes elliptiques) les grandeurs EM du SER blindé ne varient que légèrement.

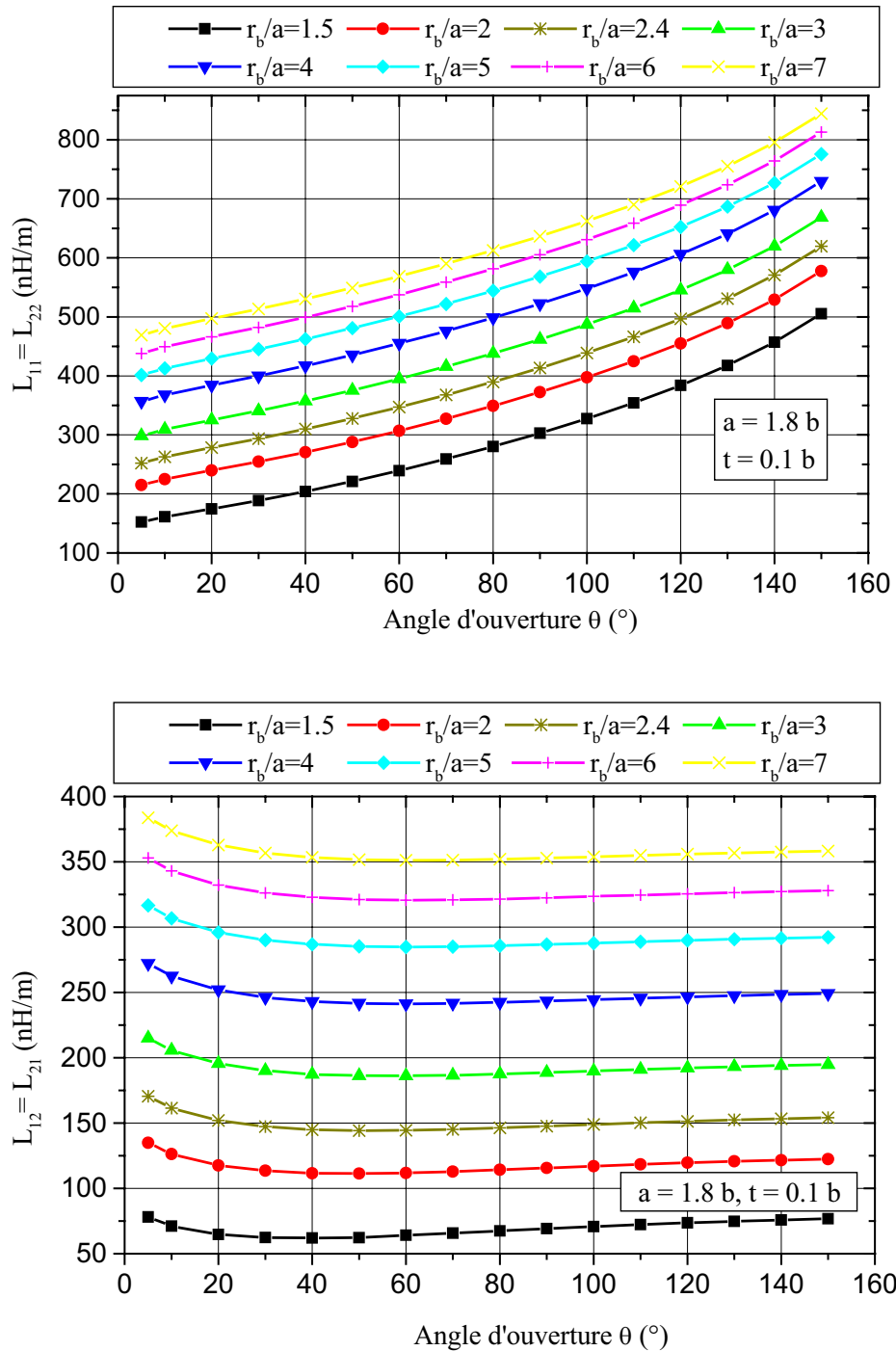


Figure V.10 : Influence de l'angle d'ouverture θ du SER blindé sur les éléments de la matrice $[L]$ pour différents rapports r_b/r_c .

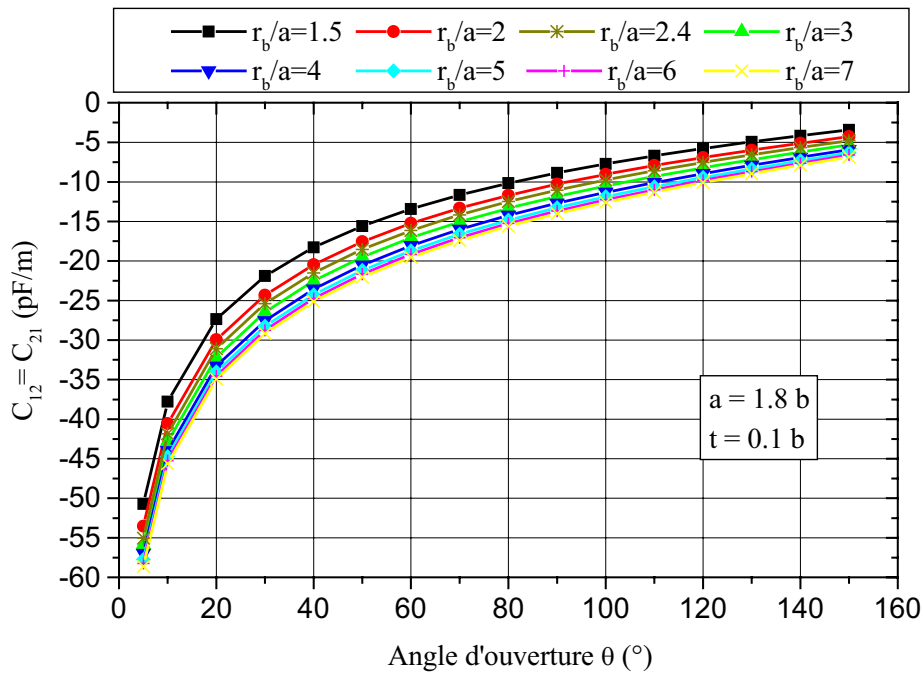
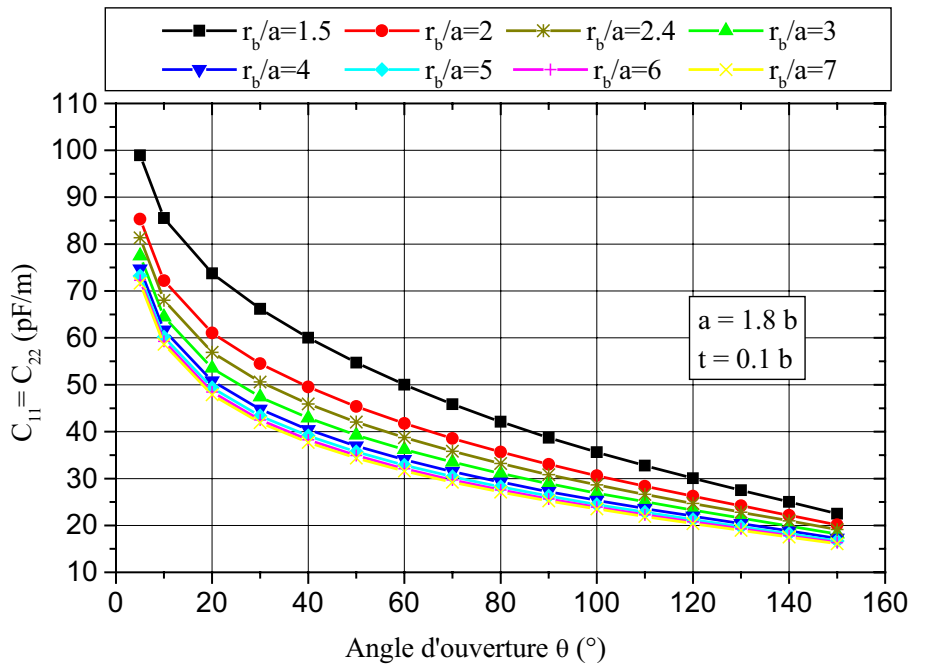


Figure V.11 : Influence de l'angle d'ouverture θ du SER blindé sur les éléments de la matrice [C] pour différents rapports r_b/r_c .

De la même manière que pour le STR, nous nous sommes intéressés à la conception d'une sonde RMN utilisant le SER et fonctionnant à 300 MHz (RMN à 7 T). Le schéma électrique de la sonde est celui de la figure II.4 où le résonateur à bandes symétriques elliptiques blindé a les caractéristiques géométriques et physiques suivantes (cahier de charges):

- Petit axe : $b = 10$ cm
- Rapport : $r_b/a = 2.4$,
- Rapport : $t/b=0.1$
- Angle de d'ouverture : $\theta = 72^\circ$,
- Longueur du SER blindé : $l= 25$ cm,
- Permittivité relative : $\epsilon_r = 1$,
- Fréquence de résonance : $f= 300$ MHz.

A ce cahier de charge correspond :

- Une capacité d'accord : $C'=0.1$ pF,
- Une résistance : $R'= 50$ Ω ,

- Matrice d'inductances : $[L]=\begin{bmatrix} 372.0 & 145.4 \\ 145.4 & 372.0 \end{bmatrix} \left(\frac{nH}{m} \right)$,

- Matrice de capacités : $[C]=\begin{bmatrix} 35.27 & -13.82 \\ -13.82 & 35.27 \end{bmatrix} \left(\frac{pF}{m} \right)$.

La réponse fréquentielle simulée donnant la variation du coefficient de réflexion (S_{11}) à l'entrée du circuit résonant (Figure II.4) utilisant le résonateur à bandes symétriques elliptiques blindé est montrée sur le graphe de la figure V.12.

Pour ce type de sonde utilisant le SER blindé, la réponse fréquentielle présente un minimum à la fréquence de travail choisie. Le minimum de réflexion du résonateur est faible et il est égal à -48.92 dB à 300 MHz alors que le coefficient de qualité (Q_0) de la sonde est égal à 55.

Ensuite, nous avons vu utile de concevoir et de simuler un autre type de sondes plus sélectif que le premier en s'inspirant du schéma électrique de la figure V.8.

Pour les mêmes paramètres géométriques et physiques du SER blindé utilisé dans le circuit de la figure II.4, et pour une capacité d'adaptation de 20 pF et des capacités d'accord de 1 pF, la figure V.13 donne la variation du coefficient de réflexion (S_{11}) à l'entrée de la sonde de la figure V.8 dans la plage de fréquence [150-525] MHz.

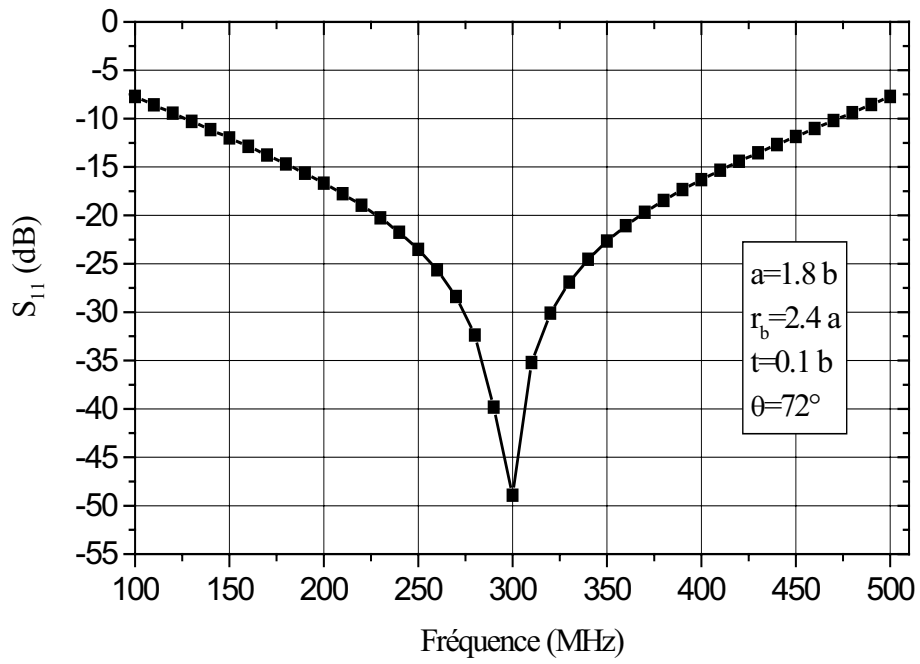


Figure V.12 : Réponse fréquentielle de la sonde utilisant le SER de la figure II.4.

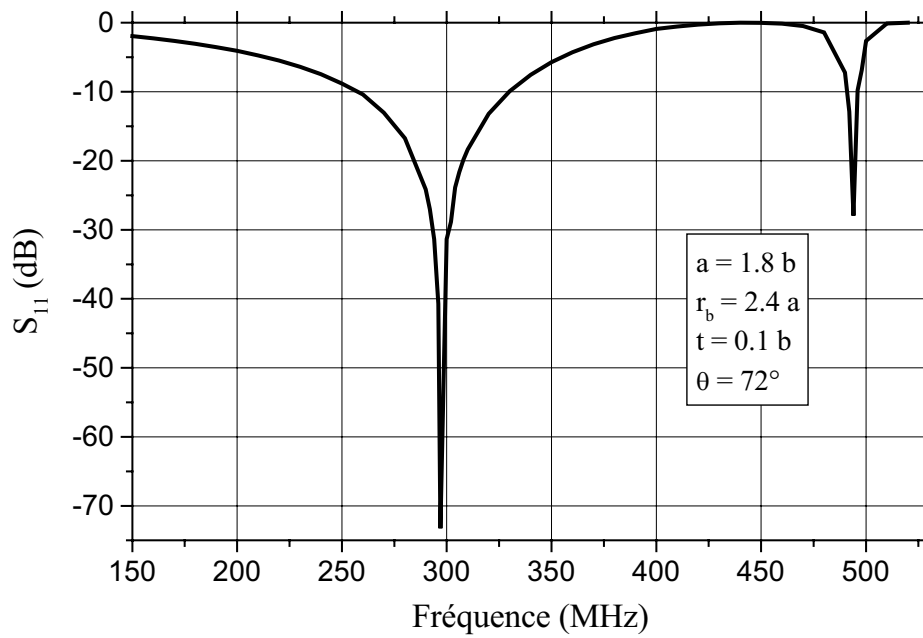


Figure V.13 : Réponse fréquentielle de la sonde utilisant le SER de la figure V.8.

Ici encore la réponse fréquentielle présente un minimum autour de la fréquence de travail choisie. Le minimum de réflexion du résonateur est très faible et il est égal à -73.27 dB à 297 MHz, alors que le coefficient de qualité Q_0 évalué graphiquement est très élevé et il est de l'ordre de plus de 10 fois celui du circuit de la figure V.8 soit plus de 550.

V.4 CONCLUSION

Ce chapitre a présenté essentiellement les résultats de conception et de simulation de sondes RMN utilisant des structures optimales des résonateurs STR et SER fonctionnant respectivement à 500 MHz et 300 MHz (RMN du proton à 11.74 T et 7 T). Les sondes RMN ainsi conçues présentent de forts coefficients de qualité qui dépassent 500.

Pour atteindre cet objectif, il était nécessaire de déterminer les paramètres EM (matrices $[L]$ et $[C]$) des résonateurs STR et SER, ce qui constitue une contribution de notre part pour la littérature scientifique.

Quand les matrices d'inductances et de capacités ($[L]$ et $[C]$) sont déterminées, nous avons estimé la réponse fréquentielle donnant la variation du coefficient de réflexion (S_{11}) à l'entrée des sondes RMN ainsi conçues. Cette réponse nous a permis d'évaluer graphiquement le coefficient de qualité à vide (Q_0) des sondes RMN.

Une autre contribution scientifique réside dans la recherche de la structure optimale du résonateur à bandes symétriques circulaires blindé.

Les types de résonateurs étudiés ont les mêmes performances que les résonateurs TEM cage d'oiseau avec les avantages d'être plus faciles à construire et à utiliser.

CONCLUSION GENERALE

L'étude menée dans ce travail se caractérise par l'utilisation de méthodes numériques en deux dimensions pour la détermination des grandeurs électromagnétiques de résonateurs RMN blindés (spectroscopie, imagerie) dans le domaine radiofréquence et microonde d'une part et pour l'évaluation de la distribution du champ magnétique créé à l'intérieur de ces résonateurs d'autre part.

Les résonateurs étudiés servent comme des éléments selfiques pour réaliser des sondes pour un système RMN (spectromètre, scanner), ayant comme inconvénient des géométries de formes très complexes qui rendent difficile (voir impossible) la résolution analytique de leurs grandeurs EM.

Les travaux réalisés sont résumés dans les points suivants :

- La caractérisation des grandeurs EM du résonateur cage d'oiseau à lignes microrubans et à lignes coaxiales.
- La conception et la simulation d'une sonde RMN fonctionnant à 4.7 T (200 MHz) à base de résonateur cage d'oiseau à huit-lignes coaxiales tout en améliorant ses caractéristiques électriques.
- La caractérisation des grandeurs EM du résonateur à bandes symétriques circulaires blindé.
- La recherche de la structure optimale du résonateur à bandes symétriques circulaires blindé fournissant une très bonne homogénéité du champ magnétique radiofréquence généré à l'intérieur de ce résonateur ce qui indispensable pour une expérience RMN.
- La conception et la simulation d'une sonde RMN utilisant une structure optimale du résonateur à bandes symétriques circulaires blindé fonctionnant à 500 MHz (RMN du proton à 11.74 T).
- La caractérisation des grandeurs EM du résonateur à bandes symétriques elliptiques blindé.
- La conception et la simulation d'une sonde RMN utilisant une structure optimale du résonateur à bandes symétriques elliptiques blindé fonctionnant à 300 MHz (RMN du proton à 7 T).

Les sondes RMN ainsi conçues présentent de forts coefficients de qualité qui dépassent 500.

L'ensemble de ces travaux a été accompli grâce au développement d'outils numériques puissants et efficaces basés sur la méthode des moments et la méthode des éléments finis. Dans le cas de nos résonateurs étudiés, les résultats d'analyse ont été confrontés et validés par ces méthodes et aussi par la méthode des éléments de frontière.

Les résonateurs étudiés sont faciles à fabriquer, peu coûteux et faciles à fonctionner. En plus, ils peuvent être fabriqués pour fonctionner à différentes fréquences en introduisant de petites modifications dans les valeurs des composants d'accord de la sonde.

Au cours d'une expérience RMN, l'introduction de l'échantillon de permittivité relative différente de celle du vide à l'intérieur d'un résonateur donné (résonateur inhomogène), change légèrement la position de la fréquence de résonance. Ce petit changement dans le fonctionnement de la sonde est principalement compensé par un ajustement dans le circuit d'adaptation et par des mineurs changements des valeurs des condensateurs d'accord.

En perspectives, ces travaux seront étendus à :

- La formulation d'expressions analytiques rigoureuses des grandeurs EM du résonateur à bandes symétriques circulaires blindé tout en tenant compte de l'influence de l'épaisseur des deux bandes.
- La formulation d'expressions analytiques rigoureuses des grandeurs EM du résonateur à bandes symétriques elliptiques blindé.
- La caractérisation des grandeurs EM des résonateurs cage d'oiseau et à bandes symétriques blindés inhomogènes en introduisant le paramètre définissant la permittivité effective des résonateurs RMN (ici il s'agit de matrice de permittivités).

Les résonateurs RMN étudiés dans ce travail, ont fait l'objet de trois publications internationales.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] F. BLOCH, Nuclear induction, *Physical Review*, Vol. 70, pp. 460-474, 1946.
- [2] E. M. PURCELL, H. C. TORREY and R. V. POUND, Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid, *Physical Review*, pp. 69-37, 1946.
- [3] P. SLICHTER, Principles of magnetic resonance, Springer, New York, 3rd edition, 1996.
- [4] A. ABRAGAM, The principals of nuclear magnetism, Oxford university press, London, 1961.
- [5] J.W. EMSLEY, J. FEENEY and L.H. SUTCHIFFE, High resolution NMR spectroscopy, Pergamon Press, Oxford, 1965.
- [6] P. T. CALLAGHAN, Principles of nuclear magnetic resonance microscopy, Clarendon Press, Oxford, 2nd edition, 1995.
- [7] N. M. SERGEYEV, NMR Basic principles and progress , Vol. 22, Springer, Berlin, 1990.
- [8] N. BENAHMED, Simulation numérique du résonateur à bandes symétriques et application à la résonance magnétique nucléaire, Thèse de Magister, Université de Tlemcen, Algérie 1997.
- [9] D. MORRISSEY, Nuclear magnetic resonance spectroscopy, 2001, www.Clairesophiem.multimania.com
- [10] J. CLARK, High and low resolution NMR spectra, 2000.
- [11] [www. Imagerie par résonance magnétique - Wikipédia.htm](http://www.Imagerie%20par%20r%C3%A9sonance%20magn%C3%A9tique%20-%20Wikip%C3%A9dia.htm)
- [12] www.cis.rit.edu/htbooks/mri
- [13] B. KASTLER, D. VETTER, Z. PATAY et P. GERMAIN, Comprendre l'IRM, Manuel d'auto-apprentissage, 6^{ème} édition, ISBN 2-294-05110-6, 2006.
- [14] G. GIOVANNETTI, R. FRANCESCONI, L. LANDINI, V. VITI, M. F. SANTARELLI, V. POSITANO, A. BENASSI, A Quadrature lowpass birdcage coil for a vertical low field MRI scanner, <http://www.ifc.cnr.it/iteni/pdf/quadrature%20birdcage.pdf>
- [15] M. KHELIF, Simulation numérique de résonateurs radiofréquences et applications en RMN à des études de très haute température, Thèse de Doctorat, U.P.M.C Paris, 1991.
- [16] P.E. GOMBES, Composants, dispositifs et circuits actifs micro-ondes, Dunod.
- [17] H.J. SCHNEIDER and P. DULLENKOPF, *Rev. Sci. Instrum.* Vol 48, 1977.

- [18] A. LEROY-WILLIG, L. DARASSE, J. TAQUIN, M. SAUZADE, *Magnetic resonance in medicine*, pp. 20-28, 1985.
- [19] F. TAULELLE, D. MASSIOT, J.C. RIFFLET, J.P. COUTURES, *Bulletin of magnetic resonance*, pp. 314-316, 1990.
- [20] N. BENAHMED, M. FEHAM, *Design NMR probes at high frequencies*, *Microwaves & RF*, pp. 77-103, February 2002.
- [21] G. BOGDANOV and R. LUDWIG, *A Coupled microstrip line transverse electromagnetic resonator model for high-field*, *Journal of Magnetic Resonance Medicine*, Vol. 47, pp. 579-593, 2002.
- [22] A.R. DJORDJEVIC, M. BAZDAR, G. VITOSEVIC, T. SARKAR, and R.F. HERRINGTON, *Scattering parameters of microwave networks with multiconductor transmission lines*, Artech House, Norwood, MA, 1990.
- [23] A. R. KENNETH and M. BOSKA, *NMR imaging with shorted coaxial line probes*, *magnetic resonance imaging*, Vol. 13, No. 2, pp. 291-299, 1995.
- [24] 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.
- [25] G. BOGDANOV, R. LUDWIG, *A coupled microstrip line transverse electromagnetic resonator model for high-field*, *Magnetic Resonance Medicine*, Vol. 47, pp 579-593, 2002.
- [26] 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.
- [27] 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.
- [28] A.R. DJORDJEVIC , D. DARCO, M.C. GORAN, T.K. SARKAN, *Circuit analysis models for multiconductor transmission lines*, Artech house publishers, 1997.
- [29] N. BENAHMED, M. FEHAM, *Caractérisation des grandeurs électromagnétiques des lignes de transmission sans pertes par des méthodes numériques*, CMSES'97, Saida, Area: Telecommunication systems, pp. 1-7, 1997.
- [30] 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.

- [31] R. F. HARRINGTON, Field computation by moment method, Krieger Publishing Co., Malabar, FL, 1981.
- [32] N. BENAHMED and M. FEHAM, Finite element analysis of RF couplers with sliced coaxial cable, Microwave Journal, Vol. 2, N°2, pp 25-32, November 2000.
- [33] N. BENAHMED, M. FEHAM and M. KAMECHE, Finite element analysis of planar couplers, Applied Microwave & Wireless, Vol.12, N°10, pp. 28-38, October 2000.
- [34] www.pdesolution.com.
- [35] F. DAVID DOTY, Jr GEORGE ENTZMINGER, C. D. HAUCK and J. P. STAAB, Practical aspects of birdcage coils, Journal of Magnetic Resonance, Vol. 138, pp. 144-154, 1999.
- [36] 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, Journal of Magnetic Resonance Medicine, Vol. 32, pp. 206-218, 1994.
- [37] 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, pp. 622-628, 1985.
- [38] J. W. PAN, J. T. VAUGHAN, R. I. KUZNIECKY, G. M. POHOST, and H. P. HETHERINGTON, High resolution neuro-imaging at 4.1 T, Journal of Magnetic Resonance Imaging, Vol. 13, pp. 915-921, 1995.
- [39] 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, pp. 2093-2099, April 2006.
- [40] R. BOUHMIDI, N. **BENABDALLAH**, N. BENAHMED and M' KHELIF, Design coupled microstrip resonators for MRI, Microwaves & RF, Vol. 46, N°3, pp. 59-66, March 2007.
<http://www.mwrf.com/Article/ArticleID/15087/15087.html>
- [41] R. LUDWIG, G. BOGDANOV, 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.
- [42] D. W. ALDERMAN and D. M. GRANT, An efficient decoupler coil design which reduces heating in conductive samples in superconducting spectrometers, Journal of Magnetic Resonance, Vol. 34, pp. 425-433, 1979.

[43] S. LI, Q.X. YANG, M.B. SMITH, RF coil optimization: Evaluation of B_1 field homogeneity using field histograms and finite element calculations, Magnetic Resonance Imaging, Vol. 12, pp. 1079-1087, 1994.

[44] 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. N°52, pp. 4943–4952, August 2007.

<http://stacks.iop.org/PMB/52/4943>

[45] N. BENAHMED and M. FEHAM, Analyzing EM parameters for shielded bandline, Microwaves & RF, Vol. 45, N°3, pp.86-92, March 2006.

[46] A. LALLAM, N. BENABDALLAH, N. BENAHMED and Y. BEKRI, Analyze EM parameters of slotted tube couplers, Microwaves and RF, Vol. 47, N°3, pp.76-86, March 2008.

<http://www.mwrf.com/Articles/ArticleID/18371/18371.html>

[47] S. SEGHER, N. BENABDALLAH, N. BENAHMED, N. BENMOSTEFA and R. BOUHMIDI, Accurate closed-form formulas for the electromagnetic parameters of squared coaxial lines, International Journal of Electronics and Communications, (AEUE: Archiv fuer Elektronik und Uebertragungstechnik (AEÜ)), Vol. 62, N°5, pp. 395-400, April 2008, doi: 10.1016/j.aeue.2007.05.010

http://www.sciencedirect.com/science?_ob=PublicationURL&_tockey=%23TOC%2320469%232008%23999379994%23684476%23FLA%23&_cdi=20469&_pubType=J&_auth=y&_acct=C000050221&_version=1&_urlVersion=0&_userid=10&md5=6b1db2089951b8669c1194cf2b0c89d2

[48] N. BENABDALLAH, N. BENAHMED and B. BENYOUCEF, Analyzing a resonator for MRI applications, Microwaves and RF, Vol. 46, N°11, pp.92-98, November 2007.

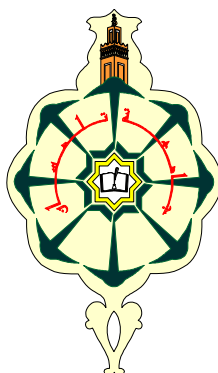
<http://mwrf.com/Articles/ArticleID/17508/17508.html>


[49] N. BENABDALLAH, N. BENAHMED, S. SEGHER and R. BOUHMIDI, Sliced coaxial cables form compact couplers, Microwaves and RF, Vol. 46, N°7, pp.90-94, July 2007.

<http://www.mwrf.com/Articles/ArticleID/16046/16046.html>

ANNEXE

PUBLICATIONS INTERNATIONALES



Titre	EM analysis of the slotted-tube resonator with circular cross section for MRI applications			
Auteurs	Nom	BENABDALLAH	Prénom	NADIA
	Nom	BENAHMED	Prénom	NASREDDINE
	Nom	BENYOUCEF	Prénom	BOUMEDIENNE
	Nom	BOUHMIDI	Prénom	RACHID
	Nom	KHELIF	Prénom	M'HAMED
Mois	Août			
Année	2007			
Revue	Journal of Physics in Medicine and Biology, Vol. N°52, pp. 4943–4952.			
Site	http://stacks.iop.org/PMB/52/4943			
Couverture de la revue				

[Athens login](#)IOP login: Password: [Create account](#) | [Alerts](#) | [Contact us](#)[Journals Home](#) | [Journals List](#) | [EJs Extra](#) | [This Journal](#) | [Search](#) | [Authors](#) | [Referees](#) | [Librarians](#) | [User Options](#) | [Help](#) |

- ▶ [This Journal](#)
- ▶ [Editorial information](#)
- ▶ [Scope](#)
- ▶ [Editorial board](#)
- ▶ [Author benefits](#)
- ▶ [Submission addresses](#)

- ▶ [Pricing and ordering](#)
- ▶ [Abstracted in](#)
- ▶ [Request sample copy](#)
- ▶ [Publishing team](#)
- ▶ pmb@iop.org

- ▶ [Submit an article](#)

Related content

- ▶ [Linking to IOP journals](#)

- ▶ [IOP Select](#)
- ▶ [IOP Physics Reviews](#)
- ▶ [IOP journal news](#)
- ▶ [IOP journal archive](#)

Editorial board

Editor-in-Chief

[S Webb](#), Joint Department of Physics, Institute of Cancer Research and Royal Marsden NHS Trust, Sutton, UK

Editorial Board

P Andreo, IAEA, Vienna, Austria
 F J Beekman, Utrecht University, The Netherlands
 I Buvat, INSERM, Paris, France
 S R Cherry, University of California, Davis, USA
 M Gambaccini, Università di Ferrara, Italy
 P Gowland, Nottingham University, UK
 P J Keall, Stanford University, CA, USA
 M S Patterson, Hamilton Regional Cancer Centre, ON, Canada
 F Verhaegen, McGill University, Montreal, QC, Canada
 Y Yamada, University of Electro-Communications, Tokyo, Japan

International Advisory Board

M S Alber, Tübingen University, Germany
 C Baldock, Institute of Medical Physics, Sydney, Australia
 A H Beddoe, Queen Elizabeth Hospital, Birmingham, UK
 W E Bolch, University of Florida, Gainesville, USA
 T Bortfeld, Massachusetts General Hospital, Boston, USA
 F M Buffa, Gray Cancer Institute, Oxford, UK
 G T Clement, Harvard Medical School, Cambridge, MA, USA
 Y De Deene, Gent University, Belgium
 J Deng, Yale University, New Haven, CT, USA
 P J Dimbylow, Health Protection Agency, Chilton, UK
 M Ebert, Newcastle Mater Misericordiae Hospital, Australia
 R H Huesman, Lawrence Berkeley National Lab, CA, USA
 R Jeraj, University of Wisconsin, Madison, USA
 S B Jiang, Massachusetts General Hospital, Boston, USA
 C J Kotre, Newcastle General Hospital, UK
 M O Leach, Institute of Cancer Research and Royal Marsden NHS Trust, Sutton, UK
 A J Lomax, Paul Scherrer Institute, Villigen, Switzerland
 R Marchesini, Istituto Nazionale dei Tumori di Milano, Italy
 A McKenzie, United Bristol Healthcare NHS Trust, UK
 P Metcalfe, CMRP, University of Wollongong, Australia
 K-H Ng, University of Malaya, Kuala Lumpur
 F Nüsslin, Technical University Munich, Germany
 U Oelfke, DKFZ, Heidelberg, Germany
 M Oldham, Duke University, Durham, NC, USA
 H Rinneberg, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Berlin, Germany
 D W O Rogers, Carleton University, Ottawa, ON, Canada
 J Seuntjens, McGill University, Montreal, QC, Canada
 H J C M Sterenborg, Rotterdam University Hospital, The Netherlands
 J F Sutcliffe, Palmerston North Hospital, New Zealand
 J B Van de Kamer, Academic Medical Center, Amsterdam, The Netherlands
 J Van Dyk, London Regional Cancer Centre, ON, Canada
 D Yao, University of Electronic Science & Technology of China, Chengdu, People's Republic of China

Electromagnetic analysis of the slotted-tube resonator with a circular cross section for MRI applications

Nadia Benabdallah, Nasreddine Benahmed, Boumediene Benyoucef, Rachid Bouhmidi and M'Hamed Khelif

University of Tlemcen, PO Box 119, 13000 Tlemcen, Algeria

Received 17 March 2007, in final form 6 June 2007

Published 1 August 2007

Online at stacks.iop.org/PMB/52/4943

Abstract

In this paper we present electromagnetic (EM) analysis of the unloaded slotted-tube resonator (STR) with a circular cross section, using the finite element method (FEM) and method of moments (MoM) in two dimensions. This analysis allows the determination of the primary parameters: $[L]$ and $[C]$ matrices, optimization of the field homogeneity, and simulates the frequency response of S_{11} at the RF port of the designed STR. The optimum configuration is presented, taking into account the effect of the thickness of the STR and the effect of the RF shield. As an application, we present the design results of a MRI probe using the STR and operating at 500 MHz (proton imaging at 11.74 T). The resonator has -69.37 dB minimum reflection and an unloaded quality factor (Q_0) > 500 at 500 MHz.

(Some figures in this article are in colour only in the electronic version)

1. Introduction

The MRI (magnetic resonance imaging) system, which can produce high-quality images in an arbitrary cross section of the human body, has been recognized as a new powerful technique for medical diagnosis and has gradually come to be employed in practical situations. In the MRI system, an RF probe is used to emit a uniform RF magnetic field over the human body and receive the magnetic resonance signal from the body for imaging.

Several kinds of RF probes have been developed. The TEM birdcage resonator (Bogdanov and Ludwig 2002) is commonly used for MRI. The characteristics of the BCR including the effects of a conducting shield have been analyzed by using the boundary element method (BEM) (Bogdanov and Ludwig 2002). The STR is also used for MRI applications (Alderma and Grant 1979, Li *et al* 1994). Many efforts have been made to analyze the EM parameters of the STR in order to show the properties of the probe and to design an optimum structure. In Ben Ahmed and Feham (2006), rigorous analytical expressions for the EM parameters of

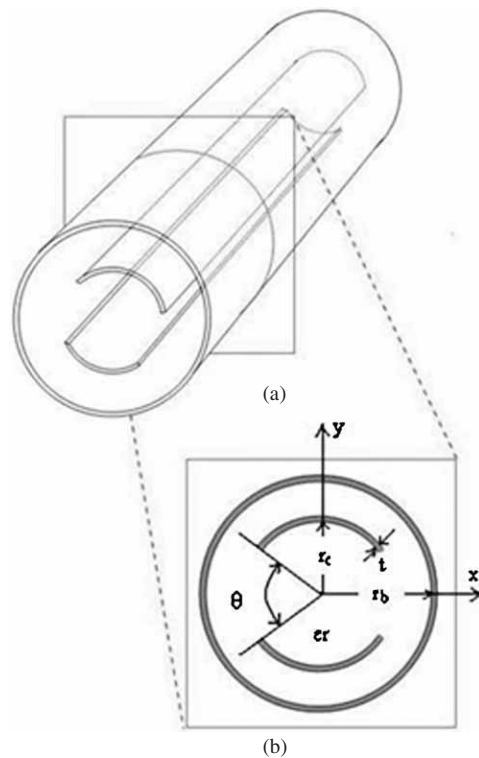


Figure 1. (a) Slotted-tube resonator and (b) circular cross section of the STR.

the shielded STR with a circular cross section have been obtained using the FEM and MoM, but without taking into account the influence of the thickness of the STR.

The aim of this work is to determine the inductive and capacitive matrices, $[L]$ and $[C]$, respectively, with respect to the geometrical parameters of the unloaded STR resonator by FEM and MoM analyses, to find the optimum 'window angle' θ_{op} by taking into account the effect of the thickness of the STR and the effect of the RF shield.

For the optimum configuration, the design results of a MRI probe with high field homogeneity and operating at 500 MHz (proton imaging at 11.74 T) will be presented.

2. Slotted-tube resonator

The STR with a circular cross section is schematically shown in figure 1(a). This coil is assumed to be lossless and consists of two thick conductive sheets carrying opposite currents on each side of an inner cylinder of radius r_c . The conductive sheets are connected at the ends with capacitors to the cylindrical outer shield of radius r_b (figure 2).

The circular cross section of the STR is presented in figure 1(b). The angle θ is called the 'window angle'. Without taking into account the effect of the shield, the ideal window angle obtained in Li *et al* (1994) is around 95° .

The STR structure generally performs as well as cylindrical birdcage coils, with the advantage of being easier to construct and to operate.

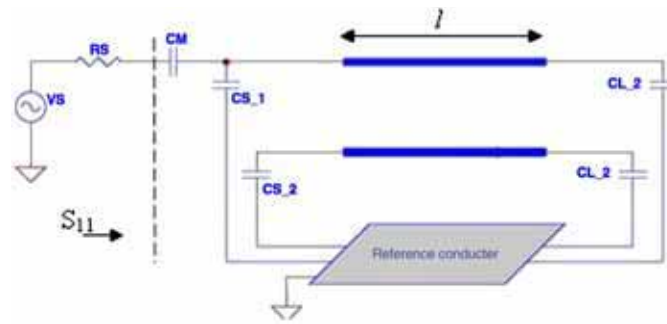


Figure 2. Schematic circuit of the MRI probe using the STR.

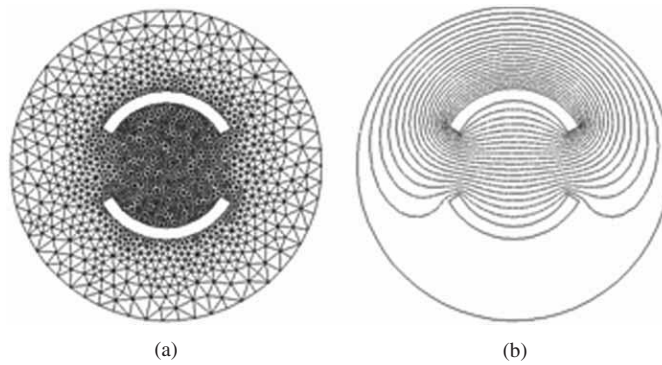


Figure 3. (a) FEM meshes and (b) potential distribution.

3. Electromagnetic parameters

The EM properties of the unloaded STR can be described in terms of its primary parameters $[L]$, $[C]$ and its secondary parameter, the unloaded quality factor Q_0 , where

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

The inductance matrix $[L]$ contains the self-inductances of the sheets on the diagonal, and the mutual inductances between sheets in the off-diagonal terms.

The matrix $[C]$ accounts for the capacitive effects between the two conductive sheets, characterizing the electric field energy storage in the STR.

The coefficients for these matrices are obtained by solving a two-dimensional static field problem using FEM (Ben Ahmed and Feham 2002, Ben Ahmed *et al* 2006) and MoM (Djordjevic *et al* 1997).

For the FEM approach, the solution is obtained by solving Laplace's equation (figure 3(a)).

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

subject to

- $V = 1$ V on the i th conductor's surface,
- $V = 0$ on all others conductors.

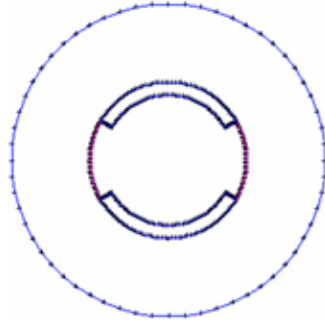


Figure 4. Segmentation of the charged surfaces of the shielded STR.

This solution represents the distribution of the potential V at the different mesh nodes of the structure (figure 3(b)).

When the potential V is known, we calculate the i th row of the $[C]$ matrix from the electric charge on each conductor

$$C_{ij} = \frac{1}{V_o} \oint_{l_j} q_s dl, \quad (2)$$

where $V_o = 1$ V, $q_s = \epsilon_o \epsilon_r E_N$, l_j represents the contour around the j th conductor and E_N is the normal component of the electric field.

In the high-frequency limit, i.e. the skin depth is sufficiently small such that current flow occurs only on the surface of the conductors, the inductance matrix $[L]$ can be obtained from the matrix $[C]$ (Ben Ahmed and Feham 2002, Ben Ahmed *et al* 2006). The inductance matrix in terms of $[C]$ is

$$[L] = \mu_o \epsilon_o [C]^{-1}. \quad (3)$$

For the MoM approach, the numerical calculations of the primary inductive and capacitive matrices ($[L]$ and $[C]$) of the studied resonator were carried out with LINPAR for windows (matrix parameters for multiconductor transmission lines), a 2D software for a numerical evaluation of the quasistatic matrices for multiconductor transmission lines embedded in piecewise-homogeneous dielectrics (Djordjevic *et al* 1997). The technique used in the program is based on an electrostatic analysis. In this analysis the dielectrics are replaced by bound charges in a vacuum, and the conducting bodies are replaced by free charges. A set of integral equations is derived for the charge distribution from the boundary conditions for the electrostatic potential and the normal component of the electric field. The MoM is applied to these equations, with a piecewise-constant (pulse) approximation for the total charge density and the Galerkin technique. LINPAR for windows can analyze arbitrary planar transmission lines and can also analyze any other structure defined by the user. The user is expected to supply the cross section of the structure and all relevant dielectric characteristics including the segmentation (figure 4).

When the matrices $[L]$ and $[C]$ are determined, it is possible to estimate the resonance spectrum (S_{11}) of the resonator as shown in figure 2 using an adapted numerical model (Djordjevic *et al* 1990).

The MRI probe developed for this paper consists of the STR with length l , matching capacitor C_M and terminating capacitors C_{S_i} and C_{L_i} ($i = 1, 2$).

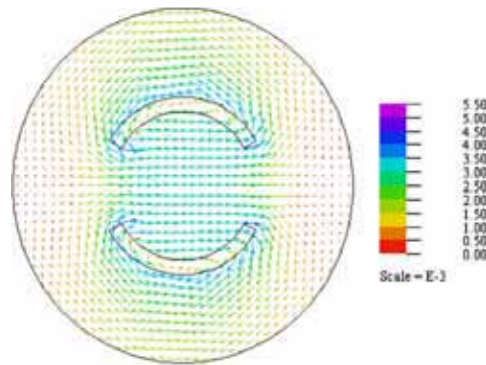


Figure 5. Contour plot of the magnetic field distribution.

The unloaded quality factor (Q_o) of the resonator can be estimated from the reflection-parameter (S_{11}) sweep with frequency (Ben Ahmed *et al* 2006)

$$Q_o = \frac{f_r}{f_u - f_l}, \tag{4}$$

where f_r is the resonance frequency of the circuit, f_u is 3 dB frequency above the resonance frequency and f_l is the 3 dB frequency below the resonance frequency.

By the FEM approach, the field homogeneity has been quantified calculating the ratio of the area of the homogeneity region corresponding to 95% of the value of the magnetic field obtained at the center of the STR to the total area of the coil, when the two sheets are excited, respectively, by 1 V and -1 V (figure 5).

4. Results

We have applied the coherent FEM- and MoM-based numerical tools to the analysis and design of a MRI resonator using a shielded slotted tube. The FEM and MoM approaches make it possible to simulate the performance of a design and decide if a given set of constraints makes it possible to realize the probe.

To design a MRI probe, we have analyzed the structure shown in figure 1(b) with the following set of features:

- an inner cylinder radius (r_c) of 36.83 mm,
- a sheet thickness (t) of $(0.2 r_c)$,
- a dielectric constant (ϵ_r) of 1.

To quantify the homogeneity of the STR, we chose to find the largest rectangle (biggest area) that can contain 95% of the value of the magnetic field obtained at the center of the coil.

As for the STR for which the effect of the shield was not taken into account, the window angle θ_{op} of the shielded STR (figure 1(b)) has to be optimized to obtain the best field homogeneity.

For instance, figure 6 shows the surface plots of the transverse field $B_1 = \sqrt{B_{1X}^2 + B_{1Y}^2}$ for the shielded STR coil for different values of θ .

Figure 7 shows numerical results for the STR with the homogeneity as a function of the window angle (θ) with the outer-inner conductors' radius ratio (r_b/r_c) as a parameter, as determined by the FEM approach.

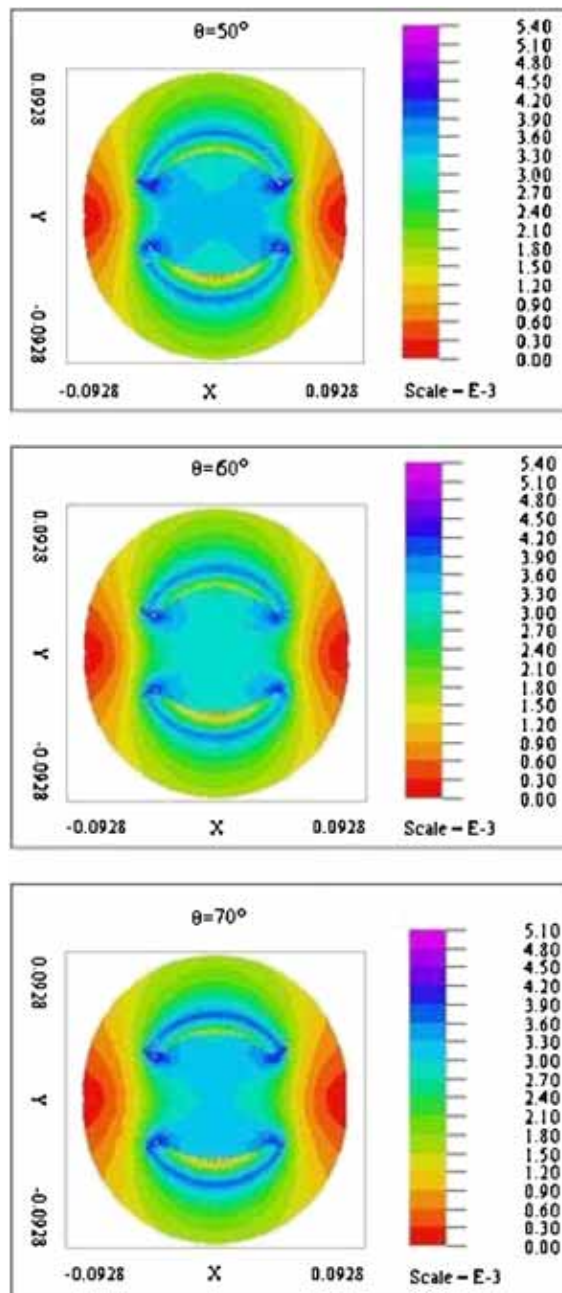


Figure 6. Surface plot of the magnetic field distribution for a slotted circular resonator.

The optimum field homogeneity is obtained for a window angle of 60° (figure 7). For $r_b/r_c = 2.4$ the homogeneity region extends to 73.31% of the X-axis and to 81.46% of the Y-axis. The homogeneity of the coils degrades rapidly when the window angle θ is 5° away from its optimum value (76%).

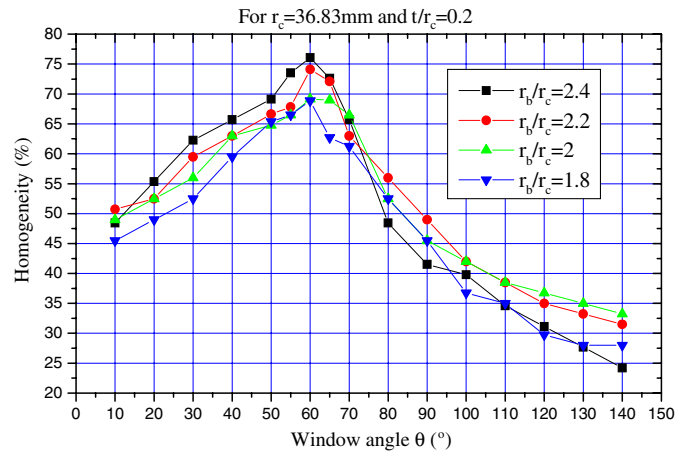


Figure 7. Calculated homogeneity as a function of the window angle for different values of the outer–inner conductors’ radius ratio.

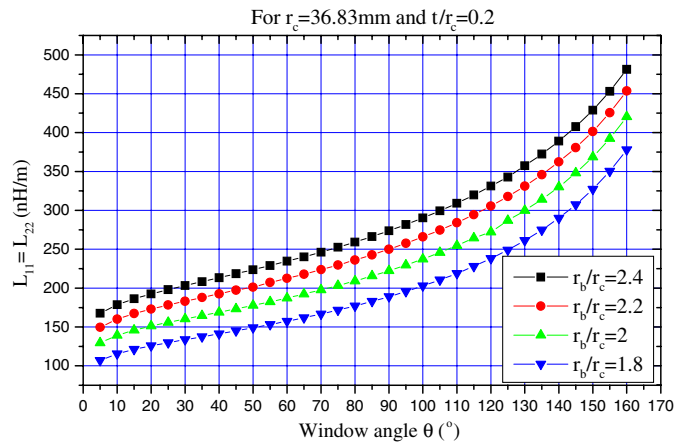


Figure 8. Influence of the window angle on the elements (L_{11} , L_{22}) of the inductance matrix $[L]$ for different values of the outer–inner conductors’ radius ratio.

Figures 8–11 show the influence of the window angle θ on the EM parameters ($[L]$ and $[C]$) for different values of the outer–inner conductors’ radius ratio. These curves are essential for the design of MRI probes.

For $r_b/r_c = 2.4$ and $\theta = \theta_{op}$, the EM parameters of the STR coil are

$$[L] = \begin{bmatrix} 234.4 & 66.04 \\ 66.04 & 234.4 \end{bmatrix} \quad \left(\frac{nH}{m} \right)$$

$$[C] = \begin{bmatrix} 51.51 & -14.54 \\ -14.54 & 51.51 \end{bmatrix} \quad \left(\frac{pF}{m} \right).$$

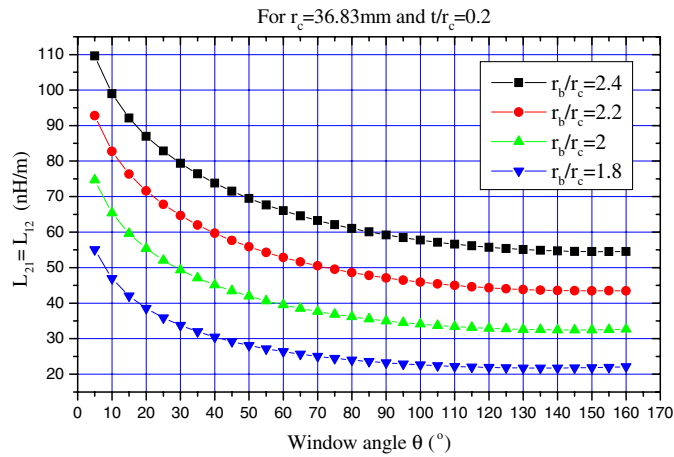


Figure 9. Influence of the window angle on the elements (L_{12} , L_{21}) of the inductance matrix [L] for different values of the outer-inner conductors' radius ratio.

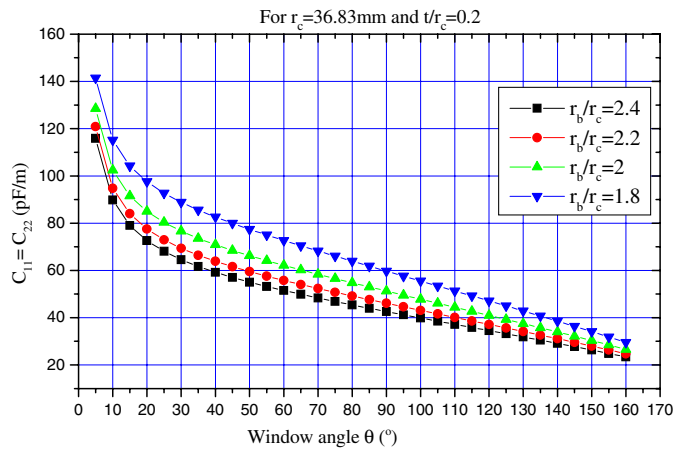


Figure 10. Influence of the window angle on the elements (C_{11} , C_{22}) of the capacitance matrix [C] for different values of the outer-inner conductors' radius ratio.

Finally, the MRI probe shown in figure 2 is designed with the following features: an outer cylinder radius (r_b) of $2.4 r_c$, a window angle θ_{op} , a resonator length l of 15 cm, a matching capacitor C_M , with a value of 15 pF, and source and load terminating capacitors C_S and C_L , respectively, both with a value of 1 pF. Figure 12 shows the simulated frequency response of S_{11} at the RF port of the probe.

This curve presents a minimum around the chosen resonant frequency, i.e. 500 MHz. The obtained minimum of reflection for the STR with a circular cross section is very low at the resonance frequency (-69.37 dB at 509 MHz). Using relation (4), the unload quality factor Q_o is higher than 500.

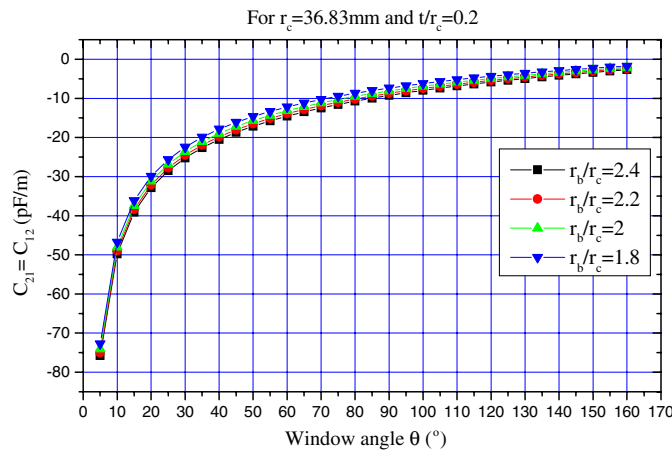


Figure 11. Influence of the window angle on the elements (C_{12} , C_{21}) of the capacitance matrix $[C]$ for different values of the outer-inner conductors' radius ratio.

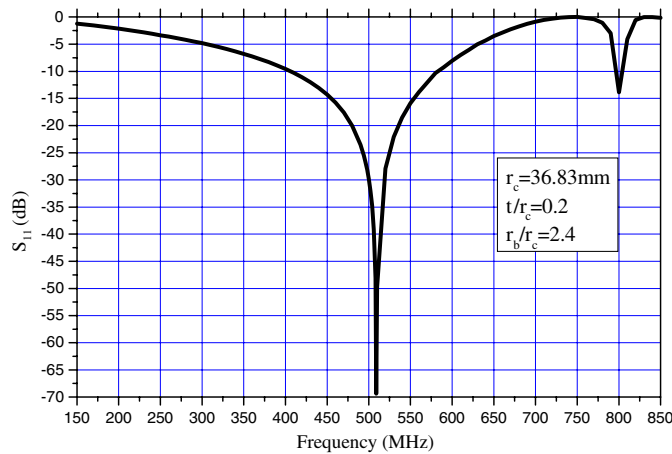


Figure 12. Frequency response of the MRI probe using the circular STR.

5. Conclusion

This paper presents the analysis and design of an unloaded STR with a circular cross section for MRI at 11.74 T (i.e. 500 MHz).

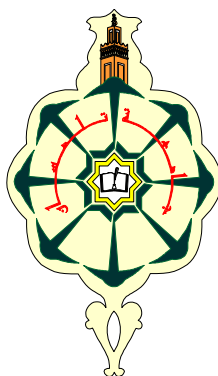
The FEM and MoM programs have been employed to accurately characterize the EM parameters ($[L]$ and $[C]$) and optimize the field homogeneity of the slotted-tube coil (θ_{op}). The optimum configuration of the studied structure is presented taking into account the effect of the thickness of the STR and the effect of the RF shield. When θ_{op} , $[L]$ and $[C]$ are determined, we estimate the simulated frequency response of S_{11} at the RF port of the designed MRI probe which permits us to evaluate the unloaded quality factor Q_o .


The shielded STR is easy to construct, inexpensive and simple to operate. Furthermore, the coil presented here may be constructed to work at different frequencies with little modification.

The small changes introduced by the biological load in the STR are primarily compensated for by an adjustment in the matching network and minor changes in a single tuning capacitor.

References

- Alderman D W and Grant D M 1979 An efficient decoupler coil design which reduces heating in conductive samples in superconducting spectrometers *J. Magn. Reson.* **34** 425–33
- Ben Ahmed N and Feham M 2002 Design NMR probes at high frequencies *Microw. RF* 77–103
- Ben Ahmed N and Feham M 2006 Analyzing EM parameters for shielded bandline *Microw. RF* **45** 86–92
- Ben Ahmed N, Feham M and Khelif M 2006 Analysis and design of a coupled coaxial line TEM resonator for magnetic resonance imaging *J. Phys. Med. Biol.* **51** 2093–9
- Bogdanov G and Ludwig R 2002 A coupled microstrip line transverse electromagnetic resonator model for high-field *Magn. Reson. Med.* **47** 579–93
- 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)
- Djordjevic A R, Darco D, Goran M C and Sarkan T 1997 *Circuit Analysis Models for Multiconductors Transmission Lines* (Boston, MA: Artech House Publishers)
- Li S, Yang Q X and Smith M B 1994 RF coil optimization: evaluation of B₁ field homogeneity using field histograms and finite element calculations *Mag. Reson. Imaging* **12** 1079–87



Titre	Analyzing a resonator for MRI applications			
Auteurs	Nom	BENABDALLAH	Prénom	NADIA
	Nom	BENAHMED	Prénom	NASREDDINE
	Nom	BENYOUCEF	Prénom	BOUMEDIENNE
Mois	Novembre			
Année	2007			
Revue	Microwaves and RF, Vol. 46, N°11, pp.92-98.			
Site	http://mwrf.com/Articles/ArticleID/17508/17508.html			
Couverture de la revue				

A PENTON PUBLICATION • NOVEMBER 2007

Periodicals Postage Paid • USPS 100 Approved poly

TRUSTED RESOURCE FOR THE WORKING RF ENGINEER

Microwaves & RF

www.mwrf.com

**COMMUNICATIONS/
TECHNOLOGY TRENDS**
Issue

News Report

Browsing through
broadband technologies

Design Feature

Designing MMIC
distributed amplifiers

Product Technology

Portable analyzer checks
cables and antennas



**SAVING
SPACE**
for **UMTS**

p. 103

VIEW ENGINEERING TV AT ENGINEERINGTV.COM

CUSTOM CABLE ASSEMBLIES

BUILD YOUR ASSEMBLY ONLINE!



SMA Male ← 12" RG174 → SMA Male Bulkhead

Their Price: **\$26.26** vs. Our Price: **\$8.14**

HIGH QUALITY CONNECTORS AT THE LOWEST PRICE



Straight Jack for PC Board Cable-end RP-SMA SMA Male to RP-SMA Female

Them:	Us:	Them:	Us:	Them:	Us:
\$10.95	\$2.21	\$9.95	\$3.69	\$24.95	\$4.16

CONNECTOR CITY
THE VALUE OF CONNECTIONS

VISIT WWW.CONNECTORCITY.COM OR CALL (800) 490-4965

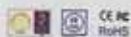


Wireless Antenna
Expert and Manufacturer

- ◆ VHF/UHF
- ◆ Wi-Fi (2.4/5.8GHz)
- ◆ WiMax (2.6/3.5GHz)
- ◆ GSM/CDMA/PCS/GPS
- ◆ Military
- ◆ OEM/Antenna Design

◆ **Kenbotong Communication Ltd.**
Kenbotong Building, Changrong Rd Foshan, Guangdong, China
Tel: +86-757-82219788 Fax: +86-757-82212072
E-mail: kbt@kenbotong.com kbt@globalsources.com
Website: www.kenbotong.com www.globalsources.com/kbt.co

◆ **KBT Communications Inc. (USA sales branch)**
5201 Great America Parkway #320, Santa Clara, CA 95054, USA
Tel: 1-408-730-2605 Fax: 1-408-608-3347
E-mail: sales@kbtusa.com Website: www.kbtusa.com



Microwaves & RF

A Penton Publication

Technical Director

Jack Browne, (201) 845-2405 • jbrowne@penton.com

Editor

Nancy K. Friedrich, (201) 845-2428 • nfriedrich@penton.com

Managing Editor

John Curley, (201) 845-2415 • jcurley@penton.com

Special Projects Editor

Alan ("Pete") Conrad

Contributing Editor

Andrew Laundrie

MANUFACTURING GROUP

Customer Service Representative

Doris Carter, (201) 845-2406, fax: (201) 845-2494

Production Manager

Judy Osborn, (201) 845-2445

Digital Production Staff

Louis Vacca, Henry Lopez

ART DEPARTMENT

Art Director/Group Design Manager

Anthony Vitolo • tvitolo@penton.com

Senior Artist

James M. Miller

Staff Artist

Michael Descul

Graphics Coordinator

Damian Mendez

CIRCULATION CUSTOMER SERVICE

Phone: (847) 763-9504 • Toll free: (866) 505-7173

fax: (913) 981-5604

brenda.roode@penton.com

REPRINTS/PERMISSION SALES

Joel Kirk • 216.931.9324 • Toll Free: 888.858.8851 • Fax: 216.472.8519

Email: jkirk@penton.com • Online: www.pentonreprints.com

LIST RENTALS

Walter Karl Inc., Rosalie Garcia • (845) 732-7027

rosalie.garcia@walterkarl.infousa.com

EDITORIAL OFFICE

Penton Media, Inc., 45 Eisenhower Dr., Fifth floor Suite 550, Paramus, NJ 07652

Phone: (201) 845-2427, fax: (201) 845-2493

ELECTRONICS OEM GROUP

Senior Vice President

David Blansfield

Group Publisher

Bill Baumann

Director of eMedia

Jason Brown

Group Marketing Manager

Dov Schechter

Penton Audience Marketing/Circulation Dept.

Audience Marketing Manager/Brenda Roode

VP, Production & Manufacturing

Phil Graham

Penton Media

Chief Executive Officer

John French

Chief Financial Officer

Eric Lundberg

VP, General Counsel, & Corporate Secretary

Robert Feinberg

Microwaves & RF

Visit us at www.mwrf.com

103 COVER STORY

Surveying Solutions For UMTS Handset Designs

Designers of third-generation (3G) wireless handsets can take several different approaches to meeting multimode, multiband front-end radio requirements.

Departments

13	56
Feedback	Educational Meetings
17	58
Editorial	R&D Roundup
22	100
The Front End	Application Notes
28	123
Website Contents	Infocenter
50	124
Financial News	Editor's Choice
52	
Company News	
54	
People	

News Report

33

Mobile WiMAX Dominates Broadband Landscape

Although various demonstrations of the IEEE 802.16e-2005 standard are proving its viability, technologies like UWB will be called upon to bring broadband into the home.

42

Researchers Reach For Higher Frequencies At 2007 IEDM

Researchers seek to extract more power and efficiency, and higher operating frequencies from electron devices using a variety of structural and process-oriented modifications.

Design Feature

61

Designing MMIC Distributed Amplifiers

Fabricating a classic broadband amplifier design with newer PHEMT devices should provide improved performance over the same MMIC amplifier based on older GaAs MESFET devices.

72

Power Modules Provide Solutions For L/S-Band

These compact power solutions modules (PSMs) help to simplify the addition of high-power amplifier stages to pulsed RF radar systems at L-band and S-band frequencies.

84

Developing Designs For CMOS Power Amplifiers

The power amplifier (PA) is an essential building block for highly integrated silicon CMOS wireless transmitters and transceivers, with many different configurations possible.

92

Analyzing A Resonator For MRI Applications

The use of commercial electromagnetic (EM) analysis software can help in the study of a slotted elliptical tube resonator (SER) that is well suited for use in high-resolution MRI systems.

Product Technology

110

Multi-Company Teamwork Fashions Compact Filters

114

Portable Analyzer Checks Cables And Antennas

116

Fast-Switching Synthesizer Adds Modulation Capabilities

Analyzing A Resonator For MRI Applications

The use of commercial electromagnetic (EM) analysis software can help in the study of a slotted elliptical tube resonator (SER) that is well suited for use in high-resolution MRI systems.

NADIA BENABDALLAH

Physics Engineer

DR. NASREDDINE BENAHEM

Professor of Communications Systems

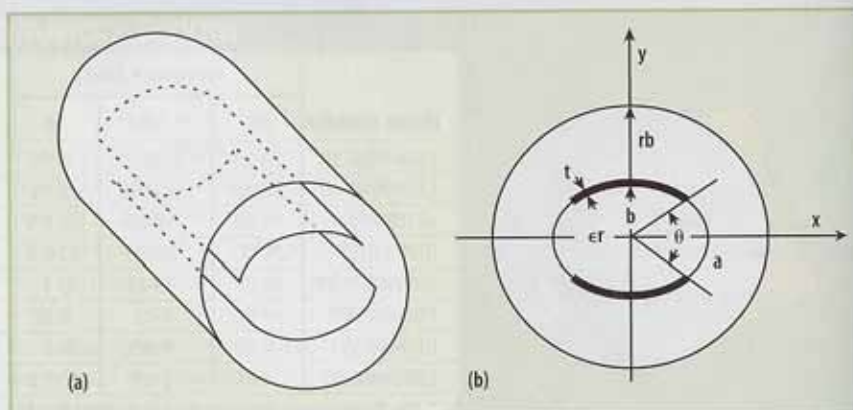
DR. BOUMEDIENE BENYOUCEF

Professor of Physics

University of Tlemcen, Algeria, Université Abou Bekr Belkaid-Tlemcen, B.P. 119, (13000) Tlemcen, Algérie.

Magnetic-resonance-imaging (MRI) systems can produce high-resolution images of cross sections of human bodies, proving to be invaluable for medical diagnostics. An important component in an MRI system is the RF probe used to emit a uniform RF magnetic field over the section of the human body under investigation and needed to receive the magnetic-resonance signals from the body for constructing high-quality images. What follows is an electromagnetic (EM) analysis of one type of probe developed for use in MRI systems.

A number of different types of RF probes have been developed for use in MRI systems and growing interest has focused lately on noncylindrical coils with the final goal of increas-

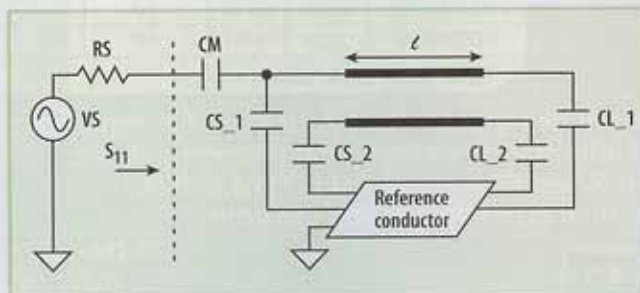


1. These views show a three-dimensional (3D) representation of a (a) slotted elliptical tube resonator (SER) along with a (b) cross-sectional view (b).

ing the filling factor and subsequently the signal-to-noise ratio (SNR) of nuclear-magnetic-resonance (NMR) and MRI systems. Elliptical coil^{1,2} resonators are well suited for clinical applications (e.g., applications involving the wrist or abdomen) but are also appropriate for non-medical samples (e.g., analysis of

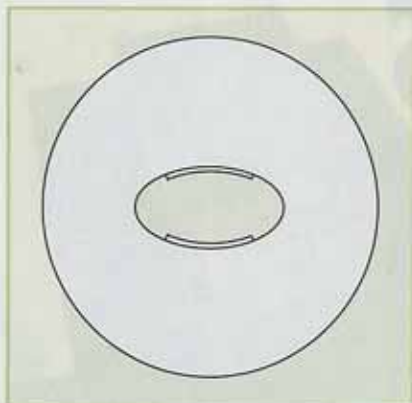
packaged foods). This type of coil is generally based on birdcage analysis and besides its complex theoretical background, practical implementation of this type of RF probe is difficult.^{1,2}

In ref. 3, a simple and efficient alternative to elliptical birdcage coils based on the slotted-elliptical-tube-resonator (SER) design was presented. Numerical calculations using the finite-element method (FEM) (the effect of the shield has been partially studied) show that the field homogeneity of the slotted-elliptical-tube resonator generally performs as well as noncylindrical birdcage coils, with the advantages of being easier to construct and operate.



2. This MRI probe was designed for an operating frequency of 300 MHz.

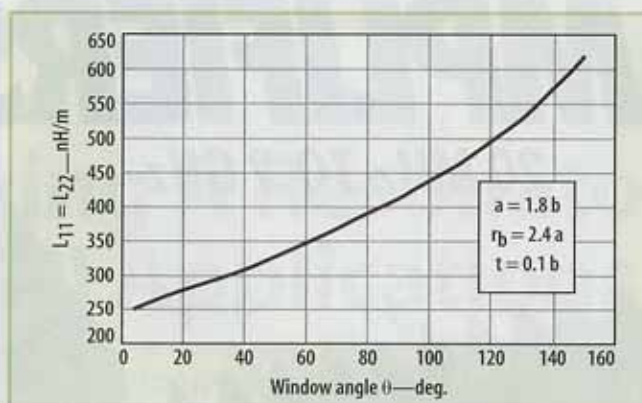
Design Feature



3. This segmentation of the charged surfaces helps analyze the shielded SER.

The authors conducted an EM analysis of an unloaded slotted elliptical tube resonator (SER) using the method of moments (MoM) in two dimensions. The analysis allows the determination of the EM parameters: ([L] and [C]) matrices taking into account all geometrical parameters of the SER and simulates the frequency response of S_{11} at the RF port of the designed slotted-elliptical-tube resonator. To demonstrate the SER in an application, the resonator was used as an MRI probe with the SER in an optimum configuration and operating at 300 MHz (proton imaging at 7 T). The resonator has -73.27 dB minimum reflection and unloaded quality factor (Q_0) more than 500 at 300 MHz.

Figure 1a presents a schematic representation of the slotted elliptical-tube resonator. This coil consists of two con-



4. This curve shows the influence of the window angle on the elements (L_{11} , L_{22}) of the inductance matrix [L] of the shielded SER.

ductive bands of thickness t carrying opposite currents on each side of a cylinder. The two conductive bands can be mounted on the long (a) or short (b) axes of the ellipse, but the FEM calculations of ref. 3 showed that better homogeneity is obtained if the conductive bands are fixed on the short axis. The conductive sheets are connected at the ends with capacitors to the cylindrical outer shield of radius r_b (Fig. 2).

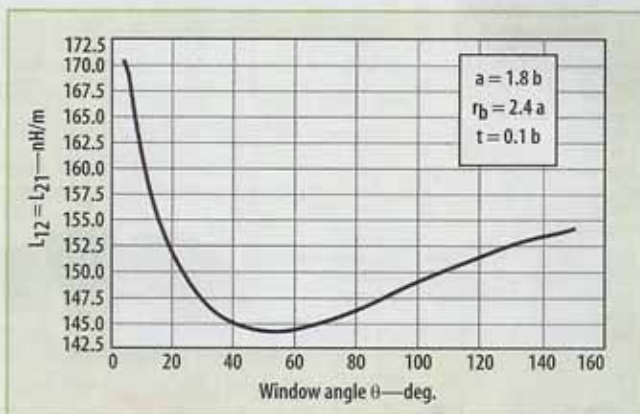
Figure 1b presents the SER's elliptical cross section. Angle θ is called the "window angle." The optimum value of the window angle depends both on the long-to-short axis ratio (a/b) of the ellipse and on the outer radius-to-long axis ratio (r_b/a) of the SER.³ For the analyzed SER of ref. 3 with $a/b = 1.8$ and $r_b/a = 2.4$, the optimum field homogeneity was obtained for a window angle of 72 deg.

The EM properties of the shielded and unloaded slotted elliptical tube resonator can be described in terms of its primary parameters, the inductance and capacitance matrices, [L] and [C], and its secondary parameter, the unloaded quality factor Q_0 , where:

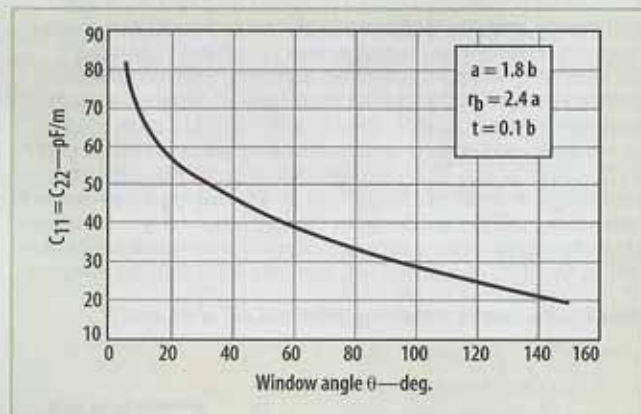
$$[L] = \begin{bmatrix} L_{11} & L_{12} \\ L_{21} & L_{22} \end{bmatrix}, [C] = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{bmatrix}$$

The inductance matrix [L] contains the self-inductances of the bands on the diagonal, and the mutual inductances between bands in the off-diagonal terms. The capacitance matrix, [C], accounts for capacitance effects between the two conductive bands, characterizing energy storage in the shielded SER resonator.

The numerical calculations of the primary inductive and capacitive matrices ([L] and [C]) of the analyzed resonator were carried out with LINPAR for Windows (Matrix Parameters for Multiconductor Transmission Lines), a two-dimensional (2D) Method of Moments (MoM) software for numerical evaluation of the quasi static matrices for multiconductor transmission

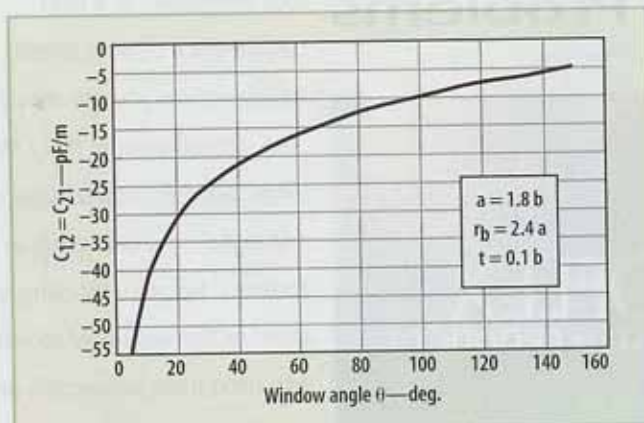


5. This curve shows the influence of the window angle on the elements (L_{12} , L_{21}) of the inductance matrix [L] of the shielded SER.

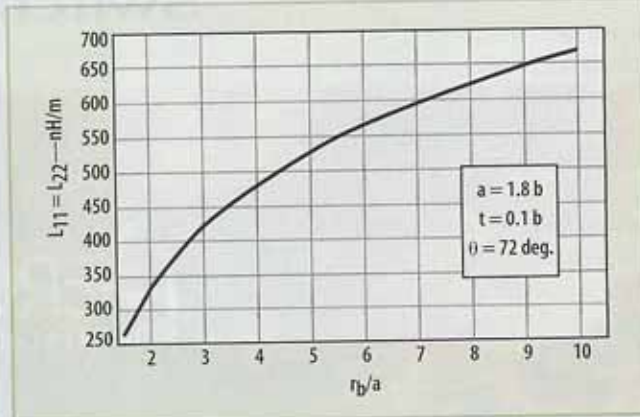


6. These plots show the influence of the window angle on the elements (C_{11} , C_{22}) of the capacitance matrix [C] of the shielded SER.

Design Feature



7. These plots show the influence of the window angle on the elements (C_{12} , C_{21}) of the shielded SER's capacitance matrix.



8. This curve reveals the influence of the shield on the elements (L_{11} , L_{22}) of the inductance matrix [L] of the shielded SER.

lines embedded in piecewise-homogeneous dielectrics.⁴ The technique used in the program is based on an electrostatic analysis. In the analysis, the dielectrics were replaced by bound charges in a vacuum, and the conducting bodies were replaced by free charges. A set of integral equations was derived for the charge distribution from the boundary conditions for the electrostatic potential and the normal component of the electric field. The MoM was applied to these equations, with a piecewise-constant (pulse) approximation for the total charge density and the Galerkin technique.

When [L] and [C] are found, it is possible to estimate the resonance spectrum (S_{11}) of the resonator shown in Fig. 2 using an adapted numerical model.⁵

The MRI probe consists of the shielded SER resonator with length l , match-

ing capacitor C_M , and terminating capacitors C_{Si} and C_{Li} ($i = 1, 2$).⁶

The unloaded quality factor (Q_o) of the resonator can be estimated from a reflection (S_{11}) sweep with frequency⁷:

$$Q_o = f_r / (f_u - f_l) \quad (1)$$

where:

f_r = the resonance frequency;

f_u = 3-dB frequency above the resonance frequency; and

f_l = the 3-dB frequency below the resonance frequency.

The MoM approach makes it possible to simulate the performance of a design and decide if a set of constraints can realize the probe. Segmentation of the

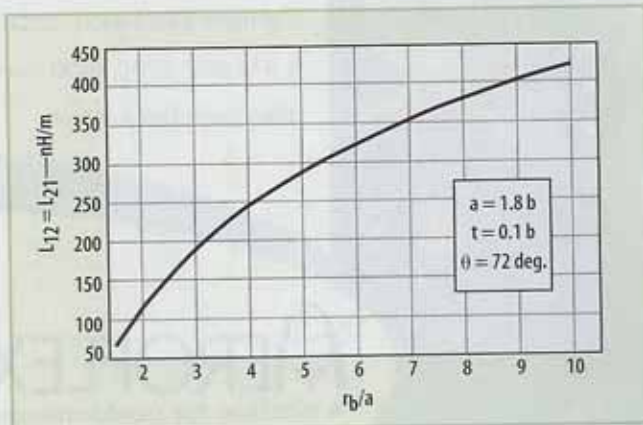
charged surfaces of the shielded SER using LINPAR is shown in Fig. 3.

Figures 4, 5, 6, and 7 show the influence of the window angle θ on the EM parameters ([L] and [C]) of the shielded slotted elliptical tube resonator. The influence of the shield on the EM parameters of the SER is shown in Figs. 8, 9, 10, and 11.

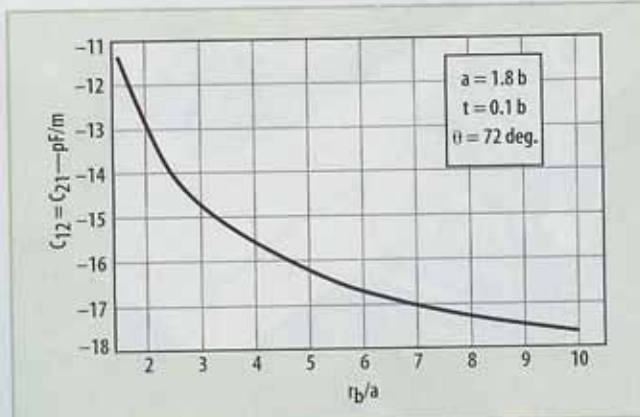
The MoM analysis made possible the determination of the EM parameters, with the [L] and [C] matrices taking into account all geometrical parameters of the SER. The obtained curves in this work are essential for the design of MRI probes using the SER.⁸

For $r_b/a = 2.4$ and $\theta = 72$ deg., the EM parameters of the shielded SER

$$[L] = \begin{bmatrix} 372.0 & 145.4 \\ 145.4 & 372.0 \end{bmatrix} \left(\frac{nH}{m} \right), [C] = \begin{bmatrix} 35.27 & -13.82 \\ -13.82 & 35.27 \end{bmatrix} \left(\frac{pF}{m} \right) \quad (2)$$



9. This curve reveals the influence of the shield on the elements (L_{12} , L_{21}) of the inductance matrix [L] of the shielded SER.



10. These plots show the influence of the shield on the elements (C_{11} , C_{22}) of the capacitance matrix [C] of the shielded SER.

RES-NET MICROWAVE COMPONENTS

Adapting to
your changing
needs

- Attenuators
- Terminators
- Flange Resistors
- Rod Resistors

RES-NET MICROWAVE

ISO 9001



RES-NET
MICROWAVE
727.530.9555

www.res-netmicrowave.com

MRI RESONATOR

Design Feature

coil are:

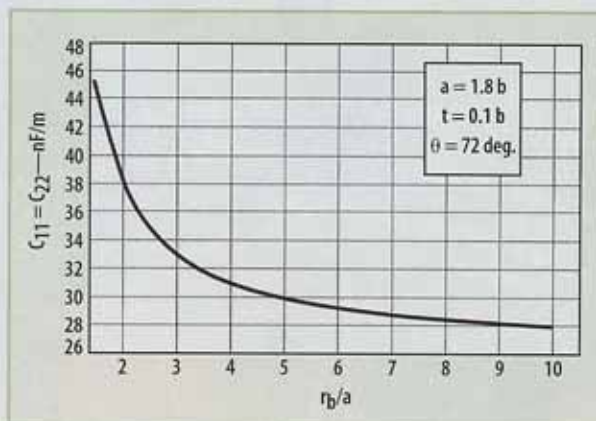
SEE EQ. 2 IN BOX ON
P. 96

Finally, the MRI probe of Fig. 2 was designed with the following features:

- a short axis b of 10 cm;
- a long-to-short axis ratio (a/b) of 1.8;
- an outer radius-to-long axis ratio (r_b/a) of 2.4;
- a sheet thickness-to-short axis ratio (t/b) of 0.1;
- a window angle (θ) of 72 deg.;
- a relative dielectric constant (ϵ_r) of 1;
- a resonator length l of 25 cm;
- a matching capacitor C_M with value of 20 pF and source and load terminating capacitors, C_{S1} and C_{L1} , both with value of 1 pF.

Figure 12 shows the simulated frequency response of S_{11} at the probe's RF port. The frequency response of the probe using the shielded slotted elliptical resonator has a minimum at the chosen resonant frequency, i.e., 300 MHz.

In summary, this article has presented an effective design approach for an MRI probe using a shielded slotted elliptical resonator. To reach the final objective, it was necessary to determine the EM parameters of the shielded SER. In the 150-to-520-MHz frequency band, the numerical calculations were carried out with LINPAR for Windows 2D EM software using the MoM approach which makes possible the determination of the quasistatic matrices ($[L]$ and $[C]$) for the resonator. When the primary inductive and capacitive matrices ($[L]$ and $[C]$) are found, it is possible to estimate the simulated frequency response of

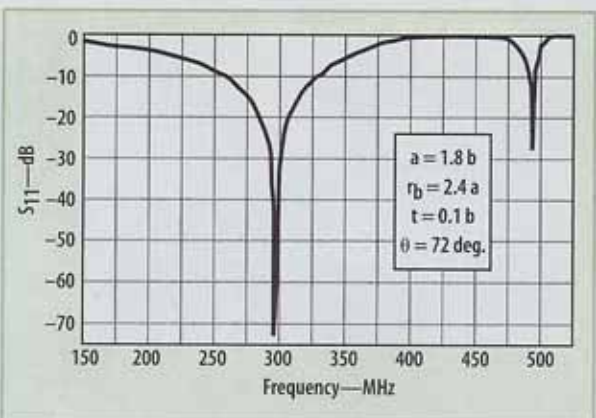


11. These plots show the influence of the shield on the elements (C_{12} , C_{21}) of the capacitance matrix $[C]$ of the shielded SER.

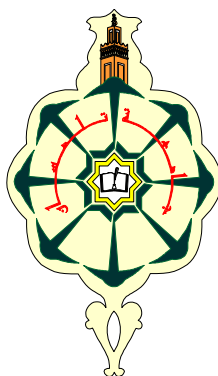
S_{11} at the probe's RF port, then making it possible to evaluate Q_o . MRI


REFERENCES

1. S. Crozier, L.K. Forbes, W.U. Roffmann, K. Luescher, and D.M. Doddrell, "A methodology for current density calculations in high-frequency RF resonators," *Concepts Magnetic Resonance*, Vol. 9, 1997, pp. 195-210.
2. M.C. Leifer, "Theory of the quadrature elliptic birdcage coil," *Journal of Magnetic Resonance Medicine*, Vol. 38, 1997, pp. 726-732.
3. S. Bobroff and M.J. McCarth, "Variations on the slotted-tube resonator: Rectangular and elliptical coils," *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, Vol. 17, 1999, pp. 783-789.
4. A.R. Djordjevic, D. Darco, M.C. Goran, and T.K. Sarkar, *Circuit Analysis Models for Multiconductor Transmission Lines* (Artech House, Norwood, MA, 1997).
5. A.R. Djordjevic, M. Bazzdar, G. Vitosevic, T. Sarkar, and R.F. Harrington, *Scattering parameters of microwave networks with multiconductor transmission lines*, Artech House, Norwood, MA, 1990.
6. G. Bogdanov and R. Ludwig, "A coupled microstrip line transverse electromagnetic resonator model for high-field," *Journal of Magnetic Resonance Medicine*, Vol. 47, 2002, pp. 579-593.
7. N. Ben Ahmed, 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. 2093-2099.
8. N. Ben Ahmed and M. Feham, "Design NMR probes at high frequencies," *Microwaves & RF*, February 2002, pp. 77-103.



12. These plots show the reverse transmission, S_{11} , at the RF port of the MRI probe using the shielded slotted elliptical resonator.



Titre	Design coupled microstrip resonators for MRI			
Auteurs	Nom	BOUHMIDI	Prénom	RACHID
	Nom	BENABDALLAH	Prénom	NADIA
	Nom	BENAHMED	Prénom	NASREDDINE
	Nom	KHELIF	Prénom	M'HAMED
Mois	Mars			
Année	2007			
Revue	Microwaves & RF, Vol. 46, N°3, pp. 59-66.			
Site	http://www.mwrf.com/Article/ArticleID/15087/15087.html			
Couverture de la revue				

A PENTON PUBLICATION • MARCH 2007

Periodicals Postage Paid • USPS 100 Approved poly

TRUSTED RESOURCE FOR THE WORKING RF ENGINEER

Microwaves & RF

www.mwrf.com

COMMUNICATIONS
Issue

News Report

Frequency synthesizers
fit many modular formats

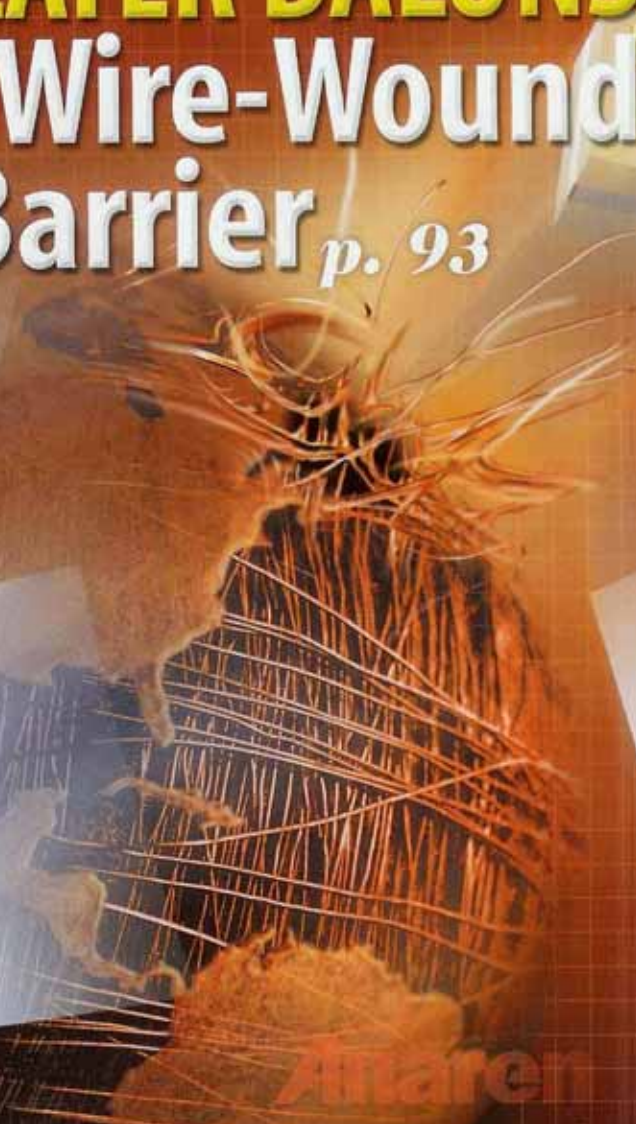
Design Feature

Design coupled microstrip
resonators for MRI

Product Technology

Vermont firm forges
precision wafer probes

MULTILAYER BALUNS Break Wire-Wound Size Barrier *p. 93*



VIEW ENGINEERING TV AT ENGINEERINGTV.COM

**Model TASU-0145
Triple 9-Way Antenna Switch**

- 1.5 MHz – 50 MHz frequency range
- Nine RF input channels
- One selectable RF output
- 50 Ohm impedance
- 2.0:1 maximum VSWR
- +20 dBm maximum RF level
- 60 dB rejection of unselected channels
- Weighs just 24 lbs



For more information on Interad surveillance, intercept, aviation, communications, and cellular products go to www.interadlimited.com call us at 757-787-7610, or Fax 757-787-7740



Interad Ltd.

Accomack Airport Industrial Park
Melfa, VA 23410
Email: sales@interadlimited.com

**Wireless Antenna
Expert and Manufacturer**

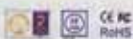
- ◆ VHF/UHF
- ◆ Wi-Fi (2.4/5.8GHz)
- ◆ WiMax (2.6/3.5GHz)
- ◆ GSM/CDMA/PCS/GPS
- ◆ Military
- ◆ OEM/Antenna Design

◆ **Kenbotong Communication Ltd.**

Kenbotong Building, Changrong Rd Foshan, Guangdong, China
Tel: +86-757-82219788 Fax: +86-757-82212072
E-mail: kbt@kenbotong.com kbt@globalsources.com
Website: www.kenbotong.com www.globalsources.com/kbt

◆ **KBT Communications Inc.(USA sales branch)**

5201 Great America Parkway #320, Santa Clara, CA 95054, USA
Tel: 1-408-730-2605 Fax: 1-408-608-3347
E-mail: sales@kbtusa.com Website: www.kbtusa.com



**Microwaves
& RF**
A Penton Publication

Technical Director

Jack Browne, (201) 845-2405 • jbrowne@penton.com

Editor

Nancy K. Friedrich, (201) 845-2428 • nfriedrich@penton.com

Managing Editor

John Curley, (201) 845-2415 • jcurley@penton.com

Special Projects Editor

Alan ("Pete") Conrad

Editorial Assistant

Judith Kollarik • jkollarik@penton.com

Contributing Editors

Andrew Landrie, Barry Manz

MANUFACTURING GROUP

Group Production Director

Mike McCabe

Customer Service Representative

Dorothy Sowa, (201) 845-2453, fax: (201) 845-2494

Production Manager

Judy Osborn, (201) 845-2445

Digital Production Staff

Louis Vacca, Henry Lopez

ART DEPARTMENT

Art Director/Group Design Manager

Anthony Vitolo • tvitolo@penton.com

Senior Artist

James M. Miller

Staff Artists

Linda Gravell, Michael Descul

Graphics Coordinator

Damian Mendez

CIRCULATION CUSTOMER SERVICE (LIVE)

Phone: (847) 763-9670 • fax: (847) 763-9673

microwaves&rf@halldata.com

REPRINTS/PERMISSION SALES

Joel Kirk • 216.931.9324 • Toll Free: 888.858.8851 • Fax: 216.472.8519
Email: jkirk@penton.com • Online: www.pentonreprints.com

LIST RENTALS

MeritDirect, Elizabeth Jackson • (847) 492-1350 (ext. 18)

www.meritdirect.com/penton

EDITORIAL OFFICE

Penton Media, Inc., 45 Eisenhower Dr., Fifth floor, Paramus, NJ 07652

Phone: (201) 845-2427, fax: (201) 845-2493

ELECTRONICS OEM GROUP

Group Publisher

Bill Baumann

Director of eMedia

Jason Brown

Group Marketing Manager

Doy Schechter

Director, Database Operations/Audience Development

Bob Clark

VP, Production & Manufacturing

Phil Graham

Accounting Manager

Traci L. Lillo



Chief Executive Officer

David B. Nussbaum

Chief Financial Officer & Corporate Secretary

Preston L. Vice

Senior VP, Human Resources & Organizational Effectiveness

Colleen Zelina

Senior VP, eMedia Strategy & Development

Eric Shanfelt

Microwaves & RF

Visit us at www.mwrf.com



93 COVER STORY

Multilayer Baluns Break Size Barrier

These new baluns not only do away with the ferrite core and size of wire-wound components, they also shave the manufacturing, design, and performance trade-offs associated with traditional transformers.

Departments

13	54
Feedback	Educational Meetings
17	56
Editorial	R&D Roundup
22	90
The Front End	Application Notes
28	119
Website Contents	Infocenter
48	120
Financial News	Editor's Choice
50	
Company News	
52	
People	

 Penton

News Report

33

Frequency Synthesizers Fit Many Modular Formats

Frequency synthesizers can be specified with a variety of different technologies and performance levels, depending on mechanical and electrical requirements.

44

UWB Welcomes Flood Of Handset-Centric Applications

Although next-generation mobile applications will rely on a blend of standards and technologies, the recent advances of UWB will help it spearhead this evolution.

Design Feature

59

Design Coupled Microstrip Resonators For MRI

These numerical methods provide the means for determining the primary inductive and capacitive matrices for a high-Q coupled-microstrip-line TEM resonator suitable for MRI applications.

68

PCTF Approach Saves MW/RF Component/Module Costs

This advanced ceramic SMT packaging approach offers high performance and reliability but with impressive cost benefits in small-to-medium-volume production.

78

Designing Wideband RF Impedance Transformers

This simplified design approach can lead to low-cost, low-insertion-loss 1:4 impedance transformers capable of operating over bandwidths as wide as three octaves.

Product Technology

100

Vermont Firm Forges Precision Wafer Probes

104

GPA's Extend Linear Gain To 6 GHz

106

LNA And Distributed Filtering Maintain 1.5-dB GPS Noise Figure

108

Generators Create Arbitrary Waveforms At 1.2 GSamples/s

Design Coupled Microstrip Resonators For MRI

These numerical methods provide the means for determining the primary inductive and capacitive matrices for a high-Q coupled-microstrip-line TEM resonator suitable for MRI applications.

RACHID BOUHMDI

Assistant Professor of
Communications Systems
University of Saida, Algeria

NADIA BENABDALLAH

Physics Engineer
University of Tlemcen, Algeria

DR. NASREDDINE BENAHMED

Professor of Communications
Systems
University of Tlemcen, Algeria

DR. M'HAMED KHELIF

Professor of Communications
Systems
University of Tlemcen, Algeria

Université Abou Bekr Belkaid-
Tlemcen, B.P. 119, (13000) Tlemcen,
Algérie.

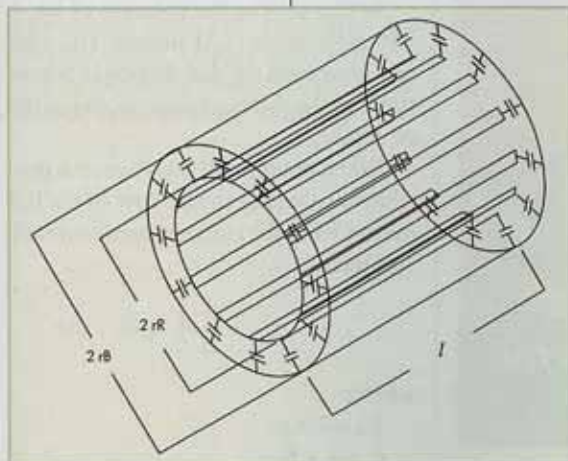
Magnetic-resonance-imaging (MRI) systems for medical and scientific applications require a high-performance, high-power inductor capable of establishing a uniformly strong magnetic field. The transverse-electromagnetic (TEM) resonator¹ has received a great deal of attention recently as a superior replacement for standard birdcage coils² in MRI applications requiring magnetic field levels of 4.7 to 9.4 T. For example, at operating frequencies of 200 and 400 MHz,³ a TEM resonator can achieve better magnetic field homogeneity and a higher quality factor (Q) than an equivalent birdcage coil resulting in improved MRI image quality. In support of the analysis and design of a high-Q TEM resonator for MRI applications based on coupled microstrip lines, the authors developed an effective approach based on the use of the finite-element method (FEM).

The primary difference between a TEM resonator and a birdcage coil is the cylindrical shield. The shield functions as an active element of the system, providing a return path for currents in the inner conductors. In a birdcage coil, the shield is a separate entity, disconnected from the inner elements, and only reflecting the fields inside the coil to prevent excessive radiation loss. Because of its shield design, a TEM resonator behaves like a longitudinal multiconductor transmission line that can support standing waves at high frequencies.⁴ Unlike a birdcage coil, the TEM resonator's inner conductors do not possess connections to their closest neighbors, but instead connect directly to the shield through capacitive elements. Resonance mode separation is accomplished through mutual coupling between the inductive inner conductors. Since all the conductors connect to the shield with tunable capacitive elements, the field distribution can be adjusted to achieve the best homogeneity.

In ref. 5, the authors successfully adapted the numerical tool used in ref. 6 to analyze and design an n-element unloaded coupled-microstrip-line TEM resonator. This adapted numerical tool allows the determination of the primary parameters: the inductive and capacitive matrices, [L] and [C], respectively, with respect to the geometrical parameters of the TEM resonator by FEM analysis. A comparison of these FEM results with those obtained in ref. 4 by the boundary element method (BEM) show good correlation in the case of a 12-element unloaded coupled-microstrip-line TEM resonator.

To demonstrate this adapted numerical method, an eight-element unloaded coupled-microstrip-line TEM resonator will be designed and analyzed. The resonator has -63.33 dB minimum reflection and an

1. This is a detailed illustration of the coupled microstrip line TEM resonator.



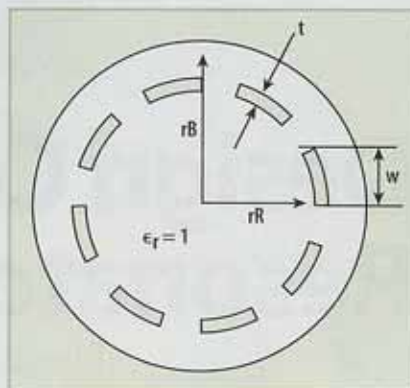
Design Feature

unloaded quality factor (Q_0) of 400 at 200 MHz.

The unloaded TEM resonator is schematically shown in Fig. 1. The functional elements of the TEM resonator are n inner-coupled microstrip conductors, distributed in a cylindrical pat-

tern and connected at the ends with capacitors to the cylindrical outer shield.⁴

The cross section of the coupled microstrip line TEM resonator is presented in Fig. 2. It is formed by an outer shield of radius rB and n microstrip conductors w wide and t thick which constitute



2. This cross-sectional view shows the key parameters of the coupled microstrip line TEM resonator.

HF DRIVER AND RF HYBRID



1000V, For Class C, D & E ISM Applications



DRF100

- HF Switchmode Driver for 1-30 MHz
- Logic level input
- 12A peak current output
- Dynamic "Anti-Ring" Feature



DRF1200

- Switchmode Driver with 13A, 1000V RF MOSFET
- Logic input, high voltage drain output
- Reduced inductance vs discrete
- Flangeless package

Thermally Efficient, Rugged, Powerful, Easy to Apply,
For operation on supply voltages up to 300V

Evaluation Boards Available - contact us for more information.

ADVANCED POWER TECHNOLOGY IS NOW



www.microsemi.com
Phone: 541-382-8028

©2008 Microsemi Corporation

Microsemi

the cylindrical pattern of radius rR .

The EM properties of the coupled microstrip line TEM resonator can be described in terms of its primary parameters $[L]$, $[C]$ and its secondary parameter, the unloaded quality factor Q_0 :

$$[L] = \begin{bmatrix} l_{11} & \dots & l_{1n} \\ \vdots & & \vdots \\ l_{n1} & \dots & l_{nn} \end{bmatrix} \quad [C] = \begin{bmatrix} c_{11} & \dots & c_{1n} \\ \vdots & & \vdots \\ c_{n1} & \dots & c_{nn} \end{bmatrix}$$

The coefficients for these matrices are obtained by solving a two-dimensional static field problem based on Laplace's equation:⁴⁻⁷

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

where:

$V = 1$ V on the i th conductor's surface, and

$V = 0$ on all other conductors.

In this article, the solution of Eq. 1 is found by using FEM analysis. This solution represents the distribution of potential V at the different mesh nodes of the structure.

When potential V is known, it is possible to calculate the i th row of the $[C]$ matrix from the electric charge on each conductor:

$$C_{ij} = \frac{1}{V_0} \oint_{ij} q_s dl \quad (2)$$

where:

$V_0 = 1$ V,

$q_s = \epsilon_0 \epsilon_r E_N$,

Design Feature

l_j = the contour around the j th conductor, and E_N = the normal component of the electric field.

Matrix [C] accounts for the capacitive effects between all metallic conductors, characterizing the electric field energy storage in the coupled-microstrip-line TEM resonator.

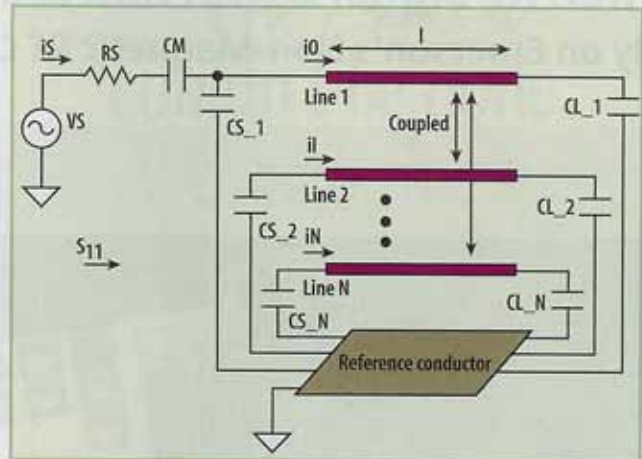
The inductance matrix [L] contains the self-inductances of the conductors on the diagonal, and the mutual inductances between conductors in the off-diagonal terms. More generally, it defines the magnetic field energy storage. In the high-frequency limit, i.e., the skin depth is sufficiently small such that current flow occurs only on the surface of the conductors, and the inductance matrix [L] can be obtained from the matrix [C].⁴⁻⁶ The inductance matrix in terms of [C] is:

$$[L] = \mu_o \epsilon_o [C]^{-1} \quad (3)$$

When the matrices [L] and [C] are determined, it is possible to estimate the resonance spectrum (S_{11}) of the resonator shown in Fig. 3 using an adapted numerical model.⁸

The MRI resonator developed for this article consists of shielded coupled microstrip lines with length l , matching capacitor C_M , and terminating capacitors C_{Si} and C_{Li} ($i = 1, n$).

The unloaded quality factor (Q_o) of the resonator can be



3. This schematic circuit shows how the MRI resonator uses shielded coupled microstrip lines.

estimated from the reflection-parameter (S_{11}) sweep with frequency:^{4,6}

$$Q_o = \frac{f_r}{f_u - f_l} \quad (4)$$

where:

f_r = the resonance frequency of the circuit,

f_u = 3-dB frequency above the resonance frequency, and

STAINLESS STEEL

RF MICROWAVE
TELECOMMUNICATION
MILITARY & AEROSPACE
AUTOMOTIVE
MEDICAL



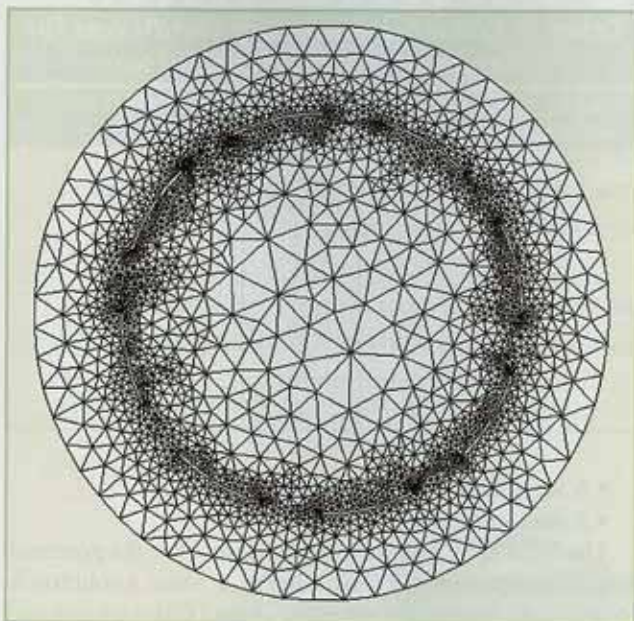
DAA-SHEEN TECHNOLOGY CO., LTD.
No.63, Sin-Lo Road, Tainan, TAIWAN
TEL:886-6-2631961 FAX:886-6-2649685
http://www.daasheen.com
e-mail:daasheen@ms22.hinet.net



CTIA WIRELESS 2007

CTIA WIRELESS 2007 27-29 March
Please visit us at Booth :227

Design Feature



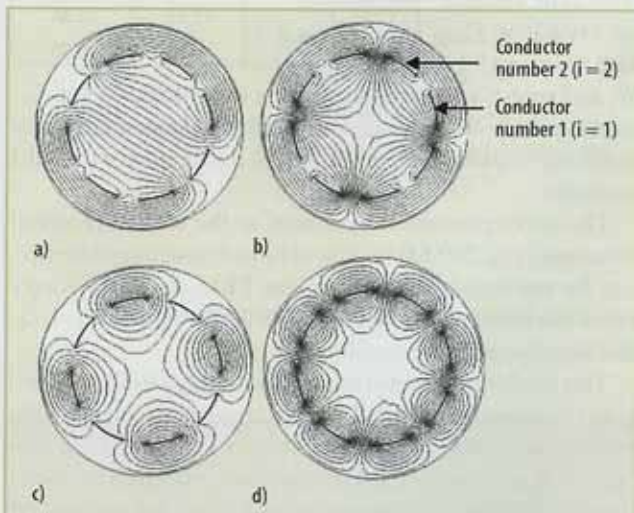
4. These FEM meshes are used to analyze a cross section of the coupled microstrip line TEM resonator.

f_l = the 3-dB frequency below the resonance frequency.

The authors applied their modified FEM-based numerical tool to the analysis and design of MRI resonators using coupled microstrip lines. The FEM approach makes it possible to simulate the performance of a design and decide if a given set of constraints makes it possible to realize the resonator.

To design an MRI resonator, the authors analyzed the structure shown in Fig. 2. It has eight inner microstrip conductors and the following set of features:

- An outer cylinder radius (r_B) of 52.5 mm
- An inner cylinder radius (r_R) of 36.25 mm
- A strip width (w) of 17 mm



5. These plots show the potential distributions for different boundary conditions.

“They said it couldn’t be done. We said give us three months.”

Charles Ohiri
Senior RF Engineer
AR Modular RF



I love a challenge. Always have. Just tell me something is impossible and I’ll try to prove you wrong. When I was a kid, that used to drive my parents crazy. But today, in my line of work, that attitude really comes in handy.

Like when I was asked to create an RF amplifier for WiMAX. They wanted it no larger than 3” x 5” and the amplified signal had to maintain its linearity. Conventional wisdom said you couldn’t build an amp that small with almost perfect linearity. My team said, “give us three months.”

The result is our new WiMAX band 802.16-2004 compliant 20-watt module. It’s 3” x 5” and its linearity is practically perfect. But we were wrong about one thing. We told them it would take at least three months, but we delivered the module in 45 days.

To learn more visit us www.ar-worldwide.com or call 425-485-9000.



modular rf

Other divisions: microwave instrumentation • receiver systems • cr europe
Copyright © 2007 AR. The orange stripe on AR products is Reg. U.S. Pat. & TM. Off.

Small Size. Big Performance.

Up to 43 GHz - Starting at \$7,300



ADVANTEST U3700 Series

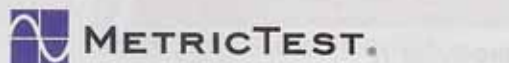
Sets the standard in value and performance for RF and Microwave Spectrum Analyzers

- High Performance
- Portable
- Light Weight
- Low Cost



Model	Frequency Range	Price
U3741	9 kHz to 3 GHz	\$7,300
U3751	9 kHz to 8 GHz	\$11,250
U3771	9 kHz to 31.8 GHz	\$22,500
U3772	9 kHz to 43 GHz	\$25,320

Contact MetricTest Today!
1.866.439.0887
www.metrictest.com/advantest



Design Feature

Table 1: Assessing boundary conditions for different numbers of conductors

CONDUCTOR NUMBER (I)	BOUNDARY CONDITIONS (V)			
	a)	b)	c)	d)
1	1	1	1	1
2	1	1	0	-1
3	1	-1	1	1
4	0	-1	0	-1
5	-1	1	1	1
6	-1	1	0	-1
7	-1	-1	1	1
8	0	-1	0	-1

- A strip thickness (t) of 0.5 mm
- A dielectric constant (ϵ_r) of 1

The FEM approach was employed to solve the potential distribution problem as shown in Fig. 4. Once a solution is obtained, the potential at any point of the TEM resonator can be calculated. Figure 5 shows the resulting potential distributions for different boundary conditions (Table 1).

As discussed above, the integration of the normal flux over the conductor contours determines the per-unit-length parameter matrices. Table 2 lists the first column of the [L] and [C] matrices. This information is sufficient to reconstruct the complete matrices since they are circulant.⁴⁻⁶

Table 2: Values for the first columns of the L and C matrices

ROW	L(nH/m)	C(pF/m)
1	357.9	33.89
2	74.78	-6.30
3	27.91	-0.86
4	16.25	-0.47
5	13.69	-0.39
6	16.25	-0.47
7	27.91	-0.86
8	74.78	-6.30

Finally, the MRI coupled microstrip line resonator shown in Fig. 3 was designed with the following features: a resonator length, l , of 37.5 cm; a matching capacitor, C_M , with value of 19.14

pF, and source and load terminating capacitors, C_S and C_L , respectively, both with value of 2.415 pF. Figure 6 shows the simulated frequency response of S_{11} at the RF port of the MRI resonator.

The curve presents a minimum at the chosen resonant frequency, i.e., 200 MHz. The obtained minimum of reflection for the coupled microstrip line TEM resonator is very low at the resonance frequency (-63.33 dB). Using Eq. 4, Q_o was determined to be equal to 400.

This resulting unloaded quality factor ($Q_o = 400$) obtained from the above geometrical and electrical parameters for the eight-element unloaded coupled microstrip line TEM resonator is very interesting comparing with that recently obtained for the eight-element unloaded coupled coaxial line TEM resonator (with $Q_o = 260$).⁶

(continued on p. 110)

News Report

(continued from p. 46)

radios that are included. By sharing a single antenna and a single Mini Card slot, this reference design eliminates the need for additional antennas or Mini Card slots. By combining both wireless-PAN technologies onto a single Mini Card, it also allows OEMs to use only a single Mini Card slot on a notebook PC.

At the same time that the SC3224R was released, the company announced a single-chip, all-CMOS Half Mini Card based on Certified Wireless USB. It also began offering an SDIO-card reference design based on its Ripcord family. The SC3225R Wireless USB HWA Half Mini Card is half the size of a standard PCI Express Mini Card. As a result, the design leaves room for another Half Mini Card, such as Bluetooth. Notebook designs can have one Mini Card slot dedicated to WPAN and to support Wireless USB and Bluetooth simultaneously.

The SC3226R is a reference design, which is based on Certified Wireless

USB, in an SDIO-card form factor. It supports native-host, native-device, or dual-role-device modes through an SDIO 1.1 device interface. In doing so, it targets laptops, PDAs, mobile handsets, and other devices that support SDIO cards. The reference design kits include a working hardware sample, schematics, PCB Gerber layout files, bill-of-materials, design guide, production test guide, HWA and DWA Windows XP drivers and utilities, and a sample end-user manual.

The Ripcord family, reference designs, and other products from Staccato are clearly designed at solidifying and growing the market for UWB. Dr. Roberto Aiello states, "For a UWB market to exist, it required Staccato to be innovative in creating an industry—not just the technology or a chip. We had help from several other start-ups and large companies. But since the early '90s, we have been at the forefront of fighting for worldwide spectrum regulations and worldwide standardization of UWB.

Our biggest innovation, however, has been the fact that while all of our competition considered it impossible to build UWB in single-chip CMOS, we took the risk and found a way to make it work and work well. This is the innovation that will truly allow UWB to become ubiquitous by reaching the price points required for mass adoption."

Like many of today's wireless-communications technologies, UWB had its origins in the military. After some initial hype, many naysayers loudly doubted both its viability and the possibility of a market for UWB. Thanks to the inspired efforts of companies like Staccato, however, UWB will be at the root of solutions that welcome the next wave of wireless applications. Consumers will be transmitting high-bandwidth content, networking with others based on their location, and enjoying other conveniences that could only become possible by enabling UWB and blending it with other standards and technologies. **MRi**

MRI RESONATORS

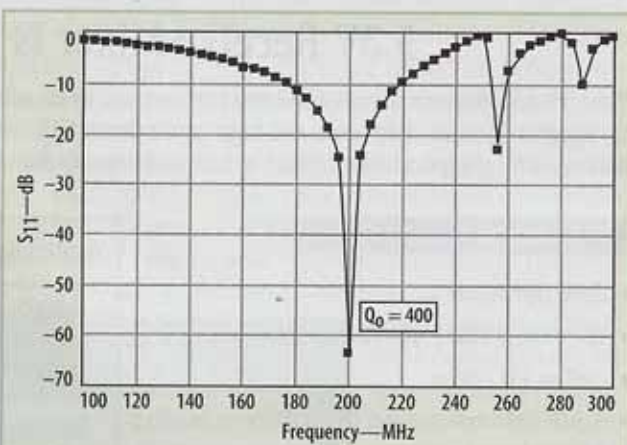
Design Feature

(continued from p. 66)

This article has presented the analysis and the design of an eight-element unloaded coupled microstrip line TEM resonator for magnetic resonance imaging at 4.7 T (i.e., 200 MHz), which has a high quality factor ($Q_0 = 400$). To reach this objective, it was necessary to determine the electromagnetic parameters of the TEM resonator. At 200 MHz the problem is approximated by the resolution of Laplace's equation. Its solution was made by the finite element method, which allows us the determination of the inductance and capacitance matrices ($[L]$ and $[C]$ matrices, respectively). When the $[L]$ and $[C]$ matrices have been determined, it is possible to simulate the frequency response of S_{11} at the RF port of the designed TEM resonator. This then makes it possible to evaluate the value of the unload quality factor (Q_0) for the MRI resonator. **MRi**

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," *Journal of Magnetic Resonance 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. 622-628.
3. J.W. Pan, J.T. Vaughan, R.I. Kuzniecky, G.M. Pohost, and H.P. Hetherington, "High resolution neuroimaging at 4.1 T," *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, Vol. 13, 1995, pp.



6. Measurements of reverse transmission, S_{11} , at the RF port of the MRI resonator are plotted here as a function of frequency.

915-921.

4. G. Bogdanov and R. Ludwig, "A Coupled microstrip line transverse electromagnetic resonator model for high-field," *Journal of Magnetic Resonance Medicine*, Vol. 47, 2002, pp. 579-593.
5. N. Ben Ahmed, M. Feham, and M. Khelif, "Finite element analysis of the transverse electromagnetic birdcage resonator," *Revue Afrique Sciences*, Vol. 2, No. 1, January 2006, pp. 1-12.
6. N. Ben Ahmed, 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, April 2006, pp. 2093-2099.
7. N. Ben Ahmed and M. Feham, "Design NMR probes at high frequencies," *Microwaves & RF*, February 2002, pp. 77-103.
8. A.R. Djordjevic, M. Bazzdar, G. Vitosevic, T. Sarkar, and R.F. Harrington, *Scattering Parameters of Microwave Networks with Multiconductor Transmission Lines*, Artech House, Norwood, MA, 1990.