

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE DE CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

Thèse en co-tutelle

Présentée pour l'obtention du diplôme

DOCTORAT EN ELECTRONIQUE
DE L'UNIVERSITE MENTOURI DE CONSTANTINE
ET DE L'UNIVERSITÉ PIERRE & MARIE CURIE

Option : Microsystème et Instrumentation

Présentée par :

Nabila AOUABDIA

Intitulée :

**ETUDE D'UN CAPTEUR A BASE DE RESONATEUR
PLANAIRE POUR APPLICATIONS AU CONTROLE
NON DESTRUCTIF**

**Soutenu le : / / 2012
devant le jury**

Mme. Farida HOBAR

Professeur à l'Université de Constantine

Présidente

Mme. Fatiha BENABDELAZIZ

Professeur à l'Université de Constantine

Rapporteur

M. Georges ALQUIE

Professeur à l'Université de Paris 6

Rapporteur

Mme. Odile PICON

Professeur à l'Université de Marne-la-Vallée

Examinateur

M. Victor FOUAD HANNA

Professeur à l'Université de Paris 6

Examinateur

M. Hocine KIMOUCHE

MC-HDR à l'EMP Bordj El Bahri

Examinateur

M. Nour-eddine BELHADJ-TAHAR

MC-HDR à l'Université de Paris 6

Invité

À la mémoire de mon père,

Je dédie ce modeste travail :

À ma mère,

À mes sœurs,

À mes frères,

À mes belles sœurs,

À tou(te)s mes ami(e)s.

Remerciements

Cette thèse a été effectuée en cotutelle entre l'Université Mentouri Constantine et l'Université Pierre & Marie Curie Paris 6. Le travail présenté dans ce document a été réalisé au sein du Laboratoire de Microsystème et Instrumentation (**LMI**) et le Laboratoire d'Electronique et Electromagnétisme (**L2E**). Je remercie MM. Marc HELIER et Aziz BENLARBI DELAÏ, directeurs successifs du **L2E** de m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire.

Un remerciement particulier s'adresse à Mme Farida HOBAR, Professeur au Département d'Electronique et Vice-recteur des relations internationales, pour avant tout ces grandes qualités humaines, qu'elle trouve à travers cette thèse l'expression de ma profonde reconnaissance et ma gratitude éternelle, pour le soutien indéfectible et constant ainsi que pour avoir bien voulu juger ce travail et l'honneur qu'elle m'a accordé en acceptant la présidence de la commission de ma soutenance .

Je remercie Mme F. BENABDELAZIZ, Professeur au Département d'Electronique, Université de Constantine et directrice de cette thèse, pour la confiance qu'elle m'a témoignée en acceptant la direction de ma thèse, pour avoir suivi de très près mon travail et elle a su me laisser prendre des initiatives et avec ses compétences, a contribué à ma formation sur le plan scientifique que personnel.

Mes plus vifs remerciements s'adressent à M. G. ALQUIE, professeur au L2E, Université de Paris 6 et directeur de cette thèse, pour la chaleur de son accueil, pour l'intérêt qu'il a porté à ce sujet, pour la confiance qu'il m'a accordé ainsi que pour les conseils avisés qu'il a su me prodiguer au cours de longues discussions qui ont été toujours fructueuses. Je tiens à lui exprimer ma profonde reconnaissance, de m'avoir fait bénéficier de sa compétence et ses connaissances multidisciplinaires, pour le soutien constant qu'il m'a accordé durant mes séjours au L2E, ce qui m'a permis de réaliser une partie de ce travail dans d'excellentes conditions.

Je tiens particulièrement à remercier aussi M. N. BELHADJ-TAHAR, MC-HDR au L2E, Université de Paris 6, pour sa présence continue dans la partie pratique de cette thèse, pour ses

conseils avisés, pour sa direction clairvoyante et ses remarques toujours utiles. Je suis très reconnaissante pour le temps que vous avez passé à me faire avancer dans ce projet.

Je remercie Mme. O. PICON, Professeur à l'Université de Marne-la-Vallée et M. H. KIMOUCHE, MC-HDR à l'école militaire polytechnique (EMP) de Bordj el Bahri, pour avoir accepté d'évaluer mon travail en tant que rapporteurs.

Je souhaite aussi signifier toute ma plus grande reconnaissance à M. V. FOUAD HANNA, Professeur au L2E, Université de Paris 6, pour avoir accepté de siéger au jury de soutenance de cette thèse et pour le caution scientifique qu'il veut bien apporter à ce travail.

Gratitude, reconnaissance et remerciements s'adressent à M. T. LAROUSSE, Professeur au département d'électronique, Université de Constantine, M. S. FACI, MC au CNAM de Paris et M. H. TALLEB, MC au L2E, Université de Paris 6.

Je tiens à remercier également tous les membres enseignants, doctorants et personnels du laboratoire L2E de l'université de Paris 6, que j'ai eu l'honneur de côtoyer durant mon passage à Paris pour leur gentillesse, leur bonne humeur, leur sollicitude et leur disponibilité. Et je remercie particulièrement M. H. MIDAVAINÉ et M. Y. CHATELON pour leurs aides précieuses dans la mise en œuvre de mes prototypes.

Je n'oublierais pas de remercier tous les membres enseignants, doctorants et personnels du département d'électronique de Constantine pour leur soutien moral et la sérénité qu'ils m'ont apporté pour mener à bien cette thèse. Je me suis senti très favorisé par les excellentes conditions de travail et cette expérience m'a confirmé que mon avenir professionnel se trouve dans l'enseignement.

Je remercie très chaleureusement l'ensemble des personnes qui m'ont croisé pendant mon parcours scientifique et personnel, et avant tout mes amie (s): K. Nour el Houda, A. Amel et Chafika, B. Wassila, T. Rawdha, B. Dhafira, A. N. Reda, H. Ryadh, M. Hafid, Noureddine, Djamel, et ceux que j'oublie. Merci à mes frères, mes sœurs et mes belles-sœurs pour leurs soutiens et encouragements. Le dernier remerciement est pour quelqu'un qui m'est très précieux, pour son soutien, son inquiétude et ses conseils qui m'ont toujours été bénéfiques, merci à toi maman et qu'Allah te protège...

Glossaire

LMI	Laboratoire Mycrosystème et Instrumentation
L2E	Laboratoire d'Electronique et d'Electromagnétisme
RPR	Résonateur Patch Rectangulaire
CND	Contrôle Non Destructif
END	Essai ou Examen Non Destructif
HFSS	High Frequency Structure Simulator
CST	Computer Simulation Technology
EM	Electromagnétique
RF	Radio Fréquence
TE	Mode transverse électrique
TM	Mode transverse magnétique
TEM	Mode transverse électromagnétique
TRL	Through, Reflect, Line
SOLT	Short, Open, Load Thru (liaison directe avec le port en court-circuit, circuit ouvert et avec une charge 50 Ω)
IRM	Imagerie par Résonance Magnétique
FDTD	Finite Difference Time Domain – Méthode des différences finis
TLM	Transmission Line Matrix – Méthode de la matrice des lignes de transmission
FEM	Finite Element Method – Méthode des éléments finis
MoM	Moment Method – Méthode des Moments
EFIE	Equation intégrale du champs électrique
EME	EigenMode Expansion – Mode propre
VNA	Vectorial Network Analyzer – Analyseur Vectoriel de Réseau
N et M	Nombre de modes
sbf-wo-ec	sinusoidal b asis f unction w ithout e dge c ondition (fonction de base sinusoïdale sans condition de bord)
sbf-w-ec	sinusoidal b asis f unction w ith e dge c ondition (fonction de base sinusoïdale avec condition de bord)
cp-ec	C hebyshev p olynomial w ith e dge c ondition (polynôme de Chebyshev avec condition de bord)
f_r	Fréquence de résonance
Q	Facteur de qualité

BP	Bande Passante
d_i ou h_i	épaisseur du diélectrique avec $i = 1,2,3,\dots,N$ indique le nombre de couche
ϵ_0	permittivité du vide
ϵ_r	permittivité relative
ϵ^*	permittivité complexe
$\bar{\epsilon}$	permittivité tensorielle
μ_0	perméabilité du vide
μ^*	Perméabilité complexe
ω	pulsation qui vaut $\omega = 2\pi f$ avec f la fréquence de résonance
$\tilde{E}_z^{e,h}$	composante longitudinale du champ électrique
$\tilde{H}_z^{e,h}$	composante longitudinale du champ magnétique
	avec Les indices "e" et "h" expriment respectivement les ondes TM et TE.
$\bar{\mathbf{K}}_S$	vecteur d'onde transverse $\bar{\mathbf{K}}_S = \hat{\mathbf{x}}.k_x + \hat{\mathbf{y}}.k_y$ et $K_S = \bar{\mathbf{K}}_S $
k_z^e	constante de propagation des ondes TE, $k_z^e = \left(\epsilon_x k_0^2 - \frac{\epsilon_x}{\epsilon_z} K_S^2 \right)^{1/2}$
k_z^h	constante de propagation des ondes TM, $k_z^h = (\epsilon_x k_0^2 - K_S^2)^{1/2}$ et $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$
$\bar{\mathbf{B}}$	matrice qui relie les coefficients de la décomposition de la densité de courant surfacique du résonateur dans le domaine spectral
$\tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{r}_S)$	fonction de base des courants de conduction
J	fonctions de Bessel

Sommaire

Introduction Générale	2
Chapitre I. Etat de l'art des différentes méthodes de caractérisation de matériaux	6
I.1. Introduction	6
I.2. Propriétés électromagnétiques des matériaux	7
I.3. Différents types de matériaux utilisés	9
I.4. Les méthodes de caractérisation en haute fréquence	9
I.4.1. Méthodes à larges bande	10
A. Méthode en espace libre	10
B. Méthodes des lignes de transmission	12
C. Différents types de lignes utilisées pour caractériser des matériaux	14
C.1. Sonde coaxiale	14
C.2. Ligne triplaqué	17
C.3. Ligne coaxiale	18
C.4. Guide d'onde	20
C.5. Ligne microruban	21
I.4.2. Les méthodes à bande étroite	23
A. Cavité cylindrique	23
B. Stub microruban	25
I.4.3. Autres méthodes résonantes	26
I.5. Etude comparative des différentes méthodes	27
I.6. Conclusion	28
Références bibliographiques du chapitre I	29
Chapitre II. Propriétés électriques des milieux biologiques	34
II.1. Introduction	34
II.2. Généralités sur les tissus vivants	35
II.3. Descriptif physiologique du milieu biologique	37
II.4. Propriétés électriques des tissus biologiques	39

a. Formulation générale pour un milieu mixte diélectrique conducteur	39
b. Comportement conducteur	41
c. Courant de déplacement et conductivité complexe	41
d. Comportement diélectrique	43
e. Pertes diélectriques et permittivité complexe	45
f. Impédance électrique	46
II.5. Spectre diélectrique caractéristique des tissus biologiques	48
a. Conductivité	48
b. Permittivité	49
c. Dispersion α	49
d. Dispersion β	49
e. Dispersion γ	49
II.6. Conclusion	50
Références bibliographiques du chapitre II	51
Chapitre III. Généralités sur les résonateurs et formulation mathématique du prototype	54
III.1. Généralités sur les structures microrubans imprimées	54
1. Introduction	54
2. Structures résonantes microrubans	55
3. Domaines d'applications et différents types de résonateurs	55
4. Avantages et inconvénients	56
5. Modes d'excitations	57
6. Les différentes modélisations	58
6.1. Les méthodes approximatives	58
6.1.1. Modèles des lignes de transmission	59
6.1.2. Modèle de la cavité	61
6.1.3. Modélisation des réseaux multiports	62
6.2. Les full-wave	63
6.2.1. La méthode des différences finies (FDTD)	64
6.2.2. La méthode de la matrice des lignes de transmission (TLM)	64
6.2.3. La méthode des éléments finis (FEM)	64
6.2.4. La méthode des moments (MoM)	65

III.2. Formulation mathématique	65
1. Introduction	65
2. Présentation de la structure étudiée	66
3. Détermination des champs selon les modes TE et TM à une couche diélectrique	67
4. Détermination du tenseur spectral de Green	68
5. Equation intégrale du champ électrique (EFIE)	70
6. Solution par la méthode des moments	70
7. Fréquence de résonance-Facteur de qualité-Bande passante	72
8. Choix des fonctions de bases	72
III.3. Conclusion	77
Références bibliographique du chapitre III	78
Chapitre IV. Validation du modèle analytique proposé	80
IV.1. Introduction	80
IV.2. Convergence et temps de calcul	81
IV.3. Comparaison entre les résultats du modèle analytique et ceux publiés	83
IV.4. Les simulations électromagnétiques	84
1. Le logiciel HFSS	84
a. Généralités	84
b. Méthodes des éléments finis	85
2. Le logiciel CST	85
a. Généralités	85
b. La FDTD	86
c. Fonctionnement	87
3. Validation du modèle proposé avec les logiciels commerciaux	88
IV.5. Conclusion	91
Références bibliographiques du chapitre IV	92
Chapitre V. Mise en œuvre expérimentale et caractérisation du matériau biologique	94
V.1. Introduction	94
V.2. Réalisation et validation expérimentale des prototypes	95
1. Introduction	96
2. Description des propriétés diélectriques d'un matériau	96
3. Réalisation des RPR	97

4. Techniques expérimentales	101
5. Les résultats expérimentaux du RPR avec substrat et superstrat	103
6. Comparaison avec la tolérance de la permittivité diélectrique relative	106
V.3. Caractérisation des matériaux biologiques	107
1. Introduction	107
2. Approche comparative des résultats expérimentaux du Foie-Graisse-Beurre	107
3. Approche comparative entre les mesures et les simulations avec paramètres diélectriques calculés	113
V.4. Conclusion	121
Références bibliographiques du Chapitre V	122
Conclusion générale et perspectives	124
Annexes	128
Résumés	139

*INTRODUCTION
GENERALE*

Introduction générale

Dans cette introduction générale, nous décrivons le déroulement de cette thèse et mettrons chaque action effectuée dans son contexte approprié. Après une brève introduction qui présente la problématique et la motivation qui ont conduit aux travaux de cette thèse, nous spécifierons dans un état de l'art les différentes méthodes de caractérisations électromagnétiques de matériaux par les méthodes couramment utilisées en réflexion-transmission s'appuyant sur des cellules de mesures de type structures résonantes planaires, puis nous introduirons l'apport principal de cette thèse : la caractérisation de matériaux biologiques à l'aide de prototypes que nous avons mis en œuvre, en passant par leurs modélisations, leurs validations, leurs simulations, leurs réalisations et leurs rétro-simulations.

L'objectif de cette thèse est la mise en œuvre de différents prototypes de résonateurs patch rectangulaires (RPR) afin qu'ils servent comme applicateur au contrôle non destructif (CND) et à des applications médicales pour caractériser les propriétés diélectriques de divers matériaux biologiques.

Nous avons comparé les résultats modélisés et simulés à l'aide de deux logiciels commerciaux (HFSS et CST) avec notre méthode basée sur la formulation de l'équation intégrale du champ électrique. Cette méthode permet de déduire le tenseur spectral de Green du RPR dans son environnement diélectrique et la fréquence de résonance par résolution numérique. Nous avons réalisé des prototypes avec et sans superstrat, de diverses dimensions et utilisant divers matériaux connus afin d'effectuer des vérifications expérimentales et de valider ces structures.

La thèse est structurée en cinq chapitres, d'une introduction et d'une conclusion générale ;

Dans le premier chapitre, nous présentons l'état de l'art des différentes méthodes de caractérisation de matériaux, dans ce contexte, l'étude a été basée sur la classification des différents paramètres des matériaux à savoir : la bande de fréquence, le type de matériau et enfin le type de la méthode. Nous présentons alors d'une manière succincte les classes de méthodes et nous posons les bases qui serviront à mieux mettre en évidence les différents phénomènes que l'on peut rencontrer, ainsi que le choix du type de méthode le mieux adapté

pour caractériser certains matériaux, particulièrement les matériaux hétérogènes tels que : les tissus biologiques, dans la bande de fréquence 1-10 GHz.

Le second chapitre est consacré aux propriétés électriques complexes des milieux biologiques. La connaissance de l'environnement des tissus vivants ainsi que leurs interactions avec les champs électromagnétiques est d'une importance considérable afin de pouvoir remonter au problème inverse. Dans ce contexte, nous avons présenté un descriptif physiologique et électrique détaillé de ces milieux qui varient considérablement avec la nature du tissu par la permittivité complexe, la conductivité et la fréquence. Généralement, ils sont subdivisés en deux grandes catégories, tissus à forte teneur en eau comme la peau, le foie, le sang et le muscle et tissus à faible teneur en eau comme la graisse et l'os. Nous avons pris en compte la description des spectres de la conductivité et de la permittivité. La compréhension de ces divers aspects abordés dans ce chapitre est une condition nécessaire à la caractérisation de ces milieux complexes.

Dans le chapitre III, nous parlons des généralités des structures planaires en commençant par la définition et la présentation des résonateurs. Les caractéristiques, les différents types, les avantages et inconvénients, les domaines d'application ainsi que les modes d'excitations des résonateurs microrubans ont été illustrés. On achève cette partie par un descriptif des différentes modélisations de ces résonateurs. Nous présentons aussi la formulation mathématique du RPR. Partant des équations de Maxwell avec les conditions EM aux frontières de la structure, nous avons déterminé l'expression du champ électrique. Les inconnues qui sont les densités de courant électrique sur la plaque conductrice, sont modélisées selon trois types de fonctions de bases. L'utilisation de la méthode des moments (MoM) via la procédure de Galerkin nous a permis de discrétiser et de résoudre l'équation intégrale, couplée avec le tenseur spectral de Green de forme diagonale. Les solutions aux valeurs propres sont les valeurs qui annulent le déterminant de la matrice qui relie les coefficients de la décomposition de la densité de courant surfacique du résonateur dans le domaine spectral selon les directions $[x,y]$.

Dans le chapitre IV nous avons validés les modèles analytiques des RPRs proposés, afin de les utiliser comme applicateur électromagnétique au contrôle non destructif pour la caractérisation de différents superstrats inconnus. Ces prototypes ont été modélisés par une analyse rigoureuse avec diverses fonctions de base pour l'élaboration des courants inconnus.

L'analyse théorique proposée est basée sur la méthode des moments via l'approche de Galerkin. Nous avons développés nos codes compacts structurés en Fortran 90 pour la résolution du système matriciel obtenu. Nous avons confrontés nos résultats de programmation des RPR avec et sans superstrat avec les données expérimentales publiés dans la littérature pour différentes épaisseurs du substrat et superstrat, diverses dimensions de la plaque conductrice et en tenant compte de la nature du substrat (anisotrope et isotrope). Deux logiciels EM du commerce HFSS et CST ont été utilisés pour simuler les prototypes RPR proposés. L'exactitude des résultats obtenus est évaluée utilisant quatre prototypes opérant aux alentours de 6 GHz, tenant compte seulement de la fréquence de résonance du mode fondamental. Le modèle théorique est comparé aux simulations EM.

Le chapitre V est consacré à l'utilisation des prototypes proposés comme applicateur EM au contrôle non destructif pour caractériser des matériaux biologiques et permettre éventuellement par mesure de contraste diélectrique de déterminer leurs pathologies. Une fois les RPRs réalisés, nous avons procédé à leurs validation en confrontons une série de mesures sur divers échantillons (foie, foie gras, graisse, beurre, poulet, etc.) comme superstrat, avec les simulations EM utilisant HFSS dans le but de déterminer la fréquence de résonance, le coefficient de réflexion et le facteur de qualité qui nous permettront de remonter au facteur de perte et la permittivité de chaque échantillon.

Et enfin une conclusion générale où on donne les perspectives futures à traiter.

Chapitre I: Etat de l'art

*Différentes méthodes
de caractérisation des matériaux*

Chapitre I

Etat de l'art des différentes méthodes de caractérisation diélectrique de matériaux

Sommaire

I.1. Introduction	6
I.2. Propriétés électromagnétiques des matériaux	7
I.3. Différents types de matériaux utilisés	9
I.4. Les méthodes de caractérisation en hautes fréquences	9
I.4.1. Méthodes à large bande	10
I.4.2. Méthodes à bande étroite	23
I.4.3. Autres méthodes résonantes	26
I.5. Etude comparative des différentes méthodes	27
I.6. Conclusion	28
Références bibliographiques du chapitre I	29

I.1. Introduction:

Différentes méthodes de caractérisation des matériaux ont été développées depuis les années 60 afin d'étudier les phénomènes d'interactions onde-matière dans la gamme des ondes électromagnétiques. Les techniques employées diffèrent selon la gamme de fréquence exploitée, les propriétés du matériau étudié (diélectrique, magnétique, transparent, absorbant, hétérogène, anisotrope, etc.) et l'état physique du matériau (solide, liquide, poudre, etc.). Les premières méthodes de mesure ont été initialement développées pour caractériser des matériaux dans les domaines biomédicaux et agroalimentaires. Elles ont ensuite été appliquées à la caractérisation de matériaux utilisés pour les dispositifs hyperfréquences (diélectriques, matériaux ferromagnétiques, ferroélectriques, etc.) [I.1]. Les méthodes de caractérisation des matériaux peuvent être classées en fonction de différents paramètres illustrés dans le tableau ci-dessous [I.2]:

Bande de fréquence		Type de matériaux		Type de méthode	
Bande étroite	Large bande	Massique et homogène	Multicouche inhomogène	Non destructive	destructive

Tableau I.1. Classification des méthodes de caractérisation en fonction des paramètres de base [I.2]

Les *méthodes large bande* sont celles qui couvrent au moins une décade de fréquences. Par contre, les *méthodes à bande étroite* sont basées sur des mesures effectuées autour d'une

fréquence centrale. Dans ces deux méthodes il est souvent nécessaire d'usiner les échantillons à caractériser (méthode destructive). On peut aussi développer des méthodes non destructives (ou non invasives) en utilisant des applicateurs RF [I.2].

Dans ce chapitre, nous présentons les différentes méthodes de caractérisation des matériaux. Cet état de l'art nous permet par une approche critique des techniques existantes de sélectionner les méthodes de mesure qui paraissent les mieux adaptées à la caractérisation de matériaux hétérogènes tels que les tissus biologiques, dans la bande de fréquences 1-10 GHz.

I.2. Propriétés électromagnétiques des matériaux

Les propriétés électromagnétiques des matériaux sont définies à partir de deux paramètres constitutifs : la permittivité ϵ , qui traduit la réaction du milieu face à une excitation électrique (champ \mathbf{E} de l'onde électromagnétique) et la perméabilité μ , qui décrit le comportement du matériau vis à vis d'une excitation magnétique (champ \mathbf{H} de l'onde électromagnétique). Une écriture adéquate des équations de Maxwell permet de prendre en compte la conductivité électrique du milieu au travers d'une expression généralisée de la permittivité. La permittivité et la perméabilité doivent être représentées par des valeurs complexes $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$, $\mu = \mu' - j\mu''$ afin de tenir compte des effets dissipatifs (pertes) inhérents à tout matériau. La réponse électromagnétique de milieux hétérogènes peut être représentée par une permittivité et une perméabilité moyennes à condition que la taille des hétérogénéités du matériau reste faible devant la longueur d'onde. On parle alors de permittivité et perméabilité effectives. Enfin, dans le cas des milieux aux propriétés électromagnétiques anisotropes la permittivité ou la perméabilité doivent être représentées par des grandeurs tensorielles [I.3].

Pour mesurer la permittivité et la perméabilité complexes d'un matériau, on prélève un échantillon de matière et on le place sur le trajet d'une onde électromagnétique progressive, soit dans l'espace libre, soit à l'intérieur d'une structure de propagation (ligne de transmission ou guide d'onde). On peut également positionner l'échantillon à l'emplacement du champ électrique ou du champ magnétique d'une onde stationnaire, par exemple dans une cavité résonante. Les coefficients de réflexion et de transmission du dispositif expérimental dépendent directement des propriétés électromagnétiques du matériau. A partir de la mesure de ces coefficients, réalisée à l'aide d'un analyseur de réseaux, et de l'analyse

électromagnétique des discontinuités créées par l'échantillon, on remonte à la permittivité et la perméabilité de l'échantillon [I.3].

Le choix d'une technique de caractérisation est d'abord déterminé par la bande de fréquence exploitée, puis par les propriétés physiques du matériau : magnétique ou non, transparent ou absorbant, isotrope ou anisotrope, homogène ou hétérogène, dispersif ou non et enfin par la forme et la nature des échantillons de matière disponibles : plaquettes ou films minces, liquides ou solides, élastomères ou granulaires. Le tableau résume tous les cas.

La cellule de mesure	L'emplacement des échantillons	Paramètres à mesurer	Les données physiques mesurées	Gamme de fréquences
<i>Les lignes de transmission ou de guides d'ondes</i>	Au centre de la cellule	S_{11} et S_{21}	ϵ et μ	À large bande
	En face d'un court-circuit	S_{11}	μ	Basse fréquence
	En face d'un circuit ouvert	S_{11}	ϵ	À large bande
	En contact avec une sonde	S_{11}	ϵ	À large bande
<i>Cavité résonnante</i>	Seul	S_{11} ou S_{21} module	ϵ ou μ	Mono-fréquence
<i>En espace Libre</i>	En face d'un court-circuit	S_{11}	Z_s , ϵ ou μ	À large bande
	Seul	S_{11} et S_{21}	ϵ et μ	À large bande

Tableau I.2. Technique de caractérisation de matériaux [I.3]

En électromagnétisme, le champ d'induction électrique \vec{D} représente la façon dont le champ électrique \vec{E} influe sur l'organisation des charges électriques dans un matériau donné, notamment le déplacement des charges (d'où la notation \vec{D}) et la réorientation des dipôles électriques. Dans un milieu linéaire, homogène et isotrope, la relation des champs électrique et d'induction à la permittivité, et avec *réponse instantanée* aux changements du champ électrique, est $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ où ϵ désigne la permittivité sous forme scalaire [I.3].

D'une manière générale, la permittivité n'est pas une constante : elle varie suivant la position dans le matériau, la fréquence du champ appliqué, l'humidité, la température, et d'autres paramètres. Dans un matériau non linéaire, la permittivité peut dépendre de la force du champ électrique. De plus, la permittivité en fonction de la fréquence des champs électriques et d'induction peut prendre des valeurs réelles ou complexes dont la partie *imaginaire* étant liée au phénomène d'absorption ou d'émission du champ électromagnétique par le matériau. Dans un milieu diélectrique réel, il existe toujours à basses fréquences une faible conductivité liée à différents mécanismes microscopiques (défauts notamment). On parle alors de *pertes diélectriques*. On peut tenir compte de ces pertes en définissant une permittivité complexe :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega) \quad (\text{I.1})$$

Ces pertes sont souvent très faibles. La partie imaginaire est donc très petite devant la partie réelle. On parle alors parfois d'*angle de perte*, exprimé en pour cents et défini par :

$$\delta_e \approx \tan\delta_e = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \quad (\text{I.2})$$

Cette appellation s'explique par le fait que cet angle δ_e est l'angle formé par les vecteurs champs électriques et déplacement électrique dans le plan complexe. Les parties réelles et imaginaires de la permittivité ne sont pas complètement indépendantes. Elles sont reliées par les relations de Kramers-Kronig.

I.3. Différents types de matériaux utilisés

Les différents secteurs d'application des matériaux permettent une classification en trois catégories différentes : les *isolants*, les *semi-conducteurs* et les *conducteurs*.

- ✓ Les conducteurs sont des matériaux où les charges sont nombreuses et libres de se déplacer sous l'action d'un champ électromagnétique.
- ✓ Les isolants aussi appelé *matériaux diélectriques*, ont pour fonction d'interdire le passage de tout courant électrique entre deux parties conductrices. Un isolant possède peu de charges libres, elles y sont piégées.
- ✓ Les semi-conducteur sont des matériaux qui ont les caractéristiques électriques d'un isolant, mais pour lesquels la probabilité qu'un électron puisse contribuer à un courant électrique, quoique faible, est suffisamment importante. En d'autres termes, la conductivité électrique d'un semi-conducteur est intermédiaire entre celle des métaux et celle des isolants.

I.4. Les méthodes de caractérisation en haute fréquence

Plusieurs méthodes de caractérisation de matériau sont décrites dans la littérature [I.4]. Le choix d'une des méthodes dépend de la bande de fréquence que l'on désire couvrir, du paramètre électrique privilégié, de la précision que l'on désire obtenir sur celui-ci, de la rapidité de la méthode ou de sa simplicité de mise en œuvre, et des propriétés diélectriques et structurales du matériau [genre de matériau (isolant ou semi-conducteur), type de matériau à caractériser (gaz, liquide, solide ou granulé)].

I.4.1. Les méthodes à large bande

A. Méthode en espace libre

La technique en espace libre est une technique relativement ancienne. Plusieurs travaux ont été menés détaillant cette méthode [I.5-I.6]. Couvrant la bande RF, son principe, malgré quelques nuances [I.7], est basé sur l'acquisition des coefficients de réflexion et de transmission [I.8]. Elle est large bande en ondes millimétriques de la permittivité complexe des matériaux diélectriques se présentant sous la forme de plaquette et non-destructive d'une part et ne nécessite pas de contact entre l'échantillon et les appareils de mesure d'autre part. La méthode utilise un banc en espace libre dit « quasi-optique » et des antennes à cornet rainuré focalisant pour l'émission et la transmission servent d'outils de mesure. Ainsi les paramètres S sont utilisés comme variables pour extraire les paramètres électriques [I.9]. L'équipe de D. K. Ghodgaonkar [I.10] a mis au point un nouveau principe basé sur la mesure des paramètres S en réflexion et en transmission d'échantillons planaires. Ce nouveau principe est fiable pour effectuer des mesures large bande de matériaux à fortes pertes. Quant aux matériaux à faibles pertes, une métallisation, non reliée à la masse est mise en dessous de l'échantillon à caractériser [I.11] pour diminuer les effets du rayonnement de l'onde.

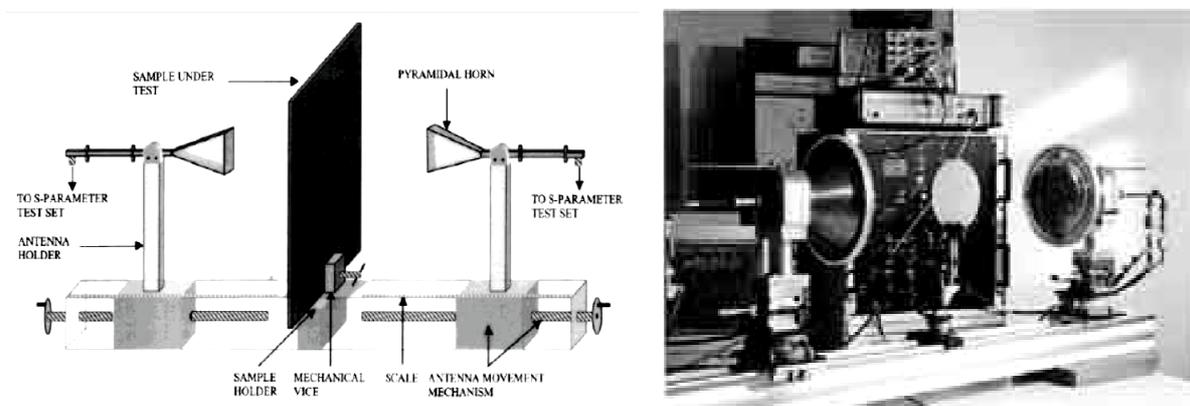


Figure I.1. Schéma d'un banc de mesure microonde en espace libre en présence de l'échantillon [I.6]

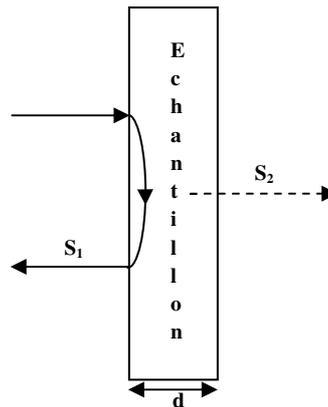


Figure I.2. Schématisation d'un échantillon planaire [I.10]

a. Principe : Le banc de mesure linéaire en espace libre définit une méthodologie de caractérisation pour obtenir une précision maximale sur les phases des paramètres S mesurés. Le banc se prête ainsi facilement à la caractérisation de matériaux diélectriques et ce sans filtrage temporel. La plaquette diélectrique à caractériser d'épaisseur d est positionnée sur le banc quasi-optique perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde. Les coefficients de réflexion et de transmission du dispositif sont mesurés dans les gammes de fréquences exploitées à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriels [I.12].

b. Dépouillement des mesures

La théorie utilisée pour dépouiller les mesures de paramètres S est basée sur l'hypothèse de la propagation d'un faisceau gaussien. Les antennes à cornet rainuré focalisant ont été conçues de telle manière à vérifier cette hypothèse en bande de fréquence exploitée. L'échantillon à caractériser doit être placé à l'endroit où l'onde peut être considérée comme étant plane (onde T.E.M.). Compte tenu de la taille des faisceaux, les échantillons doivent avoir des diamètres minimaux afin d'éviter les problèmes d'incertitude liés aux effets de bord. La caractérisation consiste à extraire la permittivité complexe de l'échantillon diélectrique à partir de la mesure du coefficient de transmission, ceci connaissant son épaisseur [I.12].

c. Résultats

- Gammes de fréquences exploitées : 26,5 - 42 GHz (bande Ka) et 70 - 110 GHz (bande W).
- Matériaux testés : matériaux diélectriques, à faibles et fortes pertes.
- Procédure d'étalonnage de l'analyseur de réseaux ABmm : TRL (Through, Reflect, Line).

- Dimensions des échantillons testés :
Diamètre = minimum 10 cm en bande W
Diamètre = 22 cm en bande Ka.
Epaisseur = de quelques centaines de micromètres à quelques millimètres [I.12].

Cette technique apparaît de nos jours comme une bonne technique pour les applications industrielles, car les instruments utilisés sont sensibles aux matériaux de très faibles pertes [I.9]. A la fréquence de 10 GHz, Von Hippel [I.4] donne les valeurs des permittivités relatives complexes du téflon ($2.08-j7.6 \times 10^{-4}$) et du verre au borosilicate ($4.38-j2.37 \times 10^{-2}$). En utilisant la méthode de l'espace libre, pour les mêmes matériaux, D. K. Ghodgaonkar [I.11] obtient les valeurs suivantes : $2-j6 \times 10^{-2}$ et $4.36-j10^{-1}$ sachant que l'épaisseur du téflon est 3.33mm et celle du soda-borosilicaté est de 3,86mm. L'erreur relative sur ϵ_r peut être évaluée à quelques 4%. Mais l'erreur est très importante lorsqu'il s'agit de déterminer le terme ϵ_r'' . Avec les méthodes en espace libre, plus l'épaisseur du diélectrique est grande, meilleure est la précision obtenue sur les paramètres électriques de l'échantillon.

B. Méthode des lignes de transmission

Les méthodes de ligne de transmission (réflexion/transmission) sont basées sur la détermination des paramètres de propagation (Z_c et γ) en présence du matériau à caractériser. Pour extraire ces paramètres de propagation, on utilise soit les paramètres S en réflexion/transmission, soit uniquement la réflexion dans deux configurations différentes, à savoir, la ligne en court-circuit et la ligne en circuit ouvert.

Il existe dans la littérature un grand nombre de structures propagatives permettant la transmission des signaux électriques [I.13]. La **Figure I.3** présente quelques types de structures de transmission. Le choix de la structure dépend des objectifs que l'on se fixe au départ: rapidité de la méthode, facilité de mise en œuvre de celle-ci et précision sur l'un des paramètres à caractériser. Lorsque les structures propagatives sont remplies de diélectrique, nous parlons d'un guide d'onde chargé ou de ligne chargée.

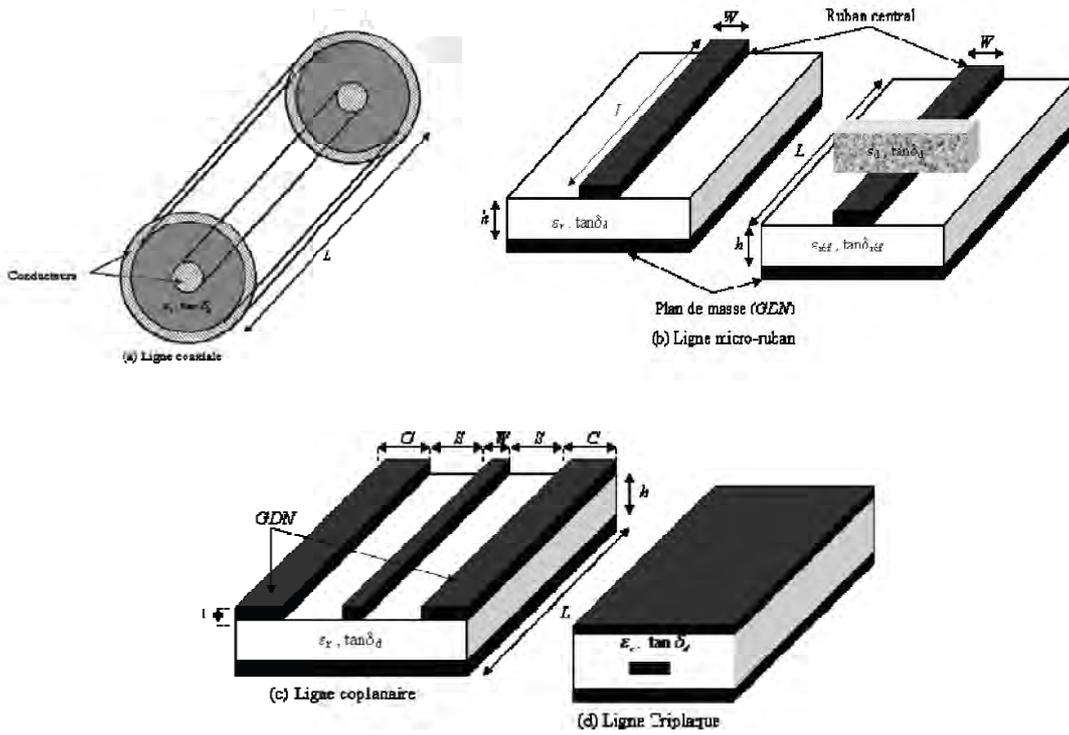


Figure I.3: Différents types et configurations de structures de transmission [I.13]

A partir des différentes structures propagatives, nous pouvons mettre en place plusieurs configurations (microruban, coplanaire, coaxiale, bifilaire, etc.) pour caractériser des matériaux. La **Figure I.3** ci-dessus illustre quelques configurations. Les différentes structures de lignes de transmissions sont classées dans le **Tableau I.3** ci-dessous :

Type de Lignes	Type de Structures	Pas de Conducteur	Un Conducteur	Deux Conducteurs
Ouvverte	Homogène	Ondes dans l'espace libre	Guide unifilaire	Ligne bifilaire Ligne symétrique à ruban
	Inhomogène	Guides diélectriques Ondes dans un milieu inhomogène	Autre lignes à un conducteur	Micro-ruban Ligne à fente Ligne bifilaire Ligne coplanaire Isolée
Fermée	Homogène	Guide diélectrique	Guides d'ondes métalliques	Ligne coaxiale
	Inhomogène	Guide diélectrique	Guides d'ondes métalliques chargés	Ligne coaxiale

Tableau I.3: Classification des lignes et guides d'ondes [I.13]

La présence d'un matériau de permittivité ou de perméabilité donnée modifie les paramètres de propagation Z_c et γ . La mesure de ces paramètres permet théoriquement de remonter à la permittivité complexe du matériau à caractériser.

C. Différents types de lignes utilisées pour caractériser des matériaux

La structure de transmission, destinée à caractériser les matériaux, peut être définie en fonction du type de mode (TEM, Quasi-TEM, TE, TM et hybride) se propageant dans la structure [I.14]. Les lignes de transmission de type planaire (microruban, coplanaire, etc.), sont inhomogènes, car elles comportent deux milieux de propagation de propriétés distinctes (souvent l'air et le diélectrique). Elles contiennent de plus des conducteurs métalliques déposés sur l'une ou sur les deux faces. Les lignes ouvertes rayonnent dans l'espace environnant. La fabrication des lignes de type planaire fait appel à la technique de photolithographie [I.15]. Elles sont adaptées aussi bien à la caractérisation de matériaux en couches minces [I.16-I.17] qu'aux matériaux en couches épaisses. Pour éviter le rayonnement des lignes planaires ouvertes, on utilise des structures «blindées». Ces structures permettent de confiner les champs électromagnétiques à l'intérieur du boîtier.

C.1. Sonde coaxiale

a. Descriptif

Méthode de mesure en fréquence large bande et en température de la permittivité complexe de matériaux isotropes se présentant sous la forme liquide, de poudres, de milieux mous ou solides [I.18].

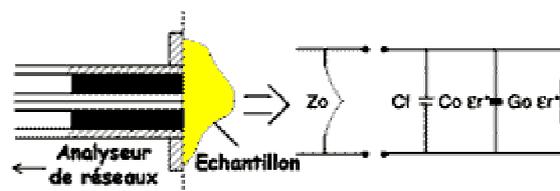


Figure I.4. Cellule de mesure à l'aide d'une sonde coaxiale [I.18].

b. Dépouillement

L'analyse électromagnétique de la discontinuité ligne coaxiale/matériau est basée sur une modélisation électrique par éléments localisés. Un programme de dépouillement des mesures effectue le calcul de la permittivité complexe à partir de la mesure du coefficient de réflexion S_{11} . Le domaine de validité de ce modèle s'étend jusqu'à la fréquence d'apparition du premier mode supérieur, c'est à dire autour de 20 GHz. Une procédure d'étalonnage est

nécessaire pour compenser les erreurs de mesures liées aux imperfections de la cellule (désadaptation, joint en plexiglas,...) et du câble de jonction. Une mesure sur des matériaux de permittivité connue (éthanol et eau distillée pour les liquides et le téflon et le polyéthylène) est également effectuée afin de valider la procédure d'étalonnage [I.18].

c. Résultats

- Gamme de fréquences exploitée : 200 MHz - 20 GHz (analyseur de réseaux HP 8720A).
- Gamme de températures exploitée : 0°C - 60°C.
- Matériaux testés : matériaux diélectriques ($\epsilon' < 100$), à fortes et moyennes pertes ($\tan \delta > 0.05$).
- Précision des résultats : erreurs relatives $< 5\%$.
- Procédure d'étalonnage de l'analyseur de réseaux : Circuit Ouvert, Court-Circuit, Eau Distillée.
- Procédure d'étalonnage de la sonde coaxiale : Ethanol et eau distillée pour les liquides et le téflon et le polyéthylène pour les solides.

Dimensions des échantillons testés : 5 cl pour les liquides et les poudres, > 20 mm pour le diamètre et $< 20 / (|\epsilon_r^*|)^{0.5}$ pour l'épaisseur [I.18].

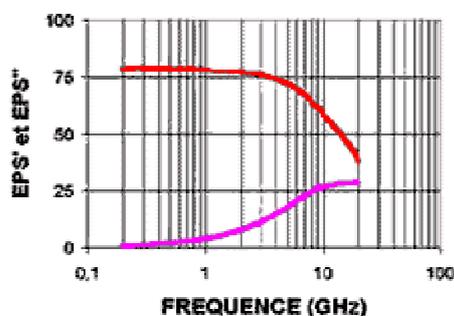


Figure I.5. Mesure de la permittivité de l'eau distillée en fonction de la fréquence [I.18].

La sonde coaxiale est basée sur la terminaison d'une structure coaxiale dont on modifie le coefficient de réflexion en l'appliquant à l'échantillon. Les travaux de Cole, Stuchly et la proposition de Marcuvitz [I.19-I.20] permettent de bien comprendre le fonctionnement d'une sonde coaxiale. La **Figure I.6** présente les différents types de sondes coaxiales utilisées. Les sondes pénétrantes sont particulièrement intéressantes pour les matériaux liquides. Pour des raisons d'usinage, nous nous fixons sur les sondes affleurantes, car elles ne nécessitent aucune préparation particulière des échantillons si ce n'est d'assurer une

surface parfaitement plane entre le matériau et la sonde afin d'obtenir un bon contact électrique.

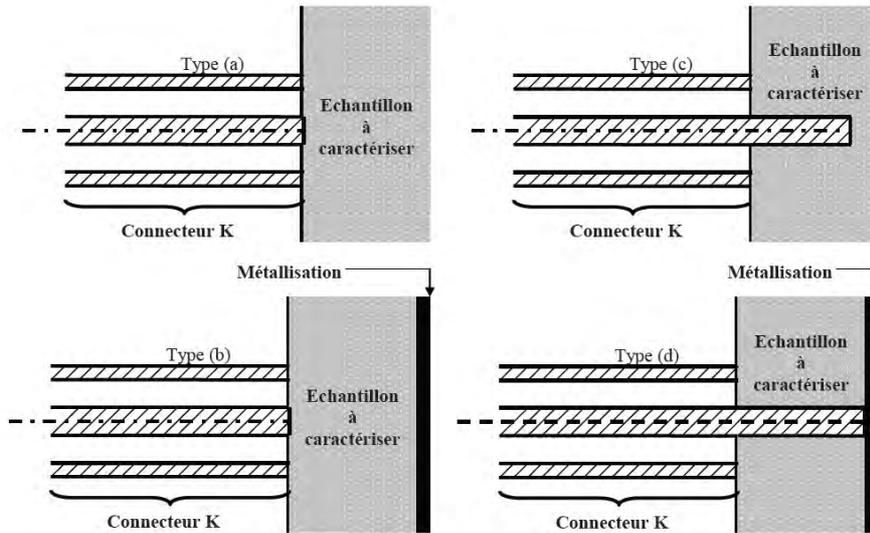


Figure I.6a: Sondes affleurantes : (a) diélectrique sans métallisation arrière, (b) diélectrique avec métallisation arrière [I.19-I.20].

Figure I.6b: Sondes pénétrantes : (c) diélectrique sans métallisation arrière, (d) diélectrique avec métallisation arrière [I.19-I.20].

Le schéma électrique équivalent de toutes ces structures est constitué par une ligne de transmission représentant la sonde et d'une impédance (ou d'une admittance) en bout de ligne caractérisant le matériau.

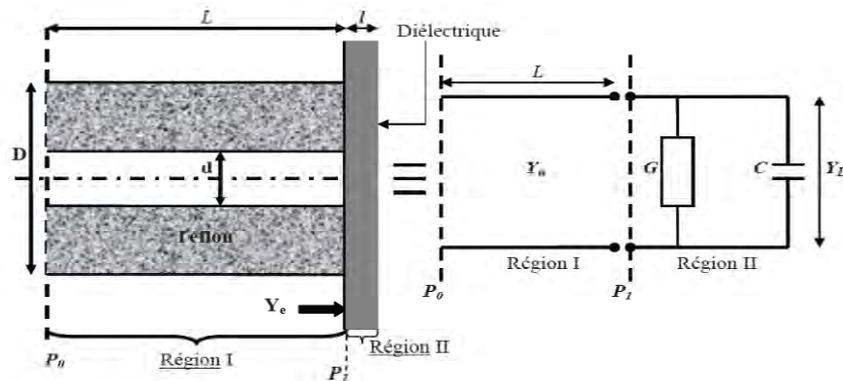


Figure I.7: Représentation d'une sonde coaxiale et de son circuit électrique équivalent [I.19-I.20].

Le plan de référence P_0 (représentant aussi le Port 1) de la sonde coaxiale est directement relié à l'appareil de mesure, le plan de référence P_1 est en contact avec l'échantillon à caractériser (**Figure I.7**). Les types de matériaux déjà utilisés avec cette configuration varient du liquide au solide [I.20-I.21]. L'admittance en bout de sonde, est déterminée à partir des mesures selon la configuration suivante :

$$Y_e(\omega) = G + jB \quad (\text{I.3})$$

C.2. Ligne triplaque

a. Descriptif

Méthode de mesure large bande de la permittivité et de la perméabilité complexes des matériaux solides isotropes. Les échantillons se présentent sous la forme de plaquettes rectangulaires ou de films minces déposés sur un support diélectrique.

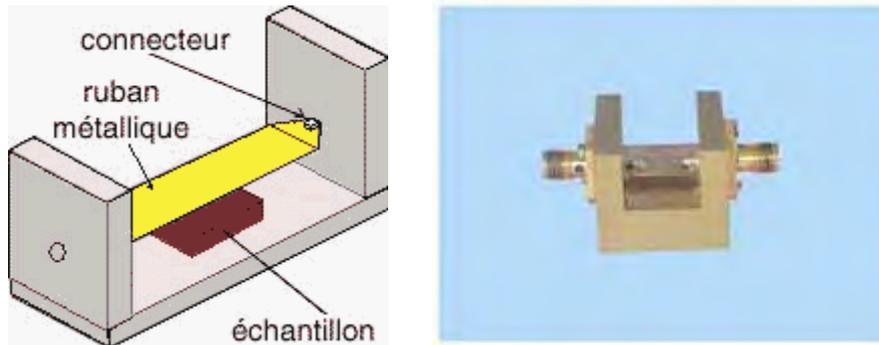


Figure I.8. Cellule de mesure triplaque [I.22].

b. Principe

Pour valider le logiciel de dépouillement des mesures associé à la cellule triplaque, des matériaux aux propriétés connues ont été mesurés entre 100 MHz et 8 GHz. Les valeurs attendues pour la permittivité et la perméabilité des matériaux étalons ont été retrouvées expérimentalement. A titre d'illustration, nous présentons sur la **Figure I.** Les résultats de mesure obtenus pour des matériaux ferrocomposites (alternance de couches ferromagnétiques et de films isolants) [I.22].

c. Dépouillement des mesures

L'analyse électromagnétique de la cellule est basée sur une approche quasi-statique [I.23]. Cette approche consiste à représenter la section transversale de la ligne triplaque contenant l'échantillon testé par une section droite équivalente constituée d'un milieu homogène de permittivité et de perméabilité effectives ϵ_{eff} et μ_{eff} . Le dépouillement des mesures se fait en deux étapes. La première consiste à calculer la permittivité et la perméabilité effectives de la portion de ligne contenant l'échantillon testé en fonction des paramètres S de la cellule de mesure. La seconde étape correspond au calcul de la permittivité et de la perméabilité complexes du matériau en fonction des valeurs de ϵ_{eff} , μ_{eff} issues de la mesure des paramètres S_{ij} . La procédure utilisée est donc dichotomique.

d. Résultats

- Gamme de fréquences exploitée : 300 kHz - 8 GHz (utilisation des analyseurs HP 8753ES et HP 8510B).
- Matériaux testés : matériaux diélectriques, ferrimagnétiques et ferrocomposites, à moyennes et à fortes pertes ($\tan \delta > 10^{-3}$).
- Précision des résultats : erreurs relatives $< 5\%$.
- Procédure d'étalonnage de l'analyseur de réseaux : SOLT.

Dimensions des échantillons testés:

Longueur = minimum 10 mm.

Largeur = quelques millimètres.

Epaisseurs = de quelques micromètres à 1,8 mm.

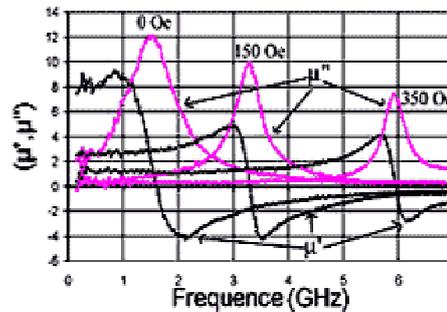


Figure I.9. Mesure en fonction de la fréquence de la perméabilité complexe d'un ferrocomposite pour différentes valeurs du champ polarisant [I.23].

C.3. Ligne coaxiale

a. Descriptif

Méthode de mesure large bande de la permittivité et de la perméabilité complexes des matériaux solides isotropes. Les échantillons à analyser se présentent sous la forme d'un tore usiné aux dimensions géométriques de la ligne coaxiale utilisée [I.24].

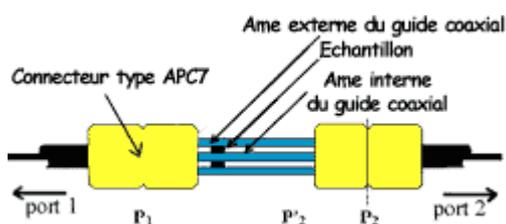


Figure I.10. Cellule de mesure ligne coaxiale [I.24].

b. Principe

Cette méthode de caractérisation permet le calcul simultané de la permittivité et de la perméabilité complexe à partir de la mesure des paramètres S d'une ligne de transmission coaxiale contenant le matériau à étudier (**Figure I.10**).

c. Dépouillement

L'analyse électromagnétique de la discontinuité ligne coaxiale/matériau est basée sur une modélisation électrique par éléments localisés. Un programme de dépouillement des mesures effectue le calcul de la permittivité complexe à partir de la mesure du coefficient de réflexion S_{11} . Le domaine de validité de ce modèle s'étend jusqu'à la fréquence d'apparition du premier mode supérieur, c'est à dire autour de 20GHz. Une procédure d'étalonnage est nécessaire pour compenser les erreurs de mesures liées aux imperfections de la cellule (désadaptation, joint en plexiglas,...) et du câble de jonction. Une mesure sur des matériaux de permittivité connue (éthanol et eau distillée pour les liquides et le téflon et le polyéthylène) est également effectuée afin de valider la procédure d'étalonnage [I.24].

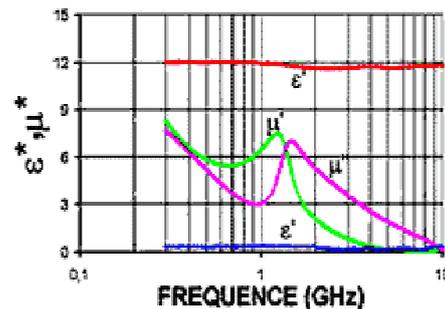


Figure I.9. Mesure en fonction de la fréquence de la permittivité et de la perméabilité d'un ferricomposite [I.24].

d. Résultats

- Matériaux testés : matériaux diélectriques, ferrimagnétiques et ferrocomposites, à moyennes et à fortes pertes ($\tan \delta > 10^{-3}$).
- Précision des résultats : erreurs relatives $< 5\%$.
- Procédure d'étalonnage de l'analyseur de réseaux : SOLT.

Dimensions des échantillons testés :

Diamètre intérieur = 3.04 mm.

Diamètre extérieur = 7 mm.

Epaisseur = de 2 à 4 mm.

C.4. Guide d'onde

Les techniques de mesure en guides d'ondes ont été largement utilisées pour la caractérisation électromagnétique des matériaux. En comparaison des techniques, elles permettent une mesure continue sur tout le spectre jusque 30 GHz. Ces méthodes sont adaptées à des mesures larges bandes notamment pour les matériaux fortement dispersifs. En contrepartie, elles sont moins précises pour la caractérisation des matériaux de très faibles pertes.

a. Descriptif

La méthode de mesure en guide d'onde rectangulaire figure parmi les techniques les plus utilisées [I.24]. Elles sont larges bandes des éléments du tenseur de perméabilité et de la permittivité complexe.

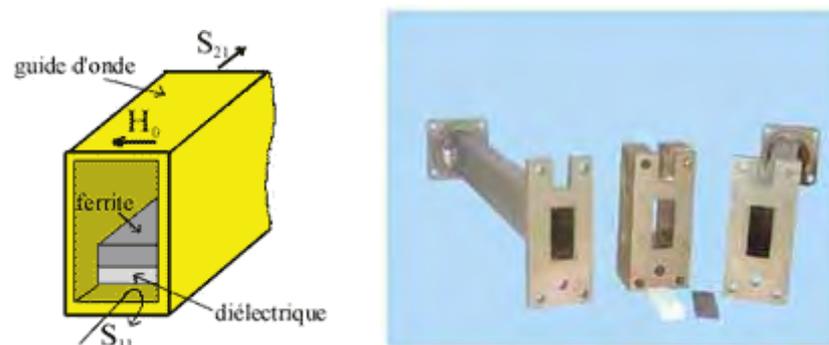


Figure I.12. Cellule de mesure non réciproque en guide rectangulaire [I.25].

b. Principe

Le matériau à caractériser est placé à l'intérieur de la structure de propagation. Un analyseur de réseaux permet de mesurer sur une large bande de fréquences les coefficients de réflexion S_{11} et, éventuellement, de transmission S_{12} , dont on déduit les propriétés électromagnétiques (ϵ_r , μ_r) du matériau. L'échantillon testé est de forme rectangulaire (plaquette ou couche épaisse). L'analyse électromagnétique de la cellule de mesure suppose que seul le mode fondamental TE_{10} se propage le long du guide d'onde. Pour cela, les dimensions de ce dernier sont adaptées au fonctionnement monomode de la structure de propagation [I.24-I.26].

c. Dépouillement des mesures

Le dépouillement des mesures, c'est-à-dire la détermination de ϵ et μ du matériau à partir des paramètres S_{ij} du dispositif, nécessite d'associer à l'analyse électromagnétique dynamique de la cellule (problème direct) un programme d'optimisation (problème inverse).

- Le **problème direct** implique le calcul des modes de propagation dans les différentes régions de la cellule, puis le raccordement des champs

électromagnétiques dans le plan des discontinuités cellule vide - cellule chargée. Cette analyse permet la description rigoureuse du comportement dynamique de la cellule. Pour assurer une bonne précision des résultats théoriques, 10 modes sont pris en compte dans les calculs.

- La résolution du **problème inverse** consiste à effectuer à une fréquence donnée, partant d'un état initial, une série d'itérations des inconnues du problème, afin d'obtenir la convergence des paramètres S_{ij} théoriques, calculés à partir du logiciel de simulation de la cellule, vers les paramètres S_{ij} mesurés. Pour cela, nous utilisons une procédure d'optimisation numérique.

d. Résultats

- Gamme de fréquences exploitée : 7 GHz - 13 GHz (analyseur de réseaux HP 8510B).
- Matériaux testés : matériaux composites, à moyennes et à fortes pertes ($\tan \delta > 10^{-3}$).
- Procédure d'étalonnage de l'analyseur de réseaux : TRL.
- Dimensions des échantillons testés :
 Longueur = maximum 25 mm.
 Largeur = 10,16 mm.
 Epaisseurs = de quelques centaines de micromètres à quelques millimètres

C.5. Ligne microruban

a. Descriptif

Méthode de mesure large bande de la permittivité et de la perméabilité complexes des matériaux solides isotropes. Les échantillons testés se présentent sous la forme de plaquettes rectangulaires ou de films minces déposés sur un support rectangulaire [I.27].

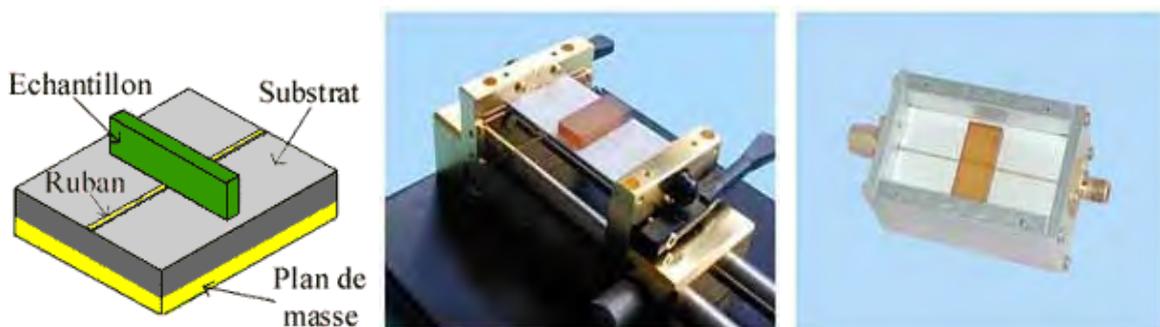


Figure I.13. Cellule de mesure en ligne microruban [I.27].

b. Principe

La méthode est basée sur la mesure des paramètres de répartition (paramètres S_{ij}) d'une ligne microbande contenant le matériau à étudier (**Figure I.13**). Les paramètres S_{ij} sont mesurés à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriels. L'échantillon testé est de forme rectangulaire (plaquette ou film mince). L'originalité de la méthode réside dans le fait que l'échantillon est directement posé sur le substrat de la ligne, sans être obligé de remplir entièrement la section transverse de la cellule. Ceci permet un processus de mesure simple et reproductible. De plus, les contraintes d'usinage du matériau sont minimisées [I.28].

c. Dépouillement des mesures

Le dépouillement des mesures, c'est-à-dire la détermination de ϵ^* et μ^* du matériau à partir des paramètres S_{ij} du dispositif, nécessite d'associer à l'analyse électromagnétique de la cellule (problème direct) un programme d'optimisation (problème inverse).

Le **problème direct** est basé sur l'approche dans le domaine spectral qui autorise la prise en compte dans les calculs de plusieurs modes de propagation.

La résolution du **problème inverse** est réalisée à l'aide d'une procédure d'optimisation numérique basée sur la méthode de Raphson - Newton.

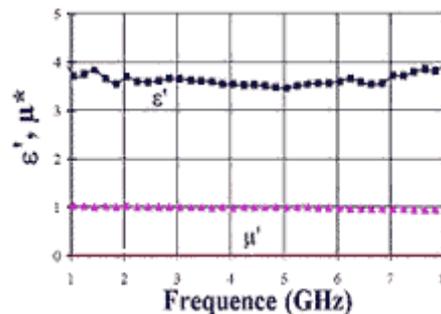


Figure I.14. Permittivité et perméabilité d'un diélectrique étalon [I.29].

d. Résultats

- Gamme de fréquences exploitée : 300 kHz - 15 GHz (analyseurs de réseaux HP 8753ES et HP 8510B).
- Matériaux testés: matériaux diélectriques, ferrimagnétiques et ferrocomposites, à moyennes et à fortes pertes ($\tan \delta > 10^{-3}$).
- Précision des résultats : erreurs relatives $< 5\%$.

- Procédure d'étalonnage de l'analyseur de réseaux : SOLT jusqu'à 8 GHz et TRL jusqu'à 15 GHz.
- Epaisseurs des échantillons testés : de quelques dizaines de micromètres à quelques millimètres.

I.4.2. Les méthodes à bande étroite

Les méthodes résonantes sont les méthodes de caractérisation les plus précises sur ϵ' et sur ϵ'' [I.30], surtout pour les matériaux faibles pertes. Cette méthode est en général à bande étroite [I.31]. Les méthodes résonantes sont basées sur les paramètres de résonance, à savoir la fréquence de résonance f_r et le coefficient de qualité Q à vide et en charge. L'extraction de f_r ou de Q se fait à partir des paramètres de réflexion. Parmi les configurations permettant d'appliquer la méthode résonante, nous pouvons citer les résonateurs dits «whispering-gallery» [I.32], guides d'ondes (cylindrique, rectangulaire, etc.), cavités résonantes [I.33], etc. La cellule résonante permet de travailler en haute fréquence ou/et en basse fréquence en jouant sur les dimensions de l'échantillon et de la cellule de mesure. Parmi ces méthodes nous citons les cas suivants :

A. Cavité cylindrique [I.34-I.35-I.36]:

a. Descriptif

La cavité développée permet de mesurer la permittivité complexe $\epsilon'-j\epsilon''$ et donc des pertes associées ($\tan \delta$). Il s'agit d'une mesure monofréquence. Les matériaux caractérisés sont isotropes, et peuvent se présenter aussi bien sous la forme solide, liquide ou de poudre.

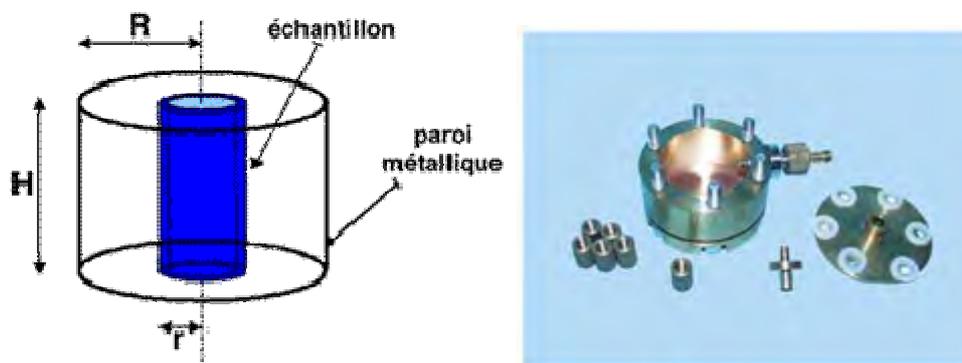


Figure I.15. Cellule de mesure à l'aide d'une cavité résonante [I.34].

b. Principe

La cavité résonante utilisée est de forme cylindrique à section circulaire. Les modes propres exploités sont de type transverse magnétique (TM_{010} et TM_{020}). L'échantillon de forme cylindrique (bâtonnet) est inséré au centre de la cavité (**Figure I.15**), où le champ électrique est maximum et quasi-constant dans un rayon de quelques millimètres. La constante diélectrique et la tangente de pertes sont calculées à partir de la variation de la fréquence de résonance Δf et de la modification du facteur de qualité ΔQ de la cavité dues à la présence de l'échantillon dans la cavité.

c. Dépouillement des mesures

Le programme de dépouillement des mesures est basé sur la théorie des faibles perturbations. Cette approche consiste à utiliser des hypothèses simplificatrices afin d'exprimer analytiquement ϵ' et ϵ'' en fonctions des paramètres mesurés (Δf et ΔQ). Pour respecter les hypothèses initiales, la variation relative de la fréquence de résonance ne doit pas dépasser 10%. Les principaux paramètres sont les volumes de la cavité et de l'échantillon, les fréquences de résonance à vide et en charge, ainsi que les facteurs de qualité à vide et en charge. Pour la mesure des poudres et des liquides, l'étude électromagnétique prend en compte la présence du porte échantillon.

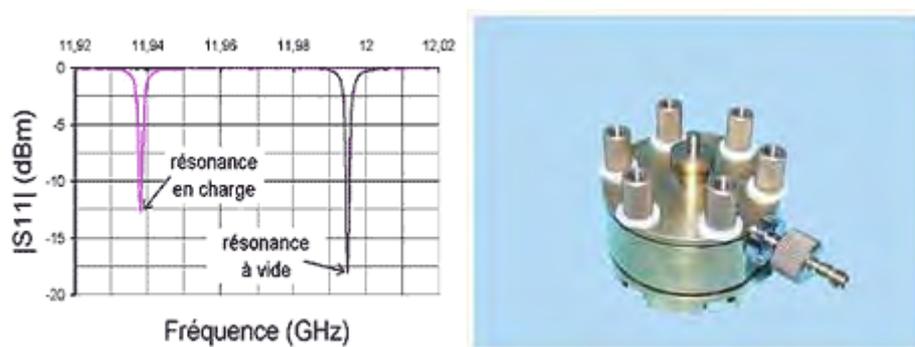


Figure I.16. Coefficient de réflexion à vide et en charge en fonction de la fréquence d'une cellule en cavité cylindrique [I.34-I.35-I.36]

d. Résultats

- Fréquences exploitée voisines de 5 et 12GHz (analyseur de réseaux HP 8720A).
- Matériaux testés : diélectriques faibles pertes ($\tan \delta < 10^{-3}$).
- Précision des résultats : erreurs relatives $< 2\%$ pour ϵ' , et erreur absolue de $5 \cdot 10^{-4}$ pour $\tan \delta$.
- Dimensions des échantillons testés :
 - $22\text{mm} < \text{hauteur} < 24\text{mm}$

- $4\text{mm} < \text{diamètre} < 6\text{mm}$
- volume liquide ou poudre : environ 0.3cl.

B. Stub microruban

a. Descriptif

Méthode de mesure résonante, monofréquence, permettant la caractérisation de matériaux diélectriques, solides et isotropes, se présentant sous forme de plaquettes ou de couches épaisses [I.3].

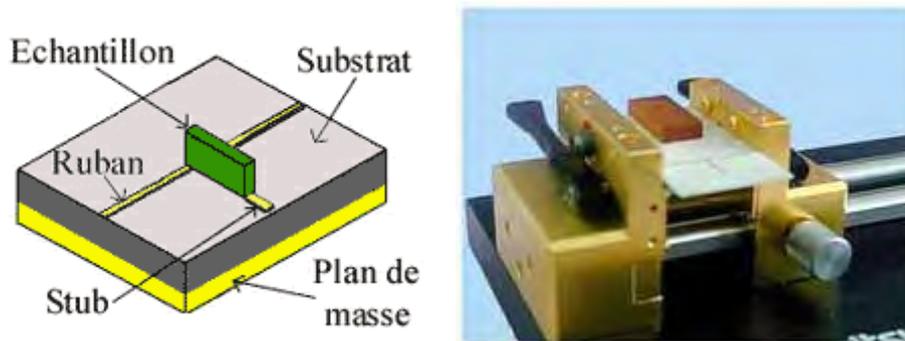


Figure I.17. Cellule de mesure en stub microruban [I.3].

b. Principe

L'échantillon à caractériser est directement posé sur une ligne mise en dérivation par rapport à une ligne principale réalisée en technologie microruban (**Figure I.17**). Les paramètres de répartition S_{ij} du dispositif de mesure sont mesurés par un analyseur de réseaux vectoriels associé à une monture de test universelle (photo ci-dessous). L'avantage de la méthode de mesure, outre l'absence de problèmes d'usure de l'échantillon, réside en la simplicité de l'analyse électromagnétique associée à la cellule qui permet, à partir des paramètres S_{ij} , de remonter aux caractéristiques diélectriques du matériau sous test.

c. Dépouillement des mesures

L'exploitation des paramètres S_{ij} du dispositif sous test permet la mesure de la fréquence de résonance et le calcul du facteur de qualité en charge (en présence de l'échantillon diélectrique). La connaissance de cette fréquence de résonance permet de remonter à la partie réelle ϵ'_{eff} de la permittivité effective complexe $\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon'_{\text{eff}} - j\epsilon''_{\text{eff}}$ de la structure résonante. La détermination du facteur de qualité nous amène à la valeur de la partie imaginaire ϵ''_{eff} . Les permittivités ϵ'_{eff} et ϵ''_{eff} étant

calculées, nous utilisons une procédure d'optimisation pour remonter aux valeurs ϵ' et ϵ'' du matériau diélectrique à caractériser.

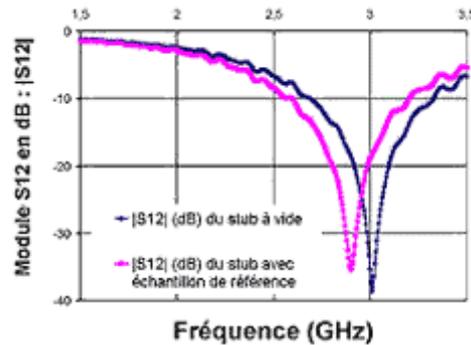


Figure I.18. Décalage de la fréquence de résonance du stub dû à l'introduction de l'échantillon [I.3].

d. Résultats

- Fréquences exploitées : voisines de 3GHz, 8,82GHz et 14,35GHz (analyseur de réseaux HP8510B et d'une cellule Wiltron de mesure sous pointes).
- Matériaux testés : matériaux diélectriques à pertes moyennes à fortes ($\tan\delta > 10^{-3}$).
- Précision des résultats : erreurs relatives $< 6\%$.
- Procédure d'étalonnage de l'analyseur de réseaux : TRL.
- Dimensions des échantillons testés : Longueur maximum de 10 mm, Largeur de quelques millimètres, Epaisseur de quelques dizaines de micromètres à quelques millimètres.

I.4.3. Autres méthodes résonantes

Plusieurs types de méthodes résonantes existent dans la littérature. Sans pourtant les traiter en profondeur, ces méthodes couvrent les domaines centimétriques et millimétriques. Les plus utilisées sont basées sur des résonateurs en mode de galerie (WGM Whispering Gallery Mode) [I.32], les résonateurs Fabry-Perot, des cylindres à fente résonante (Split-cylinder Resonator), des résonateurs magnétiques et diélectriques (TE_{01} Split-Post Dielectric and Magnetic Resonators), la cavité entrante (Re-entrant cavity) [I.30], etc. En se basant sur les travaux de James Baker-Jarvis et de son équipe, nous pouvons comparer sous forme de tableau toutes ces techniques résonantes [I.37].

Technique d'extraction	f(GHz)	ϵ_r	Q_p	$\tan\delta$
TE ₀₁ Cavity	5 - 50	1 - 500	10^4 - 10^5	10^{-5} - 10^{-2}
Re-entrant	0.1 - 2	1 - 50	1×10^3 - 4×10^4	10^{-4} - 10^{-1}
Split post	1 - 10	1 - 1000	0.5×10^4 - 4×10^5	10^{-5} - 10^{-2}
Split Cavity	5 - 50	1 - 500	2×10^4 - 5×10^5	10^{-5} - 10^{-2}
TE ₀₁ Dielectric Resonator	5 - 50	2 - 10^5	1×10^3 - 2×10^4	10^{-5} - 10^{-2}
TE _{0np} Dielectric Resonator	1 - 50	2 - 10^5	2×10^4 - 5×10^5	10^{-5} - 10^{-3}
WGM	5 - 200	10 - 10^5	10^9	10^{-9} - 10^{-3}
Fabry-Perot	20 - 200	2 - 100	10^5	10^{-5} - 10^{-2}

Tableau I.4 Tableau comparatif des techniques résonantes de mesure du diélectrique [I.38].

Les méthodes basées sur les cavités sont les plus précises au niveau des pertes diélectriques, mais les mesures ne sont qu'aux fréquences de résonances. Pour les applications microélectroniques, nous avons besoin de méthodes large bande pouvant couvrir les fréquences des applications jusqu'à 10GHz.

I.5. Etude comparative des différentes méthodes

Dans ce paragraphe, sous forme de tableau, nous résumons les deux grandes méthodes utilisées dans la caractérisation des matériaux, à savoir : la méthode large bande et la méthode bande étroite. Le choix d'une monture associée à une procédure d'extraction dépend de la précision recherchée sur les différents paramètres électriques du matériau (ϵ_r ou $\tan \delta_d$).

Cellule de mesure	Paramètres mesurés	Grandeurs physiques	Types de bandes	Erreur relative	Tangente de perte
Espace libre	S_{ii} et/ou S_{ij}	ϵ_r et/ou μ_r	Large bande ou étroite	-/-	$> 10^{-2}$
Cavité résonante	S_{ii} ou S_{ij}	ϵ_r ou μ_r	Fréquence unique	$< 2\%$ sur ϵ_r	$< 10^{-3}$
Capacité M.I.M	S_{ii} et S_{ij}	ϵ_r	Large bande	$< 5\%$ sur ϵ_r	-/-
Ligne de transmission	S_{ii} et S_{ij}	ϵ_r et/ou μ_r	Large Bande	$< 5\%$ sur ϵ_r	$> 10^{-3}$
Sonde coaxiale	S_{ii}	ϵ_r	Large Bande	$< 5\%$ sur ϵ_r	$> 5.10^{-2}$

Tableau I.5: Comparaison des méthodes de ligne de transmission et de l'espace libre [I.39-I.40]

Le tableau 5 montre que la technique de la sonde en réflexion ne permet pas d'extraire des tangentes inférieures à $5 \cdot 10^{-2}$. Cette limitation est causée par les pertes par rayonnement. On peut réduire l'effet des pertes par rayonnement en plaçant des métallisations sur une ou plusieurs faces de l'échantillon. A partir du tableau ci-dessus, nous pouvons constater que combiner la technique de la cavité et celle de la sonde en réflexion permettrait de balayer une large plage de fréquence d'une part, d'atteindre de bonnes précisions sur ϵ_r d'autre part et enfin, d'extraire des tangentes de pertes inférieures à 10^{-2} .

I.6. Conclusion

Dans ce chapitre on a évoqué un état de l'art qui traite les différentes méthodes de caractérisation électromagnétique de divers matériaux afin d'extraire leurs paramètres diélectriques. L'objectif de notre travail est essentiellement basé sur la caractérisation de matériaux complexe en particulier les tissus biologiques dans une plage de fréquence 1-10 GHz. Le moyen le plus adéquat et précis est l'utilisation en milieu non confiné d'une structure résonante planaire comme applicateur au contrôle non destructif sur un matériau testé afin de remonter au problème inverse et extraire les caractéristiques diélectriques ϵ' et ϵ'' du matériau biologique.

Références bibliographique du Chapitre I

- [I.1] M. ADOUS, « Caractérisation électromagnétique des matériaux traités de Génie Civil dans la bande de fréquence 50 MHz-13 GHz » thèse de doctorat de l'université de Nantes, 05 Octobre 2006
- [I.2] F.MOUKANDA Mbango, « contribution a la caractérisation électrique de Matériaux utilises en microélectronique Radiofréquence » thèse de doctorat de l'UJF Grenoble, 10 Novembre 2008.
- [I.3] www.univ-brest.fr/lest/caractérisation/généralités.
- [I.4] A. R. Von Hippel, "Dielectric Materials And Applications," *New-York: Wiley*, pp. 134-135, 310-332, 1954.
- [I.5] P. K. Kadaba, "Simultaneous Measurement of Complex Permittivity and Permeability in the Millimeter region by a Frequency-Domain technique," *IEEE Trans. Instrument. Meas.*, vol. 33, pp. 336-340, 1984.
- [I.6] S. Biju Kumar et al., "A Simple Free-Space Method For Measuring The Complex Permittivity of Single and Compound Dielectric Materials," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 26, No. 2, pp. 117-119, July 2000.
- [I.7] Noor Hasimah et al., "Accuracy Considerations for Dielectric Measurements of Semiconductor Wafers Using Free-Space Microwave Measurement System 8-13 GHz Range," *IEEE RF Conference*, Subang, Selangor, Malaysia, October 2004.
- [I.8] Gerhard L. Friedsam & Erwin M. Biebl, "A Broadband Free-Space Dielectric Properties Measurement System at Millimeter Wavelengths," *IEEE Trans. Instrument. Meas.*, vol. 46, n° 2, pp. 515-518, April 1997.
- [I.9] Florence Sagnard, Faroudja Bentabet & Christophe Vignat, "In situ Measurements of the Complex Permittivity of Materials Using Reflection Ellipsometry in the Microwave Band: Experiments (Part II)," *IEEE Trans. On Instrument. & Meas.*, vol. 54, N°. 3, pp. 1274-1282, June 2005.
- [I.10] D. K. Ghodgaonkar, V. V. Varadan & V. K. Varadan, "Free-Space Measurement of Complex Permittivity and Complex Permeability of Magnetic Materials at Microwave Frequencies," *IEEE Trans. Instrument. Meas.*, vol. 39, n° 2, pp. 387-394, April 1990.
- [I.11] D. K. Ghodgaonkar, V. V. Varadan & V. K. Varadan, "A Free-Space Method for Measurement of Dielectric Constants and Loss Tangents at Microwave Frequencies," *IEEE Trans. Instrument. Meas.*, vol. 38, pp. 789-793, 1989.

- [I.12] A. Peden, D. Bourreau, "Mesures en espace libre sans filtrage temporel : caractérisation large bande de matériaux et de dispositifs quasi-optiques en bande Ka et W", 12èmes Journées Nationales Micro-ondes, Poitiers, mai 2001.
- [I.13] F. Gardiol, "Hyperfréquences," Ed. Dunod, Presses Polytechniques Romandes, 1987.
- [I.14] Janezic M. D., & William D. F., "Permittivity Characterization from Transmission-line Measurement," *IEEE Trans. on Microwave Theory & Tech.*, vol. 3, n°. 8, pp. 1343–1346, June 1997.
- [I.15] C. Heyward Riedell et al., "Dielectric Characterization of Printed Circuit Board Substrates," *IEEE Trans. on Instrumentation & Measurement*, vol. 41, n°. 5, pp. 437-440, April 1990.
- [I.16] Janezic M. D., Jargon J. A., "Complex Permittivity Determination from Propagation Constant Measurements," *IEEE Microwave & Guided Wave Letters*, vol. 9, n°. 2, pp. 76–79, February 1999.
- [I.17] Janezic M. D., Dylan F. William, Volker Blaschke, Arun Karamcheti & Chi Shih Chang, "Permittivity Characterization of Low-k Thin Films from Transmission Line Measurements," *IEEE Trans. on Microwave Theory & Tech.*, vol. 51, n°. 1, pp. 132–136, January 2003.
- [I.18] D. S. ENGELDER and C. R. BUFFLER "Measuring dielectric properties of food products at microwave frequency ", *Microwave World* , Vol. 12, No. 2, Summer 1991.
- [I.19] T. Marsland and S. Evans, "Dielectric Measurements with an Open-Ended Coaxial Probe," *IEE Proc.*, vol. 134, Pt. H, pp. 341-349, August 1987.
- [I.20] J. R. Mosig, J. C. E. Besson, M. Gex-Farby and F. E. Gardiol, "Reflection of an Open-Ended Coaxial Line and Application to Non-destructive Measurement of Materials," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. IM-30, pp. 46-51, March 1981.
- [I.21] V. Teodoridis, T. Sphicopoulos and F. E. Gardiol, "The Reflection From an Open-Ended Rectangular Waveguide Terminated by a Layered Dielectric Medium," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 33, pp. 359-366, 1985.
- [I.22] E. Salahum, P. Queffelec, M. Le Floch and Ph. Gelin, "A Broad-Band Permeameter for in situ Measurements of Rectangular Samples," *IEEE Trans. on Magnetics*, vol. 37, n°. 4, pp. 2743-2745, July 2001.
- [I.23] R. Crampagne, M. Ahmadpanah, J-L. Guiraud, "A Simple Method for determining the Green's Function for a Large Class of MIC Lines having Multilayered Dielectric Structures", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-26, pp. 82-87, Feb. 1978.

- [I.24] J. BAKER-JARVIS, E. J. VANZURA and W. A. KISSICK "Improved technique for determining complex permittivity with the transmission/reflection method ", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 38, No. 8, pp. 1096-1103, August 1990
- [I.25] P. Quéffélec, M. Le Floch and Ph. Gelin, "Nonreciprocal cell for the broad band measurement of tensorial permeability of magnetized ferrites : direct problem", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 47, No. 4, pp. 390-397, April 1999.
- [I.26] P. Queffelec, M. Le Floch & Ph. Gelin, "New Method for Determining the permeability tensor of magnetized Materials in a wide Frequency Range," *IEEE Trans. on Microwave Theory and Meas.*, vol. 48, n°. 8, pp. 1344-1351, August 2000.
- [I.27] P. Queffelec et al., "A Microstrip Device for the Broad-Band Simultaneous Measurement of Complex Permeability and Permittivity," *IEEE Trans. On Magnetic*, vol. 30, n°. 2, pp. 224-231, March 1994.
- [I.28] P. Quéffélec and Ph. Gelin, "Influence of higher order modes on the measurements of magnetic and dielectric materials using a microstrip discontinuity", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 44, No. 6, pp. 816-824, June 1996.
- [I.29] P. Quéffélec, M. Le Floch and Ph. Gelin, "Broad band characterization of magnetic and dielectric thin films using a microstrip line", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 47, No. 4, pp. 956-963, August 1998
- [I.30] Michael D. Janezic, James Baker-Jarvis, B. Riddle, C. L. Holloway, N. G. Paulter & J. E. Blendell "Dielectric and Conductor-Loss Characterization & Measurements on Electronic Packaging Materials," *NIST Technical note 1520*, boulder, Colorado, USA, July 2001.
- [I.31] David M. Pozar, "Microwave Engineering," Second Edition, John Wiley & Sons, Inc., 1988.
- [I.32] J. Krupka, A. I. Nosich et al., "Whispering Gallery Modes in Rutile Resonators at Millimeter Wave Frequencies," in *13th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications*, MIKON-2000, 2000.
- [I.33] Chen Wang, "Determining Dielectric Constant and Loss Tangent in FR-4," UMREMC Laboratory Technical Report: TR00-1-041, March 2000.
- [I.34] R.A. Waldron, "Perturbation theory of resonant cavities", *Proc. Inst. Elec. Eng.*, April 1960, vol. 107C, pp. 272-274.

- [I.35] B. Meng, J. Booske and R. Cooper, "Extended cavity perturbation technique to determine the complex permittivity of dielectric materials", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 43, No. 11, pp. 2633-2636, November 1995.
- [I.36] S. Li, C. Akyel, R. G. Bosisio, "Precise calculation and measurements on the complex dielectric constant of lossy materials using TM_{010} cavity perturbations techniques", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. MTT-29, No. 10, pp. 1041-1047, October 1981.
- [I.37] James Baker-Jarvis et al., "Dielectric Characterization of Low-loss Materials: A Comparison of Techniques," *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 5, n°. 4, pp. 571-577, August 1998.
- [I.38] M. E. Tobar, J. Krupka et al., "Measurements of Low-Loss Crystalline Materials for High-Q temperature Stable Resonator Applications," in *Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency and Time Forum*, pp. 573-576, 1999.
- [I.39] R. Seaman, E. Burdette and R. Dehaan, "Open-Ended Coaxial Exposure Device for Applying RF/Microwave Fields to very Small Biological Preparations", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 37, pp. 102-111, January 1989.
- [I.40] A. Peden, D. Bourreau, "Mesures en Espace Libres sans Filtrage temporel: Caractérisation large Bande de Matériaux et de Dispositifs Quasi-Optiques en Bande Ka et W," 12^{ème} Journées Nationales Micro-ondes, Poitiers, Mai 2001.

Chapitre I I : Théorie

*Propriétés électriques
des milieux biologique*

Chapitre II

Propriétés électriques des milieux biologiques

Sommaire

II.1. Introduction	34
II.2. Généralités sur les tissus vivants	35
II.3. Descriptif physiologique du milieu biologique	37
II.4. Propriétés électriques des tissus biologiques	39
II.5. Spectre diélectrique caractéristique des tissus biologiques	48
II.6. Conclusion	50
Références bibliographiques du chapitre II	51

II.1 Introduction

Durant ces vingt dernières années, en raison de l'apparition de nouvelles technologies, les sources électromagnétiques se sont multipliées et l'exposition quotidienne de l'homme à ces champs s'est d'autant plus accrue. C'est pourquoi de nombreuses études se sont orientées vers les interactions entre champs électromagnétiques et tissus biologiques.

La connaissance de l'influence de ces champs sur le corps humain est d'une importance considérable, aussi bien dans le milieu médical qu'industriel. D'une part les champs électromagnétiques sont utilisés à des fins médicales, aussi bien pour les diagnostics (par exemple, en Imagerie par Résonance Magnétique (I.R.M.) ou plus généralement en imagerie médicale [II.1], [II.2]) que pour les traitements (en oncologie pour les traitements par électrochimiothérapie [II.3]).

Les propriétés diélectriques d'un tissu biologiques sont assez complexes, elles varient considérablement avec la nature du tissu par la permittivité relative ϵ_r' et ϵ_r'' , la conductivité σ et la fréquence f respectivement. Généralement un tissu est divisé en deux grandes catégories, tissu à forte teneur d'eau comme la peau, le sang et le muscle et tissu à faible teneur d'eau comme la graisse et l'os [II.4].

Pour sa complexité, une modélisation précise de la répartition des champs électromagnétiques dans le corps humain est nécessaire. Cette modélisation doit tenir compte des particularités du système étudié [II.5].

- ✓ Les propriétés électromagnétiques des tissus sont très différentes de celles des matériaux habituellement étudiés en électromagnétisme, de plus elles sont partiellement connues.

- ✓ Dans la plupart des cas, les champs électromagnétiques sont à l'origine d'effets thermiques, eux-mêmes affectant la circulation des fluides des tissus. Ainsi, un problème couplant ces phénomènes doit être considéré.
- ✓ La géométrie complexe des tissus (partiellement connue, elle-aussi) constitue une difficulté majeure, aussi bien dans l'analyse mathématique que dans l'implémentation numérique.

II.2. Généralités sur les tissus vivants

Des matériaux complexes Comparés aux matériaux habituellement étudiés, le corps humain est un milieu fortement hétérogène composé d'une multitude de constituants ayant chacun des propriétés très spécifiques. Durant les 50 dernières années, les propriétés électromagnétiques de ces matériaux ont été largement étudiées pour des fréquences comprises entre 10Hz et 10GHz. A ce sujet, les travaux de Gabriel et al. [II.6], [II.7], [II.8] sont actuellement la référence la plus complète et la plus citée, donnant les propriétés électromagnétiques de plus de 45 tissus différents.

Les tissus biologiques sont principalement constitués d'eau, ils se comportent comme un matériau diélectrique à pertes. Gabriel et al. ont montré que les paramètres électriques dépendent fortement de la fréquence à laquelle sont étudiés les phénomènes (**Figure II.1**).

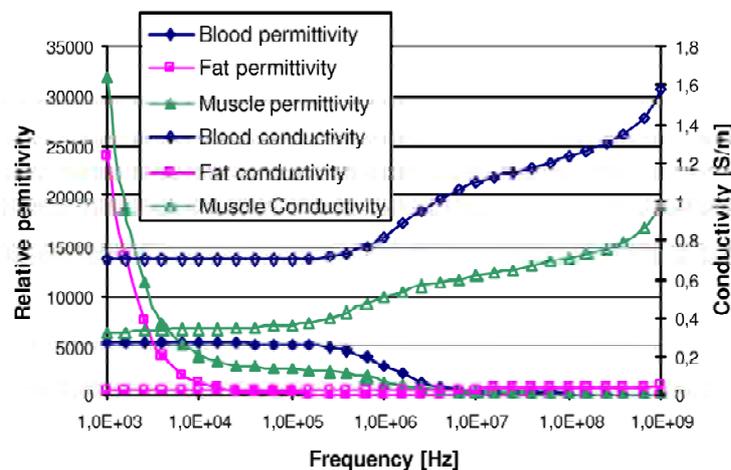


Figure II.1. Propriétés électromagnétiques du sang, de la graisse et du muscle en fonction de la fréquence [II.5].

Comparée aux matériaux diélectriques classiques, la permittivité de la plupart des constituants du corps humain est élevée. Par exemple à 1kHz, la permittivité relative du muscle est supérieure à 30000. Par ailleurs, bien que faiblement conducteurs, les tissus biologiques ont une conductivité non-nulle et ne peuvent donc être considérés comme des matériaux isolants.

D'un point de vue général, plus un tissu est constitué d'eau, plus il est conducteur, plus il est sec, plus il est résistant. La **Figure II.1** montre les variations fréquentielles de la permittivité et de la conductivité de trois tissus : le sang (contenant beaucoup d'eau), le muscle (contenant de l'eau mais moins que le sang) et la graisse (contenant peu d'eau). En raison de ces propriétés peu courantes, les équations décrivant les champs électromagnétiques (plus précisément les approximations des équations de Maxwell) doivent être utilisées prudemment. En particulier, se pose la question de la validité de l'approximation quasi-statique. Les **Figures II.2** et **II.3** donnent l'évolution du rapport $\omega\varepsilon/\sigma$ avec ω est la pulsation, égale à $2\pi f$, où f est la fréquence, ε et σ sont les permittivité et conductivité du milieu en fonction de la fréquence.

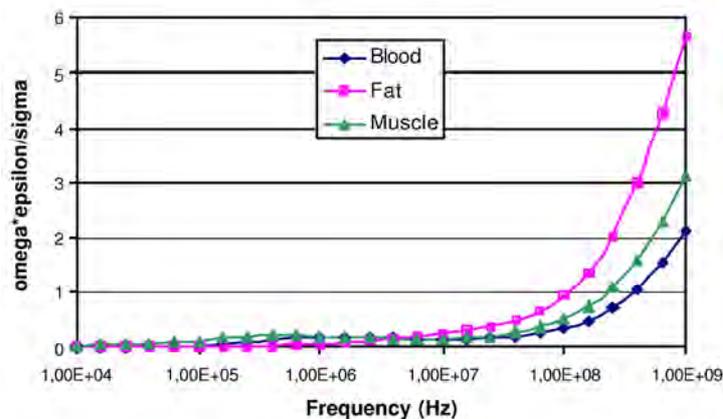


Figure II.2. Evolution du rapport $\omega\varepsilon/\sigma$ en fonction de la fréquence [II.5].

Ce rapport, d'après la loi d'Ampère, permet de comparer les courants de conduction et les courants de déplacement. Il est clair, d'après les **Figures II.2** et **II.3** que pour les trois tissus considérés (sang, muscle et graisse) les courants de déplacement ne sont pas négligeables devant les courants de conduction : l'approximation quasi-statique est-elle encore valable, ou faut-il lui préférer l'équation vectorielle des ondes ?

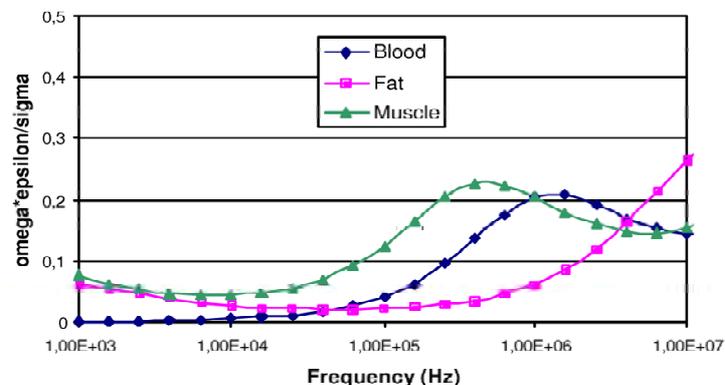


Figure II.3. Zoom de la figure 2 pour des fréquences entre 1kHz et 10MHz [II.5].

Par ailleurs, les permittivité et conductivité des tissus données par Gabriel et al. sont des valeurs macroscopiques qui ne décrivent pas les phénomènes microscopiques à l'intérieur d'un tissu. En particulier, comment détecter à partir de ces données macroscopiques des informations sur des tumeurs dont la taille est petite devant celle du tissu? Enfin, notons que les données macroscopiques publiées dans la littérature peuvent varier significativement d'un article à l'autre pour un même organe, ce qui pose la question de leur validité. Les différences sont dues à la difficulté d'effectuer des mesures sur des corps vivants. La plupart du temps, une ablation du tissu est effectuée avant la mesure. Se pose alors la question de la préparation du tissu, de la date de la mesure après la mort du tissu, et des changements métaboliques chez un tissu mort. De plus les propriétés des tissus varient d'un sujet à l'autre. Il est donc impossible d'obtenir exactement les mêmes résultats expérimentaux. Dans ce contexte, le Contrôle Non Destructif (CND) des matériaux est l'activité de recherche actuelle qui permet de caractériser un matériau sans passer par sa détérioration.

Pour modéliser précisément la distribution des champs électromagnétiques dans un organe du corps humain, une approche consiste à partir d'une modélisation microscopique (c'est-à-dire au niveau cellulaire) afin de construire un modèle macroscopique de l'organe par des méthodes d'homogénéisation; un modèle électrique ainsi qu'une connaissance précise de la distribution des champs dans la cellule biologique sont alors indispensables [II.5].

II.3. Descriptif physiologique du milieu biologique

Les tissus biologiques sont constitués de cellules qui sont l'unité de base du vivant dont les dimensions varient entre 5 et 20 μm . De formes très variées (la plupart des cellules sont déformables en fonction des contraintes qu'elles subissent) et de structure plus ou moins complexe, les cellules vivantes présentent cependant une organisation universelle. Elles baignent dans une phase aqueuse constituant le milieu extracellulaire.

Les milieux intra et extra-cellulaires sont séparés par une membrane constituée d'une double couche lipidique d'une épaisseur comprise entre 5 et 7 nm (**Figure II.4**). Des macromolécules sont distribuées sur toute la surface de la cellule et certaines sont insérées au travers de celle-ci constituant ainsi des canaux d'échanges sélectifs. Le milieu aqueux intracellulaire, ou cytoplasme, renferme tous les organites assurant les fonctions vitales de la cellule. Il a une structure complexe. Composé à 80 % d'eau, il contient également une grande quantité de sels,

de protéines, d'acides nucléiques, et de petites molécules et dans la plupart des cas des structures de membranes variées (organelles) qui peuvent également affecter les propriétés diélectriques.

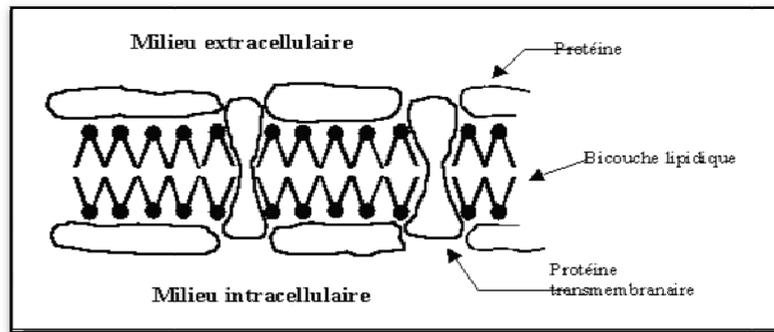


Figure II.4. La membrane cellulaire [II.9]

La membrane cellulaire se comporte comme un diélectrique de permittivité relative proche de celle des lipides (approximativement 3) formant une couche isolante séparant deux milieux conducteurs [II.9]. On reconnaît la structure d'une capacité dont la valeur peut être estimée en appliquant la formule du condensateur plan :

$$C_m = \frac{\varepsilon_m \varepsilon_0}{d} \approx 1 \mu F / cm^2 \quad (\text{II.1})$$

où d est l'épaisseur de la membrane cellulaire et ε_m sa permittivité relative. Il s'agit là d'une valeur très élevée due à l'extrême finesse de la membrane. Il faut être conscient du fait que modéliser un système complexe c'est le simplifier de manière à pouvoir décrire un certain type de phénomène. Nous nous intéressons alors au comportement diélectrique des tissus biologiques.

La nature des ions majoritaires dans la cellule est présentée dans le **Tableau II.1**.

Ions	Concentration extracellulaire (mM)	Concentration intracellulaire (mM)
Na ⁺	142	10
Cl ⁻	103	4
HCO ₃ ⁻	24	10
Protéines ⁻	16	36
HPO ₄ ²⁻ + SO ₄ ²⁻ + acides organiques	10	130
Ca ²⁺	5	10 ⁻⁴
K ⁺	4	140
Mg ²⁺	2	30
H ⁺ (pH7.4)	4.10 ⁻⁵	4.10 ⁻⁵

Tableau II.1 – Concentration des ions majoritaires dans le milieu intra et extracellulaire, d'après [II.10]

II.4. Propriétés électriques des tissus biologiques

Lorsqu'un champ électrique est appliqué à un matériau, l'énergie dans le champ peut être dissipée par les mouvements des frottements des porteurs de charges et transformée en chaleur et (ou) stockée par la polarisation des constituants du matériau. Théoriquement, un stockage d'énergie peut aussi se produire dans les champs magnétiques, mais ce phénomène est négligeable pour la plupart des éléments biologiques car leur perméabilité magnétique est quasiment égale à μ_0 . Les matériaux, et plus particulièrement les milieux biologiques peuvent donc avoir un comportement à la fois diélectrique et conducteur. De plus, les propriétés électriques des matériaux sont dépendantes de la fréquence du champ électrique appliqué. Ces différents aspects seront abordés dans cette partie [II.11].

a. Formulation générale pour un milieu mixte diélectrique conducteur

De nombreux matériaux possèdent des comportements électriques mixtes : à la fois conducteur et diélectrique à pertes. Une solution ionique classique telle que l'eau salée par exemple présente une conductivité ionique du fait de la présence d'ions libres de se déplacer mais est également polarisable car les molécules d'eau sont polaires et peuvent donc s'orienter en présence d'un champ électrique. De plus celle-ci peut être également le siège de pertes diélectriques quand la fréquence du champ atteint des fréquences voisines de 25 GHz (voir Annexe A.1). Il est alors utile de disposer d'une description mathématique globale prenant en considération toutes ces caractéristiques (conductivité, permittivité et pertes). Dans un tel matériau, deux types de courant coexistent : le courant de conduction dû aux déplacements des charges libres et le courant de déplacement lié à l'oscillation des dipôles. La contribution globale du courant peut s'écrire [II.11]:

$$\vec{J} = \vec{J}_c + \vec{J}_d \quad (\text{II.2})$$

En remplaçant l'expression de densité de courant de conduction par :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (\text{II.3})$$

où \vec{J} est la densité de courant, c'est-à-dire la quantité de charges traversant une section du milieu par unité de surface et de temps (en $[A/m^2]$ ou $[C/s \cdot m^2]$), \vec{E} est le champ électrique appliqué au matériau, σ est la conductivité électrique du milieu qui s'exprime en $[S/m]$.

et l'expression de densité de courant de déplacement en fonction du champ électrique par :

$$\underline{\sigma}(\omega) = j\omega\epsilon_0 \cdot \underline{\epsilon}(\omega) \quad (\text{II.4})$$

on obtient :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} + j\omega \epsilon_0 \cdot \epsilon(\omega) \vec{E} = (\sigma + j\omega \epsilon_0 \cdot \epsilon(\omega)) \vec{E} \quad (\text{II.5})$$

Le terme $(\sigma + j\omega \epsilon_0 \cdot \epsilon(\omega))$ définit la dépendance qui existe entre le champ électrique et la densité de courant totale dans le matériau. C'est la conductivité complexe définie pour un milieu à la fois conducteur et diélectrique (à pertes) [II.11]:

$$\sigma(\omega) = (\sigma + j\omega \epsilon_0 \cdot \epsilon(\omega)) \quad (\text{II.6})$$

En développant, cela donne :

$$\sigma(\omega) = \sigma + \sigma_d(\omega) + j\omega \epsilon_0 \cdot \epsilon'(\omega) = \sigma'(\omega) + j\sigma''(\omega) \quad (\text{II.7})$$

Avec : $\sigma'(\omega) = \sigma + \sigma_d(\omega)$: la partie réelle représentant l'ensemble des pertes dans le matériau, les pertes ohmiques par σ et les pertes diélectriques par σ_d . La puissance totale dissipée dans un matériau conducteur et diélectrique à pertes peut donc être exprimée par :

$$P = \frac{1}{2} \sigma'(\omega) \cdot E^2 = \frac{1}{2} \sigma \cdot E^2 + \frac{1}{2} \sigma_d(\omega) \cdot E^2 \quad (\text{II.8})$$

Une partie de la puissance dissipée étant indépendante de la fréquence (puissance dissipée par effet Joule) et une autre partie étant directement proportionnelle à la fréquence (puissance dissipée par pertes diélectriques).

$\sigma''(\omega) = \omega \epsilon_0 \epsilon''$: la partie imaginaire qui est l'image du courant de déplacement généré dans le milieu du fait de la polarisabilité du matériau, une partie de ce courant étant réduite dans le cas de pertes diélectriques [II.11].

Ce mode de représentation (conductivité complexe), est subjectif. Il est à utiliser plutôt lorsque l'on souhaite mettre en avant les propriétés conductrices du matériau (apparaissant dans la partie réelle) tout en décrivant les propriétés diélectriques (apparaissant dans la partie imaginaire). Etant donné que le milieu à décrire n'est ni un diélectrique pur ni un conducteur pur, rien n'empêche d'utiliser la terminologie des diélectriques (permittivité complexe) pour le décrire. Il suffit pour cela d'opérer la transformation suivante qui existe entre la permittivité et la conductivité (Equation II.4) :

$$\underline{\epsilon}(\omega) = \frac{(\sigma\omega)}{j\omega\epsilon_0} \quad (\text{II.9})$$

La nouvelle expression de la permittivité complexe prenant en compte la conductivité statique σ est alors donnée par :

$$\underline{\epsilon}(\omega) = \epsilon'(\omega) - j \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} + \epsilon''(\omega) \right) \quad (\text{II.10})$$

où encore :

$$\underline{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon'(\omega) - j \frac{\sigma'(\omega)}{\omega \varepsilon_0} \quad (\text{II.11})$$

Ainsi la permittivité complexe (Equation II.11) ou la conductivité complexe (Equation II.7) définies ci-dessus suffisent à la caractérisation électrique d'un milieu. Remarquons tout de même la diversité des termes utilisés pour décrire les propriétés électriques des matériaux qui peut parfois prêter à confusion. Dans un souci de synthèse, la signification des différents termes utilisés pour la formulation de ces propriétés est fournie en annexe C.

b. Comportement conducteur

Outre son aspect diélectrique, tout matériau est également susceptible de contenir des charges libres capables de se déplacer sous l'effet d'un champ électrique. La conductivité électrique est définie comme étant l'aptitude d'un matériau à laisser les charges électriques se déplacer librement, autrement dit à permettre le passage d'un courant électrique. Cette aptitude du matériau à conduire l'électricité en réponse à un champ électrique est formalisée par la loi d'Ohm (équation II.3) [II.11]. Dans un conducteur, un courant électrique s'accompagne toujours d'un dégagement de chaleur par effet Joule, qui est caractérisé par sa puissance :

$$P = E^2 \cdot \sigma \quad (\text{II.12})$$

En régime sinusoïdal, cela donne :

$$P = \frac{1}{2} |E|^2 \cdot \sigma \quad (\text{II.13})$$

Les charges électriques libres contribuant à la conductivité électrique peuvent être de différents types. Dans les métaux par exemple, les charges libres sont des électrons qui ne sont pas liés à des atomes particuliers et donc libres de se déplacer [II.11]. Ce type de conduction n'entraîne pas de réel déplacement de matière. Dans une solution ionique les porteurs de charges sont des ions libres de se déplacer. Les porteurs de charges sont donc des atomes ou des molécules entières ionisées et non pas seulement des électrons comme dans les métaux. Le courant génère un réel transport de matière. Typiquement, il s'agit du type de conduction électrique (conduction ionique) rencontrée dans les liquides corporels. La valeur de la conductivité pour de telles solutions est liée à la nature des ions dissous ainsi qu'à leur concentration (voir Annexe B).

c. Courant de déplacement et conductivité complexe

Dans un diélectrique, les charges ne sont pas libres de migrer comme dans un conducteur. Néanmoins l'application d'un champ électrique entraîne un déplacement local de ces charges.

Ce déplacement est matérialisé par la quantité \vec{D} (qui sera définie plus loin). Si le champ varie dans le temps, sinusoïdalement par exemple, un mouvement oscillatoire des dipôles apparaît, et donc si on se place à une section particulière du milieu, on observe que la quantité de charges traversant la section par unité de temps n'est pas nulle, autrement dit qu'il existe un courant électrique traversant la section. Ce courant résultant du déplacement alternatif des charges liées est appelé courant de déplacement, et n'est donc finalement que la dérivée temporelle du déplacement électrique \vec{D} [II.11]:

$$\vec{J}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II.14})$$

En régime harmonique, cela devient :

$$\underline{J}_d(\omega) = j\omega \cdot \underline{D}(\omega) \quad (\text{II.15})$$

En remplaçant $\underline{D}(\omega)$ par son expression en fonction du champ électrique, on obtient :

$$\underline{J}_d(\omega) = j\omega \cdot \varepsilon(\omega) \cdot \varepsilon_0 \cdot \underline{E} \quad (\text{II.16})$$

Cette expression décrit la dépendance qui existe entre le champ électrique appliqué et la densité de courant (de déplacement) générée dans le milieu. Il est intéressant de constater que d'un point de vue formel, elle est analogue à la loi d'Ohm définie pour les milieux conducteurs (Equation II.3) dans le sens où elle décrit la dépendance entre le champ électrique appliqué à un milieu et la densité de courant en résultant. En élargissant le concept de conductivité au régime sinusoïdal dans un diélectrique on introduit la notion de conductivité complexe définie par l'équation II.4. En développant l'expression, nous obtenons :

$$\underline{\sigma}(\omega) = \omega \varepsilon_0 \cdot \varepsilon''(\omega) + j\omega \varepsilon_0 \cdot \varepsilon'(\omega) \quad (\text{II.17})$$

Si le diélectrique est sans pertes ($\varepsilon''(\omega) = 0$), la conductivité complexe est purement imaginaire, le courant de déplacement est alors déphasé de $-\pi/2$ par rapport au champ électrique, et son amplitude est proportionnelle à la fréquence du champ électrique appliqué (courant circulant dans une capacité pure). S'il y a des pertes, la conductivité complexe est composée d'un terme imaginaire et d'un terme réel. La partie réelle est formellement identique à la conductivité définie en § II.4.b car elle génère un courant proportionnel et en phase avec le champ. On nomme conductivité dynamique cette grandeur :

$$\sigma_d(\omega) = \omega \varepsilon_0 \cdot \varepsilon''(\omega) \quad (\text{II.18})$$

Dans un conducteur, nous savons qu'un courant électrique s'accompagne toujours d'un dégagement de chaleur par effet Joule caractérisé par sa puissance en régime sinusoïdal (Equation II.14). Par analogie, on dira qu'un diélectrique est, lorsqu'il est soumis à un champ

électrique variable d'amplitude E , le siège de pertes diélectriques correspondant à une puissance dissipée :

$$P = \frac{1}{2} \sigma_d E^2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 \cdot \epsilon'' \cdot E^2 \quad (\text{II.19})$$

La conductivité dynamique $\sigma_d(\omega)$ est donc une grandeur proportionnelle à la puissance dissipée dans le diélectrique. Même s'il décrit le même phénomène, le facteur de pertes $\epsilon''(\omega)$ revêt une information légèrement différente. Il est proportionnel à la quantité d'énergie perdue par cycle du signal alternatif. Dans le domaine fréquentiel, cela implique que s'il y a des pertes, la conductivité dynamique $\sigma_d(\omega)$ augmente continuellement avec la fréquence, alors que le facteur de pertes $\epsilon''(\omega)$ passe par un maximum à la fréquence pour laquelle la quantité d'énergie perdue par cycle du champ alternatif est maximale [II.11].

d. Comportement diélectrique

On dit qu'un milieu est diélectrique ou isolant s'il ne contient pas de charges libres susceptibles de se déplacer de façon macroscopique par opposition à un conducteur qui, lui, présente des porteurs de charges (électrons ou ions) capables de migrer librement. Néanmoins, comme toute matière, un tel milieu est formé de charges positives et négatives liées à l'intérieur d'atomes et de molécules. Si ces charges ne peuvent pas migrer librement, elles sont néanmoins susceptibles de se déplacer dans un volume confiné sous l'effet d'un champ électrique appliqué. Aucune charge ne peut entrer ni sortir du matériau mais certaines charges peuvent se déplacer localement et créer ainsi des dipôles électriques [II.11].

Lorsqu'un tel milieu est soumis à un champ électrique, on dit qu'il est polarisé. D'une manière générale la polarisation est définie comme étant une perturbation locale de la distribution des charges électriques provoquée par l'application d'un champ électrique. Au sens mathématique, la polarisation globale d'un milieu \vec{P} représente la densité volumique des moments dipolaires du milieu. Elle s'exprime en $[C/m^2]$. Dans le cas d'un milieu isotrope celle-ci peut être considérée comme étant directement proportionnelle au champ électrique appliqué:

$$\vec{P} = \chi \cdot \epsilon_0 \cdot \vec{E} \quad (\text{II.20})$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide ($\epsilon_0 \approx 8,85 \times 10^{-12} \text{F/m}$) et χ la susceptibilité du matériau. La susceptibilité χ décrit la capacité du matériau à se polariser en réponse à un champ électrique (polarisabilité). Une susceptibilité nulle engendre une polarisation nulle. Des charges liées qui peuvent être déplacées sur une longue distance entraînent un moment dipolaire important et donc une grande susceptibilité. La polarisation n'est pas une grandeur mesurable directement.

Pour caractériser la perturbation induite par le champ électrique, on utilise plutôt la notion de déplacement électrique ou flux électrique \vec{D} , qui est le produit de la quantité de charges déplacées par la distance parcourue, et qui s'exprime donc en $[C/m^2]$. Dans le cas d'un milieu linéaire, homogène et isotrope le déplacement électrique est donné par [II.11]:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P} \quad (\text{II.21})$$

où le terme $\epsilon_0 \cdot \vec{E}$ caractérise le déplacement électrique dans le vide d'après le formalisme de Maxwell. En remplaçant \vec{P} par son expression en fonction de \vec{E} (Equation II.20), on obtient :

$$\vec{D} = \epsilon_0 (1 + \chi) \cdot \vec{E} = \epsilon \cdot \vec{E} \quad (\text{II.22})$$

où $\epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi)$ désigne la permittivité du matériau. La connaissance de cette grandeur pour un matériau renseigne donc sur le déplacement électrique \vec{D} qui sera occasionné par l'action d'un champ électrique. En pratique on définit souvent la permittivité relativement à celle du vide :

$$\epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \quad (\text{II.23})$$

ϵ_r est une grandeur caractéristique utilisée pour décrire les effets de polarisation des matériaux. Dans le but de simplifier la notation, dans le reste de ce chapitre, la permittivité relative sera désignée simplement par ϵ .

Principaux mécanismes de polarisation

La polarisation résultante de l'application d'un champ électrique (Equation II.20) dans un milieu peut avoir des origines variées, et les mécanismes de polarisation ne sont pas propres qu'aux matériaux possédant des charges liées. Dans une certaine mesure des charges libres dans un matériau peuvent aussi contribuer à la polarisation globale du matériau. De plus, les mécanismes ne sont pas tous aussi rapides les uns que les autres. Certains réagissent instantanément, d'autre nécessitent un certain temps avant que la polarisation ne s'établisse. On dénombre 4 mécanismes principaux de polarisation :

- *La polarisation d'orientation:* Celle-ci est liée à l'orientation des dipôles permanents. Elle est le plus souvent rencontrée dans les gaz et les liquides (ex : orientation des molécules d'eau). Dans les solides, la rotation des dipôles est en générale bloquée. Le processus d'orientation est relativement rapide et n'occasionne des fréquences de relaxations qu'à partir de quelques GHz (voir Annexe A.1).
- *La polarisation ionique:* Elle provient du déplacement relatif des ions de signes opposés en présence d'un champ.

- *La polarisation électronique* : Il s'agit de la polarisation induite par le faible déplacement des nuages électroniques par rapport au noyau des atomes que cela soit à l'échelle de l'atome ou d'une molécule. Le déplacement des électrons est un processus très rapide (de l'ordre de la pico seconde).
- *La polarisation d'interface*: Ce type de polarisation est lié à la présence de charges mobiles qui s'accumulent aux interfaces séparant différentes régions d'un milieu (voir Annexe A.2). Elle ne peut donc exister que dans un milieu possédant des charges libres de migrer, au moins localement, et est inexistante dans un milieu diélectrique pur ne possédant que des charges liées [II.11].

e. Pertes diélectriques et permittivité complexe

La notion de permittivité définie auparavant convient bien au cas d'une polarisation par un champ électrique statique ou variable mais suffisamment lentement pour que la polarisation ait le temps de s'établir entre chaque cycle du champ électrique. En réalité, les déplacements de charges menant à la polarisation ne sont pas instantanés. Les interactions entre molécules tendent à ralentir l'orientation des dipôles qui ne peuvent pas suivre les orientations du champ électrique si celles-ci sont trop rapides. L'existence de cette inertie dans le milieu a une double conséquence :

- Premièrement, le travail développé pour aligner les dipôles malgré les forces qui s'opposent à ce déplacement consomme de l'énergie prélevée sur le champ électrique. Cette énergie se dissipe dans le matériau sous forme de chaleur. Un diélectrique absorbant de l'énergie par cette manière est qualifié de diélectrique à pertes [II.11].
- Deuxièmement, l'orientation des dipôles se fait avec un certain retard par rapport à l'application du champ électrique. Si ce dernier est alternatif, alors les champs \vec{D} et \vec{E} ne sont pas en phase.

En régime alternatif la permittivité ne peut alors plus être représentée par un simple réel et doit être définie comme une grandeur complexe dépendant de la fréquence du champ appliqué:

$$\vec{D}(\omega) = \underline{\underline{\varepsilon}}(\omega) \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E}(\omega) \quad (\text{II.24})$$

avec :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}(\omega) = \varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega) \quad (\text{II.25})$$

et :

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon''(\omega)}{\varepsilon'(\omega)} \quad (\text{II.26})$$

où la partie réelle $\varepsilon'(\omega)$ est la permittivité et a la même signification que la permittivité ε en régime statique (polarisabilité du matériau), si ce n'est qu'elle peut varier avec la fréquence. La partie imaginaire $\varepsilon''(\omega)$ est appelée facteur de pertes, elle témoigne de l'existence des pertes énergétiques dans le matériau. Les pertes occasionnées sont aussi souvent représentées par l'angle de pertes δ . La réponse fréquentielle d'un diélectrique est liée aux différents mécanismes de polarisation qui y siègent et plus précisément aux constantes de temps qui caractérisent ces mécanismes (voir Annexe A). Typiquement, le terme $\varepsilon''(\omega)$ passe par un maximum à la fréquence caractéristique de relaxation et tend vers zéro pour les fréquences inférieures et supérieures [II.11].

f. Impédance électrique

La détermination des différents termes composant la permittivité ou conductivité complexe suffit à la caractérisation électrique complète d'un matériau. Cependant, ces grandeurs ne sont pas accessibles directement. A l'échelle macroscopique, l'impédance \underline{Z} traduit la relation qui existe entre la tension aux bornes d'un circuit et le courant le traversant suivant la relation bien connue de la loi d'Ohm (loi d'Ohm intégrale) [II.11]:

$$\underline{U} = \underline{Z} \cdot \underline{I} \quad (\text{II.27})$$

Toutes les grandeurs de ces relations sont complexes ce qui garantit un éventuel déphasage entre la tension et le courant. Considérons la configuration classique d'une géométrie de type condensateur plan d'épaisseur e et de section S telle que celle représentée en **Figure II.5**.

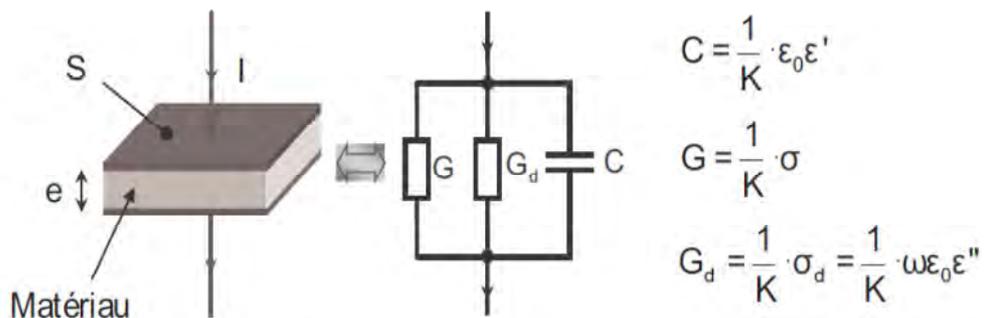


Figure II.5 – (a) Modèle type "condensateur plan" d'un matériau, (b) modèle électrique équivalent [II.11]

Le courant électrique circulant dans le condensateur peut s'écrire simplement :

$$I = |\vec{j}| \cdot S \quad (\text{II.28})$$

et la différence de potentiel entre les deux armatures est donnée par :

$$U = |\vec{E}| \cdot e \quad (\text{II.29})$$

d'où, l'impédance complexe :

$$\underline{Z} = \frac{U}{I} = \frac{|\vec{E}| \cdot e}{|\vec{j}| \cdot S} = \frac{1}{\underline{\sigma}(\omega)} \cdot \frac{e}{S} \quad (\text{II.30})$$

où encore :

$$Z(\omega) = \frac{1}{\underline{\sigma}(\omega)} \cdot K = \frac{K}{j\omega\epsilon_0\epsilon(\omega)} \quad (\text{II.31})$$

avec :

$$K = eS \quad (\text{II.32})$$

K étant le facteur géométrique de cellule en m^{-1} . La notion d'impédance peut être étendue à d'autres géométries plus complexes que la géométrie de type condensateur plan.

Retenons simplement que l'expression reste la même et que seul le facteur de cellule K change selon les différentes géométries. En pratique, l'admittance (inverse de l'impédance) donne une représentation plus significative des comportements électriques microscopiques des matériaux :

$$\underline{Y}(\omega) = \frac{1}{\underline{Z}(\omega)} = \underline{\sigma}(\omega) \cdot \frac{1}{K} = j\omega\epsilon_0\underline{\epsilon}(\omega) \cdot \frac{1}{K} \quad (\text{II.33})$$

Celle-ci est l'image de la conductivité complexe au facteur géométrique K près. Le calcul inverse (passage des propriétés macroscopiques aux propriétés microscopiques) est alors facilité [II.11].

En développant l'expression de l'admittance en fonction des caractéristiques du milieu, nous obtenons une admittance composée de 3 termes :

$$\underline{Y}(\omega) = \frac{1}{K} \cdot \sigma + \frac{1}{K} \cdot \sigma_d(\omega) = j \frac{1}{K} \cdot \epsilon'(\omega) \quad (\text{II.34})$$

L'admittance totale peut alors être vue comme l'association en parallèle des trois admittances (deux conductances et une capacitance) représentées en **Figure II.5**. Dans ce modèle G représente la conductance liée aux déplacements des charges libres (courant de conduction) et traduit donc le comportement ohmique du matériau. G_d est la conductance matérialisant les pertes diélectriques, et C est la capacité représentant la tendance diélectrique (sans les pertes) autrement dit la capacité à se polariser du matériau.

On notera cependant que les composants G_d et C ne sont toutefois pas des composants ordinaires car ils présentent une dépendance fréquentielle si le diélectrique présente des pertes [II.11].

II.5. Spectre diélectrique caractéristique des tissus biologiques

Le comportement électrique fréquentiel d'un milieu biologique est lié à la combinaison de plusieurs mécanismes de relaxations. Même si chaque tissu présente ses spécificités en termes de propriétés électriques [II.10] [II.12], il existe néanmoins une tendance globale que l'on peut retrouver dans de nombreux tissus. Cette tendance est représentée sur la **Figure II.6**.

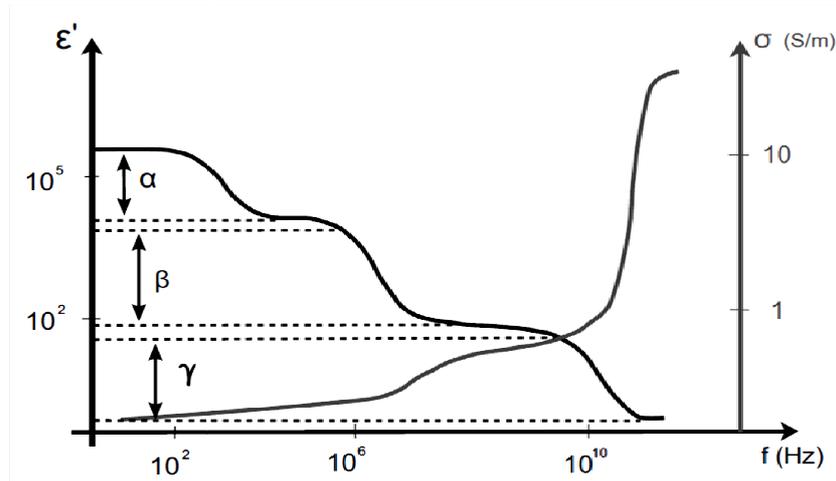


Figure II.6 – Spectre diélectrique caractéristique des tissus biologiques, courbe typique pour un tissu contenant beaucoup d'eau tel que le muscle [II.14].

a. Conductivité

Pour de basses fréquences, le tissu est caractérisé par une conductivité ionique (conductivité statique) qui dépend fortement du volume de fluide extracellulaire présent (les cellules pouvant être considérées comme isolantes). Lorsque la fréquence augmente, la conductivité augmente progressivement jusqu'à atteindre un palier entre 10 à 100 MHz.

Ensuite, aux fréquences micro-ondes une large augmentation de la conductivité est visible du fait de la relaxation diélectrique de l'eau.

b. Permittivité

L'augmentation de la conductivité est inévitablement associée à une chute de permittivité (selon la relation de Kronig-Kramer). En basses fréquences, la permittivité relative peut être incroyablement élevée (de l'ordre de 10^5 à 10^6 ou plus). Au fur et à mesure que la fréquence augmente, trois régions principales de dispersions entraînant une chute de permittivité peuvent être distinguées. Ces dispersions sont nommées respectivement α , β et γ , selon la terminologie de Schwan [II.13]. Lorsque la fréquence augmente, les dispersions observées sont associées à des structures de plus en plus petites, en commençant par les cellules et leur environnement en basses fréquences, puis les organelles subcellulaires et de larges molécules

pour des fréquences intermédiaires, puis finalement les molécules d'eau pour les fréquences les plus élevées.

c. Dispersion α

La dispersion α , observable pour des fréquences allant de 10 Hz à 1 kHz fut découverte pour la première fois par Schwan en 1948 sur des muscles [II.14]. Celle-ci entraîne une large chute de la permittivité. Plusieurs mécanismes peuvent contribuer à cette dispersion.

Le plus connu est celui lié à la diffusion des nuages de contre-ions à proximité des surfaces de cellules, décrit par la théorie de Schwartz (voir Annexe A.3).

d. Dispersion β

La dispersion apparaît généralement pour des fréquences allant de 0.1 à 10 MHz. Elle fut analysée pour la première fois par Hugo Fricke et K. S Cole [II.15]. On l'attribue principalement à la charge capacitive des membranes cellulaires via le milieu extra et intracellulaire et se décrit donc assez bien par la théorie des mélanges de Maxwell-Wagner. Une approche plus détaillée de cette dispersion est fournie en annexe A2, en particulier pour les suspensions cellulaires. Elle se caractérise par une large chute de permittivité de l'ordre de 1000 à 10000. En général d'autres petites dispersions de plus faible amplitude se superposent à la fin de dispersion β . Ce sont entre autres des phénomènes liés à des effets Maxwell-Wagner à l'échelle des organelles à l'intérieur des cellules (noyau et mitochondries) ou à la relaxation dipolaire des protéines.

e. Dispersion γ

Les milieux biologiques sont composés majoritairement d'eau. La dispersion γ traduit la relaxation dipolaire de ces molécules d'eau. Elle apparaît pour des fréquences situées autour de 25 GHz et occasionne une chute de permittivité de l'ordre de 50 pour une large augmentation de la conductivité d'environ 70 S/m. On observe en général dans les milieux biologiques une autre dispersion (invisible dans l'eau pure), plus petite, pour des fréquences allant de 0.1 à 3 GHz, parfois appelée dispersion δ . Celle-ci est attribuée en partie à la relaxation dipolaire des molécules d'eau liées à des protéines qui est plus lente (τ plus grand, f_c plus petit) que celle des molécules d'eau "libres".

II.6. Conclusion

Les concepts de base permettant de comprendre les propriétés électriques des milieux biologiques ont été abordés. Les outils de description des aspects conducteurs et diélectriques des milieux ont été aussi présentés. L'origine du comportement électrique d'un tissu biologique a été discutée à travers la description de ses principaux constituants, pour enfin aboutir à la description des spectres de conductivité $\sigma(\omega)$ et permittivité $\varepsilon'(\omega)$ typiquement rencontrés dans un tissu biologique. La compréhension des différents aspects abordés dans ce chapitre est une condition préalable à une étude visant la caractérisation des milieux biologiques.

Références bibliographique du Chapitre II

- [II.1] Essex J. Bond, Xu. Li, Susan C. Hagness, and D. Van Veen Barry. Microwave imaging via space-time beamforming for early detection of breast cancer. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 51(8), 2003.
- [II.2] Xu. Li and Susan C. Hagness. A conformal microwave imaging algorithm for breast cancer detection. *IEEE Microwave and wireless components letters*, 11(3), 2001.
- [II.3] G Pucihar, T Kotnik, B Valič, and D Miklavcic. Numerical determination of transmembrane voltage induced on irregularly shaped cells. *Annals of Biomedical Engineering*, 34(4) :642–652 (electronic), 2006.
- [II. 4] K.Laidi and M.Mimi. Modélisation Comportementale d'un Tissu Biologique humain (Peau/Graisse/Sang/ Muscle). *Sciences of Electronic, Technologies of Information and Telecommunications (SETIT 2005)*, March 27-31, 2005 – TUNISIA.
- [II.5] L. Nicolas, N. Burais, F. Buret, O. Fabrègue, L. Krähenbühl, A. Nicolas, C. Poignard, R. Scoretti, N. Siauve, and C Vollaire. Interactions between electromagnetic field and biological tissues: Questions, some answers and future trends. *International Compumag Society News-letter*, 10(2), 2003.
- [II.6] S Gabriel, R.W Lau, and E Corthout. The dielectric properties of biological tissues: I. literature survey. *Phys. Med. Biol*, 41:2231–2249 (electronic), 1996.
- [II.7] S Gabriel, R.W Lau, and C Gabriel. The dielectric properties of biological tissues: II. Measurements in the frequency range 10hz to 20ghz. *Phys. Med. Biol*, 41:2251–2269 (electronic), 1996.
- [II.8] S Gabriel, R.W Lau, and C Gabriel. The dielectric properties of biological tissues: III. parametric models for the dielectric spectrum of tissues. *Phys. Med. Biol*, 41:2271–2293 (electronic), 1996.
- [II.9] B. Rigaud, J.-P. Morucci, N. Chauveau. Bioelectrical impedance techniques in medicine. Part I: Bioimpedance measurement. Second section: Impedance spectrometry. *Critical Reviews in Biomedical Engineering*, Vol. 24 (4-6), p.257-351, 1996.
- [II.10] S. Grimnes and OG Martinsen. *Bioimpedance & Bioelectricity basics*. Academic press, 2000.

- [II.11] C. Margo. Microspectrométrie d'impédance basses fréquences : application à la mesure de milieux biologiques. Doctorat de l'université Henri Poincaré – Nancy 1. 8 juillet 2009
- [II.12] Bernard Rigaud, Jean-Pierre Morucci, and Nicolas Chauveau. *Bioelectrical Impedance techniques in Medicine, Part1: Bioimpedance measurements, Second section : Impedance spectrometry*, volume 24/ Issues 4-6. 1996.
- [II.13] Kenneth R. Foster. Herman p. schwan: A scientist and pioneer in biomedical engineering. *Annual Review of Biomedical Engineering*, 4:1–27, 2002.
- [II.14] HP Schwan. Electrical properties of tissues and cell suspensions: mechanisms and models. In *Proceedings of 16th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society, Baltimore, MD, USA*, 1994.
- [II.15] K. S Cole. *Membranes, Ions and Impulses*, chapter A Chapter of Classical Biophysics, pages 120–122. University of California Press, Berkeley and Los Angeles, 1968.

Chapitre I.I.I : Théorie

Généralités sur les résonateur
Et
Formulation Mathématique
du prototype

Chapitre III

Généralités sur les résonateurs et formulation mathématique du prototype

III.1. Généralités sur les structures microruban imprimées	54
1. Introduction	54
2. les structures résonantes microrubans	55
3. Domaines d'application et différents types de résonateurs	56
4. Avantages et inconvénients	56
5. Les modes d'excitations	57
6. Les différentes modélisations	58
6.1. Les méthodes approximatives	58
6.2. Les « full-wave »	63
III.2. Formulation mathématique	65
1. Introduction	65
2. Présentation de la structure étudiée	66
3. Détermination des champs selon les modes TM et TE associées a une couche diélectrique	67
4. Détermination du tenseur spectral de Green	68
5. Equation intégrale du champ électrique (EFIE)	70
6. Solution par la méthode des moments	70
7. Fréquence de résonance - facteur de qualité - bande passante	72
8. Choix des fonctions de base et convergence	72
III.3. Conclusion	77
Références bibliographiques du chapitre III	78

III.1: Généralités sur les structures microrubans imprimées

1. Introduction

La technologie de réalisation de circuits micro-onde fait appel très largement à des structures microrubans. Dans un grand nombre de ces applications, il est nécessaire de disposer de circuits sélectifs, accordés sur une fréquence bien précise (oscillateurs, filtres, résonateurs, etc.) [III.1]. Elles sont aussi utilisées dans la technologie des circuits intégrés sur GaAs, InP, etc. Les circuits sélectifs employés pour ce type d'applications sont pour la plupart constitués à l'aide de résonateurs micro-ondes dont la technologie dépend de la fréquence de travail, du coefficient de qualité recherché et de l'encombrement maximal admissible [III.2].

On emploie principalement:

- Des résonateurs à éléments localisés lorsque les dimensions des composants réalisables dans une technologie donnée sont très inférieures à la longueur d'onde guidée: les coefficients de qualité obtenus sont alors de l'ordre de la centaine;
- Des résonateurs à éléments semi-localisés constitués de courts tronçons de ligne pour des fréquences plus élevées, pour une technologie identique à celle du cas précédent;

- Des résonateurs à ligne ou à cavité lorsqu'on cherche à obtenir de forts coefficients de surtension; - des résonateurs diélectriques, beaucoup plus compacts [III.2].

Dans ce chapitre nous examinerons en détail le résonateur à ligne microruban, tels que : les différents types de résonateurs microrubans ainsi que leurs avantages et inconvénients. Les modes d'excitations et les différentes méthodes de modélisations seront abordés.

2. Les structures résonantes microruban

Les structures microruban proposées pour la première fois par Duchamps [III.3] en 1953 aux USA, en 1955 par Gutton et Baissinot [III.4] en France et en 1970 Byron a décrit la structure planaire en tant qu'antenne. Une structure résonante à élément imprimé communément appelée *Résonateur Patch* est une ligne microruban de forme régulière [III.5]. Sous sa forme de base, un résonateur microruban se compose d'un ruban conducteur sur un côté du substrat diélectrique appelée *Patch* et un plan de masse de l'autre côté, comme représenté sur la **Figure III.1**.

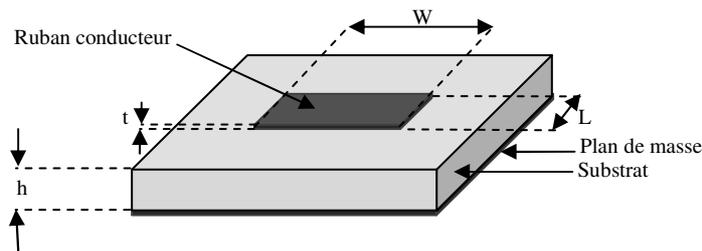


Figure III.1. Présentation de la structure résonante microruban

Le patch est généralement à base d'un matériau conducteur tel que le cuivre ou l'or. Le patch et les lignes d'alimentation sont habituellement photogravés sur le substrat diélectrique. Pour certaines applications le patch peut être recouvert par un autre diélectrique qu'on appelle superstrat afin de lui servir de couche protectrice ou pour ajuster les paramètres de la structure résonante [III.5].

3. Domaines d'application et différents types de résonateurs

Les résonateurs planaires sont des dispositifs constitués de gravures métalliques reposant aux interfaces d'un empilement de substrats diélectriques. Réalisés avec des technologies identiques à celles des circuits imprimés, ils sont potentiellement bas coût, légers et d'encombrement limité. Ils sont omniprésents dans le domaine militaire que civil, et pour ces raisons, ils sont utilisés dans de nombreux systèmes de communication tels que la téléphonie

mobile, les systèmes multimédia sans fil (WIFI, Bluetooth) ou encore les communications spatiales. Ils trouvent également des applications dans certains systèmes radar ou de télédétection et sont utilisées dans des bandes de fréquences allant de 1GHz jusqu'aux bandes millimétriques. Dans les travaux de recherche actuels ces dispositifs sont introduits dans le domaine biomédical tel que : biocapteurs, [III.5].

Il faut distinguer:

- ❖ les résonateurs planaires : vus comme des lignes planaires terminées par soit des court-circuits (technologie fente) ou bien des circuits ouverts (technologie ruban), parmi les applications les plus importantes on a les filtres et les antennes patch
- ❖ les résonateurs 3D intégrés dans des circuits planaires (technologie hybride), on retrouve les résonateurs MEMS (Micro Electro Mécaniques) et les résonateurs diélectriques ou résonateur YIG, parmi les applications les plus importantes on a les résonateurs à fréquence réglable.

4. Avantages et inconvénients

Les résonateurs microrubans présentent de nombreux avantages et ont également des limitations comparativement aux résonateurs micro-ondes classiques dont leurs applications couvrent de large domaine fréquentiel. Ils sont résumés dans le tableau suivant:

Avantages	Inconvénients
<ul style="list-style-type: none"> - Bande passante étroite permet d'améliorer la sensibilité à une fréquence donnée ; - Faible poids ; - Encombrement réduit ; - Configurations conformes possibles ; - Faible coût de fabrication ; - Production en masse possible ; - Résonateurs multi-fréquences ; - Compatibilité avec les circuits hybrides et MMIC ; - Alimentation réalisée simultanément avec le résonateur. 	<ul style="list-style-type: none"> - Bande passante étroite, souvent associée avec les problèmes de tolérances (géométriques et physiques) ; - Modélisation complexe ; - Pertes par ondes de surfaces ; - Difficultés de caractériser les matériaux à fortes pertes ; - Faible isolation entre la source d'alimentation et l'élément conducteur.

Tableau III.1. Avantages et inconvénients des résonateurs planaires [III.5].

5. Les modes d'excitations

Les résonateurs microbandes peuvent être alimentés par diverses façons. Celles ci peuvent être classées en deux catégories.

Avec contact La puissance RF alimente directement le patch en utilisant un élément de connexion tel qu'une ligne microbande ou coaxiale.

Sans contact Le couplage de champ électromagnétique effectue le transfert de la puissance entre la ligne microruban et le patch (couplage par ouverture et couplage de proximité).

La largeur de la ligne microruban d'alimentation doit être choisie de façon à assurer l'adaptation de l'impédance du côté du générateur (**Figure III.2**). Ce type d'alimentation est facile à mettre en œuvre et permet une adaptation d'impédance facile avec la structure résonante par simple positionnement du point de contact [III.5].



Figure III.2: Alimentation par ligne [III.5].

L'alimentation coaxiale où le conducteur intérieur est attaché au patch et le conducteur externe au plan de masse est également largement utilisé (**Figure III.3**). Ce type d'alimentation est facile à mettre en œuvre et à adapter. Mais il offre une bande passante étroite et est difficile à modéliser et particulièrement pour des épaisseurs de substrat supérieures à $0.02 \lambda_0$ (λ_0 est la longueur d'onde dans l'espace) [III.5].



Figure III.3 : Alimentation par câble coaxial [III.5].

L'alimentation par ligne microruban ou par câble coaxial présente une asymétrie qui génère une composante croisée. Pour remédier à cet état de fait, l'alimentation par fente a été introduite (**Figure III.4**). Ce type d'alimentation est le plus difficile à mettre en œuvre. Cependant, il est facile à modéliser. Il se compose de deux substrats séparés par un plan de masse sur lequel est pratiquée la fente. La ligne d'alimentation se situe sur la face libre du

substrat inférieur et le patch se trouve sur la face libre du substrat supérieur. Cette configuration permet une optimisation indépendante entre la ligne d'alimentation et le patch. En général un diélectrique avec une permittivité élevée est utilisé pour le substrat inférieur et un diélectrique épais avec une permittivité faible est utilisé pour le substrat supérieur. Le plan de masse isole la ligne d'alimentation du patch. Pour cette structure, les paramètres électriques du substrat, la largeur de la ligne d'alimentation et la taille de la fente peuvent être utilisées pour optimiser le résonateur. L'adaptation d'impédance s'effectue en agissant sur la largeur de la ligne d'alimentation et sur la longueur de la fente [III.5].

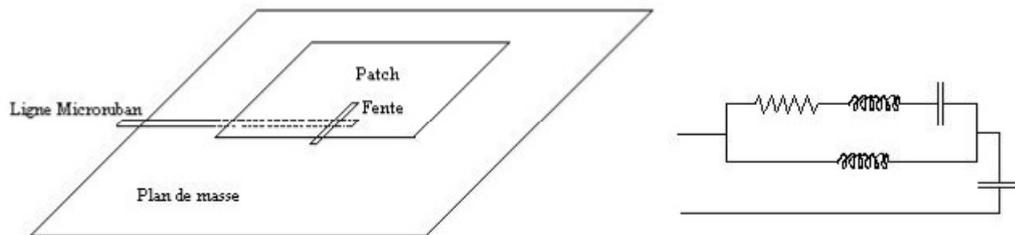


Figure III.4: Alimentation par couplage par fente [III.5].

Parmi les différents types d'alimentation, le couplage de proximité (Figure III.5) offre la meilleure bande passante (environ 13%). La distance entre la ligne d'alimentation et le patch peut être utilisée pour adapter l'impédance du résonateur. Le principal inconvénient de ce type d'alimentation est qu'il est difficile à mettre en œuvre [III.5].

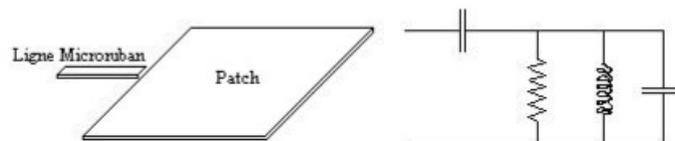


Figure III.5: Alimentation par couplage par proximité [III.5].

6. Les différentes modélisations

Pour analyser le fonctionnement du résonateur microruban, selon la fréquence d'opération et aussi avec la précision demandée. Des méthodes différentes sont utilisées. Parmi ces méthodes, nous allons expliquer les méthodes existantes qui se récapitulent comme suit :

6.1. Les méthodes approximatives:

Ces méthodes sont issues d'une approche physique du phénomène où des hypothèses simplificatrices permettant d'obtenir des modèles analytiques des équations assez simples, en

contrepartie, on obtient des résultats qui ne sont qu'approchés [III.6]. Ces méthodes sont généralement basées sur les courants magnétiques équivalents le long des bords du patch. Elles sont donc représentées comme suit :

6.1.1. Modèle des lignes de transmission

Dans cette modélisation, un résonateur imprimé rectangulaire est considéré comme une section rayonnante faisant partie d'une ligne de transmission. Sur la **Figure III.6** (a, b, c), trois circuits équivalents sont présentés pour trois configurations différentes [III.1].

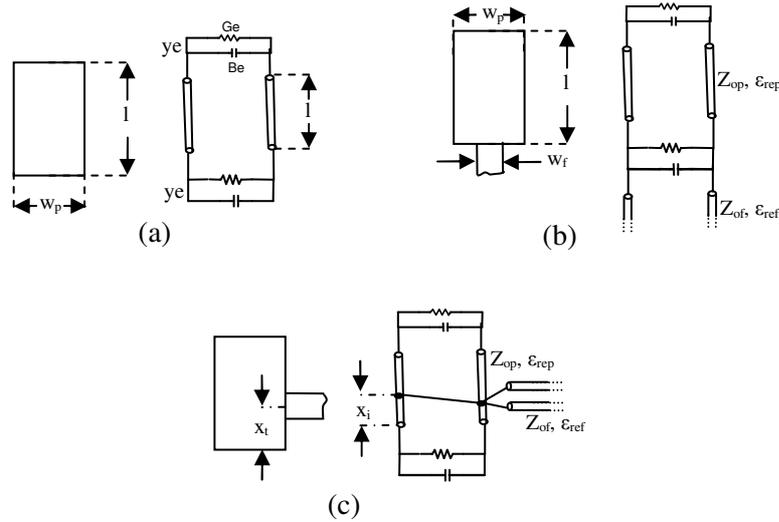


Figure III.6: Modèle équivalent d'une plaque métallique rectangulaire
 (a) Non chargée
 (b) Avec une ligne d'alimentation le long du bord radiant
 (c) Avec une ligne d'alimentation le long du bord non radiant [III.1].

Z_{op} représente l'impédance caractéristique de la ligne équivalente pour plaque microruban, avec une largeur w_p , où ϵ_{rep} est la constante diélectrique effective du substrat [III.1].

B_e et G_e sont les parties capacitives et conductrices de l'admittance Y_e . Dans les cas **Figure III.6:** (b) et (c) Z_{of} et ϵ_{ref} sont respectivement l'impédance caractéristique et la constante diélectrique effective de la ligne d'alimentation avec une largeur w_f . Dans tous ces cas, la réactance parasite due à la discontinuité créée par la jonction de la ligne d'alimentation et la plaque métallique a été négligée. Y_e peut être calculée à partir de la formule approximative suivante [III.1]:

$$G_e + jB_e = \frac{\pi a}{\lambda_0 \eta_0} [1 + j(1 - 0.636 \ln k_0 d)] \quad (\text{III.1})$$

λ_0 : longueur d'onde en espace libre

a : longueur du bord radiant du résonateur

$$\eta_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$$

$$k_0 = 2\pi/\lambda_0$$

d : épaisseur du substrat

Nous considérons que les champs dans le substrat sont uniformes suivant les coordonnées transversales, ce qui nous permet de calculer l'admittance caractéristique du résonateur plaquée :

$$Y_0 = \frac{a\sqrt{\epsilon_r}}{dn_0} \quad (\text{III.2})$$

Le modèle de la ligne de transmission peut être développé pour les structures patch à deux ports. Ces modèles équivalents sont utiles pour une analyse approximative des réseaux microrubans avec alimentation série. La **Figure III.8** montre le modèle de la ligne de transmission d'une plaque métallique à deux ports.

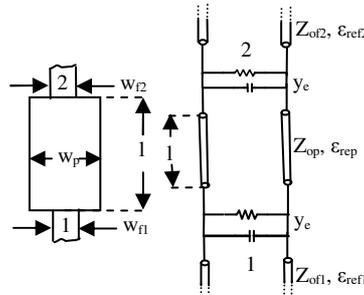


Figure III.8: Circuit équivalent d'un résonateur plaqué à deux ports [III.1].

Les limites de modélisation de ligne de transmission

Il y a plusieurs contraintes qui limitent la précision des résultats obtenus à partir de cette méthode pour l'analyse des résonateurs microrubans. Les hypothèses principales pour cette modélisation sont :

1. Les champs sont supposés uniformes le long de la largeur w_p de la plaque rectangulaire.
2. Les courants transversaux le long de la longueur de la plaque rectangulaire sont supposés nuls.

L'analyse détaillée des plaques rectangulaires montre que même aux alentours de la fréquence de résonance, la distribution des champs magnétiques et électriques le long du bord rayonnant, n'est pas toujours uniforme. Aussi les courants transversaux sont les conséquences inévitables des méthodes d'alimentation et sont toujours présents.

6.1.2. Modèle de la cavité

Un modèle de cavité bi-dimensionnelle pour représenter le résonateur microruban donne plus de précision que le modèle de la ligne de transmission. Dans ce modèle, la plaque microruban est considérée comme un résonateur bi-dimensionnel entouré par un mur magnétique parfait tout au long de sa périphérie. Les champs au dessous de la plaque se développent en termes de modes résonants du résonateur bi-dimensionnel. Les champs électrique et magnétique \bar{E}_{mn} et \bar{H}_{mn} pour chaque mode, sont calculés à partir de leur fonction modale correspondante φ_{mn} [III.1]:

$$\bar{E}_{mn} = \varphi_{mn} \hat{z} \quad (\text{III.3})$$

$$\bar{H}_{mn} = \hat{z} \times \nabla_t \frac{\varphi_{mn}}{j\omega\mu} \quad (\text{III.4})$$

où \hat{z} est le vecteur unitaire normal au plan de plaque. Chaque mode a une dépendance temporelle de la forme $e^{j\omega t}$. Pour calculer k_{mn} il faut résoudre l'équation suivante :

$$(\nabla_t^2 + k_{mn}^2)\varphi_{mn} = 0 \quad (\text{III.5})$$

avec $\frac{\partial\varphi_{mn}}{\partial p} = 0$ sur le mur magnétique (périphérie de la plaque métallique) ;

Le « ∇_t » représente la partie transversale de l'opérateur ∇ et le « p » est la direction perpendiculaire au mur magnétique.

En élargissant les dimensions de la cavité, l'effet de bord à l'extrémité de la plaque est pris en compte. Quant à le rayonnement, la perte diélectrique effective du substrat est considérée plus grande que sa valeur réelle. Supposons que la puissance rayonnée soit P_r donc la tangente de perte efficace se calcul par [III.1]:

$$\delta_e = \frac{P_r + P_d}{P_d} \delta_d \quad (\text{III.6})$$

où P_d est la puissance dissipée dans le substrat diélectrique et δ_d est la tangente de perte du diélectrique seul. Pour tenir compte des pertes thermiques dans le conducteur P_c , δ_e peut encore être modifiée :

$$\delta_e = \frac{P_r + P_d + P_c}{P_d} \delta_d \quad (\text{III.7})$$

L'impédance d'entrée du résonateur est calculée pour trouver la puissance dissipée dans la plaque métallique en introduisant une tension d'une grandeur V à l'entrée :

$$Z_{in} = \frac{|V|^2}{P + 2j\omega(W_E - W_M)} \quad (\text{III.8})$$

où $P = P_d + P_c + P_s + P_r$

P_s représente la puissance dissipée en forme des ondes de surface.

W_E représente l'énergie électrique moyenne emmagasinée.

W_M représente l'énergie magnétique moyenne emmagasinée.

Les fonctions modales pour une plaque rectangulaire

Dans la méthode de cavité un mur magnétique parfait est placé sur les bords de la plaque pour former une cavité idéale. Afin de tenir compte de l'effet de bord dans cette modélisation, la longueur effective de la plaque s'écrit comme $L_e = L + 2 \Delta L$ où ΔL correspond à l'extension de champs aux bords de la plaque. La fréquence de résonance du mode dominant dans la cavité résonante sera :

$$f_r = \frac{c}{2L_r \sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad (\text{III.9})$$

où « c » est la vitesse de la lumière dans le vide ($c=2.98e^8$ m/sec). ϵ_r et μ_r sont la permittivité relative et la perméabilité relative du substrat respectivement.

La largeur effective de la plaque métallique W_e est calculée de :

$$W_e = W + \Delta W \quad (\text{III.10})$$

où ΔW est approximativement [III.1]:

$$\Delta W = \left(\frac{\ln 4}{\pi} \right) d \quad (\text{III.11})$$

Le « d » est l'épaisseur du substrat.

Le « ΔW » est beaucoup moins important que ΔL dans un résonateur plaqué rectangulaire ordinaire, parce que ΔL va influencer la fréquence de résonance du résonateur, tandis que ΔW ne joue pas un tel rôle décisif.

Pour une plaque rectangulaire les fonctions caractéristiques (modales) sont :

$$\varphi_{mn}(x, y) = \cos\left(\frac{m\pi x}{L_e}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{W_e}\right) \quad (\text{III.12})$$

avec les constantes caractéristiques k_{mn} égales à :

$$k_{mn} = \left(\frac{m\pi}{L_e}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{W_e}\right)^2 \quad (\text{III.13})$$

Le mode dominant est à $m=1$ et $n=0$ donc $k_0 = k_{10} = \frac{\pi}{L_e}$ est le nombre d'onde pour ce mode.

6.1.3. Modélisation des réseaux multiports

Dans cette modélisation (Multiport Network Modeling) pour les plaques microrubans rayonnants, les champs au dessous de la plaque et les champs extérieurs (rayonnés, l'onde de surface et le champ à l'extrémité de la plaque) se modélisent séparément avec les sous réseaux multiports [III.1].

Les champs de deux côtés d'une interface, situé entre deux sous réseaux multiports seront adaptés les uns avec les autres à chaque port de sous réseaux. Cette adaptation des sous réseaux repose sur les équations de Kirschoff aux ports interconnectés des sous réseaux. L'équilibre des tensions aux ports des sous réseaux est équivalent à l'équilibrage des composantes tangentielles du champ électrique. De la même façon, la continuité des courants à chaque port assure la continuité des composantes tangentielles du champ magnétique à l'interface.

Les sous réseaux multiports sont caractérisés en terme de matrice Z ou matrice Y combinés ensembles. Ces matrices sont déterminés à partir de la méthode de la segmentation [III.1] qui à leur tour vont être utilisées pour trouver les caractéristiques du résonateur comme la fréquence de résonance, la largeur de bande, le rayonnement et les paramètres de dispersions.

6.2. Les «Full-wave » :

Les modèles de résonateurs planaires qui tiennent compte du substrat d'une façon rigoureuse, s'appellent les solutions « full-wave ». La dimension latérale du résonateur est supposée infinie et les conditions aux frontières sont appliquées à l'interface air-diélectrique. Ceci est accompli en utilisant la forme exacte de la fonction de Green pour le substrat diélectrique. Cela nous permet un calcul exact du rayonnement en espace, les ondes de surface, la perte diélectrique et le couplage aux éléments externes qui doit être inclut dans le modèle. L'utilisation de la fonction de Green dans une solution de la méthode des moments (MoM) [III.1], donne un modèle qui est exact et extrêmement versatile, tandis que le temps utilisé par le CPU est comparativement long. Les avantages des méthodes « full-wave » sont :

- 1- **Fidélité:** Ces techniques fournissent généralement des résultats assez exacts pour l'impédance d'entrée, le couplage mutuel et radar cross section.
- 2- **Compétences:** Les solutions « full-wave » incluent les effets des ondes de surface, les rayonnements des ondes en espace et aussi le couplage externe.
- 3- **Versatilité:** Les solutions « full-wave » s'utilisent pour mettre en pratique les éléments et les réseaux des résonateurs microrubans avec différentes techniques d'alimentation, les formations multicouches et pour les substrats anisotropes.

Les méthodes « full-wave » les plus répandues qui sont issues des méthodes utilisées en électromagnétisme sont donnés comme suit [III.1]:

6.2.1. La méthode des différences finies (FDTD)

« FDTD » est l'acronyme de l'expression anglaise « Finite Difference Time Domain ». C'est une méthode de calcul de différences finies dans le domaine temporel, qui permet de résoudre des équations différentielles dépendantes du temps. Cette méthode est couramment utilisée en électromagnétisme pour résoudre les équations de Maxwell. Cette méthode a été proposée par Kane S. Yee en 1966 [III.7-8].

En analyse numérique, la **FDTD** est une technique courante de recherche de solutions approchées d'équations aux dérivées partielles qui consiste à résoudre un système de relations liant les valeurs des fonctions inconnues en certains points suffisamment proches les uns des autres. En apparence, cette méthode apparaît comme étant la plus simple à mettre en œuvre car elle procède en deux étapes : d'une part la discrétisation par différences finies des opérateurs de dérivation/différentiation, d'autre part la convergence du schéma numérique ainsi obtenu lorsque la distance entre les points diminue. Toutefois, il convient de rester vigilant et critique sur les résultats obtenus tant que la seconde étape n'a pas été montrée en toute rigueur.

6.2.2. La méthode de la matrice des lignes de transmissions (TLM):

La méthode de la matrice des lignes de transmission **TLM** [III.9] permet de discrétiser les champs et les courants de la structure étudiée en petits éléments, chacun de ces éléments est considéré comme un ensemble de ligne de transmission et les calculs s'effectuent directement dans le domaine temporel. L'un des points forts de cette méthode est la formulation simple qui ne dépend pas beaucoup de la géométrie de la structure étudiée (ce qui n'est pas le cas pour la méthode spectrale). Elle est facile pour traiter des structures complexes composées de plusieurs matériaux, et particulièrement appropriée pour l'analyse des structures planaires multicouches [III.9].

6.2.3. La méthode des éléments finis (FEM) :

La méthode **FEM** s'applique aux dispositifs microondes de formes quelconques. Elle est basée sur la résolution des équations de Maxwell et sur la description géométrique de la structure sous forme d'un maillage. Elle consiste à diviser l'espace en petits éléments homogènes mais de taille pratiquement très variable, ce qui constitue l'un des points forts de cette méthode [III.9]. Cette méthode permet de calculer, en chaque point des éléments divisant l'espace, les champs électriques qui minimisent la fonction d'énergie, cette dernière s'écrit sous forme matricielle : $[J] = [Y] \cdot [E]$. où $[J]$ représente les sources de courant et $[E]$

les champs électriques inconnus. La matrice $[Y]$ qui décrit la géométrie et les contraintes de frontières, est généralement clairsemée car chaque élément n'interagit qu'avec ses voisins. Les autres grandeurs comme le champ magnétique et les courants induits sont calculés à partir des champs électriques. L'avantage de la méthode **FEM** est lié au fait que la forme tétraédrique et la variation des dimensions des cellules élémentaires caractérisant le volume discrétisé, donne au maillage une très grande souplesse. Cette méthode permet de simuler des structures géométriques complexes mais avec des gros moyens informatiques [III.9].

6.2.4. La méthode des moments (MoM)

L'utilisation de la **MoM** dans les problèmes électromagnétiques a été développée pour la première fois par Newman [III.9], est une manière de résolution d'équations intégrales qui permet de réduire celles-ci en un système d'équations linéaires appliqués aux structures planaires ou quasi-planaires sur les structures de 2-D [III.9]. Pour utiliser cette méthode, il faut décomposer la structure étudiée en plusieurs parties ou cellules. La résolution numérique des équations de Maxwell de la structure étudiée, permet d'écrire les champs électriques ou magnétiques en fonction d'une somme des courants induits. Le calcul de la distribution de courant évalué sur chaque section par annulation des champs électriques tangentiels, permet d'obtenir les paramètres $[Z]$. Dans la **MoM**, l'équation intégrale est réduite à un ensemble d'équations algébriques linéaires de la forme suivante: $[Z] \cdot [I] = [V]$. La matrice d'impédance $[Z]$ est calculée à partir des équations intégrales. On va exciter la structure avec le vecteur de tension $[V]$ et par la suite le vecteur de courant $[I]$ sera calculé. Une fois le courant calculé pour chaque élément, les champs électrique et magnétique seront déterminés [III.9].

III.2. Formulation mathématique

1. Introduction:

Dans ce chapitre nous avons présenté la formulation mathématique du résonateur patch rectangulaire (RPR). Partant des équations de Maxwell avec les conditions électromagnétique (EM) aux frontières de la structure considérée, nous avons déterminé les expressions des champs selon les modes TE et TM associées à une couche diélectrique pour un patch résonant rectangulaire inséré entre un substrat et un superstrat. L'utilisation de la méthode MoM via procédure de Galerkin, qui fait appel aux conditions aux limites de frontières, nous a permis la détermination du tenseur spectral de Green, la discrétisation et la résolution de l'équation intégrale couplée à ce dernier. Une comparaison entre les fonctions d'essai et de base nous a

mené à retrouver les densités de courants électriques inconnues sur la plaque conductrice. Dans ce contexte, nous avons modélisés dans le domaine spectral par un choix rigoureux, trois fonctions de base que nous avons détaillé dans ce chapitre. Les solutions aux valeurs propres du système matriciel obtenu, nous a permis de déduire la fréquence de résonance et le facteur de qualité. C'est avec ces deux paramètres diélectriques que nous remonterons par la suite au problème inverse pour caractériser les matériaux biologiques.

2. Présentation de la structure étudiée

La géométrie de la structure à étudier avec le système d'axes considéré est représentée par la **Figure III.8** suivante [III.10]:

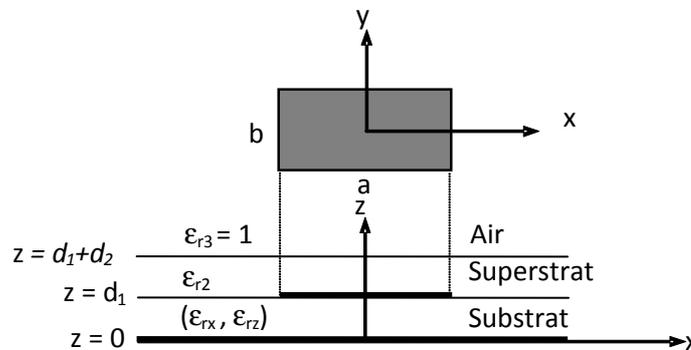


Figure III.8: Structure géométrique du résonateur patch rectangulaire inséré entre un substrat anisotrope uniaxial et un superstrat isotrope

La plaque conductrice est, donc, imprimée entre deux substrat diélectrique: le premier, est anisotrope uniaxial d'épaisseur d_1 et de permittivité tensorielle $\bar{\epsilon} = \epsilon_0 \text{diag}[\epsilon_{rx}, \epsilon_{rx}, \epsilon_{rz}]$. Alors que le second diélectrique est isotrope d'épaisseur d_2 et de permittivité relative ϵ_{r2} . Au dessus de cette dernière couche se trouve l'air, caractérisé par une permittivité absolu ϵ_0 et une permittivité relative $\epsilon_{r3}=1$. Tous les milieux sont supposés non-magnétiques c'est-à-dire qu'ils ont une perméabilité égale à μ_0 [III.10].

En premier lieu notre travail consiste à déterminer la fonction tensorielle spectrale de Green, relative à la représentation géométrique de la structure en **Figure III.8**. Ensuite on formulera l'équation intégrale du champ électrique (EFIE) basée sur une étude des grandeurs électromagnétiques aux frontières de la structure considérée, où les inconnues seront les densités de courants électriques sur le patch, pour en arriver à l'application de la méthode MoM via la procédure de Galerkin afin de discrétiser l'équation intégrale obtenue.

3. Détermination des champs selon les modes TE et TM associées a une couche diélectrique:

En considérant comme sous entendu une variation temporelle en $e^{i\omega t}$ et en partant des équations de Maxwell dans le domaine de Fourier, nous pouvons montrer que les champs transverses dans une couche diélectrique peuvent s'écrire en termes de composantes longitudinales \tilde{E}_z et \tilde{H}_z [III.10] par les expressions suivantes:

$$\tilde{E}_x(\mathbf{k}_S, z) = \frac{ik_x \varepsilon_z}{k_S^2 \varepsilon_x} \frac{\partial \tilde{E}_z(\mathbf{k}_S, z)}{\partial z} + \frac{\omega \mu_0 k_y}{k_S^2} \tilde{H}_z(\mathbf{k}_S, z) \quad (\text{III.14-a})$$

$$\tilde{E}_y(\mathbf{k}_S, z) = \frac{ik_y \varepsilon_z}{k_S^2 \varepsilon_x} \frac{\partial \tilde{E}_z(\mathbf{k}_S, z)}{\partial z} - \frac{\omega \mu_0 k_x}{k_S^2} \tilde{H}_z(\mathbf{k}_S, z) \quad (\text{III.14-b})$$

$$\tilde{H}_x(\mathbf{k}_S, z) = \frac{ik_x}{k_S^2} \frac{\partial \tilde{H}_z(\mathbf{k}_S, z)}{\partial z} - \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z k_y}{k_S^2} \tilde{E}_z(\mathbf{k}_S, z) \quad (\text{III.15-a})$$

$$\tilde{H}_y(\mathbf{k}_S, z) = \frac{ik_y}{k_S^2} \frac{\partial \tilde{H}_z(\mathbf{k}_S, z)}{\partial z} + \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z k_x}{k_S^2} \tilde{E}_z(\mathbf{k}_S, z) \quad (\text{III.15-b})$$

En effectuant de simples manipulations algébriques, et tout en sachant que:

$$k_S^2 = |\mathbf{k}_S|^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (\text{III.16})$$

Les égalités (III.1-a) et (III.1-b) donnent alors le système matriciel suivant:

$$\frac{1}{k_S} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{E}_x(\mathbf{k}_S, z) \\ \tilde{E}_y(\mathbf{k}_S, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{i \varepsilon_z}{k_S \varepsilon_x} \frac{\partial \tilde{E}_z(\mathbf{k}_S, z)}{\partial z} \\ \frac{\omega \mu_0}{k_S} \tilde{H}_z(\mathbf{k}_S, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_S^e(\mathbf{k}_S, z) \\ \tilde{E}_S^h(\mathbf{k}_S, z) \end{bmatrix} \quad (\text{III.17})$$

On pose : $\bar{F}(\mathbf{k}_S, \mathbf{r}_S) = \frac{1}{k_S} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix}$

Les indices "e" et "h" expriment respectivement les ondes TE et TM.

En procédant de la même manière avec les équations (III.15-a) et (III.15-b) on obtiendrait le système suivant:

$$\bar{F}(\mathbf{k}_S, \mathbf{r}_S) \cdot \begin{bmatrix} \tilde{H}_y(\mathbf{k}_S, z) \\ -\tilde{H}_x(\mathbf{k}_S, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z}{k_S} \tilde{E}_z(\mathbf{k}_S, z) \\ \frac{i}{k_S} \frac{\partial \tilde{H}_z(\mathbf{k}_S, z)}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{H}_S^e(\mathbf{k}_S, z) \\ \tilde{H}_S^h(\mathbf{k}_S, z) \end{bmatrix} \quad (\text{III.18})$$

Les formes générales de \tilde{E}_z et \tilde{H}_z sont:

$$\tilde{E}_z(\mathbf{k}_S, z) = A^e e^{ik_z^e z} + B^e e^{-ik_z^e z} \quad (\text{III.19-a})$$

$$\tilde{H}_z(\mathbf{k}_S, z) = A^h e^{ik_z^h z} + B^h e^{-ik_z^h z} \quad (\text{III.19-b})$$

où A^e , B^e , A^h et B^h sont les coefficients spectraux.

et k_z^e et k_z^h sont respectivement les constantes de propagation des ondes TE et TM dans le diélectrique [III.10] et s'expriment selon les expressions:

$$k_z^e = \left(\varepsilon_x k_0^2 - \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z} k_S^2 \right)^{\frac{1}{2}}, k_z^h = (\varepsilon_x k_0^2 - k_S^2)^{\frac{1}{2}}$$

En substituant les expressions de \tilde{E}_z et \tilde{H}_z données par (III.19a) et (III.19b) dans (III.17) et (III.18) on obtiendrait:

$$\tilde{E}_S(\mathbf{k}_S, z) = e^{i\bar{k}_z z} \begin{bmatrix} -\frac{\varepsilon_z k_z^e}{\varepsilon_x k_S} A^e \\ \frac{\omega \mu_0}{k_S} A^h \end{bmatrix} + e^{-i\bar{k}_z z} \begin{bmatrix} \frac{\varepsilon_z k_z^e}{\varepsilon_x k_S} B^e \\ \frac{\omega \mu_0}{k_S} B^h \end{bmatrix} \quad (\text{III.20-a})$$

$$\tilde{E}_S(\mathbf{k}_S, z) = e^{i\bar{k}_z z} \cdot A(k_S) + e^{-i\bar{k}_z z} \cdot B(k_S) \quad (\text{III.20-b})$$

$$\tilde{E}_S(\mathbf{k}_S, z) = \begin{bmatrix} \tilde{E}_S^e(\mathbf{k}_S, z) \\ \tilde{E}_S^h(\mathbf{k}_S, z) \end{bmatrix} \quad (\text{III.21})$$

avec: $\bar{\mathbf{k}}_z = \text{diag}[k_z^e, k_z^h]$;

De la même manière on obtient:

$$\tilde{H}_S(\mathbf{k}_S, z) = \begin{bmatrix} \tilde{H}_S^e(\mathbf{k}_S, z) \\ \tilde{H}_S^h(\mathbf{k}_S, z) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{g}}(\mathbf{k}_S) [e^{i\bar{k}_z z} \cdot A(k_S) + e^{-i\bar{k}_z z} \cdot B(k_S)] \quad (\text{III.22})$$

avec: $\bar{\mathbf{g}}(\mathbf{k}_S) = -\text{diag} \left[\frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x}{k_z^e}, \frac{k_z^h}{\omega \mu_0} \right]$

4. Détermination du tenseur spectral de Green:

La forme globale du tenseur spectral de Green en $z = d_1$ pour un substrat diélectrique uniaxial et recouvert d'un superstrat isotrope, peut être obtenue en faisant une étude aux limites de l'équation (III.8) dans les différentes régions [III.10].

1. Région du substrat $0 < z < d_1$ (milieu uniaxial):

En partant avec l'hypothèse que le champ électrique tangentiel total est nul au point zéro, c'est-à-dire ($\tilde{E}_S(\mathbf{k}_S, 0) = 0$) on obtient :

$$\mathbf{A}(\mathbf{k}_S) + \mathbf{B}(\mathbf{k}_S) = 0 \Rightarrow \mathbf{A}(\mathbf{k}_S) = -\mathbf{B}(\mathbf{k}_S) \quad (\text{III.23})$$

En remplaçant (III.23) dans les équations (III.21) et (III.22) on aura:

$$\tilde{E}_{1S}(\mathbf{k}_S, z) = 2i \sin(\bar{\mathbf{k}}_z \cdot z) \cdot A_1(\mathbf{k}_S) \quad (\text{III.24})$$

$$\tilde{H}_{1S}(\mathbf{k}_S, z) = 2\bar{\mathbf{g}}(\mathbf{k}_S) \cdot \cos(\bar{\mathbf{k}}_z \cdot z) \cdot A_1(\mathbf{k}_S) \quad (\text{III.25})$$

2. Région du superstrat $d_1 < z < d_1$ (milieu isotrope):

$$\tilde{E}_{2S}(\mathbf{k}_S, z) = A_2(\mathbf{k}_S). e^{ik_{2z}z} + B_2(\mathbf{k}_S). e^{-ik_{2z}z} \quad (\text{III.26})$$

$$\tilde{H}_{2S}(\mathbf{k}_S, z) = \bar{g}_2(\mathbf{k}_S) [A_2(\mathbf{k}_S). e^{ik_{2z}z} - B_2(\mathbf{k}_S). e^{-ik_{2z}z}] \quad (\text{III.27})$$

3. Région de l'air $z > d_1+d_2$ ($\epsilon_x = \epsilon_z = 1$):

D'après la condition de rayonnement de Sommerfeld on a le champ électromagnétique disparaît en $z \rightarrow +\infty$ et les expressions de \tilde{E}_z et \tilde{H}_z donnent [III.10]:

$$\tilde{E}_{3S}(\mathbf{k}_S, z) = B_3(\mathbf{k}_S). e^{-ik_z z} \quad (\text{III.28})$$

$$\tilde{H}_{3S}(\mathbf{k}_S, z) = -\bar{g}_3(\mathbf{k}_S). B_3(\mathbf{k}_S). e^{-ik_z z} = -\bar{g}_3(\mathbf{k}_S). \tilde{E}_{3S}(\mathbf{k}_S, z) \quad (\text{III.29})$$

Cependant au voisinage des interfaces $z = d_1$ et $z = d_1 + d_2$ les composantes tangentielles de \tilde{E}_S et \tilde{H}_S et s'expriment par:

$$\tilde{E}_{1S}(\mathbf{k}_S, d_1) = \tilde{E}_{2S}(\mathbf{k}_S, d_1) \quad (\text{III.30-a})$$

$$\tilde{H}_{1S}(\mathbf{k}_S, d_1) - \tilde{H}_{2S}(\mathbf{k}_S, d_1) = \tilde{J}(\mathbf{k}_S) \quad (\text{III.30-b})$$

$$\tilde{E}_{2S}(\mathbf{k}_S, d_1 + d_2) = \tilde{E}_{3S}(\mathbf{k}_S, d_1 + d_2) \quad (\text{III.31-a})$$

$$\tilde{H}_{2S}(\mathbf{k}_S, d_1 + d_2) = \tilde{H}_{3S}(\mathbf{k}_S, d_1 + d_2) \quad (\text{III.31-b})$$

D'après les conditions aux limites on déduit l'expression suivante:

$$\tilde{E}_1^\alpha(\mathbf{k}_S, d_1) = \bar{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_S). \tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{k}_S) \quad (\text{III.32})$$

avec:

$$\bar{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_S) = \frac{(g_2^\alpha \cos k_{2z}^\alpha. d_2 + i g_3^\alpha \sin k_{2z}^\alpha. d_2). (\sin k_{1z}^\alpha. d_1)}{(\cos k_{2z}^\alpha. d_2). (g_1^\alpha g_2^\alpha \cos k_{1z}^\alpha. d_1 + i g_2^\alpha g_3^\alpha \sin k_{2z}^\alpha. d_2) + (\sin k_{2z}^\alpha. d_2). (g_1^\alpha g_3^\alpha \cos k_{1z}^\alpha. d_1 + i g_2^\alpha \sin k_{1z}^\alpha. d_1)} \quad (\text{III.33})$$

enfin $\bar{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_S)$ peut se mettre sous la forme suivante:

$$\bar{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_S) = \frac{1}{i\omega\epsilon_0} \text{diag} \left[\frac{N^e}{D^e}. k_z^e, \frac{N^h}{D^h}. k_0^2 \right] \quad (\text{III.34})$$

avec:

$$N^e = k_z \cos(k_{2z} d_2) + i \frac{k_{2z}}{\varepsilon_2} \sin(k_{2z} d_2), \quad (\text{III.35-a})$$

$$D^e = \cos(k_{2z} d_2) [\varepsilon_x k_z \cos(k_z^e d_1) + i k_z^e \sin(k_z^e d_1)] \\ + i \sin(k_{2z} d_2) \left[\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_2} k_{2z} \cos(k_z^e d_1) + i \varepsilon_2 \frac{k_z k_z^e}{k_{2z}} \sin(k_z^e d_1) \right], \quad (\text{III.35-b})$$

$$N^h = \cos(k_{2z} d_2) + i \frac{k_z}{k_{2z}} \sin(k_{2z} d_2), \quad (\text{III.36-a})$$

$$D^h = \cos(k_{2z} d_2) [k_z^h \cos(k_z^h d_1) + i k_z \sin(k_z^h d_1)] \\ + i \sin(k_{2z} d_2) \left[\frac{k_z k_z^e}{k_{2z}} \cos(k_z^h d_1) + i k_{2z} \sin(k_z^h d_1) \right]. \quad (\text{III.36-b})$$

5. Equation intégrale du champ électrique (EFIE):

Le champ électrique tangentiel dû aux courants surfaciques \mathbf{J} est exprimé par [III.10]:

$$E_S(\mathbf{r}_S) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k}_S \cdot \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_S, \mathbf{r}_S) \cdot \bar{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_S) \cdot \check{\mathbf{J}}(\mathbf{k}_S) \quad (\text{III.37})$$

$$\text{avec : } \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_S, \mathbf{r}_S) = \frac{1}{k_S} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix}$$

La condition de bord, impliquant que le champ électrique tangentiel total s'annule sur la plaque microbande, implique l'équation intégrale:

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k}_S \cdot \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_S, \mathbf{r}_S) \cdot \bar{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_S) \cdot \check{\mathbf{J}}(\mathbf{k}_S) = 0 \quad (\text{III.38})$$

6. Solution par la méthode des moments:

L'application, dans le domaine de Fourier, de la procédure de Galerkin conforme à la méthode des moments permet de réduire l'équation intégrale (III.38) en une équation matricielle; où les courants surfaciques \mathbf{J} sur la plaque sont développés en une série finie de fonctions de base \mathbf{J}_{x_n} et \mathbf{J}_{y_m} selon l'expression:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}_S) = \sum_{n=1}^N a_n \begin{bmatrix} \mathbf{J}_{x_n}(\mathbf{r}_S) \\ 0 \end{bmatrix} + \sum_{m=1}^M b_m \begin{bmatrix} 0 \\ \mathbf{J}_{y_m}(\mathbf{r}_S) \end{bmatrix} \quad (\text{III.39})$$

avec a_n et b_m sont les coefficients du développement modal.

En appliquant la transformée vectorielles de Fourier sur l'expression (III.39):

$$\check{\mathbf{J}}_{1n}(\mathbf{k}_S) = \int d\mathbf{r}_S \mathbf{F}^+(\mathbf{k}_S, \mathbf{r}_S) \begin{bmatrix} \mathbf{J}_{x_n}(\mathbf{r}_S) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{III.40-a})$$

$$\tilde{\mathbf{J}}_{2m}(\mathbf{k}_S) = \int d\mathbf{r}_S \mathbf{F}^+(\mathbf{k}_S, \mathbf{r}_S) \begin{bmatrix} 0 \\ \mathbf{J}_{ym}(\mathbf{r}_S) \end{bmatrix} \quad (\text{III.40-b})$$

où l'on sait que:
$$\mathbf{F}^+(\mathbf{k}_S, \mathbf{r}_S) = \frac{1}{k_S} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot e^{-i\mathbf{k}_S \cdot \mathbf{r}_S} \quad (\text{III.40-a})$$

Ce qui nous donne les expressions (III.40-a) et (III.40-b) comme suit:

$$\tilde{\mathbf{J}}_{1n}(\mathbf{k}_S) = \frac{1}{k_S} \begin{bmatrix} k_x \\ k_y \end{bmatrix} \cdot \mathbf{J}_{xn}(\mathbf{r}_S) \quad (\text{III.42-a})$$

avec: $\tilde{\mathbf{J}}_{xn}(\mathbf{k}_S)$ est la transformée scalaire (usuelle) de Fourier de $\mathbf{J}_{xn}(\mathbf{r}_S)$.

Ce qui implique que:
$$\tilde{\mathbf{J}}_{2m}(\mathbf{k}_S) = \frac{1}{k_S} \begin{bmatrix} k_y \\ -k_x \end{bmatrix} \cdot \mathbf{J}_{ym}(\mathbf{r}_S) \quad (\text{III.42-b})$$

En substituant les transformées vectorielles de (III.39) dans (III.38). Ensuite, l'équation résultante est testée par le même système de fonction de base. Ces transformées vont être utilisées ultérieurement dans le développement du courant sur la plaque [III.10].

Par conséquent, l'équation intégrale (III.38) se trouve réduite au système matriciel suivant:

$$\begin{bmatrix} (\bar{\mathbf{B}}_1)_{N \times N} & (\bar{\mathbf{B}}_2)_{N \times M} \\ (\bar{\mathbf{B}}_3)_{M \times N} & (\bar{\mathbf{B}}_4)_{M \times M} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (\mathbf{a})_{N \times 1} \\ (\mathbf{b})_{M \times 1} \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{III.43})$$

où:

$$(\bar{\mathbf{B}}_1)_{kn} = \iint_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k}_S \frac{1}{k_S^2} [k_x^2 G^e + k_y^2 G^h] \tilde{\mathbf{J}}_{xk}(-\mathbf{k}_S) \tilde{\mathbf{J}}_{xn}(\mathbf{k}_S) \quad (\text{III.44-a})$$

$$(\bar{\mathbf{B}}_2)_{km} = \iint_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k}_S \frac{k_x k_y}{k_S^2} [G^e - G^h] \tilde{\mathbf{J}}_{xk}(-\mathbf{k}_S) \tilde{\mathbf{J}}_{ym}(\mathbf{k}_S) \quad (\text{III.44-b})$$

$$(\bar{\mathbf{B}}_3)_{ln} = \iint_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k}_S \frac{k_x k_y}{k_S^2} [G^e - G^h] \tilde{\mathbf{J}}_{yl}(-\mathbf{k}_S) \tilde{\mathbf{J}}_{xn}(\mathbf{k}_S) \quad (\text{III.44-c})$$

$$(\bar{\mathbf{B}}_4)_{lm} = \iint_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k}_S \frac{1}{k_S^2} [k_x^2 G^e + k_y^2 G^h] \tilde{\mathbf{J}}_{yl}(-\mathbf{k}_S) \tilde{\mathbf{J}}_{ym}(\mathbf{k}_S) \quad (\text{III.44-d})$$

Dans (III.44-a) - (III.44-d), \tilde{J}_{xn} et \tilde{J}_{ym} sont les transformées scalaires de Fourier de J_{xn} et J_{ym} respectivement. Afin d'obtenir une solution non triviale de (III.43), nous imposons une valeur nulle pour le déterminant de la matrice $\bar{\mathbf{B}}$ de (III.43), ensuite, nous tirons la fréquence de résonance, la bande passante et le facteur de qualité.

7. Fréquence de résonance - facteur de qualité - bande passante:

L'équation (30) possède une solution non triviale uniquement dans le cas où:

$$\det(\bar{\mathbf{B}}(\omega)) = 0 \quad (\text{III.45})$$

Physiquement, cela signifie qu'en l'absence de la source excitatrice, il y a des courants électriques, dus à l'entretien mutuel entre champs et courant. Cette situation résume les conditions de résonance au niveau de la plaque conductrice, ce qui est demandé, car l'antenne est conçue pour opérer au voisinage de sa résonance. Toutes ses caractéristiques sont estimées à cette fréquence. La condition (III.45) est appelée équation caractéristique pour les modes propres. Elle est généralement vérifiée par une fréquence complexe $f = f_r + if_i$. Le facteur de qualité et la bande passante sont définis par [III.10]:

$$Q = f_r / 2f_i \quad (\text{III.46})$$

$$BP = 1/Q \quad (\text{III.47})$$

8. Choix des fonctions de base et convergence:

Dans ce qui va suivre, nous allons faire une étude comparative en choisissant trois types de fonctions de base, qui sont présentés comme suit :

1. Fonction de base sinusoïdale sans conditions de bord (sbf-wo-ec):

Commençant par les fonctions de base sinusoïdales définies sur le domaine entier, données par Newman et Forraï pour développer les courants [III.10].

$$\tilde{J}_{xn}(\mathbf{r}_S) = \sin \left[k_{n_1} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right] \cdot \cos \left[k_{n_2} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right] \quad (\text{III.48-a})$$

$$\tilde{J}_{ym}(\mathbf{r}_S) = \cos \left[k_{m_1} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right] \cdot \sin \left[k_{m_2} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right] \quad (\text{III.48-b})$$

où $k_{n_1} = \frac{n_1\pi}{a}$, $k_{n_2} = \frac{n_2\pi}{b}$, $k_{m_1} = \frac{m_1\pi}{a}$ et $k_{m_2} = \frac{m_2\pi}{b}$

sachant que:

$$\tilde{\mathbf{J}}_{\text{xn}}(\mathbf{k}_S) = \int dr_S. e^{-i\mathbf{k}_S \cdot r_S} \mathbf{J}_{\text{xn}}(r_S) = \tilde{I}_{\text{xn}} \cdot \tilde{I}_{\text{yn}} \quad (\text{III.49})$$

tel que:

$$\tilde{I}_{\text{xn}} = \int_{-a/2}^{a/2} dx. e^{-ik_x x} \cdot \sin \left[k_{n_1} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right] \quad (\text{III.50-a})$$

et:

$$\tilde{I}_{\text{yn}} = \int_{-b/2}^{b/2} dy. e^{-ik_y y} \cdot \cos \left[k_{n_2} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right] \quad (\text{III.50-b})$$

On déduit $\tilde{\mathbf{J}}_{\text{ym}}(\mathbf{k}_S)$ comme suit:

$$\tilde{\mathbf{J}}_{\text{ym}}(\mathbf{k}_S) = \int_{-a/2}^{a/2} dx. e^{-ik_x x} \cdot \cos \left[k_{m_1} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right] \int_{-b/2}^{b/2} dy. e^{-ik_y y} \cdot \sin \left[k_{m_2} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right] \quad (\text{III.51})$$

2. Fonction de base sinusoïdale avec conditions de bord (sbf-w-ec):

Dans la procédure de résolution de Galerkin qui est une des variantes de la méthode des moments, on commence par projeter l'inconnue $\tilde{\mathbf{J}}(r_S)$ sur un système de fonctions de base orthogonales. Ces fonctions définies uniquement sur le métal sont convenablement choisies. Si par exemple on considère le développement en série de $\tilde{\mathbf{J}}(r_S)$ dans (III.37), le choix de la fonction de base sinusoïdale dans ce cas peut être soumis aux critères suivants [III.10]:

- Son domaine de définition est le métal conducteur. En outre, pour éviter les solutions parasites (résonances non physiques), on la prend deux fois continûment dérivable.
- Ses composantes appartiennent aux plans conducteurs: sur le bord du métal, la composante tangentielle est maximale alors que sa composante normale s'annule (condition de bord).

Les fonctions de bases sinusoïdales données par (III.48-a) et (III.48-b) se mettent alors de la forme suivante:

$$\tilde{\mathbf{J}}_{\text{xn}}(r_S) = \sin \left[k_{n_1} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right] \cdot \frac{\cos \left[k_{n_2} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right]}{\sqrt{1 - \left(\frac{2y}{b} \right)^2}} \quad (\text{III.52-a})$$

$$\tilde{\mathbf{J}}_{\text{ym}}(r_S) = \frac{\cos \left[k_{m_1} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right]}{\sqrt{1 - \left(\frac{2x}{a} \right)^2}} \cdot \sin \left[k_{m_2} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right] \quad (\text{III.52-b})$$

Ce qui représente les fonctions de base sinusoïdales avec condition de bord.

Pour la structure considérée, nous obtenons:

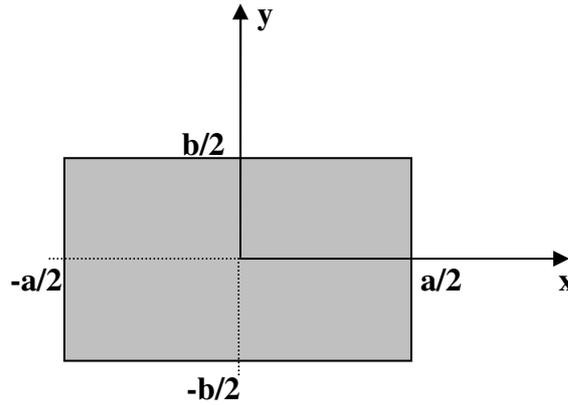


Figure III.9. Application des conditions de bords sur la plaque condition (sbf-w-ec)

a- Sur les bords $|x| = \frac{a}{2}$ on aura:

$\tilde{\mathbf{J}}_{ym}(\mathbf{r}_S)|_{|x|=\frac{a}{2}}$ la composante tangentielle est maximale

$\tilde{\mathbf{J}}_{xn}(\mathbf{r}_S)|_{|x|=\frac{a}{2}}$ la composante normale s'annule

b- Sur le bord $|y| = \frac{b}{2}$ on aura:

$\tilde{\mathbf{J}}_{xn}(\mathbf{r}_S)|_{|y|=\frac{b}{2}}$ la composante tangentielle est maximale

$\tilde{\mathbf{J}}_{ym}(\mathbf{r}_S)|_{|y|=\frac{b}{2}}$ la composante normale s'annule

Une fois les conditions de bord ont été vérifiées, on va calculer les transformées de Fourier des fonctions de base sinusoïdales avec condition de bord afin de déterminer les expressions des courants:

$$\tilde{\mathbf{J}}_{xn}(\mathbf{k}_S) = \int dx \int dy \cdot e^{-ik_x x} \cdot e^{-ik_y y} \mathbf{J}_{xn}(\mathbf{r}_S) = \tilde{\mathbf{I}}_{xn} \cdot \tilde{\mathbf{I}}_{yn} \quad (\text{III.53})$$

Tel que:

$$\tilde{\mathbf{I}}_{xn} = \int_{-a/2}^{a/2} dx \cdot e^{-ik_x x} \cdot \sin \left[k_{n1} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right] \quad (\text{III.54-a})$$

et:

$$\tilde{\mathbf{I}}_{yn} = \int_{-b/2}^{b/2} dy \cdot e^{-ik_y y} \cdot \frac{\cos \left[k_{n2} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right]}{\sqrt{1 - \left(\frac{2y}{b} \right)^2}} \quad (\text{III.54-b})$$

Si on procède au changement de variable suivant :

$$\frac{2y}{b} = \sin\theta \Rightarrow y = \frac{b}{2} \sin\theta \Rightarrow dy = \frac{b}{2} \cos\theta d\theta$$

On aura:

$$\tilde{I}_{yn} = \frac{b\pi}{4} \left[(i)^n J_0 \left(\frac{k_y b}{2} - \frac{n_2 \pi}{2} \right) + (-i)^n J_0 \left(\frac{k_y b}{2} + \frac{n_2 \pi}{2} \right) \right] \quad (\text{III.55-a})$$

$$\tilde{I}_{yn} = \frac{b\pi}{4} (-i)^n \left[J_0 \left(\frac{k_y b}{2} - \frac{n_2 \pi}{2} \right) + (-1)^n J_0 \left(\frac{k_y b}{2} + \frac{n_2 \pi}{2} \right) \right] \quad (\text{III.55-b})$$

Par analogie on va déduire l'expression de $\tilde{J}_{ym}(\mathbf{k}_S)$:

$$\tilde{J}_{ym}(\mathbf{k}_S) = \int_{-a/2}^{a/2} dx. e^{-ik_x x} \cdot \frac{\cos \left[k_{m_1} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right]}{\sqrt{1 - \left(\frac{2x}{a} \right)^2}} \int_{-b/2}^{b/2} dy. e^{-ik_y y} \cdot \sin \left[k_{m_2} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right] \quad (\text{III.56})$$

Par analogie avec la formule calculée précédemment en (III.55-b) on a:

$$\tilde{I}_{xm} = \frac{\pi a}{4} (-i)^n \left[J_0 \left(\frac{k_x a}{2} - \frac{m_1 \pi}{2} \right) + (-1)^n J_0 \left(\frac{k_x a}{2} + \frac{m_1 \pi}{2} \right) \right] \quad (\text{III.57-a})$$

Et \tilde{I}_{ym} a été calculé précédemment (III.51):

$$\tilde{I}_{ym} = \frac{ib}{2} \left[e^{-i \frac{m_2 \pi}{2}} \cdot \text{sinc} \left[\left(k_{m_2} + k_y \right) \frac{b}{2} \right] - e^{-i \frac{m_2 \pi}{2}} \cdot \text{sinc} \left[\left(k_{m_2} - k_y \right) \frac{b}{2} \right] \right] \quad (\text{III.57-b})$$

3. Courant de patch rectangulaire avec polynôme de Chebyshev plus condition de bord (cp-ec):

Ce type de fonction de base consiste en des combinaisons des polynômes de Chebyshev avec des facteurs de pondération pour incorporer la condition de bord [III.10].

On sait que:

$$\tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{r}_S) = \sum_{n=1}^N a_n \left[\begin{matrix} J_{xn}(\mathbf{r}_S) \\ 0 \end{matrix} \right] + \sum_{m=1}^M b_m \left[\begin{matrix} 0 \\ J_{ym}(\mathbf{r}_S) \end{matrix} \right] \quad (\text{III.58})$$

avec dans ce cas:

$$J_{xn}(\mathbf{r}_S) = \left[\sqrt{1 - (x/a)^2} U_{n_1} \left(\frac{x}{a} \right) \right] \left[\frac{T_{n_2}(y/b)}{\sqrt{1 - (y/b)^2}} \right] \quad (\text{III.59-a})$$

$$J_{ym}(\mathbf{r}_S) = \left[\frac{T_{m_1}(x/a)}{\sqrt{1 - (x/a)^2}} \right] \left[\sqrt{1 - (y/b)^2} U_{m_2} \left(\frac{y}{b} \right) \right] \quad (\text{III.59-b})$$

où T et U sont les polynômes de Chebyshev de première et deuxième espèce.

Les transformées de Fourier de (III.52-a) et (III.52-b) nous donne l'expression suivante selon la structure III.10:

Pour la structure considérée, nous obtenons:

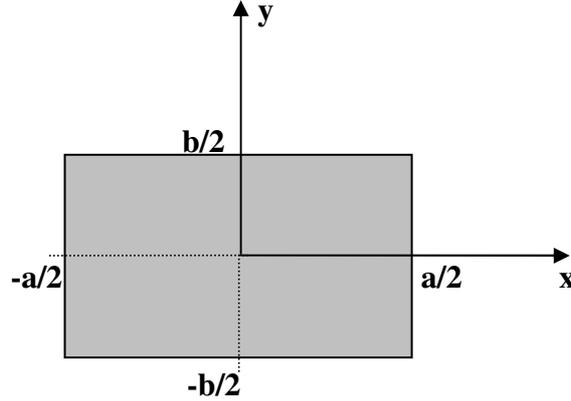


Figure III.9. Application des conditions de bords sur la plaque condition (cp-ec)

$$\tilde{\mathbf{J}}_{xn}(\mathbf{k}_S) = \pi^2 \frac{ab}{8} (-i)^{n_1+n_2} \left[J_{n_1} \left(k_x \frac{a}{2} \right) + J_{n_1+2} \left(k_x \frac{a}{2} \right) \right] \left[J_{n_2} \left(k_y \frac{b}{2} \right) \right] \quad (\text{III.60})$$

De la même manière on va calculer $\tilde{\mathbf{J}}_{ym}(\mathbf{k}_S)$ et pour la même structure précédente on aura l'expression suivante:

$$\tilde{\mathbf{J}}_{ym}(\mathbf{k}_S) = \pi^2 \frac{ab}{8} (-i)^{m_1+m_2} \left[J_{m_2} \left(k_y \frac{b}{2} \right) + J_{m_2+2} \left(k_y \frac{b}{2} \right) \right] \left[J_{m_1} \left(k_x \frac{a}{2} \right) \right] \quad (\text{III.61})$$

La procédure de Galerkin de la méthode des moments est utilisée pour résoudre l'équation intégrale, alors que les fonctions de base définies dans le domaine du patch entier sont utilisées pour développer les courants inconnus sur le patch, donc au lieu d'accomplir la double intégration infinie des expressions (III.44-a)-(III.44-d) dans l'espace rectangulaire (k_x, k_y) , nous passons aux coordonnées polaires. Les intégrandes des intégrales pour les éléments de la matrice des moments (III.44-a)-(III.44-d) sont singulières lorsque D^e ou D^h est nulle [III.10]. Nous avons aussi établi nos codes compacts structurés en Fortran 90 des trois types de fonctions de base ainsi que les fonctions Dyadic spectrale de Green efficacement implantés dans le but de valider le modèle analytique. Dans le chapitre suivant nous verrons en détail les résultats de nos modélisations comparés à ceux de la littérature et de simulation par les logiciels commerciaux tenant en compte de la convergence et du temps de compilation.

III.3. Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux généralités des structures planaires résonantes. Dans ce contexte, nous avons donné définition, présentation, avantages-inconvénients, domaines d'applications ainsi que les différents types de résonateurs. Les modes d'excitations et les différentes modélisations de ce type de structure ont été pris en considération. Nous avons également développé en détail des expressions littérales, commençant par la représentation spectrale de Green, passant par la résolution de l'équation intégrale qui a été déterminée par la méthode des moments via la procédure de Galarkin. Enfin, nous avons choisi trois fonctions de base définies dans le domaine spectral pour développer les courants inconnus sur le patch. La fréquence de résonance, le facteur de qualité et la bande passante ont été déduits par la résolution du déterminant de la matrice globale qui n'est solution non triviale que si elle est nulle. L'objectif de cette modélisation est d'étudier le résonateur afin de le réaliser et de le valider pour qu'il serve comme applicateur au contrôle non destructif pour la caractérisation de matériaux complexes biologiques.

Références bibliographique du Chapitre III

- [III.1] Mohsen Zolghadri-Jahromi, "Conception et réalisation d'un oscillateur radiant à boucle active à 2,45 GHz en technologie microruban", Mémoire présenté en vue de l'obtention du diplôme de maîtrise ès sciences appliquées (génie électrique), école polytechnique de Montréal, Novembre 1999.
- [III.2] M. Hélier, «Techniques micro-ondes. Structures de guidage, dispositifs passifs et tubes microondes», Collection Technosup-Supélec, Ed. Ellipses, Avril 2001.
- [III.3] Deschamps, G.A. "Microstrip Microwave Antennas" *3rd USAF Simp. Antennas*, University of Illinois, Urbana, IL, 1953.
- [III.4] H. Gutton, and G. Baissinot, "Hat Aerial for Ultra High Frequencies" French Patent no. 703113, 1955.
- [III.5] L. Benachour. Modélisation des structures planaires de formes régulières implantées sur substrat d'une anisotropie tensorielle. Mémoire de magistère option Composant et Microsystème, Université Mentouri Constantine. Session 2008.
- [III.6] J. Ribero, J. Damiano, R. Staraj, "Analytical models for fast analysis and synthesis of various printed antennas", M. E. Bialkowski, The University of Queensland, Australia, pp. 23-39, 1997.
- [III.7] Kane Yee, *Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 14, 1966, S. 302-307
- [III.8] Allen Taflove, Susan C. Hagness, *The Finite-Difference Time-Domain Method*, Artech House Antennas and Propagation Library, Computational Electrodynamics
- [III.9] L.Chouti, "Contribution à l'étude d'antennes imprimées rectangulaire double bande et multi bandes tenant compte de l'effet de couplage." Mémoire de magistère option micro-onde, Université Mentouri Constantine, Janvier 2009
- [III.10] N. Aouabdia, "Caractérisation et modélisation d'un capteur microonde à base d'antennes microstrip piégées de forme rectangulaire selon différentes modélisations des courants de conduction." Mémoire de magistère option Microsystème et Instrumentation, Université Mentouri Constantine. Session 2002

Chapitre IV : Pratique

*Validation du modèle
analytique proposé*

Chapitre IV

Validation du modèle analytique proposé

Sommaire

IV.1. Introduction	80
IV.2. Convergence et temps de calcul	81
IV.3. Comparaison entre les résultats du modèle analytique et ceux publiés	83
IV.4. Simulation électromagnétique	84
1. Le logiciel HFSS	84
2. Le logiciel CST	85
3. Validation du modèle proposé avec les logiciels commerciaux	88
IV.5. Conclusion	91
Références bibliographiques du chapitre IV	92

IV.1. Introduction:

Ce chapitre est focalisé sur la validation des modèles analytiques des RPR proposés au chapitre précédent. Ces RPR modélisés en utilisant une analyse Full wave rigoureuse avec divers types de fonctions de bases pour l'élaboration des courants de conduction inconnus. L'analyse théorique proposée est basée sur la MoM via l'approche de Galerkin. Les résultats de cette modélisation ont été trouvés grâce à des codes compacts structurés en Fortran implantés pour la résolution du système matriciel aussi bien par les trois fonctions de base que les fonctions Dyadic spectrale de Green.

Nous avons traité dans ce chapitre des études comparatives afin de valider les modèles RPR proposés. Dans ce contexte, nous avons comparé le modèle analytique avec et sans superstrat avec les données expérimentales publiés dans la littérature pour différentes épaisseurs du substrat, diverses dimensions de la plaque conductrice et en tenant compte de la nature du substrat diélectrique (anisotrope et isotrope)

Nous avons aussi utilisé deux logiciels EM du commerce HFSS et CST pour simuler les prototypes RPR proposés avec et sans superstrat tenant en compte de l'effet de la variation de l'épaisseur des matériaux diélectriques et que nous avons confronté à nos résultats.

La précision des résultats obtenus est évaluée utilisant des prototypes opérant aux alentours de 6 GHz, tenant compte seulement de la fréquence de résonance du mode dominant fondamental.

IV.2. Convergence et temps de calcul

La convergence et le temps de calcul sont parmi les critères les plus importants menant à l'efficacité d'une approche numérique. La fréquence de résonance obtenue d'une structure sans superstrat pour différents types et nombres de fonctions de base est présentée dans le **Tableau IV.2**. La plaque conductrice microbande rectangulaire considérée ici a les dimensions suivantes : $a = 25\text{mm}$ et $b = 15.357\text{mm}$ imprimée sur un substrat de permittivité relative $\epsilon_r = 2.2$. Les dimensions de substrat sont $W_1 = 50\text{ mm}$, $L_1 = 40\text{mm}$ et $d_1 = 0.8\text{mm}$.

Les codes ont été développés sous le langage d'exécution Fortran 90 fonctionnant sur un PC équipé d'INTEL® CORE™ 2 DUO, Processeur à 3.0 GHz et 2.0 Giga-octets RAM. Pour une plaque conductrice microbande imprimé sur un substrat diélectrique, le temps de calcul de la fréquence de résonance est en moyenne aux alentours de 343 s pour sbf-wo-ec, 794 s pour sbf-w-ec et 321 s pour cp-ec. Le critère de convergence de S-paramètres a été atteint après le calcul de 9 itérations pour cp-ec, 11 itérations pour sbf-w-ec et 27 itérations pour sbf-wo-ec.

Types fonctions de base	Nombre de fonctions de base		Frequency (GHz)						
			$d_1=0.8$	$d_1=1$	$d_1=1.6$	$d_1=2$	$d_1=2.5$	$d_1=3$	$d_1=3.5$
sbf-wo-ec	N =1	M=1	5.295	5.182	4.925	4.786	4.651	4.522	4.408
	N =3	M=2	5.295	5.182	4.925	4.786	4.651	4.522	4.408
	N =3	M=3	5.292	5.180	4.924	4.788	4.650	4.523	4.414
sbf-w-ec	N =1	M=1	6.110	6.067	5.895	5.753	5.623	5.489	5.360
	N =3	M=2	6.110	6.067	5.895	5.753	5.623	5.489	5.361
	N =3	M=3	6.100	6.067	5.889	5.751	5.623	5.489	5.361
cp-ec	N =1	M=1	6.333	6.255	6.123	6.009	5.889	5.779	5.665
	N =3	M=2	6.333	6.255	6.123	6.009	5.889	5.779	5.665
	N =3	M=3	6.392	6.257	6.125	6.003	5.892	5.751	5.667

Tableau IV.2. Fréquence de résonance et convergence d'une structure sans superstrat pour différents types et nombres de fonctions de base

On peut donc noter qu'une excellente convergence de la fréquence de résonance est obtenue pour une troncature de l'intégrale infinie aux valeurs : $k_S = 60k_0$, $50k_0$, $40k_0$ et peut l'être pour $k_S = 30k_0$ avec variation des variables N et M dans le cas du polynôme de Chebyshev, par contre elle a été atteinte uniquement pour $k_S=60k_0$, $50k_0$ pour les fonctions de base sinusoïdales avec et sans condition de bord [IV.1]. On observe que le modèle proposé atteint

la convergence utilisant seulement deux fonctions de bases ($N=1$ et $M=1$). Néanmoins, nous avons employés un nombre de fonctions de base égal à 6 ($N=3$ et $M=3$). Pour la plupart des résultats obtenus (voir Tableau IV.1) on obtient une bonne convergence de notre modélisation.

Une étude similaire sur la convergence et le temps de compilation a été faite sur un prototype RPR avec superstrat. La même plaque conductrice rectangulaire que dans le cas précédent est insérée entre deux diélectriques isotrope (permittivité du Duroid $\epsilon_r = 2.2$ et $\text{tg}\delta = 9.10^{-4}$); les dimensions du substrat et superstrat isotrope sont les mêmes ($W_{1,2} = 50$ mm, $L_{1,2} = 40$ mm). Les épaisseurs du substrat et du superstrat sont $d_1 = d_2 = 0.8$ mm. Nous remarquons que la convergence est aussi atteinte utilisant seulement deux fonctions de base, mais avec un temps de compilation plus grand que celui obtenu pour la structure monocouche.

L'utilisation de diverses fonctions de courants de conduction, basées sur des considérations physiques définissant les conditions de bord sur la plaque conductrice, mène aux conclusions suivantes :

- 1) La **sbf-wo-ec** est issue du modèle mathématique de la cavité, ce qui est donc une méthode de résolution plus proche de l'aspect physique, son aspect théorique est simple. Cependant, sa convergence est modérée (longue durée dans la compilation et de l'exécution des programmes).
- 2) La **sbf-w-ec** est le modèle, qui se rapproche le plus du réel, car son équation est une combinaison des fonctions sinusoïdales et des fonctions de Bessel. Sa convergence est plus rapide comparativement au cas précédent mais son aspect théorique est relativement compliqué car il fait appel aux fonctions de Bessel.
- 3) La **cp-ec**, appliquant uniquement, sa résolution numérique est importante (convergence des résultats plus rapide que les deux cas précédents, donc un gain important en temps). Cependant, son aspect théorique est complexe car il fait aussi appel aux fonctions de Bessel.

IV.3. Comparaison entre les résultats du modèle analytique et ceux publiés

Dans cette partie nous avons à comparer le modèle du RPR proposé (avec et sans superstrat, des couches isotropes et anisotropes) avec des données expérimentales publiées dans la littérature afin de valider les différents résultats. La mesure du critère de précision est définie comme la différence de la fréquence de résonance relative de simulation et la fréquence de référence appropriée. Elle est déterminée par la formule suivante:

$$\Delta f_r / f_r (\%) = [|f_{ref} - f_{r \text{ simulation}}| / f_{ref}] * 100 \quad (\text{IV.1})$$

où, f_{ref} est la fréquence de résonance mesurée [IV.2].

La fréquence de résonance du RPR présenté dans la **Figure III.8** sans superstrat ($d_2=0$) est calculée et comparée avec les résultats présentés dans [IV.2]. Le **Tableau IV.2** illustre deux types de structures anisotropes ($\epsilon_{rx} = 13.0$ et $\epsilon_{rz} = 10.0$). Le premier représente deux épaisseurs différentes du substrat tandis que le deuxième représente des dimensions différentes de la plaque conductrice.

d_1 (mm)	a (mm)	b (mm)	Fréquence de Résonance (GHz)				
			Mes. [IV.2]	Calc. [IV.2]	Sbf wo-ec	Sbf w-ec	cp-ec
1.27	20.0	30.0	2.264	2.268	2.261	2.263	2.268
1.27	9.5	15.0	4.495	4.520	4.355	4.419	4.369
2.54	19.0	30.0	2.242	2.260	2.177	2.209	2.181

d_1 (mm)	a (mm)	b (mm)	$\Delta f_r / f_r (\%)$		
			Sbf wo-ec	Sbf w-ec	cp-ec
1.27	20.0	30.0	0.1	0.1	0.2
1.27	9.5	15.0	3.0	1.7	3.0
2.54	19.0	30.0	2.9	1.5	2.7

Tableau IV.2: Comparaison entre la fréquence de résonance calculée, les mesures et les résultats de la littérature [IV.2], pour une structure anisotropique monocouche; $d_2=0$, $\epsilon_{rx}=13.0$ ($\text{tg } \delta=0$), $\epsilon_{rz}=10.0$ ($\text{tg } \delta=3.5 \times 10^{-3}$)

Comme on peut le constater dans le Tableau IV.2, un bon accord est observé entre nos données calculées et les résultats de [IV.2]. L'erreur relative de la fréquence de résonance ($\Delta f_r / f_r$) donne une valeur moyenne moins de 2 %.

Une comparaison similaire a été aussi faite sur deux RPRs ayant les mêmes dimensions, sauf que l'on a considéré leur substrat comme isotrope avec les valeurs différentes de permittivité ($\epsilon_{rx} = \epsilon_{rz} = 13.0$ et $\epsilon_{rx} = \epsilon_{rz} = 10.0$). L'accord entre nos résultats et [IV.2] peut être évalué quantitativement par la moyenne de l'erreur de changement de fréquence de résonance; moins de 14 % pour une structure avec substrat isotrope ($\epsilon_{rx} = \epsilon_{rz} = 13.0$) et moins de 5 % pour une structure avec substrat isotrope ($\epsilon_{rx} = \epsilon_{rz} = 10.0$).

IV.4. Les simulation électromagnétique

Les simulations électromagnétiques ont été effectuées à l'aide des logiciels de simulation EM du commerce: HFSS (High Frequency Structure Simulator), le CST Microwave Studio (Computer Simulation Technology) qui fait parti de CST Studio Suite version 2009 et 2010. Comme les autres outils de CAO pour la modélisation électromagnétique, ils sont basés sur la résolution numérique des équations de Maxwell avec des conditions initiales et aux limites bien définies. HFSS et CST disposent d'une très vaste variété de fonctionnalités et outils permettant la modélisation, la conception et la simulation rapide et précise des composants hyperfréquences.

1. Le logiciel HFSS

a. Généralités

HFSS est un simulateur électromagnétique 3D de haute performance. Son code de calcul est basé sur la méthode des éléments finis (méthode fréquentielle), associés à des interfaces pour représenter des résultats reliés aux problèmes électromagnétiques en 3D.

Des modules post-traitement permettant aussi de calculer des paramètres tels que les paramètres S, les fréquences de résonance et les champs. C'est un outil permettant le calcul du comportement électromagnétique d'une structure à l'aide d'outils permettant calcul plus détaillée de:

- ✓ Quantités de base: champ proche, champ lointain
- ✓ Impédances caractéristiques des ports et leurs constantes de propagation
- ✓ Les paramètres S normalisés par rapport à une impédance de port spécifique, afin de générer une solution du champ électromagnétique, HFSS emploi la méthode des éléments finis. En général, cette méthode divise l'espace de résolution du problème en

plusieurs milliers de régions plus petites et représente le champ dans chaque sous région (élément) avec une fonction locale.

b. Méthode des éléments finis

La géométrie du modèle, étudié sous HFSS, est automatiquement divisée en un grand nombre de tétraèdres. La valeur d'un vecteur champ (E ou H) en un point à l'intérieur d'un tétraèdre est calculée par interpolation des valeurs des champs dans les sommets du tétraèdre. Ainsi, en représentant les valeurs des champs de cette manière, HFSS transforme les équations de Maxwell en équations matricielles qui sont résolues par les méthodes numériques classiques.

En divisant la structure en plusieurs petites régions, HFSS calcule les champs séparément dans chaque élément en fixant des critères de convergence. Plus les éléments sont petits, plus la solution est précise mais plus le temps de calcul est long.

2. Le logiciel CST

a. Généralités

Le logiciel de simulation électromagnétique CST Studio Suite est un outil spécialisé pour la simulation électromagnétique tridimensionnelle de composants en haute-fréquence. Il est dédié avant tout aux applications micro-ondes et RF telles que les communications sans fil, mais permet aussi de simuler des mesures de compatibilité électromagnétique et d'interférence électromagnétique.

Le module principal de CST Microwave Studio propose deux moteurs de résolution par différences finies, l'un dans le domaine temporel, l'autre dans le domaine fréquentiel, opérant sur des grilles parallélépipédique ou tétraédrique.

Mode fréquentiel: le solveur du domaine fréquentiel est basé sur les équations de Maxwell dans le domaine harmonique, il est utile pour simuler des problèmes de taille relativement faible, ou pour simuler à une fréquence ou quelques une, toutefois il est nécessaires pour les cas avec les conditions aux limites périodiques.

Mode temporel: le solveur temporel permet la simulation des structures de comportement à large plage de fréquence

Mode propre : La méthode des modes propres communément connu sous le nom « eigenmode expansion (EME) » est basée sur une solution rigoureuse des équations de Maxwell, représentant les champs électromagnétiques partout en termes d'un jeu de base de modes locaux. En principe une solution exacte peut être obtenue utilisant un nombre infini de modes dans ce développement. Bien sûr, en pratique le nombre de modes est limité et il y aura des erreurs numériques dans la mise en œuvre, comme dans n'importe quelle technique numérique.

Ainsi pour augmenter la précision on peut simplement augmenter le nombre plus de modes, permettant de modéliser précisément les problèmes qui ne peuvent pas être calculés avec d'autres techniques. L'algorithme est en soi bidirectionnel et utilise la matrice de dispersion (matrice S) pour joindre les différentes sections du guide d'ondes ou aux structures non uniformes des modèles. Toutes les réflexions sont prises en considération dans la méthode.

b. La FDTD

C'est une méthode basée sur la résolution des équations de Maxwell. Ces équations sont conçues pour décrire la création et la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu bien déterminé. La méthode des différences finies temporelles est fondée sur le schéma proposé par Yee [IV.3]. Elle permet de calculer à chaque instant discret de l'espace, les composantes du champ électromagnétique dans chaque cellule parallélépipédique du volume tridimensionnel (**Figure IV.1**).

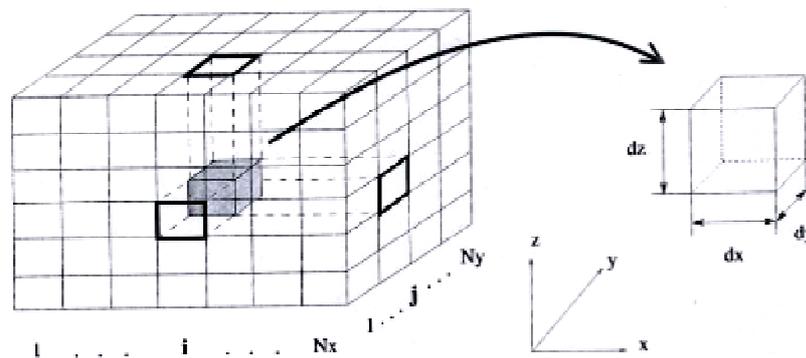


Figure IV.1. Cellule parallélépipédique

Les composantes des champs électromagnétiques sont représentées à la **Figure IV.2**.

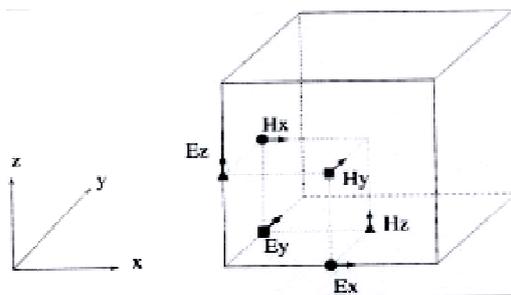


Figure IV.2. Disposition des champs électromagnétiques

Des conditions aux limites doivent être définies autour du volume de simulation pour le calcul des champs électromagnétiques. Cette méthode est une méthode de calcul volumique et donc en particulier bien adaptée à l'étude des cellules imprimées sur des substrats. Son avantage est la résolution 3D même de structures complexes [IV.4]. Mais, elle nécessite de mailler tout le volume défini, ce qui peut devenir rapidement prohibitif en terme de temps de calcul et de matériel informatique à mettre en œuvre. Enfin, c'est une méthode temporelle qui permet de caractériser des structures sur une large bande de fréquence en une seule simulation [IV.5-IV.6].

c. Fonctionnement :

Le programme CST Microwave Studio dispose de nombreuses fonctionnalités. Dans le contexte qui nous intéresse, le déroulement de la résolution par différences finies d'un problème de propagation électromagnétique est le suivant : on commence par créer un maillage, soit par importation de fichier géométrique, soit par dessin « à la main » des objets souhaités.

On précise ensuite pour chacune des zones ainsi délimitées les caractéristiques électromagnétiques des matériaux: permittivité, perméabilité et conductivité. Puis on définit une source de champ EM; dans notre cas, on choisira une onde plane, inclinée de l'angle souhaité par rapport au domaine de simulation pour rendre compte de l'angle de dépression du résonateur.

La fréquence de travail est ensuite précisée. CST Microwave Studio propose de raisonner avec un pulse gaussien, la fréquence variant entre deux bornes à définir. Pour un calcul en bande L, par exemple, on choisira $f_{\min} = 1$ GHz et $f_{\max} = 12$ GHz. À partir des fréquences

précisées et de la géométrie des objets et domaines, le programme calcule le pas du maillage spatial et discrétise l'espace.

Il importe ensuite de définir les ports de sortie. On peut réaliser des mesures ponctuelles des champs et de leurs composantes en tout point de l'espace maillé, et – avantage non négligeable – également extrapoler des mesures en champ lointain, ce qui est nécessaire pour des communications avec un récepteur se trouve à grande distance.

3. Validation du modèle proposé avec les logiciels commerciaux

Pour une plaque conductrice microbande monocouche, le temps de compilation de la fréquence de résonance est en moyenne aux alentours de 148 s pour CST, 124 s pour HFSS. Le critère de convergence de S-paramètres a été atteint après le calcul de 9 itérations pour CST, 11 itérations pour HFSS.

Les Figures IV.3.a-b montrent l'effet de l'épaisseur de substrat isotrope sur la fréquence de résonance des prototypes avec et sans superstrat, respectivement, tandis que la Figure IV.3.c montre l'effet de l'épaisseur du superstrat isotrope sur la fréquence de résonance.

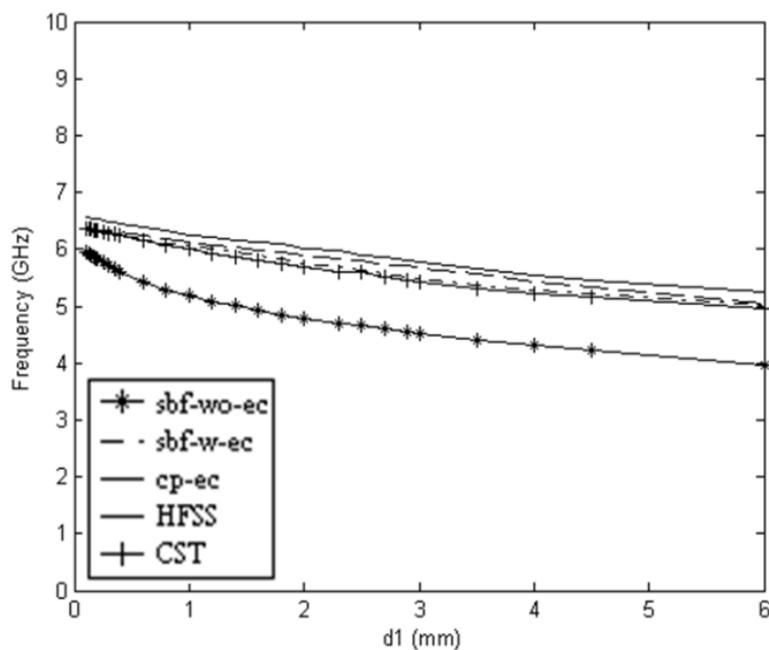


Figure IV.3.a: Fréquence de résonance sans superstrat en fonction de d_1 , pour $d_2=0$

La plaque conductrice rectangulaire ($a = 25\text{mm}$ et $b = 15.357\text{mm}$) est insérée entre deux diélectriques isotropes (permittivité Duroid $\epsilon_r = 2.2$ et $\text{tg}\delta = 9.10^{-4}$); les dimensions planaires

du substrat et superstrat isotrope sont les mêmes ($W_{1,2} = 50\text{mm}$, $L_{1,2} = 40\text{mm}$). Dans les Figures IV.3.a-b, l'épaisseur du superstrat est constante ($d_2 = 0.8\text{mm}$) et l'épaisseur du substrat d_1 varie. Dans la Figure IV.3.c l'épaisseur de substrat est constante ($d_1 = 0.8\text{mm}$) et l'épaisseur du superstrat d_2 varie.

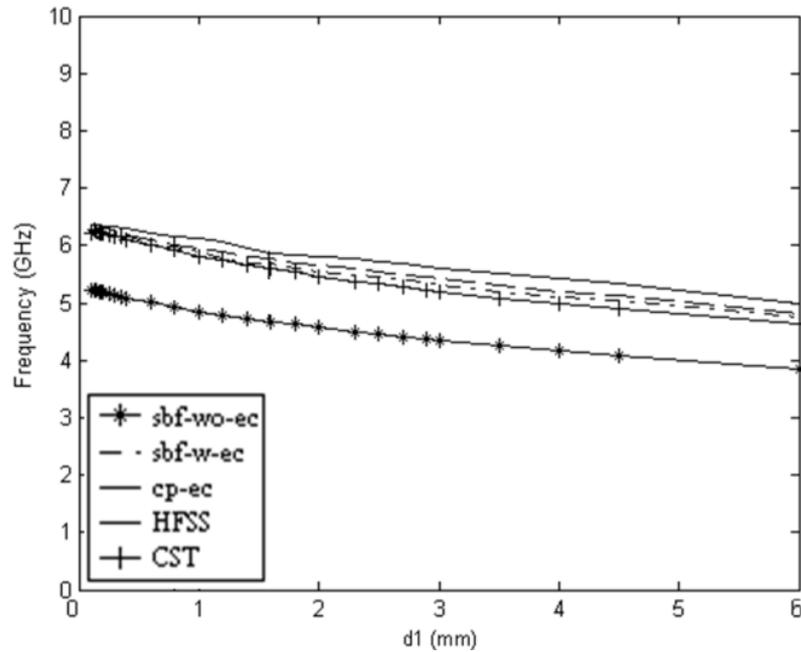


Figure IV.3.b: Fréquence de résonance avec superstrat en fonction de d_1 , pour $d_2=0.8$ mm

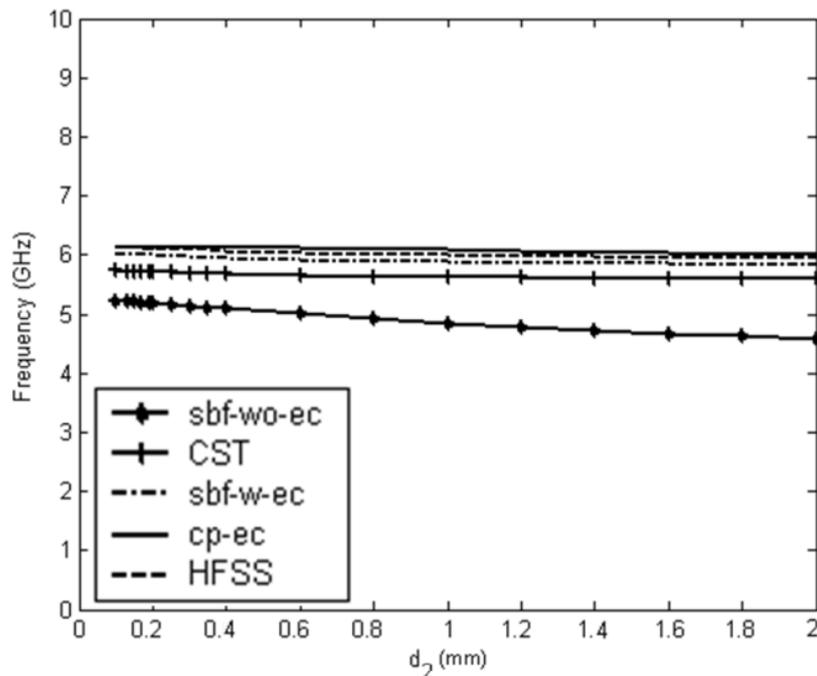


Figure IV.3.c: Fréquence de résonance en fonction de d_2 , pour $d_1=0.8$ mm

Tout d'abord, une comparaison des courbes de la fréquence de résonance en fonction de d_1 (des Figures IV.3.a-b), montre l'effet de la présence du superstrat sur la fréquence de résonance.

D'autre part, à première vue sur la Figure IV.3, montre un accord qualitatif avec des données publiées [IV.7- IV.8]. Les Figures IV.3.a-b montrent l'effet de l'épaisseur du substrat sur la fréquence de résonance. Nous observons que les valeurs de fréquence de résonance avec superstrat sont légèrement plus faibles que celles obtenues pour une structure monocouche. Ceci est principalement dû à la permittivité effective de la région au dessous de la plaque conductrice.

Quand le substrat atteint les valeurs épaisses, les valeurs de la fréquence de résonance tendent à se stabiliser. Cependant, quand l'épaisseur de substrat devient plus basse et principalement quand $d_1 < d_2$, l'effet du substrat diminue et la fréquence de résonance devient principalement lié au superstrat. Par conséquent, les résultats obtenus sont en bon accord avec la littérature [IV.9].

Quant à la comparaison des simulations à l'aide des logiciels HFSS et CST avec le modèle proposé, nous remarquons qu'il y a un bon accord entre HFSS et CST avec *sbf-w-ec* et la *cp-ce*. Cependant, le modèle *sbf-wo-ec* donne une allure semblable avec un écart considérable. Ceci peut être attribué à l'absence de singularités de bord. C'est pourquoi, on ne le considèrera pas dans les sections ultérieures.

Dans la Figure IV.3.c, nous considérons l'effet de d_2 sur la fréquence de résonance. Ici aussi, nous remarquons que des allures semblables des courbes ont été obtenues pour HFSS, CST, *sbf-wo-ec*, *sbf-w-ec* et la *cp-ce*. Néanmoins, plus le superstrat est épais, et plus la fréquence de résonance tend à devenir constante (4.5 GHz pour *sbf_wo_ec*, 5.6 GHz pour *sbf_w_ec*, 6.4 GHz pour *cp_ec* et 5.9 GHz pour HFSS et 5.8 GHz pour CST).

IV.5. Conclusion

Dans ce chapitre, les RPR avec et sans superstrat ont été conçus. La fréquence de résonance a été traitée soumise aux effets de divers paramètres tels que : les épaisseurs du substrat et superstrat, les dimensions de la plaque conductrice et la permittivité.

L'exactitude des résultats obtenus a été prise en considération. Une étude comparative de nos résultats des modèles proposés, des travaux publiés et des simulations à l'aide de logiciels EM du commerce : HFSS et CST sur quelques prototypes, ont été menées.

La convergence numérique rapide a été atteinte utilisant seulement deux domaines entiers des fonctions de base sinusoïdales. Dans tous les cas, nous avons obtenu de très bons accords entre nos résultats et ceux publiés dans la littérature.

En général, une bonne exactitude sur la fréquence de résonance du mode fondamental est observée avec une erreur moyenne moins de 2 % entre les résultats des modèles proposés, la simulation et des mesures.

Le modèle proposé présentant des fonctions de base et tenant compte des singularités de bord correspond à une bonne approche du modèle de la cavité, particulièrement, la fonction de base sinusoïdale avec conditions de bord semblant être une meilleure approximation en les comparant à nos résultats expérimentaux (environ 0.3 %).

Références bibliographique du Chapitre IV

- [IV.1] Aouabdia, N., F. Benabdelaziz, F. Bouttout, C. Zebiri, and F. Benmeddour, "Resonant frequency of rectangular microstripantenna depends of the dielectric substrate parameters using the various types of currents expansion function," *IEEE Proceeding, First International Symposium on Control, Communications and Signal Processing (ISCCSP)*, 347{350, Tunisia, Mar. 21{24, 2004.
- [IV.2] Pozar, D. M., "Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 35, 613{621, Jun. 1987.
- [IV.3] Kane Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media". *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 14 (3): 302–307, 1966.
- [IV.4] G. Waldschmidt and A. Taflove, "The determination of the effective radius of a filamentary source in the FDTD mesh," *IEEE Microwave & Guided Wave Letters*, vol. 10, pp. 217-219, June 2000.
- [IV.5] A.Taflove, B. Houshmand and T. Itoh, "Numerical Issues Regarding FDTD Modeling of Microwave Structures," pp. 59-75 in *Time-Domain Methods for Microwave Structures: Analysis and Design*, eds. New York: IEEE Press (1998).
- [IV.6] A.Taflove, L. Bertoni, L. Carin, L. B. Felsen, and S. U. Pillai, "Advances in Finite-Difference Time-Domain Methods for Engineering Electromagnetics," in *Ultra-Wideband Short-Pulse Electromagnetics*, vol. 2, H. eds. New York: Plenum (1995).
- [IV.7] Chew, W. C. and Q. Liu, "Resonance frequency of a rectangular Progress In Electromagnetics Research B, Vol. 32, 2011 147 microstrip patch," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 36, 1045{1056, Aug. 1988.
- [IV.8] Chew, W. C. and Q. Liu, "Correction to resonance frequency of a rectangular microstrip patch," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 36, 1827, Dec. 1988.
- [IV.9] F. Bouttout, F. Benabdelaziz, T. Fortaki, and D. Khedrouche, "Resonant frequency and bandwidth of a superstrate-loaded rectangular patch on a uniaxial anisotropic substrate," *Communications in Numerical Methods in Engineering*, Vol. 16, No. 7, 459-473, John Wiley & Sons, Jul. 2000.

Chapitre V : Pratique

*Mise en œuvre expérimentale
Et Caractérisation
du Matériau Biologique*

Chapitre V**Mise en œuvre expérimentale et caractérisation du matériau biologique****Sommaire**

V.1. Introduction	94
V.2. Réalisation et validation expérimentale des prototypes	95
1. Introduction	96
2. Descriptions des propriétés diélectriques d'un matériau	96
3. Réalisation des RPR	97
4. Techniques expérimentales	101
5. Résultats expérimentaux du RPR avec superstrat	103
6. Effet de la tolérance de la permittivité relative sur la fréquence de résonance	106
V.3. Caractérisation des matériaux biologiques	107
1. Introduction	107
2. Approche comparative des résultats expérimentaux du Foie-Graisse-Beurre	107
3. Approche comparative entre les mesures et les simulations avec paramètres diélectriques calculés	113
V.4. Conclusion	121
Références bibliographiques du chapitre V	122

V.1. Introduction:

Les performances du résonateur patch, comme la fréquence de résonance et le facteur de qualité, dépendent des paramètres diélectriques des différents matériaux impliqués dans leurs structures. Dans les applications de système micro-ondes, les diélectriques pour le substrat et superstrat sont réalisés avec des matériaux à faibles pertes pour obtenir le meilleur fonctionnement. Quand utilisé comme des capteurs, certaines des couches diélectriques peuvent être constituées avec un matériau inconnu; les changements des paramètres du résonateur, principalement le changement de fréquence et l'augmentation du facteur de qualité, sont rapprochés de la permittivité complexe de ce matériau inconnu. Dans son application particulière, un capteur patch peut être utilisé pour évaluer la permittivité des couches particulières en comparant entre les paramètres mesurés du patch avec une structure de référence et ceux obtenus avec le matériau inconnu.

L'exactitude de modélisation de structures et des données de mesures est nécessaire pour obtenir, en résolvant le problème inverse, obtenant les bonnes valeurs des paramètres diélectriques du matériau inconnu, ou mettant en évidence les variations locales de la permittivité du diélectrique.

Dans ce chapitre, nous proposons d'utiliser un résonateur patch rectangulaire (RPR) comme applicateur au contrôle non destructif (CND). Ce dernier est un ensemble de technologies qui permettent de caractériser l'état d'intégrité de structures ou de matériaux, sans les dégrader, soit au cours de la production, soit en cours d'utilisation, soit dans le cadre de maintenances. On parle aussi d'« Essais Non Destructifs » (END) ou d'« Examens Non Destructifs » [V.1]. Ces méthodes sont couramment utilisées dans le domaine médical (scanner, IRM, radiographies, échographies, etc.).

Le CND doit satisfaire au mieux les critères suivants [V.2]:

- la rapidité d'exécution

Il faut que le contrôle soit rapide pour qu'il ne soit pas trop pénalisant à la fois en termes d'immobilisation physique de chaque échantillon, mais aussi au niveau des coûts que sont le temps de travail de la main-d'œuvre ou les frais de fonctionnement de l'entreprise.

- le coût

Le contrôle qualité représente sur les échantillons complexes un coût non négligeable et qui doit être minimisé dans la mesure du possible.

- la reproductibilité

La mesure ne doit pas souffrir des circonstances extérieures : un même échantillon contrôlé plusieurs fois doit toujours donner le même résultat.

- la fiabilité

Le contrôle doit remplir son cahier des charges, et par exemple détecter tous les défauts qu'il est censé être capable de détecter, indépendamment des conditions d'inspection.

- la sensibilité

La sensibilité est le rapport des variations de la mesure et du mesurande. Plus la sensibilité est grande, plus les petites variations du mesurande sont détectables, comme par exemple les défauts de faibles dimensions.

- la résolution

La résolution est la plus petite variation de signal pouvant être détecté, par exemple la dimension du plus petit défaut. Usuellement est défini le pouvoir de résolution, ici la dimension du plus petit défaut visible. Le pouvoir de résolution est fort si cette dimension est petite.

Parmi ces six critères, il est naturel de penser que la rapidité, la reproductibilité et la sensibilité sont respectivement fortement liées au coût, à la fiabilité et à la résolution [V.2]. Il est très souvent nécessaire de consentir à des compromis entre les trois groupes ainsi définis. Pour caractériser les matériaux biologiques et permettre éventuellement par mesure de contraste diélectrique de déterminer les pathologies des RPR, nous procédons à l'extraction de la permittivité relative et le facteur de perte de ces matériaux. Pour cela, des mesures ont été faites au L2E sur divers échantillons (foie, foie gras, graisse, poulet, beurre, etc.), dans le but de déterminer la fréquence de résonance, le coefficient de réflexion S_{11} et le facteur de qualité qui nous permettrons par la suite de calculer le facteur de perte et la permittivité de chaque échantillon.

V.2. Réalisation et validation expérimentale des prototypes

1. Introduction

Cette partie est consacrée à une explication détaillée des techniques de réalisation des RPRs qui vont servir par la suite comme applicateurs EM pour caractériser des matériaux biologiques inconnus. Une fois les prototypes réalisés, nous avons procédé à leurs validations en confrontons une série de mesures effectuées au L2E sur des structures avec et sans superstrat, avec les simulations utilisant deux logiciels EM du commerce HFSS et CST.

2. Descriptions des propriétés diélectriques d'un matériau

Les propriétés diélectriques du tissu biologique résultent de l'interaction de l'onde électromagnétique avec ses constituants au niveau cellulaire et moléculaire. Et comme il a été mentionné au chapitre II, elles sont obtenues à partir de leur permittivité relative complexe mesurée dans une plage de fréquence (1-10 GHz).

$\hat{\epsilon}$ est exprimé par :

$$\hat{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon'' \quad (\text{V.1})$$

où ϵ' est la permittivité relative du matériau et ϵ'' traduit les pertes dans le matériau.

Aux fréquences des micro-ondes, les résonateurs à lignes de type série ou parallèle dont les schémas équivalents valables dans une bande $\delta\omega$ autour de la pulsation de résonance ω_0 avec

$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$, et complètement caractérisés par la donnée de la fréquence de résonance f_0 et du coefficient de qualité Q_0 sont représenté par la figure suivante [V.3]:

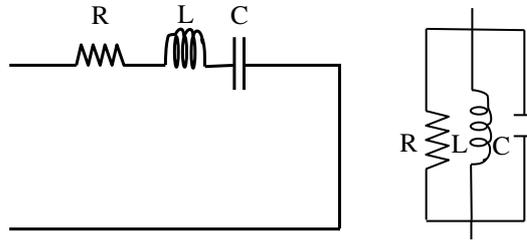


Figure V.1. Schémas équivalents de résonateurs série et parallèle

L'impédance d'un résonateur série vaut : $Z_s = R \left(1 + 2jQ_0 \frac{\delta\omega}{\omega_0} \right)$ avec $Q_0 = \frac{L\omega_0}{R}$ (V.2)

L'admittance d'un résonateur parallèle est $Y_p = \frac{1}{R} \left(1 + 2jQ_0 \frac{\delta\omega}{\omega_0} \right)$ avec $Q_0 = RC\omega_0$ (V.3)

Pour les deux topologies, $f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ car $LC\omega_0^2 = 1$ (V.4)

3. Réalisation des RPR

Certains critères ont été impératifs avant le passage à la réalisation des RPR en prenant en compte une multitude de choix qu'on cite comme suit :

✓ Matériaux

Plusieurs simulations ont été effectuées avec divers matériaux (Duroid, FR₄ epoxy, Rohacell, etc.) sur des RPR avec et sans superstrat de différentes dimensions pour choisir enfin de compte deux matériaux d'épaisseurs 0.8 mm et 1.6 mm de type duroid et FR₄ epoxy disponibles au L2E.

✓ Dimensions

Une fois les matériaux d'épaisseurs 0.8 et 1.6 mm ont été choisi, vient alors la sélection des dimensions du substrat, superstrat et plaque conductrice qui ont été pris de nos travaux théoriques précédemment publiés afin de pouvoir réaliser nos RPR. Nous résumons alors ces dimensions dans le **Tableau V.1**

Nom	Matériau	Epaisseur du substrat (mm)	Epaisseur du superstrat (mm)	W_{sub} (mm)	L_{sub} (mm)	W_{sup} (mm)	L_{sup} (mm)	W_{patch} (mm)	L_{patch} (mm)
RPR ₁	Duroid	0.8		50	40			25	15.357
RPR ₂	Duroid	0.8	0.8	50	40	50	40	25	15.357
RPR ₃	Duroid	1.6		50	40			25	15.357
RPR ₄	Duroid	1.6	1.6	50	40	50	40	25	15.357
RPR ₅	FR ₄ epoxy	0.8		50	40			25	15.357
RPR ₆	FR ₄ epoxy	0.8	0.8	50	40	50	40	25	15.357
RPR ₇	FR ₄ epoxy	1.6		50	40			25	15.357
RPR ₈	FR ₄ epoxy	1.6	1.6	50	40	50	40	25	15.357

Tableau V.1. Récapitulatif des dimensions des RPR choisis

✓ Positionnement de l'alimentation

Des simulations ont été aussi effectuées pour diverses positions de l'alimentation (**Figure V.2**) afin qu'elle soit le mieux adaptée et donne un meilleur résultat,

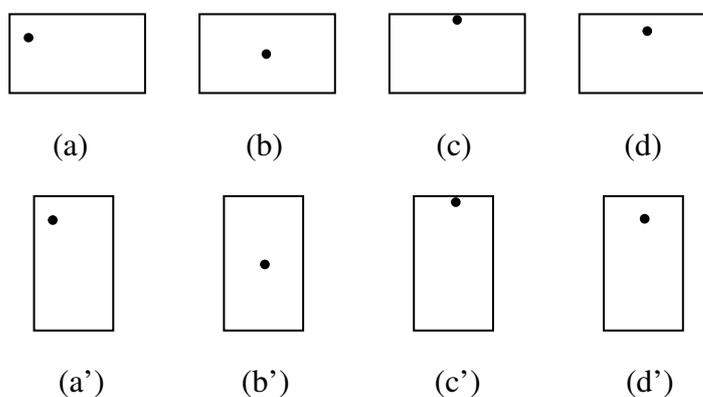


Figure V.2. Choix du positionnement pour divers emplacements de l'alimentation

Après cette série de simulations nous avons sélectionné la position de l'alimentation adéquate qui a donné une meilleure adaptation telle qu'il est indiqué sur la **Figure V.2 (d)**

✓ réalisation et intérêt des RPR simulés du point de vue expérimental

Une fois le choix des prototypes (matériaux, dimensions, position de l'alimentation) a été fait, nous procédons au descriptif des techniques de réalisation de nos RPR. La réalisation d'une structure planaire doit passer par le procédé de la photolithographie.

- Cette dernière nécessite 3 étapes pour effectuer la gravure:
 - dépôt d'une résine photosensible (tournette)
 - insolation (nécessite un alignement)
 - immersion dans une solution afin de dissoudre la résine insolée ou non (positive ou négative)

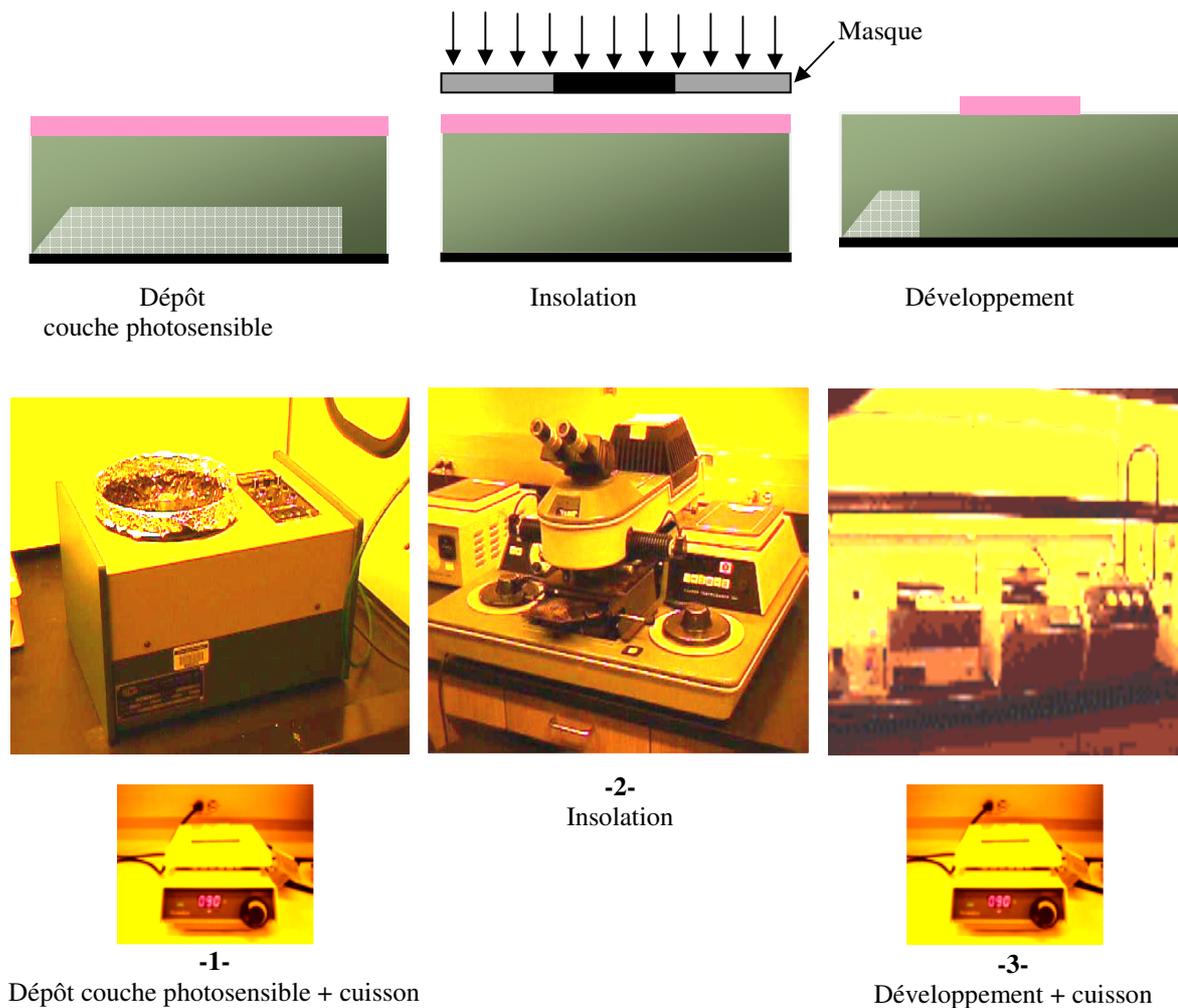


Figure V.3. Descriptif des techniques de réalisation d'une structure planaire

La gravure peut être:

- **humide:** utilisation de solutions chimiques qui peuvent dissoudre le silicium par réactions d'oxydo-réduction et dissolution des oxydes formés.
- **sèche:** utilisation de plasmas (gaz très réactifs constitués d'un mélange d'électrons, d'ions, d'atomes et de molécules).

Les deux types de gravure peuvent avoir un caractère:

- **isotrope:** le profil de la gravure est symétrique dans toutes les directions de la région attaquée
- **anisotrope:** une direction donnée est privilégiée, permettant d'obtenir des profils de gravure directionnels

✓ Prototypes

Etant donné le duroid est un matériau de faible pertes $\text{tg } \delta = 9.10^{-4}$ par rapport au FR₄ epoxy dont les pertes sont de l'ordre $\text{tg } \delta = 2.10^{-2}$, le nombre de structures utilisées se trouve réduit à

quatre (RPR₁-RPR₄) (**Tableau V.2**). Pour avoir plus de précision sur nos simulations et une fois les réalisations des prototypes ont été effectuées nous avons procédé à de nouvelles mesures dimensionnelles des RPR en utilisant un projecteur de profil de type Nikon V-12 (**Figure V.4**) pour mesurer la longueur et la largeur du substrat, du superstrat et de la plaque conductrice avec une précision de l'ordre du μm ainsi que de leurs épaisseurs en utilisant un palmer (**Figure V.5**) avec une précision de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$ (**Tableau V.2**).

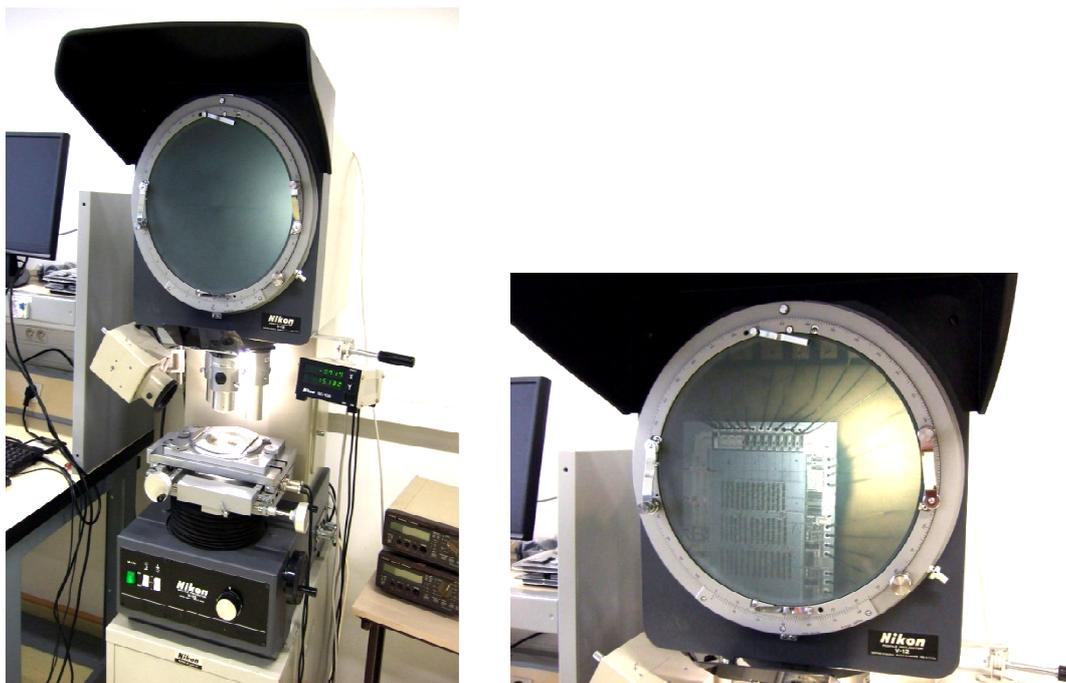


Figure V.4. Projecteur de profil

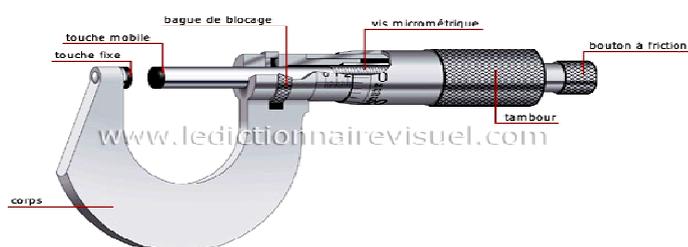


Figure V.5 Palmer micromètre

Nom	Matériau	Epaisseur du substrat (mm)	Epaisseur du superstrat (mm)	w_{sub} (mm)	L_{sub} (mm)	w_{sup} (mm)	L_{sup} (mm)	W_{patch} (mm)	L_{patch} (mm)
RPR₁	Duroid	0.8±0.04		50±2	40±1			25±0.08	15.357±0.08
RPR₂	Duroid	0.8±0.04	0.8±0.04	50±2	40±1	50±2	40±1	25±0.08	15.357±0.08
RPR₃	Duroid	1.6±0.04		50±2	40±1			25±0.08	15.357±0.08
RPR₄	Duroid	1.6±0.04	1.6±0.04	50±2	40±1	50±2	40±1	25±0.08	15.357±0.08

Tableau V.2. Nouvelles mesures dimensionnelles des RPR avec un projecteur de profil et un palmer

4. Techniques expérimentales

Après avoir modélisé, réalisé et validé plusieurs prototypes de RPR alimenté par un câble coaxial (Chapitres III et IV) **Figure V.6.**

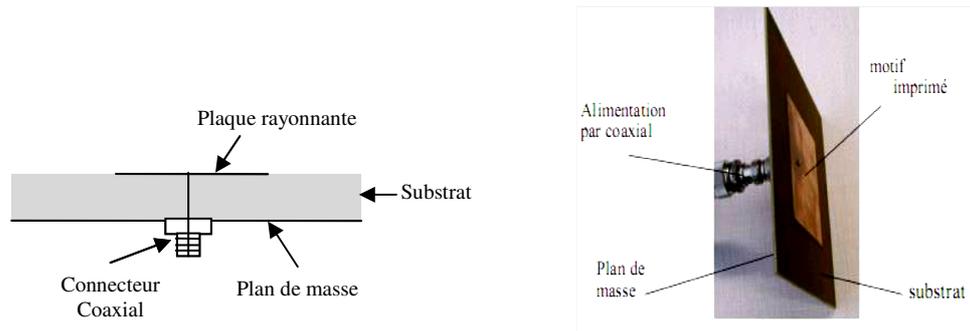


Figure V.6. Résonateur Patch Rectangulaire alimenté par un câble coaxial

Nous avons choisi deux résonateurs avec les caractéristiques dimensionnelles représentées par le **Tableau V.3** pour servir comme capteur EM afin de caractériser les matériaux biologiques.

Nom	Matériau	Epaisseur du substrat (mm)	w_{sub} (mm)	L_{sub} (mm)	W_{patch} (mm)	L_{patch} (mm)
RPR₁	Duroid	0.84	52	41	25.08	15.438
RPR₃	Duroid	1.64	52	41	25.08	15.438

Tableau V.3. Choix des RPR pour servir comme applicateur EM

La **Figure V.7** représente le banc de mesure utilisé. Les mesures diélectriques ont été exécutées à température ambiante 25 °C utilisant le matériel suivant :

- deux analyseurs vectoriels de réseaux (VNA ANRITSU 37397C avec une gamme de fréquence (40 MHz – 65 GHz) et ANRITSU MS2034A avec une gamme de fréquence (1 MHz – 4 GHz),
- un support a été réalisé à l'aide d'une interface RPR-VNA (notre résonateur et l'analyseur vectoriel de réseaux) qui relie le résonateur au VNA par un câble d'antenne coaxial rigide ANRITSU,
- les liaisons ont été établi par des connecteurs série N (mâle/femelle)
- des fiches SMA (mâle/femelle),

- des adaptateurs SMA 50 Ohms,
- kit de calibrage SOLT, le calibrage a été effectué en court-circuit, en circuit ouvert et avec une charge 50 Ohms.

Nous avons essayé les échantillons avec du papier absorbant pour minimiser la teneur d'eau sur la surface avant de les placés chacun à son tour sur le RPR afin de prendre les mesures du coefficient de réflexion S_{11} et du facteur de qualité Q pour retrouver les paramètres diélectriques des matériaux inconnus.



Figure V.7. Banc de mesure (VNA ANRITSU 37 397 C (40 MHz – 65 GHz) – support avec câble rigide anritsu et connecteurs – résonateur patch rectangulaire (RPR)

La **Figure V.8** représente une prise d'image de l'une des mesures du RPR avec l'un des échantillons.

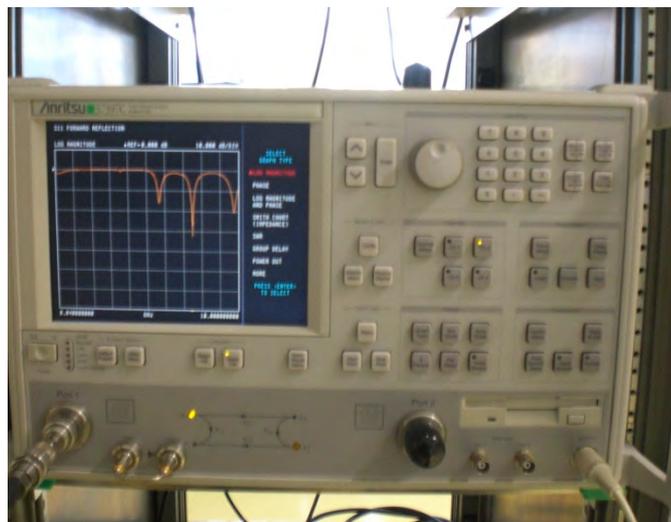


Figure V.8. Affichage de l'une des mesures sur l'écran l'analyseur de réseaux

5. Les résultats expérimentaux du RPR avec substrat et superstrat

Nous présentons dans cette partie, à titre comparatif, les résultats de nos mesures et les simulations EM utilisant HFSS et CST. Les prototypes avec superstrat pris en considération dans ce cas sont le RPR₁ et RPR₃ (voir les paramètres dimensionnels dans le **Tableau V.2**), l'épaisseur du superstrat étant prise constante pour les deux cas $d_2 = 0.84$ mm.

Les **Figures IV.9.a-b** montrent les résultats de simulation et les mesures du coefficient de réflexion S_{11} en fonction de la fréquence de résonance du RPR₁ et RPR₃ (avec superstrat et deux épaisseurs du substrat). On ne s'intéressera qu'au mode fondamental dominant au alentour de 6 GHz.

Les résultats donnés par les simulations par HFSS et CST et nos mesures sont semblables. La petite différence est due au pas de simulation et au maillage. La mesure du critère de précision est définie comme la différence de la fréquence de résonance relative de nos simulations et la fréquence de référence appropriée. Elle est déterminée par la formule suivante:

$$\Delta f_r / f_r (\%) = [|f_{ref} - f_{r\ simulation} | / f_{ref}] * 100 \quad (\text{V.5})$$

où, f_{ref} , est la fréquence de résonance du mode fondamental de notre mesure.

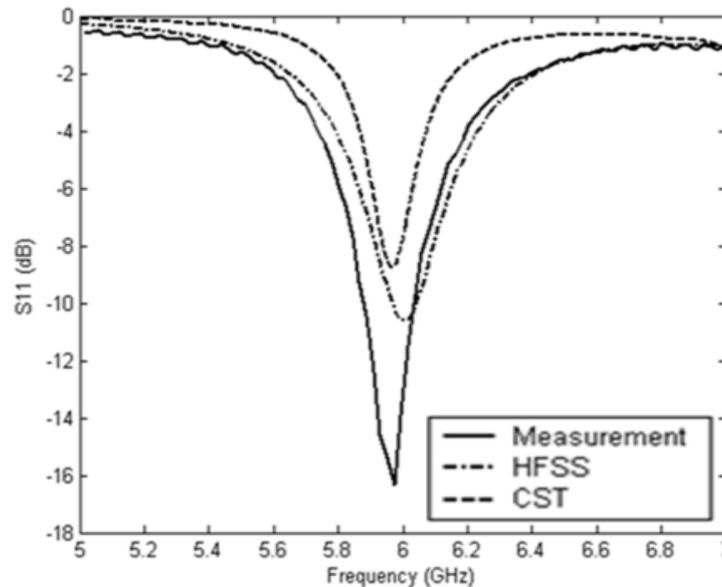


Figure 9.a: Résultat de la mesure et les simulations avec HFSS et CST du RPR₁ avec substrat et superstrat d'épaisseur $d_{1,2} = 0.84$ mm

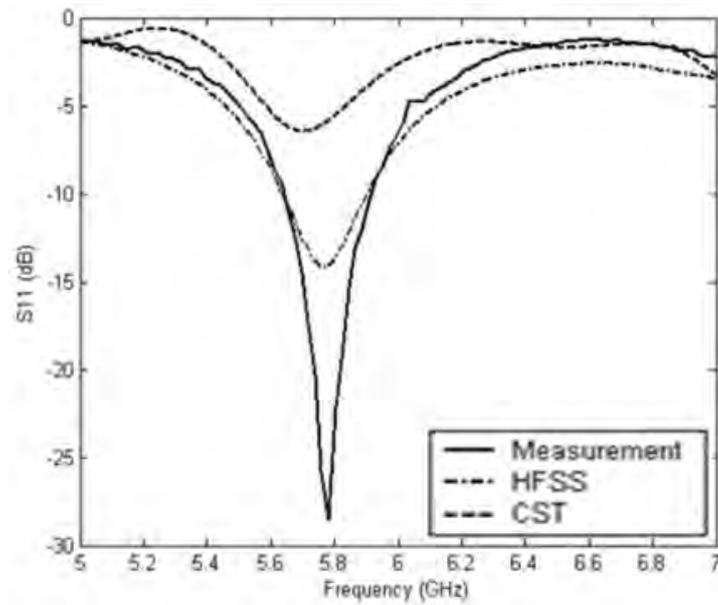


Figure 9.b: Résultat de la mesure et les simulations avec HFSS et CST du RPR₃ avec substrat d'épaisseur $d_1 = 1.64$ mm et superstrat d'épaisseur $d_2 = 0.84$ mm

L'accord entre ces résultats peut être évalué quantitativement par la moyenne de l'erreur relative de fréquence de résonance $\Delta f_r/f_r$, 1.9% avec HFSS et 0.9% avec CST pour le résonateur sans superstrat (**Tableau IV.4**) et 0.5% avec HFSS et 2% avec CST pour le résonateur avec superstrat (**Tableau IV.5**).

Discussion

Les **Tableaux IV.4** et **IV.5** récapitulent les données du modèle proposé, des simulations (HFSS et CST) et des mesures VNA établies des **Figures IV.9.a-b**. L'erreur relative $\Delta f_r/f_r$ est déterminée pour toutes les configurations des RPRs étudiés.

Selon ces Tableaux, le sbf-w-ec donne une meilleure approche que la forme réelle des fonctions inconnues. Les valeurs sont presque semblables à ceux obtenus par la simulation. Les moyennes d'erreur relatives pour une épaisseur de substrat $d_1=0.84$ mm sont de l'ordre de 2% (sans superstrat) et de 1% (avec superstrat).

En considérant les résultats obtenus pour l'épaisseur de substrat $d_1 = 1.64$ mm, nous avons obtenu les valeurs moyennes de l'erreur relative de l'ordre de 1.5% sans superstrat et 0.6% avec superstrat.

d_1 (mm)	Fréquence de résonance (f_r) (GHz)				
	Mesures	sbf w-ec	cp-ec	HFSS	CST
0.84	6.057	6.092	6.309	6.150	6.158
1.64	5.887	5.883	6.114	6.010	5.890

d_1 (mm)	$\Delta f_r / f_r$ (%)			
	sbf w-ec	cp-ec	HFSS	CST
0.84	0.6	4.2	1.5	1.7
1.64	0.1	3.9	2.1	0.1

Tableau V.4. Comparaison des résultats de simulations avec HFSS et CST, des données du modèle proposé et des mesures de la fréquence de résonance, pour un RPR isotrope sans superstrat; substrat Duroid $\epsilon_{rx}=\epsilon_{rz}=2.2$, $d_1=0.84$ et 1.64 mm, $d_2=0$ mm.

Les effets des paramètres géométriques des épaisseurs du substrat et du superstrat sur le changement de la fréquence de résonance ont été discutés et les résultats de dispersion due aux dimensions physiques réelles des résonateurs ont été pris en compte.

Pour des mesures, nous avons utilisé un Analyseur de Réseau Vectoriel (ANRITSU) avec un nombre de points maximum égal à 1601 dans la gamme de fréquence d'intérêt. Pour la gamme de fréquence 12 GHz, le pas de fréquence entre deux mesures est d'environ 7 MHz, donnant ainsi la résolution de la fréquence. Les mesures des RPRs ont été répétées plusieurs fois pour les mêmes configurations et ont montrés une très bonne reproductibilité.

d_1 (mm)	Fréquence de résonance (f_r) (GHz)				
	Mesures	sbf w-ec	cp-ec	HFSS	CST
0.84	5.972	5.977	6.162	6.00	5.968
1.64	5.781	5.757	5.833	5.77	5.722

d_1 (mm)	$\Delta f_r / f_r$ (%)			
	sbf w-ec	cp-ec	HFSS	CST
0.84	0.1	3.2	0.5	0.1
1.64	0.4	0.9	0.2	1.0

Tableau V.3. Comparaison des résultats de simulations avec HFSS et CST, des données du modèle proposé et des mesures de la fréquence de résonance, pour un RPR isotrope avec superstrat; substrat Duroid $\epsilon_{rx}=\epsilon_{rz}=2.2$, $d_1=0.84$ et 1.64 mm, et un superstrat Duroid $\epsilon_{2r}=2.2$, $d_2=0.84$ mm.

6. Comparaison avec la tolérance de la permittivité diélectrique relative

L'exactitude de la permittivité du Rogers RT/Duroid 5880TM donné par la fiche technique (2.2 ± 0.02 , $\text{tg } \delta = 9 \times 10^{-4}$ pour une bande de fréquences 1-10 GHz [IV.4]) a été aussi prise en considération. Des simulations avec HFSS et CST pour trois valeurs de la permittivité $\epsilon_r = 2.18, 2.2$ et 2.22 ont été traitées pour les RPRs avec et sans superstrat (voir **Tableau V.2**). On donne les erreurs relatives obtenues dans le **Tableau V.6** seulement pour des épaisseurs $d_{1,2} = 0.84\text{mm}$.

ϵ_r	$\Delta f_r / f_r$ (%)			
	Sans superstrat		Avec superstrat	
	CST	HFSS	CST	HFSS
2.18	2.0	1.9	0.3	0.8
2.2	1.7	1.5	0.1	0.5
2.22	1.0	1.0	0.7	0.1

Tableau V.6. Effet de la tolérance de la permittivité relative sur la fréquence de résonance, pour les RPRs avec et sans superstrat d'épaisseurs $d_1 = d_2 = 0.84\text{mm}$

Dans ce Tableau, l'erreur relative est calculée utilisant nos valeurs mesurées comme référence (5.972 GHz pour le RPR avec superstrat et 6.057 GHz pour le RPR sans superstrat). Nous pouvons remarquer qu'un accord qualitatif a été observé et approuvé par une moyenne des erreurs relatives de 0.1% avec superstrat et 2% sans superstrat.

Puisque l'influence du superstrat sur la performance du résonateur a été considérée, les résultats numériques indiquent que la partie réelle de la fréquence de résonance des structures avec un superstrat diélectrique est légèrement plus petite que celui de la structure sans superstrat. Ceci est dû à la permittivité effective au dessous de la plaque conductrice; qui augmente plus pour les RPRs.

L'effet de la présence du superstrat devient perceptible quand son épaisseur augmente. Nous observons que la fréquence de résonance des structures avec superstrat a tendance à diminuer par rapport aux structures sans superstrat. Ceci est dû à l'effet de bord et au rayonnement EM qui sont plus important dans le RPR_{2,4} que le RPR_{1,3}.

V.3. Caractérisation des matériaux biologiques

1. Introduction

Nous nous sommes intéressés dans cette partie à deux approches, la première consiste à comparer nos résultats de mesures avec ceux simulés par HFSS. Dans ce cas, et vu le nombre considérable des mesures et simulations, nous avons pris seulement RPR₁ comme applicateur et les dimensions $d_2 = 10$ mm des échantillons. Dans cette partie, nous avons simulés avec HFSS tous les échantillons placés en superstrat sur le RPR₁ du **Tableau V.7** dont les paramètres diélectriques ont été pris de la littérature et on ne citera par la suite que le cas de trois échantillons : le foie, la graisse et le beurre.

La seconde approche est notre apport personnel, qui fait l'originalité de ce travail de thèse, et qui consiste en un développement mathématique que nous avons élaboré à travers la permittivité effective à vide et en charge avec le matériau biologique afin de déduire la constante diélectrique de ce dernier. Le facteur de perte qui n'est autre que l'inverse du facteur de qualité de la structure étudiée est déterminé grâce à la fréquence de résonance à vide et en charge avec le matériau suscitée. Dans cette partie, il n'y a que les échantillons d'épaisseurs $d_2 = 2$ et 10 mm qui sont pris en compte.

Les matériaux biologiques choisis pour servir comme superstrat dans nos structures sont résumés dans le tableau suivant :

Matériau biologique	épaisseur			Faible en teneur d'eau	Fort en teneur d'eau
	10 mm	20 mm	2 mm		
Foie de bœuf	✓	✓			++
Blanc de poulet	✓	✓			++
Foie gras	✓	✓		±	
Graisse	✓	✓		++	
Beurre	✓	✓		++	
Jambon			✓	+	
Saumon	✓	✓			++
Saumon fumé			✓	+	
Pomme de terre	✓	✓		±	

Tableau V.7. Echantillons biologiques à caractériser

2. Approche comparative des résultats expérimentaux du foie-graisse-beurre

La première approche que nous avons traitée est une approche comparative entre nos mesures et les résultats de simulations par HFSS des matériaux suscités en prenant leurs paramètres

diélectriques (permittivité et facteur de perte) de la littérature. Le **Tableau V.8** résumera alors ces derniers avec les références bibliographiques appropriés.

Matériau biologique	Permittivité (ϵ)	Facteur de perte ($\text{tg } \delta$)
Foie de bœuf [V.5]	37.849	0.384
Graisse [V.5]	4.94	0.186
Beurre [V.6]	25.8	0.2

Tableau V.8. Paramètres diélectrique des matériaux échantillons

Dans ce qui suit on a pris seulement les mesures et simulations du RPR₁ et les échantillons d'épaisseur $d_2 = 10$ mm traités avec les paramètres diélectriques (permittivité et facteur de perte) pris de la littérature. Nous avons aussi traité l'effet du facteur de pertes pour chaque échantillon sur la fréquence de résonance et le coefficient de réflexion, ceci en prenant en compte les variations suivantes :

- Mesure de l'échantillon
- Simulation avec HFSS de l'échantillon
- Simulation avec HFSS de l'échantillon sans facteur de pertes ($\text{tg } \delta = 0$)
- Simulation avec HFSS de l'échantillon avec facteur de pertes multiplié par 10 ($10 \cdot \text{tg } \delta$)
- Simulation avec HFSS de l'échantillon avec facteur de pertes divisé par 10 ($\text{tg } \delta / 10$)

Remarque : les paramètres diélectriques que nous avons pris de la littérature pour les échantillons Foie et graisse, ont été mesurés par Gabriel et al. pour la même fréquence que nous avons utilisé (6 GHz). Par contre Jasim et al. ont mesuré la permittivité complexe du beurre avec différentes température et pour les fréquences 915 MHz et 2.45GHz qui sont différentes de celle du mode fondamental de notre cas (6 GHz).

Les résultats sont alors représentés comme suit:

✓ **Foie, $d_2=10$ mm**

La **Figure V.10.a** représente les signaux de notre mesure et notre simulation par HFSS de la structure RPR-Foie. Celle-ci montre qu'on obtient la même allure du signal Mesure-HFSS avec une présence d'un léger décalage sur la fréquence et sur le paramètre S_{11} dû essentiellement aux dispersions causés par la teneur d'eau présente dans l'échantillon à l'état

frais. On peut dire que ce résultat est en bon accord et que les paramètres de la littérature coïncident avec les paramètres diélectriques de l'échantillon, avec une erreur relative moyenne calculée à partir de la relation (V.5) sur la fréquence de résonance estimée à 20% pour le premier mode et à 3.3% pour le second mode.

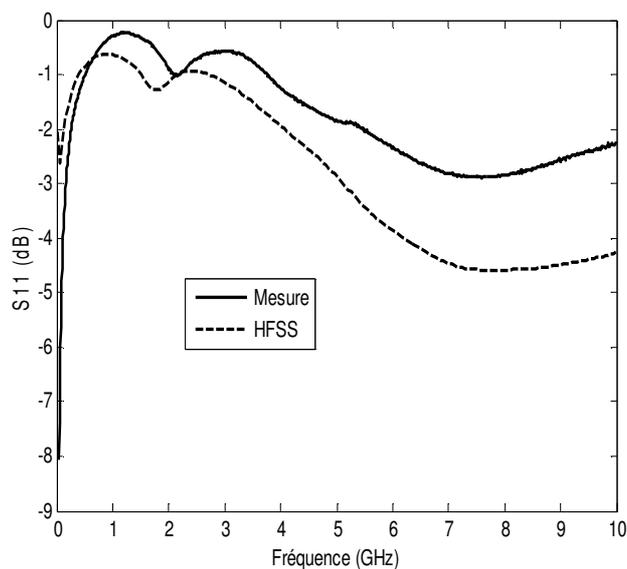


Figure V.10.a. Mesure et simulation par HFSS- cas du Foie

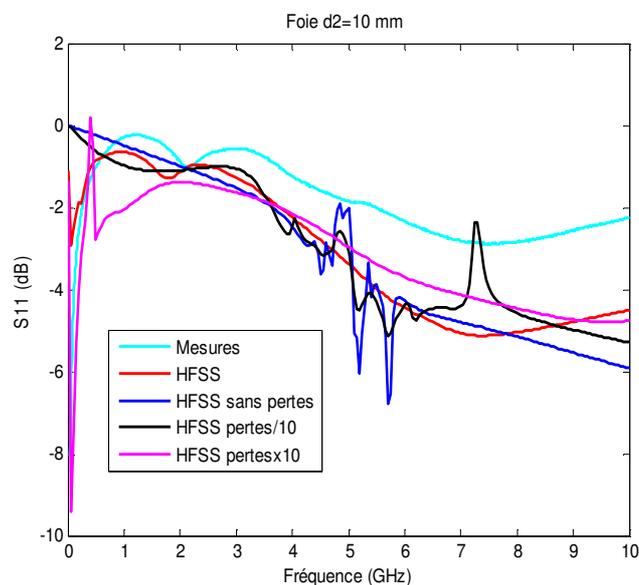


Figure V.10.b. Effet de la variation du facteur de perte sur la fréquence de résonance et sur le paramètre S_{11} - cas du Foie

Nous avons aussi étudié l'effet du facteur de perte sur la fréquence de résonance et le coefficient de réflexion, représenté par la **Figure V.10.b**. On remarque que plus le facteur de

perte augmente plus la fréquence de résonance augmente et plus le coefficient de réflexion diminue.

✓ **Graisse, $d_2=10$ mm**

La **Figure V.11.a** représente les signaux de notre mesure et notre simulation par HFSS de la structure RPR-Graisse. Celle-ci montre qu'on obtient la même allure du signal Mesure-HFSS avec une présence d'un léger décalage sur la fréquence et sur le paramètre S_{11} dû essentiellement aux dispersions causés par les déformations présentes à la surface de l'échantillon pris à l'état brut. On peut dire que le résultat de simulation est en bon accord avec celui de la mesure et que les paramètres de la littérature coïncident avec les paramètres diélectriques de l'échantillon, avec une erreur relative moyenne sur $\Delta f_r/f_r$ de 4.3% pour le premier mode et de 4% pour le second mode et de 9.3% pour le troisième mode.

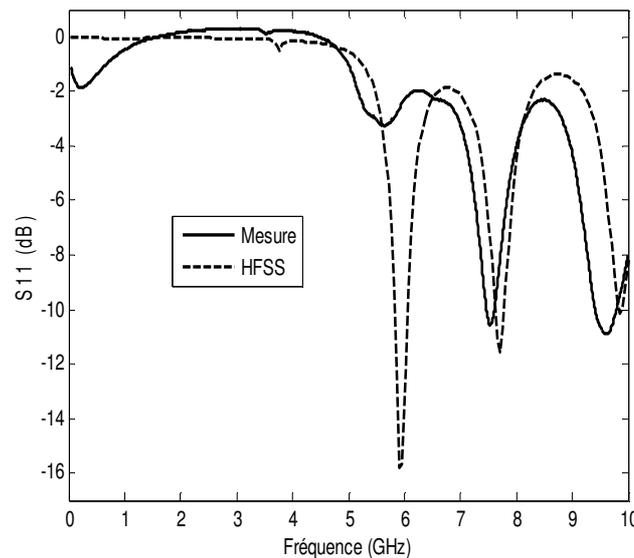


Figure V.11.a. Mesure et simulation par HFSS- cas de la Graisse

Nous avons aussi étudié l'effet du facteur de perte sur la fréquence de résonance et le coefficient de réflexion, représenté par la **Figure V.11.b**. On remarque que plus le facteur de perte augmente plus la fréquence de résonance augmente et plus le coefficient de réflexion diminue. Si on prend à titre d'exemple le cas du 1^{er} mode on a :

- $f_{r\text{-mesure}} \approx 5.8$ GHz ; $S_{11\text{-mesure}} \approx -4$ dB
- $f_{r\text{-HFSS, HFSS sans pertes, HFSS pertes/10}} \approx 5.5$ GHz ; $S_{11\text{- HFSS, HFSS sans pertes, HFSS pertes/10}} \approx -8$ dB
- $f_{r\text{- HFSS pertesx10}} \approx 8$ GHz ; $S_{11\text{- HFSS pertesx10}} \approx -6+$ dB

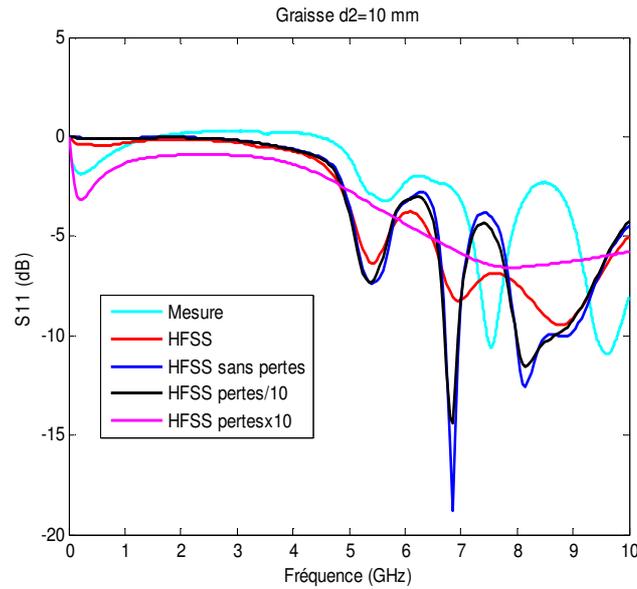


Figure V.11.b. Effet de la variation du facteur de perte sur la fréquence de résonance et sur le paramètre S_{11} - cas de la Graisse

✓ Beurre, $d_2=10$ mm

La **Figure V.12.a** représente les signaux de notre mesure et notre simulation par HFSS de la structure RPR-Beurre. Celle-ci montre que l'allure du signal mesure est complètement divergent de celui simulé par HFSS ceci est dû essentiellement aux paramètres de la littérature que vous avons choisi et qui ne coïncident pas avec les paramètres diélectriques de l'échantillon à cause de l'environnement et la fréquence de travail de la littérature qui sont différent de ceux qu'on a utilisé.

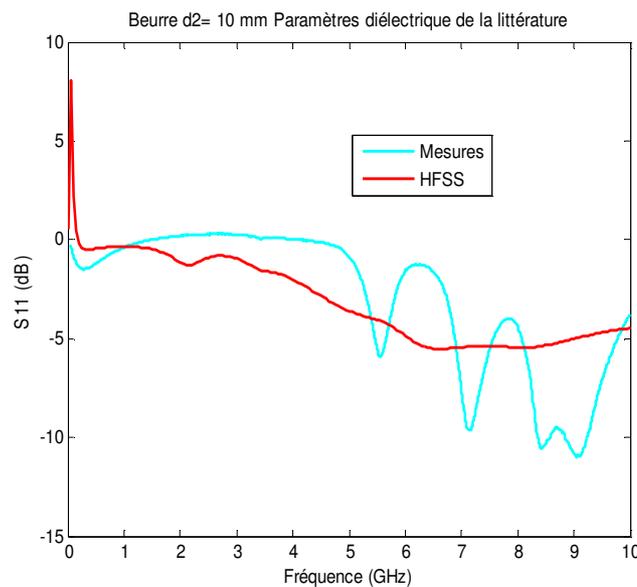


Figure V.12.a. Mesure et simulation par HFSS-cas du Beurre

Nous avons aussi étudié l'effet du facteur de perte sur la fréquence de résonance et le coefficient de réflexion, représenté par la **Figure V.12.b**. Cette influence n'a aucun intérêt dans ce cas à cause de la non-cohérence entre nos signaux obtenus et des milieux traités.

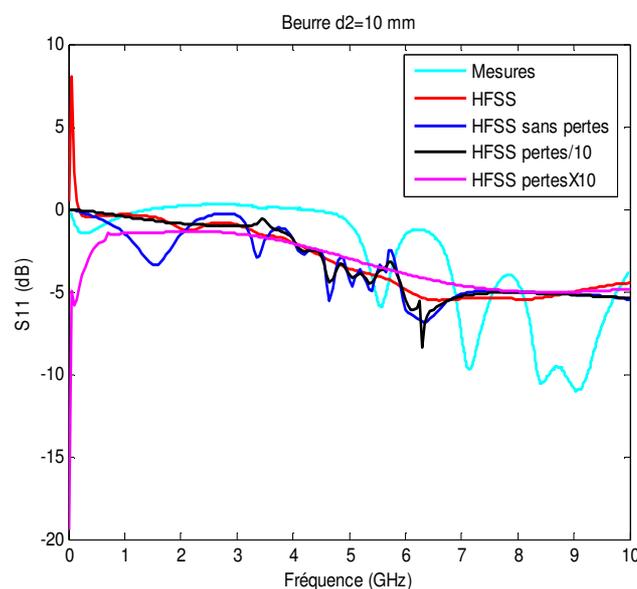


Figure V.12.b. Effet de la variation du facteur de perte sur la fréquence de résonance et sur le paramètre S_{11} - cas du Beurre

Les résultats de la mesure du paramètre S_{11} du RPR₁-échantillons sont en général en bon accord avec les résultats simulés sauf pour le cas du beurre.

Les raisons possibles de l'écart entre les résultats mesurés et simulés sont récapitulées comme suit :

- La dissonance produite par les câbles sur le signal transmis ou reçu contribuera à l'erreur de mesure significative.
- Quoique la dispersion par d'autres organismes réfléchissants dans le voisinage soit essayée pour réduire au minimum, ne peut pas être enlevée totalement.
- Les erreurs dans le calibrage du résonateur, des câbles, l'orientation du capteur en ce qui concerne le résonateur de transmission peuvent incorporer une erreur dans les valeurs mesurées.
- Le choix des milieux traités dans le cas de la simulation qui n'est pas adéquat avec celui de la mesure (dispositif utilisé pour caractériser le matériau inconnu et la fréquence utilisée).

3. Approche comparative entre les mesures et les simulations avec paramètres diélectriques calculés

La seconde approche a été traitée par un développement mathématique que nous avons élaboré. En partant de la résonance et de l'écart sur la fréquence de résonance, la permittivité effective est alors déduite des calculs et est donnée par la formule suivante :

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_{0\text{eff}} \left[1 + \frac{2\Delta f}{f_1} \right] \quad (\text{V.6})$$

avec :

$$\varepsilon_{0\text{eff}} = \frac{\varepsilon_{\text{sub}} + 1}{2} + \frac{\varepsilon_{\text{sub}} - 1}{2\sqrt{1 + 12\frac{h}{W}}} \quad (\text{V.7})$$

et f_1 est la fréquence de résonance du mode fondamental de l'échantillon, Δf est l'écart en fréquence entre le RPR à vide et le RPR avec l'échantillon en superstrat.

Quand $W/h \gg 1$ et l'épaisseur du métal est négligeable, la permittivité effective peut être calculée comme c'est suggéré dans [V.7-8] :

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \frac{\varepsilon_{\text{sub}} + \varepsilon_{\text{sup}}}{2} + \frac{\varepsilon_{\text{sub}} - \varepsilon_{\text{sup}}}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + 12h/W}} \quad (\text{V.8})$$

ε_{sub} et ε_{sup} sont les permittivités du substrat et du superstrat respectivement.

On en déduit alors la permittivité du superstrat par:

$$\varepsilon_{\text{sup}} = \frac{2\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_{\text{sub}}(1 + A)}{1 - A} \quad (\text{V.9})$$

avec :

$$A = \frac{1}{\sqrt{1 + 12h/W}}$$

Le facteur de perte peut être calculé grâce au facteur de qualité et il est donné par la formule suivante :

$$\text{tg } \delta = \frac{1}{RC\omega_0} = \frac{L\omega_0}{R} = \frac{1}{Q} = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{\Delta f}{f_0} \quad (\text{V.10})$$

En utilisant les formules précédentes, nous avons calculé les paramètres diélectriques des échantillons suscités et qui sont englobé dans le **Tableau V.9**. Ensuite d'introduire ces

nouvelles données dans le simulateur HFSS et de comparer les résultats obtenus aux mesures pour chaque échantillon.

Matériau biologique	Permittivité Calculée (ϵ)	Facteur de perte calculé ($\text{tg } \delta$)
Foie de bœuf	28.26	0.637
Blanc de poulet	48.24	0.752
Foie gras	26.40	0.620
Graisse	1.824	0.051
Beurre	2.265	0.075
Jambon	2.886	0.108
Saumon	44.31	0.736
Saumon fumé	2.571	0.092
Pomme de terre	39.27	0.711

Tableau V.9. Paramètres diélectrique de la littérature et calculés des matériaux échantillons

Les résultats de simulations par HFSS et les mesures pour chaque échantillon sont alors donnés par les figures comme suit :

✓ **Foie, $d_2=10$ mm**

La **Figure V.13.a** montre qu'on obtient la même allure signal Mesure-HFSS avec une présence d'un léger décalage sur la fréquence et sur le paramètre S_{11} dû essentiellement aux dispersions causés par la teneur d'eau présente dans l'échantillon à l'état frais. On peut dire que ce résultat est en bon accord et que les paramètres calculés coïncident avec les paramètres diélectriques de l'échantillon, avec une erreur relative moyenne sur $\Delta f_r/f_r$ de 4.8% pour le premier mode et de 4% pour le second mode.

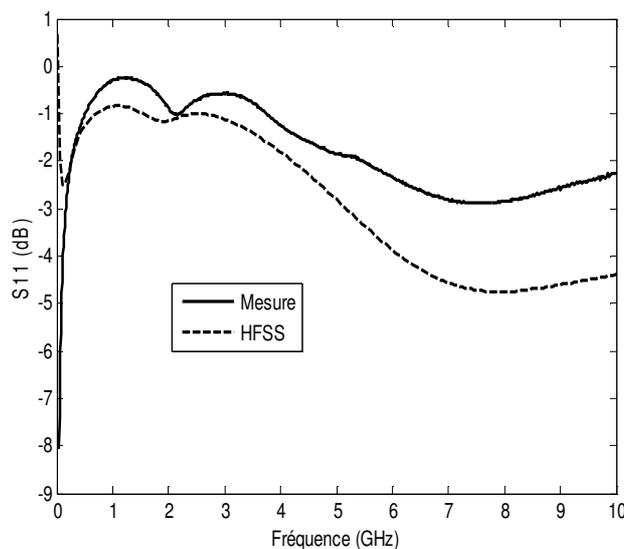


Figure V.13.a. Variation du coefficient de réflexion S_{11} en fonction de la fréquence du Foie pour les paramètres diélectriques calculés

✓ **Blanc de poulet, $d_2=10$ mm**

La **Figure V.13.b** montre qu'on obtient le même signal Mesure-HFSS avec une présence d'un léger décalage sur la fréquence et sur le paramètre S_{11} dû essentiellement aux dispersions causés par la teneur d'eau présente dans l'échantillon à l'état frais. On peut dire que ce résultat est en bon accord et que les paramètres calculés coïncident avec les paramètres diélectriques de l'échantillon, avec une erreur relative moyenne sur $\Delta f_r/f_r$ de 3.4% pour le premier mode et de 13.7% pour le second mode.

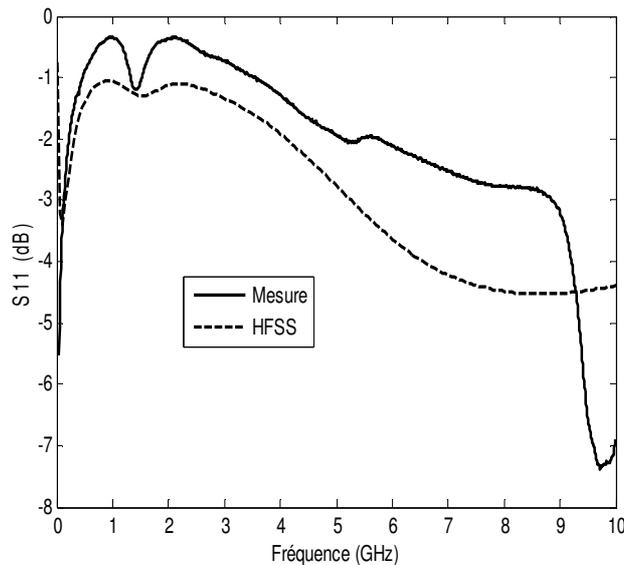


Figure V.13.b. Variation du coefficient de réflexion S_{11} en fonction de la fréquence du Blanc de poulet pour les paramètres diélectriques calculés

✓ **Foie Gras commercial, $d_2=10$ mm**

La **Figure V.13.c** montre qu'on obtient la même allure signal Mesure-HFSS avec une présence d'un léger décalage sur la fréquence et sur le paramètre S_{11} dû essentiellement aux dispersions causés par la présence de quantité d'eau et aux impuretés (matière grasse, produit conservateur, etc.) dans l'échantillon. On peut dire que ce résultat est en bon accord et que les paramètres calculés coïncident avec les paramètres diélectriques de l'échantillon, avec une erreur relative moyenne sur $\Delta f_r/f_r$ de 13.0% pour le premier mode et de 15.7% pour le second mode.

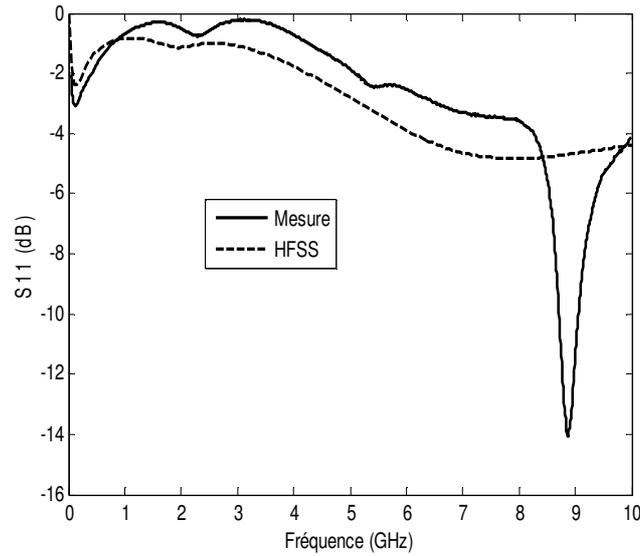


Figure V.13.c. Variation du coefficient de réflexion S_{11} en fonction de la fréquence du Foie Gras pour le paramètres diélectriques calculés

✓ **Graisse, $2_2=10$ mm**

La **Figure V.13.d** montre qu'on obtient la même allure du signal Mesure-HFSS avec une présence d'un léger décalage sur la fréquence et sur le paramètre S_{11} dû essentiellement aux dispersions causés par les déformations en surface présente dans l'échantillon à l'état brut. On peut dire que ce résultat est en bon accord et que les paramètres calculés coïncident avec les paramètres diélectriques de l'échantillon, avec une erreur relative moyenne sur $\Delta f_r/f_r$ de 3.4% pour le premier mode et de 4% pour le second mode et 2.1 pour le troisième mode. On remarque que le résultat est presque le même avec une nette amélioration que le résultat précédent.

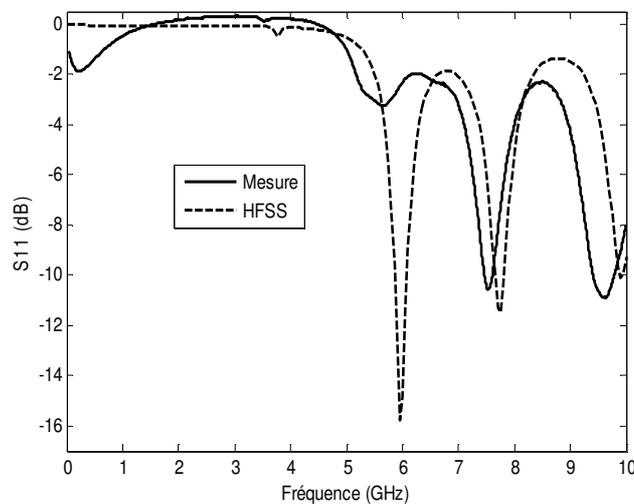


Figure V.13.d. Variation du coefficient de réflexion S_{11} en fonction de la fréquence de la Graisse pour le paramètres diélectriques calculés

✓ Beurre, $d_2=10$ mm

La **Figure V.13.e** montre qu'on obtient la même allure du signal Mesure-HFSS avec une présence d'un léger shift sur la fréquence et sur le paramètre S_{11} dû essentiellement aux dispersions causés par la présence d'une légère quantité d'eau et à l'effet des variations de la température sur l'échantillon. On peut dire que ce résultat est en bon accord et que les paramètres calculés coïncident avec les paramètres diélectriques de l'échantillon, avec une erreur relative moyenne sur $\Delta f_r/f_r$ de 2.6% pour le premier mode, de 3.4% pour le second mode et 15.3% pour le troisième mode.

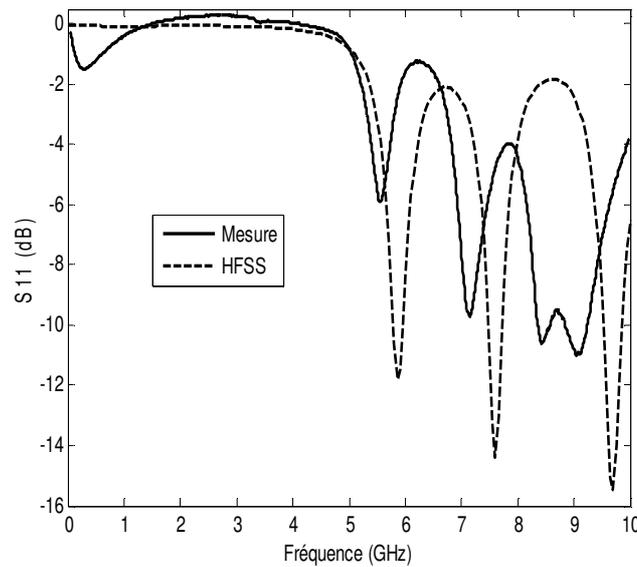


Figure V.13.e. Variation du coefficient de réflexion S_{11} en fonction de la fréquence du Beurre pour les paramètres diélectriques calculés

La **Figure V.13.f** représente l'effet des paramètres diélectriques publiés et ceux que nous avons calculés sur la fréquence de résonance et le coefficient de réflexion.

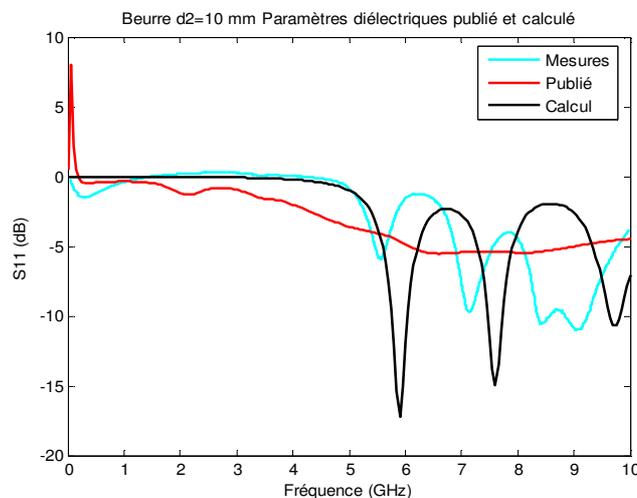


Figure V.13.f. Effet des paramètres diélectriques publiés et ceux calculés sur la fréquence de résonance et le coefficient de réflexion.

✓ **Jambon de Paris, $h_2=1.5$ mm**

La **Figure V.13.g** montre que les courbes Mesure – HFSS représentent un shift sur la fréquence de résonance ainsi que sur le paramètre S_{11} . Ce dernier est dû principalement à la faible épaisseur de l'échantillon, à sa teneur en eau et aux fibres présents dans l'échantillon. Si on prend les deux premiers pics on obtient une erreur relative moyenne de 5.5% pour le premier mode et de 16.7% pour le second mode.

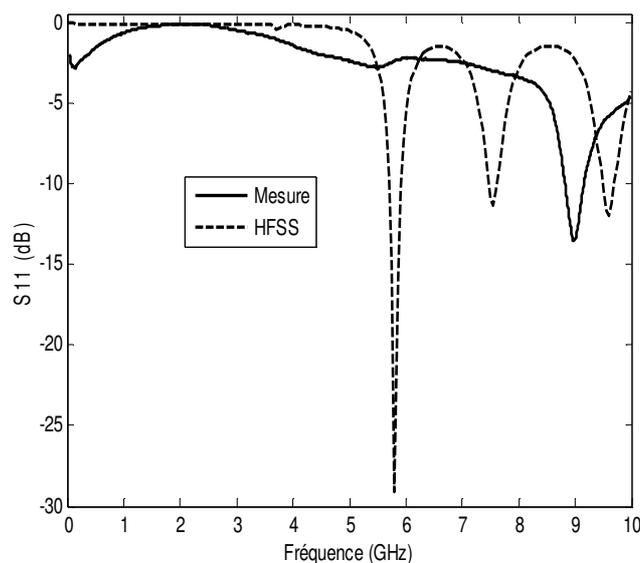


Figure V.13.g. Variation du coefficient de réflexion S_{11} en fonction de la fréquence de l'échantillon 11 (Jambon de Paris) pour les paramètres diélectriques calculés

✓ **Saumon, $d_2=10$ mm**

La **Figure V.13.h** montre qu'on obtient le même signal Mesure-HFSS avec une présence d'un léger décalage sur la fréquence et sur le paramètre S_{11} dû essentiellement aux dispersions causés par la teneur d'eau présente dans l'échantillon à l'état frais. On peut dire que ce résultat est en bon accord avec une erreur relative moyenne sur $\Delta f_r/f_r$ de 6.6% pour le premier mode et de 1.9% pour le second mode.

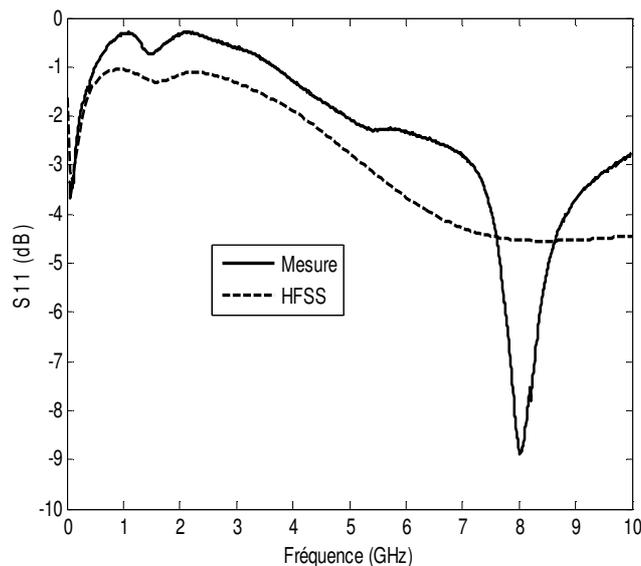


Figure V.13.h. Variation du coefficient de réflexion S_{11} en fonction de la fréquence du Saumon pour le paramètres diélectriques calculés

✓ Saumon fumé, $d_2=2$ mm

La **Figure V.13.i** montre que les courbes Mesure – HFSS représentent un shift sur la fréquence de résonance ainsi que sur le paramètre S_{11} . Ce dernier est dû principalement à faible épaisseur de l'échantillon, à sa forte teneur en eau et aux fibres présents dans l'échantillon. Si on prend les deux premiers pics on obtient une erreur relative moyenne sur $\Delta f_r/f_r$ de 4.5% pour le premier mode et de 16% pour le second mode.

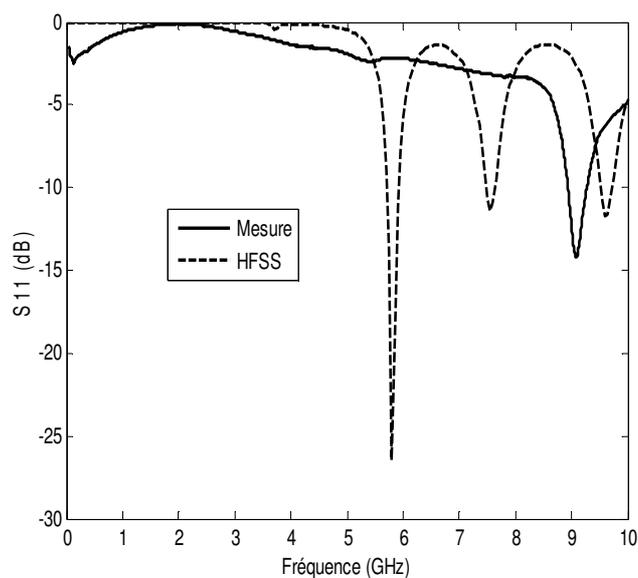


Figure V.13.i. Variation du coefficient de réflexion S_{11} en fonction de la fréquence du Saumon Fumé pour le paramètres diélectriques calculés

✓ **Jambon cru, $h_2=1.5$ mm**

La **Figure V.13.j** montre que les courbes Mesure – HFSS représentent un shift sur la fréquence de résonance ainsi que sur le paramètre S_{11} . Ce dernier est dû principalement à faible épaisseur de l'échantillon, à sa forte teneur en eau et aux fibres présents dans l'échantillon. Si on prend les deux premiers pics on obtient une erreur relative moyenne sur $\Delta f_r/f_r$ de 0.9% pour le premier mode et de 14.4% pour le second mode.

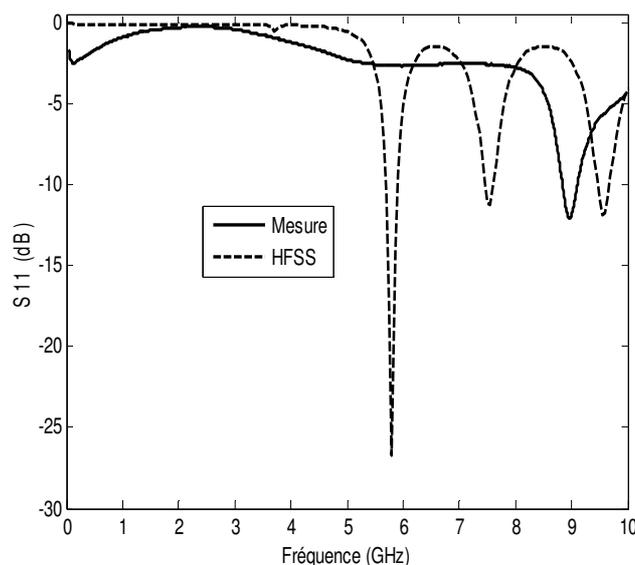


Figure V.13.j. Variation du coefficient de réflexion S_{11} en fonction de la fréquence du Jambon cru pour le paramètres diélectriques calculés

✓ **Pomme de terre, $d_2=10$ mm**

La **Figure V.13.k** montre qu'on obtient le même signal Mesure-HFSS avec une présence d'un léger décalage sur la fréquence et sur le paramètre S_{11} dû essentiellement aux dispersions causés par la teneur d'eau présente dans l'échantillon à l'état frais. On peut dire que ce résultat est en bon accord avec une erreur relative moyenne sur $\Delta f_r/f_r$ de 1.8% pour le premier mode et de 1.4% pour le second mode.

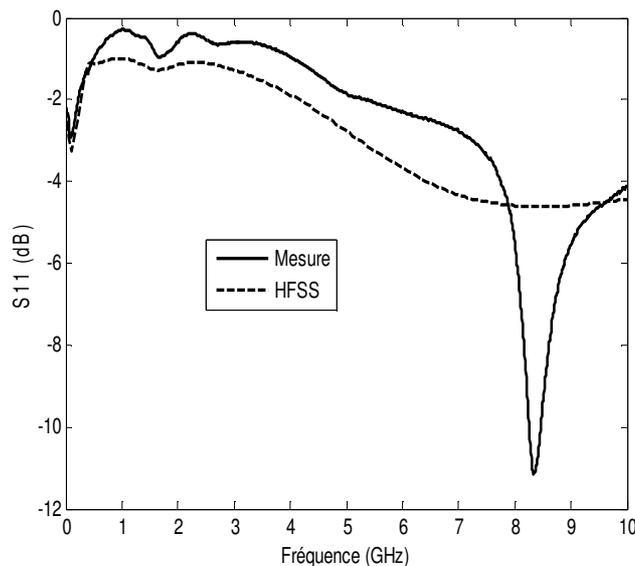


Figure V.13.k. Variation du coefficient de réflexion S_{11} en fonction de la fréquence de la Pomme de terre pour les paramètres diélectriques calculés

V.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons élaboré minutieusement le procédé expérimental de la caractérisation des matériaux biologiques dont les paramètres diélectriques sont inconnus. Nous avons, en un premier lieu, réalisé les prototypes RPR qui ont servi comme applicateur dans cette analyse complexe. Nous avons par la suite traité le problème en utilisant deux approches, la première consiste à utiliser les paramètres diélectriques de la littérature de ces matériaux (permittivité et facteur de perte), à les injecter dans le simulateur HFSS et enfin de comparer nos résultats avec nos mesures. La seconde approche, c'est notre apport dans ce travail de thèse et qui fait son originalité, par un développement mathématique qui nous a permis à travers la permittivité effective à vide et avec échantillon biologique d'extraire la permittivité complexe des échantillons sous test et à travers le facteur de qualité d'avoir le facteur de pertes. Une fois ces paramètres diélectriques calculés, nous avons effectué des simulations par HFSS avec ces derniers et enfin nous avons confronté ces simulations avec nos mesures, afin de valider nos calculs de la permittivité complexe et le facteur de perte de chaque échantillon.

Références bibliographiques du Chapitre V

- [V.1] http://fr.wikipedia.org/wiki/Contrôle_Non_Destructif
- [V.2] J. Dumont-Fillon : Contrôle non destructif (CND). Techniques de l'Ingénieur, R1400.
- [V.3] M. Hélier, «Techniques micro-ondes. Structures de guidage, dispositifs passifs et tubes microondes», Collection Technosup-Supélec, Ed. Ellipses, Avril 2001.
- [V.4] Data sheet RT/Duroid 5870/5880 Laminates, Advanced Circuit Materials Division, www.rogerscorp.com, Rogers Corporation.
- [V.5] <http://niremf.ifac.cnr.it/tissprop/>
- [V.6] J. Ahmed, H. S. Ramaswamy, V. G. S. Raghavan. "Dielectric properties of butter in the MW frequency range as affected by salt and temperature." *Journal of Food Engineering*, 82, 351-358, March 2007
- [V.7] A. C. Balanis, *Antenna Theory : Analysis and Design*, Wiley, 1997
- [V.8] K. G. Gupta, R. Garg and I. J. Bahl, *Microstrip Lines and Slotlines*, Artech House, Norwood, MA, 1979

*CONCLUSION
GENERALE ET PERSPECTIVES*

Conclusion générale et perspectives

Les dernières années, d'importants besoins dans le domaine biomédical au contrôle non destructif ont suscité un vif intérêt pour l'étude de la pathologie des matériaux biologiques afin de les caractériser et d'en extraire les paramètres diélectriques.

Différentes méthodes de caractérisations ont été développées en un état de l'art de cette thèse. En particulier, la technique résonante planaire à bande étroite, dans notre cas le RPR qui nous a permis de développer un outil d'analyse. Ces grandes avancées ont été possibles grâce notamment au développement de la microélectronique qui apporte de nouvelles possibilités et perspectives au domaine biomédical. En particulier, associée à l'utilisation des hautes fréquences, cette technologie permet la miniaturisation de ces applicateurs de façon à travailler à une échelle se rapprochant de celle de la cellule biologique.

Ainsi nos travaux de thèse concernent la mise au point d'applicateurs EM, basés sur les mesures du coefficient de réflexion et le facteur de qualité à vide et en présence d'une multitude d'échantillons biologiques. Les résultats expérimentaux présentés dans ce manuscrit montrent qu'il est possible d'extraire les paramètres diélectriques du matériau sous test tels que : la permittivité relative et le facteur de perte.

Ces travaux de thèse nous ont permis de nous confronter aux problématiques posées par l'étude d'élément complexe biologique. Les protocoles biologiques développés et les nombreuses expérimentations réalisées nous ont permis de mieux appréhender la complexité d'étudier des matériaux biologiques. Nous avons en effet consacré un temps important à la modélisation, réalisation et validation des prototypes, ainsi qu'aux expérimentations qui, comme nous l'avons vu, ont été déterminantes dans les orientations prises pour la conception des applicateurs EM.

Ce travail a été basé sur une étude comparative de nos résultats, des travaux publiés, simulations à l'aide de logiciels EM commerciaux HFSS et CST et les mesures avec différents analyseurs vectoriels de réseaux disponibles au L2E sur nos prototypes réalisés (à vide, avec superstrat duroid et enfin avec comme superstrat les matériaux biologiques à caractériser). Nos résultats sont alors résumés comme suit :

- ✓ Le premier important critère pris en considération c'est le temps de calcul et convergence, pour ceci des codes ont été développés sous le langage d'exécution Fortran 90 sur les quatre prototypes RPRs avec et sans superstrat et selon les différentes dimensions et épaisseurs du patch, substrat et superstrat. Les résultats ont montrés qu'une excellente convergence de la fréquence de résonance est atteinte seulement pour deux fonctions de base pour les trois types pour les RPRs avec et sans superstrat, et qui sont en bon accord avec les simulations EM et les résultats expérimentaux avec un temps de compilation plus important pour les RPRs avec superstrat que ceux à vide. D'autres part l'étude comparative entre les différentes fonctions de base montre que la sbf-w-ec donne une meilleure approche que les autres fonctions de base car c'est le modèle qui se rapproche plus du réel.
- ✓ Une étude comparative entre le modèle proposé (avec et sans superstrat, couches isotropes et anisotropes) et les résultats publiés en littérature a été traitée. Dans cette partie, on a étudié l'effet de l'anisotropie, de l'épaisseur du substrat et des dimensions de la plaque conductrice. On a alors constaté un bon accord entre nos données calculées et les résultats publiés avec une moyenne de l'erreur relative sur la fréquence de résonance de moins de 2% montrant de nouveau l'exactitude de nos résultats. Une étude similaire a été aussi faite sur deux RPRs ayant les mêmes dimensions mais avec un substrat cette fois-ci isotrope ($\epsilon_{rx}=\epsilon_{rz}=13$ et $\epsilon_{rx}=\epsilon_{rz}=10$). Les résultats ont montrés que le cas isotrope avec pertes ($\epsilon_{rx}=\epsilon_{rz}=10$) se rapproche du cas anisotrope ($\epsilon_{rx}=13$, $\epsilon_{rz}=10$) avec une erreur $\Delta f_r/f_r$ moins de 5% que le cas isotrope ($\epsilon_{rx}=\epsilon_{rz}=13$) qui donne une erreur de l'ordre de 14%.
- ✓ Une étude comparative entre les résultats calculées des modèles RPRs proposées et les simulations avec deux logiciels du commerce HFSS et CST a été prise en considération. Les effets de l'épaisseur du substrat isotrope des prototypes avec et sans superstrat et l'épaisseur du superstrat isotrope sur la fréquence de résonance ont été traités. Nous remarquons que pour le premier cas c-à-d la fréquence de résonance en fonction de d_1 , un accord qualitatif avec les résultats publiés a été observé et que les valeurs de la fréquence de résonance des modèles avec superstrat sont légèrement plus faible que celles obtenues pour un RPR à vide ceci est principalement dû à la permittivité effective de la région au dessous de la plaque conductrice. Quand le substrat atteint les valeurs épaisses, la fréquence a tendance à se stabiliser, par

conséquent si d_1 est inférieur à d_2 , l'effet du substrat diminue et la fréquence sera dans ce cas liée au superstrat. Le second cas, c-à-d la fréquence de résonance en fonction de d_2 (d_1 constant), nous remarquons que les allures des courbes sont semblables, néanmoins, plus le superstrat est épais et plus la fréquence de résonance tend à devenir constante. Un autre point a été observé en comparant les résultats des simulations avec ceux calculés par les trois fonctions de base. Un écart considérable de $sbf\text{-}wo\text{-}ec$ a été constaté par rapport aux courbes de HFSS, CST et les deux autres fonctions de base, ceci est dû principalement à l'absence des singularités de bord.

- ✓ La dernière partie illustrée dans cette thèse est la caractérisation des matériaux biologique qui a été traitée de deux manières différentes, la première est de comparer les mesures aux simulations par HFSS en prenant les paramètres diélectriques (permittivité et facteur de perte) des matériaux biologiques de la littérature. La seconde est de faire un développement mathématique pour extraire la permittivité effective du RPR avec superstrat, de tirer la permittivité du superstrat et le facteur de perte. On a remarqué d'après les résultats que les valeurs calculés des paramètres diélectriques donnent une meilleure approche que le cas des valeurs pris dans la littérature et ceci en comparant d'une part les courbes et d'autre part l'erreur relative des modes pour chaque échantillon et qui a pour cause l'environnement de mesure qui est différent à celui qu'on a utilisé d'où l'obtention d'un signal totalement différent de celui de nos mesures.

Comme nous l'avons vu dans cette thèse, les résonateurs représentent de bons candidats pour le développement des applicateurs EM, sensibles, facilement intégrables dans les dispositifs plus complets. Ils sont basés sur la technique micro-onde non destructive, et présentent des outils utiles et bénéfiques dans l'opération de contrôle de qualité et la détection des anomalies dans les tissus biologique.

En général, nos modélisations et mesures sont en très bon accord avec d'une part ceux de la littérature et d'autre part avec ceux de la simulation par HFSS et CST. Les travaux présentés dans ce manuscrit constituent une première investigation vers la caractérisation à l'échelle microscopique d'échantillons biologiques. Les réalisations faites dans ce sens ont permis de dégager des critères qui serviront de guide lors de travaux futurs.

Annexes

Annexe A

Conduction ionique

A.1 Constitution d'une solution ionique

Une solution ionique est obtenue en dissolvant une substance appelée soluté dans un liquide appelé solvant. Le soluté peut être un solide, un liquide ou un gaz. Si le solvant est l'eau la solution obtenue est appelée solution aqueuse. Prenons l'exemple de la solution aqueuse de chlorure de sodium. Lorsque un cristal NaCl est placé dans l'eau, du fait de la grande constante diélectrique de l'eau ($\epsilon = 80$), les forces de cohésions entre les ions Na^+ et Cl^- sont réduites et les atomes finissent par se détacher (dissolution). Puis, les molécules d'eau étant polaires, un petit nombre d'entre elles sont attirés vers les ions. Elles forment ainsi une couche autour de l'ion appelée gaine d'hydratation. C'est le phénomène de solvation. Le nombre de molécules dans la couche hydratante est variable selon l'ion (voir **Tableau A.1**). En général, plus l'ion est petit plus il sera hydraté. Paradoxalement, les ions de petites tailles deviennent donc les plus encombrants dans la solution une fois hydratés. Finalement la solution se compose donc d'une suspension de cations Na^+ et d'anions Cl^- en quantités égales (respect du principe de neutralité électrique), hydratés et répartis uniformément dans le volume d'eau.

Ion	Nombre de molécule d'hydratation	Rayon à l'état hydraté	U_i ($\text{m}^2/\text{s.V}$) ($\cdot 10^{-9}$)	λ_i ($\text{S.m}^2/\text{mol}$) ($\cdot 10^{-3}$)
Li^+	6	0.236	40.1	3.87
Na^+	5	0.180	51.9	5
K^+	4	0.121	76.2	7.35
Cl^-	3	0.120	79.1	7.63
Br^-	2	0.116	80.9	7.8
I^-	1	0.116	79.6	7.68

Tableau A.1 – Caractéristiques de quelques ions en solution : nombres de molécules d'eau hydratantes, rayon à l'état hydraté, mobilité ionique et conductivité molaire ionique [A.1]

A.2 Mobilité ionique

Sous l'effet d'un champ électrique \vec{E} , les ions hydratés se déplacent au milieu d'une foule compacte de molécules d'eau ($\approx 55 \text{ mol/l}$) qui gênent leur progression. La facilité avec laquelle l'ion peut se déplacer dépend principalement de la viscosité du milieu, de la taille de l'ion hydraté et de sa charge. Elle est définie par la mobilité ionique U qui exprime le

coefficient de proportionnalité entre le champ électrique appliqué et la vitesse de déplacement \vec{v} (m/s) de l'ion en résultant :

$$\vec{v} \text{ (m/s)} = U \cdot \vec{E} \quad (\text{A.1})$$

Pour un ion particulier i , la mobilité ionique U_i peut s'écrire :

$$U_i = \frac{q_i}{6\pi\eta r_i} \quad (\text{A.2})$$

où q_i est la charge de l'ion considéré, η est le coefficient de viscosité du milieu (inversement proportionnel à la température), et r_i est le rayon de l'ion hydraté. On donne dans le **Tableau A.1** la valeur de la mobilité ionique pour quelques ions. Il est intéressant de noter que la mobilité de l'ion ne dépend pas seulement de sa charge mais aussi de sa taille à l'état hydraté, et donc différents types d'ions même à charge égale et en quantité identique pourront un courant électrique différent.

A.3 Conductivité ionique

Finalement, connaissant la mobilité ionique, la conductivité électrique σ_i (S/m) pour une concentration connue C_i (mol/m³) d'un ion i s'exprime par :

$$\sigma_i = F \cdot U_i |z_i| \cdot C_i \quad (\text{A.3})$$

En pratique, on préfère définir une notion de conductivité propre à une espèce ionique indépendamment de sa concentration. C'est la conductivité molaire ionique :

$$\lambda_i = \frac{\sigma_i}{C_i} = F \cdot U_i |z_i| \quad (\text{A.4})$$

Cette grandeur est donc exprimée en S·m²/mol. Des valeurs de λ_i sont données pour quelques ions caractéristiques dans le **Tableau A.1**. La conductivité électrique totale d'une solution (en S/m) correspond à la somme des contributions de chaque espèce ionique :

$$\sigma = \sum_i \sigma_i = \sum_i C_i \lambda_i \quad (\text{A.5})$$

Par exemple, pour une solution aqueuse de NaCl de concentration $C_{Na^+} = C_{Cl^-} = 154 \text{ mol/m}^3$, cela donne :

$$\sigma_{NaCl} = C_{Na^+} \cdot \lambda_{Na^+} + C_{Cl^-} \cdot \lambda_{Cl^-} = 154 \cdot (5 \cdot 10^{-3} + 7,63 \cdot 10^{-3}) \quad (\text{A.6})$$

$$\sigma_{NaCl} \approx 1,94 \text{ S/m} \quad (\text{A.7})$$

Ainsi, il est relativement aisée de déduire, grâce à la connaissance de la concentration des différentes espèces ioniques la conductivité de la solution qui en résultera. Néanmoins, il faut préciser que les relations données sont valables sous certaines conditions. Premièrement, la totalité de l'électrolyte doit être bien dissocié dans la solution. Deuxièmement, la

concentration ionique doit être inférieure à une certaine limite sans quoi les interactions entre les ions peuvent réduire leur mobilité, et la conductivité n'est alors plus linéaire avec la concentration [A.2] [A.3]. De plus la mobilité des ions est dépendante de la température. Une différence de température de 1 °C peut engendrer une variation de conductivité de l'ordre de %. La conductivité ionique σ en (S/m) est une grandeur caractéristique du comportement électrolytique d'un matériau. Elle est parfois appelée également conductivité statique (σ_s) pour la distinguer de la conductivité liée aux pertes diélectriques.

Annexe B

Paramètres électriques

Caractéristiques des matériaux – Terminologie

Dans la littérature, les méthodes de représentation des propriétés électriques des matériaux ne sont pas toujours identiques, celles-ci diffèrent selon les phénomènes à mettre en évidence. De plus, les termes utilisés n'ont pas toujours la même signification. Sans une bonne compréhension de ce que représentent les différents termes et expressions utilisées pour représenter ces propriétés, la compréhension peut alors être parfois confuse. Il arrive par exemple que le terme ε'' soit utilisé pour décrire la partie imaginaire de la permittivité complexe en prenant en compte la composante statique des pertes (pertes ohmiques), soit $\varepsilon'' = \sigma'/\omega$. Nous réservons ce terme pour décrire les pertes diélectriques uniquement soit la partie imaginaire de la permittivité complexe d'un diélectrique pur [B.1]. Souvent le comportement électrique fréquentiel d'un milieu est donné par le tracé de la conductivité σ' (partie réelle de la conductivité complexe) et de la permittivité ε (partie réelle de la permittivité complexe) en fonction de la fréquence. Par souci de simplification, il arrive fréquemment que ces grandeurs soient représentées simplement par les symboles σ et ε .

Pour évoquer la conductivité liée aux déplacements de charges libres (ions, électrons) σ , il n'est pas rare que l'on parle de conductivité statique σ_s par opposition à une conductivité variable avec la fréquence liée aux pertes diélectriques. Enfin, la permittivité est la plupart du temps exprimée par rapport à celle du vide (ε_0) et donc les grandeurs ε , ε' et $\underline{\varepsilon}$ sont souvent interprétées comme des valeurs relatives même si l'indice r n'apparaît pas.

Afin de clarifier la compréhension des principaux paramètres caractéristiques décrivant les propriétés électriques d'un milieu en fonction de la fréquence, nous résumons ci-dessous la signification des différents termes généralement rencontrés [B.1].

- ✓ σ : Conductivité statique. Traduit la conduction liée aux déplacements des charges libres (ions, électrons). Proportionnelle à la puissance dissipée par effet Joule (pertes ohmiques) dans un conducteur. Apparaît parfois avec la notation σ_s . Par abus de langage σ est parfois utilisé pour désigner la conductivité globale σ' prenant en considération les pertes ohmiques et diélectriques.
- ✓ ε' : Permittivité. Pour un milieu diélectrique ne présentant pas de dépendance fréquentielle (sans pertes), la permittivité ε' désigne simplement la constante

diélectrique du matériau et a la même signification que ε . Pour un diélectrique à pertes, ε' peut varier avec la fréquence. Plus précisément, ε' chute lorsqu'une partie de la polarisation ne peut plus répondre assez rapidement aux variations du champ électrique. ε' est la partie réelle de la permittivité complexe $\underline{\varepsilon}$. L'indice r est normalement ajouté pour indiquer qu'il s'agit d'une permittivité relative à celle du vide (ε'_r), mais en pratique celui-ci est souvent omis [B.1].

- ✓ ε'' : Facteur de pertes diélectriques. Traduit les pertes diélectriques du matériau. Proportionnel à la quantité d'énergie perdue dans le milieu pendant un cycle $T = 2\pi/\omega$ du champ électrique. Cette grandeur varie avec la fréquence. Typiquement, elle passe par un maximum à la (aux) fréquence(s) caractéristiques de relaxation, et est tend vers zéro pour les fréquences inférieures et supérieures [B.1]. ε'' est la partie imaginaire de la permittivité complexe $\underline{\varepsilon}$ d'un diélectrique pur. Il peut arriver que le symbole soit utilisé pour désigner la partie imaginaire de la permittivité complexe d'un milieu mixte diélectrique/conducteur. Dans ce cas, elle inclut également les pertes ohmiques.
- ✓ $\sigma_d = \omega\varepsilon_0\varepsilon''$: Conductivité dynamique. Proportionnelle à la puissance dissipée dans un diélectrique pur. Traduit les pertes diélectriques. Dans un milieu à pertes, σ_d augmente avec la fréquence. Lorsque le facteur de pertes ε'' passe par un maximum, la conductivité dynamique σ_d croît pour atteindre un palier supérieur.
- ✓ $\sigma' = \sigma_d + \sigma$: Conductivité globale. Contribution globale des deux conductivités (statique et dynamique). Proportionnelle à la puissance totale dissipée dans un milieu mixte diélectrique/conducteur. Partie réelle de la conductivité complexe.
- ✓ σ'' : Partie imaginaire de la conductivité complexe. Traduit le facteur de proportionnalité entre le champ électrique appliqué et le courant de déplacement généré [B.1].
- ✓ $\underline{\sigma} = \sigma' + j\sigma''$: Conductivité complexe globale d'un milieu mixte diélectrique (à pertes) et conducteur. Caractérise complètement les propriétés électriques d'un matériau. Utilisé plutôt pour décrire un matériau à "tendance" conducteur.
- ✓ $\underline{\varepsilon} = \varepsilon' + j\frac{\sigma'}{\omega\varepsilon_0}$: Permittivité complexe globale d'un milieu mixte diélectrique (à pertes) et conducteur. Caractérise complètement les propriétés électriques d'un matériau. Contient les mêmes informations que la conductivité complexe σ . Utilisé plutôt pour décrire un matériau à "tendance" diélectrique [B.1].

- ✓ $\underline{\sigma}(\omega) = j\omega\varepsilon_0\underline{\varepsilon}(\omega)$: Relation liant la permittivité et la conductivité complexe [B.1].
- ✓ $Z = \frac{1}{\underline{\sigma}(\omega)}.K$: Impédance électrique complexe. Avec K le facteur géométrique de cellule en m^{-1} .

Annexe C

Principaux mécanismes de relaxations

Nous abordons ici les 3 principaux phénomènes de relaxation susceptibles d'être rencontrés dans les tissus biologiques, à savoir :

- ✓ Les relaxations dipolaires (ou relaxations d'orientation).
- ✓ Les relaxations d'interfaces ou relaxations dites de Maxwell-Wagner.
- ✓ Les relaxations des contre-ions.

C.1. Relaxation dipolaire

En présence d'un champ alternatif, les molécules polaires telles que les molécules d'eau ou certaines protéines, subissent une rotation. Cette rotation n'est pas instantanée et donc un phénomène de relaxation est inhérent à ce mouvement de charges. Debye [C.1] [C.2] décrit l'orientation des dipôles permanents (telles que les molécules d'eau) comme un phénomène purement visqueux, sans force de rappels, qui peut être approché par un système du premier ordre avec une constante de temps de relaxation τ donnée par [C.3] :

$$\tau = \frac{4\pi\eta a^3}{kT} \quad (\text{C.1})$$

Avec η la viscosité, a le rayon du dipôle, k la constante de Boltzmann et T la température.

Notons que la taille du dipôle considéré a une influence majeure dans la durée de relaxation. En effet, il apparaît avec une puissance 3 dans l'expression de la constante de temps de relaxation. Typiquement, l'orientation des molécules d'eau (eau pure) se produit avec des temps de relaxation de l'ordre de quelques picosecondes, soit de fréquences caractéristiques de relaxations voisines de 20 GHz. Pour comparaison, les protéines polaires présentes dans les tissus biologiques sont en général bien plus grandes que des molécules d'eau et les fréquences caractéristiques de relaxations sont alors bien plus faibles (quelques MHz)

C.2. Relaxation d'interface : effet Maxwell-Wagner

La relaxation d'interface appelée également *relaxation de Maxwell-Wagner* est un phénomène qui se produit dans les matériaux hétérogènes, plus précisément dans des matériaux où le courant doit traverser des interfaces séparant des milieux possédant des propriétés électriques différentes. Afin d'illustrer ce phénomène, considérons dans un premier temps un milieu

simple composé de deux couches juxtaposées (voir **Figure C.1**) de propriétés électriques différentes et indépendantes de la fréquence ($\varepsilon'' = 0 \rightarrow \sigma'' = \sigma$).

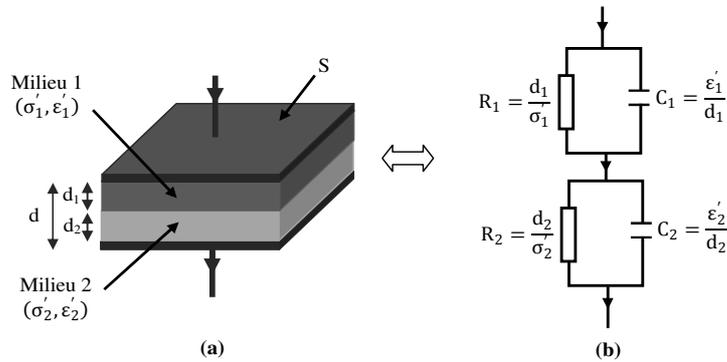


Figure C.1 – (a) Illustration de la relaxation d'interface de Maxwell-Wagner pour un modèle de matériau composé de deux couches de propriétés électriques différentes
(b) Modèle électrique équivalent

Supposons que l'ensemble soit soumis à un échelon de champ électrique. Initialement, si l'interface entre les deux milieux n'est pas chargée la loi de Poisson [C.4] impose que le déplacement électrique \vec{D} soit constant à l'interface et on peut donc écrire :

$$\vec{D} = \varepsilon_1' \vec{E}_1 = \varepsilon_2' \vec{E}_2 \quad (\text{C.2})$$

Les densités de courant des deux milieux peuvent alors être reliées par :

$$\frac{\vec{J}_1}{\vec{J}_2} = \frac{\sigma_1' \vec{E}_1}{\sigma_2' \vec{E}_2} = \frac{\sigma_1' \varepsilon_2'}{\sigma_2' \varepsilon_1'} \quad (\text{C.3})$$

Ainsi, si $\sigma_1' \varepsilon_2' \neq \sigma_2' \varepsilon_1'$, les densités de courant \vec{J}_1 et \vec{J}_2 ne sont pas égales. Ce déséquilibre entraîne une accumulation de charges à l'interface séparant les deux couches, ce qui entraîne l'apparition d'un dipôle induit à l'interface (polarisation d'interface). Ce processus d'accumulation n'est cependant pas instantané et prendra d'autant plus de temps que la différence entre \vec{J}_1 et \vec{J}_2 est grande. Le matériau est donc le siège d'une relaxation liée au retard d'accumulation des charges à l'interface. La permittivité complexe du mélange formé par les deux milieux peut être calculée en considérant le modèle électrique donné en **Figure C.1 - (b)**. Ce dernier représente les propriétés conductrices des milieux par $R_i = d_i/\sigma_i'$ et les propriétés diélectriques par $C_i = \varepsilon_i'/d_i$ (F/m^2), où i désigne le milieu (1 ou 2) et d_i l'épaisseur du milieu considéré [C.5] [A.3] [C.6]. L'admittance globale Y du mélange est donnée par :

$$Y = Y_1 + Y_2 \quad (\text{C.4})$$

Y_1 et Y_2 désignant les admittances de chaque couche obtenues par l'association en parallèle des éléments $R_1//C_1$ et $R_2//C_2$. La permittivité complexe globale de la double couche peut alors être déduite par la transformation suivante :

$$\underline{\varepsilon}(\omega) = \frac{\underline{\sigma}(\omega)}{j\omega\varepsilon_0} = \frac{S}{d} \cdot \frac{\underline{Y}}{j\omega\varepsilon_0} = \frac{S}{d} \cdot \frac{Y_1 + Y_2}{j\omega\varepsilon_0} \quad (\text{C.5})$$

En remplaçant Y_1 et Y_2 par leurs expressions fonctions des propriétés intrinsèques de chaque milieu ($\sigma'_i, \varepsilon'_i, d_i$) et en développant le calcul on obtient pour la permittivité complexe une expression identifiable à l'équation de Debye améliorée avec les paramètres caractéristiques suivants :

$$\sigma = \frac{d\sigma'_1\sigma'_2}{d_2\sigma'_1 + d_1\sigma'_2} \quad (\text{C.6})$$

$$\tau = \frac{\varepsilon'_1 d_2 + \varepsilon'_2 d_1}{d_2\sigma'_1 + d_1\sigma'_2} \quad (\text{C.7})$$

$$\varepsilon_s = \frac{d(\varepsilon'_1 d_1 \sigma'^2_2 + \varepsilon'_2 d_2 \sigma'^2_1)}{(d_2\sigma'_1 + d_1\sigma'_2)^2} \quad (\text{C.8})$$

$$\sigma = \frac{d\varepsilon'_1\varepsilon'_2}{d_2\varepsilon'_1 + d_1\varepsilon'_2} \quad (\text{C.9})$$

Ainsi, il apparaît que la permittivité complexe du mélange des deux couches présente un comportement dispersif avec la fréquence assimilable au modèle de relaxation du premier ordre de Debye (mais sans relation avec la relaxation dipolaire) alors que les propriétés des deux milieux sont indépendantes de la fréquence. Les paramètres caractéristiques de cette relaxation dépendant des propriétés du mélange, à savoir de la permittivité et la conductivité de chaque milieu et de leur épaisseur. Bien sur, si les milieux possèdent eux-mêmes des propriétés dispersives (dus à une relaxation dipolaire par exemple), les phénomènes sont cumulables, et le mélange présentera plusieurs relaxations distinctes. Il est également possible d'étendre ce modèle à un nombre de couches n en combinant deux à deux successivement les différentes couches [C.7], la relaxation serait alors caractérisée par une distribution de $n-1$ constantes de temps.

C.3. Relaxation des contres-ions

Ce processus de relaxation est lié à la diffusion ionique dans les doubles couches adjacentes aux surfaces chargées. La relaxation est liée à un processus de diffusion et non de migration comme c'est le cas pour la relaxation interfaciale de Maxwell-Wagner (voir Annexe C.2). De nombreux auteurs ont reporté l'existence de tels phénomènes dans des milieux comportant des surfaces chargées tels que : des émulsions [C.8] [C.9], des suspensions de sphères en polystyrène [C.10], des micro-organismes [C.11] et dans de longues macromolécules comme l'ADN [C.12]. La première théorie permettant de décrire ce phénomène fut donné par

Schwarz en 1962 [C.13]. Même si son approche repose sur plusieurs approximations et suppositions, elle reste la seule largement utilisée par les expérimentalistes pour interpréter leurs résultats. Le modèle considère le cas d'une sphère de rayon a sur laquelle est attachée une couche de contre-ions absorbés de densité surfacique de charges δ_0 (m^{-2}). La double couche est supposée très fine par rapport au diamètre de la sphère. Selon Schwartz, la permittivité complexe de la sphère homogène équivalente est alors donnée par :

$$\varepsilon_p = \varepsilon_b + \frac{1}{1 + j\omega\tau} \cdot \frac{e_0^2 \delta_0 a}{\varepsilon_0 kT} \quad (\text{C.10})$$

où ε_b est la permittivité du matériau composant la sphère, e_0 la charge du contre-ion, et est τ la constante de temps de relaxation donnée par :

$$\tau = \frac{e_0 a^2}{2\mu kT} \quad (\text{C.11})$$

Avec μ la mobilité surfacique des contre-ions (en $m^2/(V \cdot s)$). La permittivité complexe globale d'une suspension de sphères en utilisant ce modèle peut alors être calculée en utilisant la théorie des mélanges de Maxwell-Wagner (voir Annexe C.2), ce qui permet d'obtenir la chute de permittivité obtenue dans une suspension de sphère de fraction volumique p :

$$\Delta\varepsilon = \frac{9p}{(2+p)^2} \frac{e^2 a q_{sn}}{kT} \quad (\text{C.12})$$

D'autres modèles ont été développés pour décrire ce type de relaxation. Des informations plus détaillées pourront être trouvées dans [C.3] [C.7] [A.3]. Dans les milieux biologiques, les surfaces des membranes cellulaires sont hautement chargées, et donc la relaxation liée à la diffusion des nuages de contre ions présents à la périphérie des cellules est souvent dominante en basses fréquences (dispersion α).

Références bibliographiques des Annexes

- [A.1] A. Aurengo, B. Auvert, F. Grémy, F. Leterrier, and T. PetitClerc. Biophysique. François Grémy, flammarion, medecine sciences, 1982.
- [A.2] JR Magné. and RM Magné-Marty. Biophysique, Physico-chimie / Physique. Edition Marketing, 1991.
- [A.3] S. Grimnes and OG Martinsen. Bioimpedance & Bioelectricity basics. Academic press, 2000.
- [B.1] C. Margo, Microspectrométrie d'impédance basses fréquences : application à la mesure de milieux biologiques, thèse de doctorat de l'université Henri Poincaré, Nancy 1, spécialité Instrumentation et Micro-Electronique, 8 juillet 2009.
- [C.1] Peter Debye. Polar molecules. The chemical catalog Company, New York" 1929.
- [C.2] H. Frölich. Theory of dielectrics. Oxford University Press, 1949.
- [C.3] K.R. Foster and H.P. Schwan. Dielectric properties of tissues. Handbook of biological effects of electromagnetic fields, pages 25–102, 1996.
- [C.4] J. Ph. Pérez, R. Carles, and R. Fleckinger. Electromagnétisme, Vide et milieux matériels. Masson, 1990.
- [C.5] Bernard Rigaud, Jean-Pierre Morucci, and Nicolas Chauveau. Bioelectrical Impedance techniques in Medicine, Part1 : Bioimpedance measurements, Second section : Impedance spectrometry, volume 24/ Issues 4-6. 1996.
- [C.6] OG Martinsen, S. Grimnes, and HP Schwan. Interface phenomena and dielectric properties of biological tissue. Encyclopedia of Surface and Colloid Science, pages 2643–52, 2002.
- [C.7] Herman P. Schwan. Electrical properties of tissue and cell suspensions, volume 5, pages 147–209. Academic Press Inc, New York"1957.
- [C.8] S. S Dukhin. Dielectric properties of disperse systems. Surface Colloids Science, 3:83, 1971.
- [C.9] T. Hanai and P. Sherman. Electrical properties of emulsions. Emulsion Science : Philip Sherman, page 353, 1968.
- [C.10] H. P Schwan and H. J Morowitz. Electrical properties of the membranes of the pleuro-pneumonia-like organism a5969. Biophys. J, 2 :295, 1962.
- [C.11] C. W Einolf and E. L Cartensen. Passive electrical properties of microorganisms, v. low frequency dielectric dispersion in bacteria. Biophys. J, 13 :8, 1973.
- [C.12] M. Mandel. Dielectric properties of charged linear macromolecules with particular reference to dna. Ann. N. Y Acad. Sci., 303 :74, 1977.

- [C.13] G. Schwarz. A theory for the low frequency dielectric dispersion of colloidal particles in electrolyte solution. *J. Phys. Chem*, 66 :2636, 1962.
- [C.14] K.R. Foster and H.P. Schwan. Dielectric properties of tissues. *Handbook of biological effects of electromagnetic fields*, pages 25–102, 1996.
- [C.15] H. Pauly and H.P. Schwan. Über die impedanz einer suspension von kugelförmigen teilchen mit einer schale. *Z. Naturforsch*, 14B :125–131, 1959.

Résumés

Résumé

Dans ce travail, une contribution a été menée dans un premier temps à la modélisation de résonateurs patches rectangulaires (RPR) insérés dans des structures à multicouches diélectriques. Dans ce contexte, nous présenterons la formulation mathématique du RPR. Partant des équations de Maxwell avec les conditions électromagnétique (EM) aux frontières de la structure, nous avons déterminé l'expression du champ électrique. Les inconnues sont les densités de courant électrique sur la plaque conductrice modélisés selon trois types de fonctions de bases (le polynôme de Chebyshev avec conditions de bord et les fonctions de base sinusoïdales avec et sans conditions de bord). L'utilisation de la méthode des moments (MoM) via la procédure de Galerkin nous a permis de discrétiser et de résoudre l'équation intégrale, couplée avec le tenseur spectral de Green de forme diagonale. Les solutions aux valeurs propres sont les valeurs qui annulent le déterminant de la matrice \bar{B} suivant les directions $[x,y]$ où \bar{B} est la matrice qui relie les coefficients de la décomposition de la densité de courant surfacique du résonateur dans le domaine spectral. Deux logiciels EM du commerce HFSS et CST ont été utilisés pour simuler les prototypes RPR proposés. L'exactitude des résultats obtenus est évaluée utilisant quatre prototypes opérant aux alentours de 6 GHz, tenant compte seulement de la fréquence de résonance du mode fondamental. Le modèle théorique est comparé aux simulations. La réalisation et une étude expérimentale des prototypes RPR proposés avec et sans superstrat ont été traités, les critères du RPR ont été établis théoriquement et expérimentalement, afin d'utiliser ces structures dans des perspectives futures comme capteur électromagnétique pour la caractérisation de différents superstrats.

En un second temps, notre travail a été consacré à l'application des prototypes proposés comme capteur EM pour la détermination des caractéristiques électrique de différents matériaux biologiques. Des mesures et simulations EM avec HFSS ont été traitées sur les RPR proposés avec divers superstrats biologiques afin de déterminer leurs constantes diélectriques ainsi que leurs facteurs de pertes.

Mots clés: Résonateur Patch Rectangulaire (RPR), Méthode des Moments (MoM), simulations EM, contrôle non destructif, tissus biologiques, capteur EM, caractérisations de matériaux biologiques.

Abstract

This work of thesis has for objective the study of a sensor with planar resonator for applications in the non-destructive control. In this context, two approaches were defined in this work. In a first part, a conception, a modelling, a simulation with commercial softwares (HFSS, CST), a realization and measurements were treated on rectangular patch resonators (RPR). Several prototypes mono and bi-layers were designed for this interest with various thicknesses of the substrate / superstrate and with two materials (Duroid and epoxy glass). The RPR formulation equation of proposed model was treated. RPRs have been studied extensively using rigorous full-wave analysis and various types of current expansion functions. The proposed theoretical analysis is based on the Method of Moment (MoM) which is considered as a standard procedure to solve problems such as the fundamental quantity of interest, namely the electric current distribution on the patch surface, from which all the other required resonator parameters can be obtained. In the literature, three types of entire domain basis functions are widely used to expand the patch currents. While, the first two types of basis functions involve a set of sinusoidal cavity modes without edge conditions (sbf-wo-ec) and with edge conditions (sbf-w-ec), and in order to incorporate the edge conditions (cp-ec), the third one consists of

Chebyshev polynomials combinations with weighting factors. The theoretical model is hence based on the moment method of via the approach of Galerkin, in which three types of basis functions are used. These last ones as well as the Green Dyadic spectral functions are efficiently implanted with compact Fortran 90 codes . Two EM commercial software HFSS and CST was used to validate the proposed RPR prototypes. The exactness of the obtained results is estimated using four prototypes operating near 6 GHz, taking into account only the fundamental mode resonant frequency. The theoretical model is compared with the simulations and the measurement results. The second approach of this thesis will be focused on the characterization of biological materials using the RPR prototypes proposed as applicator in the non-destructive control and the medical domain to find the abnormalities of these tissues such as: eczema, psoriasis, cancer, etc. Our center of interest will be managed towards the dielectric properties of the biological material to extract the relative permittivity and the loss factor. Measurements were made in the laboratoire d'Electronique et d'Electromagnétisme (L2E) on several samples (liver, fat, chicken, butter, foie gras, etc.), in order to extract the resonant frequency, the reflection coefficient S_{11} and the quality factor who will allow us afterward to calculate the loss factor and the permittivity of every sample and consequently to characterize the dielectric biological material.

Keywords: Rectangular Patch Resonator (RPR), Moment Method (MoM), EM simulations, non-destructive control, biological tissues, EM sensor, characterizations of biological materials.

ملخص

تهدف هذه الأطروحة لدراسة ملتقط اعتمادا على رنان مستوي لتقديم الطلبات في اختبار غير تدميري. في هذا السياق، تم تحديد منهجين. في الجزء الأول، تم تجهيز التصميم، والنمذجة والمحاكاة مع البرمجيات التجارية HFSS و CST، الإدراك والقياسات على رنان ذو صفيحة ناقلة مستطيلة. وقد تم تصميم عدة نماذج أحادية وثنائية الطبقات ذات اسماك مختلفة للركيزة و الطبقة العلوية باستخدام اثنين من المواد Duroid وزجاج الايبوكسي. وقد تم تجهيز المعادلة الرسمية للطراز المقترح. بدءا من معادلات ماكسويل مع الظروف الكهرومغناطيسية على الحدود للهيكل ، عازمون على التعبير عن الحقل الكهربائي. والمجهولة هي كثافة التيار الكهربائي باستخدام ثلاثة أنواع من الدوال الأساسية و المتمثلة في دوال جيبيية بشروط الحواف وبدونها و أخيرا بطريقة تشبيهاشاف بشروط الحدود. باستخدام طريقة العزوم باستخدام الإجراء Galerkin سمح لنا بتقسيم المجال وحل المعادلة، مقترنة بالطونوسور الطيفي Green على شكل مائل. حلول للقيم الذاتية هي القيم التي تبطل المحدد للمصفوفة \bar{B} الاتجاهات التالية [س ، ص] حيث \bar{B} هو الذي يربط مصفوفة معاملات التحلل من الكثافة السطحية الحالية للرنان في المجال الطيفي. ويستند هذا النموذج النظري على طريقة العزوم باستخدام النهج Galerkin، التي تستخدم فيها ثلاثة أنواع من الدوال الأساسية. وتنفذ على نحو فعال وظائف هذه الأخيرة، فضلا عن الديناميكية الطيفية Green مع رموز منظم المضغوط في فورتران 90 . واستخدمت اثنين من البرمجيات التجارية الكهرومغناطيسية HFSS و CST لمحاكاة نماذج الرنان المقترحة. ويتم تقييم مدى دقة النتائج من خلال أربعة نماذج تعمل على حوالي 6 GHz، مع الأخذ بعين الاعتبار فقط تردد الرنين للوضع الأساسي. تم كذلك مقارنة بين النموذج النظري مع نتائج المحاكاة والقياس. ويركز المنهج الثاني من هذه الأطروحة على توصيف المواد البيولوجية باستخدام النموذج المقترح على النحو قضيبي في الاختبار الغير تدميري وفي المجال الطبي حيث كانت مثيرة للاهتمام لتحديد الحالات الشاذة من هذه الأنسجة مثل الأكرزما ، والصدفية، والسرطان ، الخ. وتم توجيه تركيزنا على خصائص عازلة من المواد البيولوجية من أجل استخراج السماحية النسبية وعامل الخسارة. أجريت قياسات لدينا في مخبر الإلكترونيك والكهرومغناطيسية (L2E) على عينات عديدة(الكبد ، والدهون ، والدجاج ، والزبدة ، وفطيرة فوا جرا، الخ..) حصلنا على تردد الرنين، و معامل الانعكاس S_{11} وعامل الجودة مما سمح لنا بعد ذلك لحساب معامل السماحية وعامل الخسارة لكل عينة. وأخيرا وجدت أنه من السهل علينا توصيف المواد البيولوجية.

الكلمات الرئيسية: صفيحة ناقلة مستطيلة ، طريقة العزوم ،المحاكاة الكهرومغناطيسية ، اختبار غير تدميري ، الأنسجة البيولوجية، ملتقط كهرومغناطيسي، توصيف المواد البيولوجية.

Résumé:

Ce travail de thèse a pour objectif l'étude d'un capteur à base de résonateur planaire pour applications au contrôle non destructif (CND). Dans ce contexte, deux approches ont été définies dans ce travail. Dans une première partie, une conception, une modélisation, une simulation avec des logiciels du commerce (HFSS, CST), une réalisation et des mesures ont été traitées sur des résonateurs patchs rectangulaires (**RPR**). Plusieurs prototypes mono et bicouches ont été conçus pour cet intérêt avec différentes épaisseurs du substrat/superstrat et avec deux matériaux (Duroid et verre époxy). Une mise en équation du modèle proposé **RPR** a été traitée. Deux logiciels EM du commerce HFSS et CST ont été utilisés pour simuler les prototypes RPR proposés. L'exactitude des résultats obtenus est évaluée moyennant quatre prototypes opérant aux alentours de 6 GHz, tenant compte seulement de la fréquence de résonance du mode fondamental. Le modèle théorique est comparé aux simulations et aux résultats des mesures. La seconde approche de cette thèse sera focalisée sur la caractérisation de matériaux biologiques utilisant les prototypes **RPR** proposés comme applicateur dans le contrôle non destructif ainsi que dans le domaine médical où il s'est avéré intéressant de localiser les anomalies de ces tissus tels que : eczéma, psoriasis, cancer, etc. Notre centre d'intérêt sera dirigé vers les propriétés diélectriques du matériau biologique afin d'en extraire la permittivité relative et le facteur de perte. Nos mesures ont été faites au laboratoire d'Electronique et d'Electromagnétisme (L2E) sur plusieurs échantillons (foie, graisse, poulet, beurre, foie gras, etc.). Nous avons obtenu la fréquence de résonance, le coefficient de réflexion S_{11} et le facteur de qualité qui nous ont permis par la suite de calculer le facteur de perte et la permittivité de chaque échantillon. Enfin il nous a été facile de caractériser le matériau biologique diélectrique.

Mots clés : RPR, simulations EM, CND, tissus biologiques, capteur EM, caractérisations de matériaux biologiques.

Abstract:

This work of thesis has for objective the study of a sensor with planar resonator for applications in the non-destructive control (CND). In this context, two approaches were defined in this work. In a first part, a conception, a modelling, a simulation with commercial softwares (HFSS, CST), a realization and measurements were treated on rectangular patch resonators (**RPR**). Several prototypes mono and bi-layers were designed for this interest with various thicknesses of the substrate / superstrate and with two materials (Duroid and epoxy glass). The **RPR** formulation equation of proposed model was treated. Two EM commercial software HFSS and CST was used to validate the proposed RPR prototypes. The exactness of the obtained results is estimated using four prototypes operating near 6 GHz, taking into account only the fundamental mode resonant frequency. The theoretical model is compared with the simulations and the measurement results. The second approach of this thesis will be focused on the characterization of biological materials using the **RPR** prototypes proposed as applicator in the non-destructive control and the medical domain to find the abnormalities of these tissues such as: eczema, psoriasis, cancer, etc. Our center of interest will be managed towards the dielectric properties of the biological material to extract the relative permittivity and the loss factor. Measurements were made in the laboratoire d'Electronique et d'Electromagnétisme (L2E) on several samples (liver, fat, chicken, butter, foie gras, etc.), in order to extract the resonant frequency, the reflection coefficient S_{11} and the quality factor who will allow us afterward to calculate the loss factor and the permittivity of every sample and consequently to characterize the dielectric biological material.

Keywords: RPR, EM simulations, CND, biological tissues, EM sensor, characterizations of biological materials.