

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE FARHAT ABBAS-SETIF
UFAS (ALGERIE)**

MEMOIRE

**Présenté à la Faculté de Technologie
Département d'électronique**

Pour obtention du Diplôme de

MAGISTER

Par

M^{me} BELHIRECH Houda

THEME

**LES DIFFERENTES TECHNIQUES D'INVESTIGATION
DES PROPRIETES DIELECTRIQUES DES SUBSTANCES
BIOLOGIQUES EN HYPERFREQUENCES**

Soutenu le 04 / 05 / 2011 devant la commission d'examen :

Mr. A. ZEGADI

Mr. N. BOUZIT

Mr. F. DJAHLI

Mr. N. BOUROUBA

Mr. A. MERZOUKI

Prof. Université de Sétif

Prof. Université de Sétif

Prof. Université de Sétif

M.C. Université de Sétif

Prof. Université de Sétif

Président

Examineur

Examineur

Examineur

Rapporteur

Remerciements

Avant tout, je remercie le bon Dieu qui m'aide à accomplir ce travail dans de bonnes conditions.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements, avec beaucoup de respect et de confiance, à mon encadreur le Professeur MERZOUKI Abdelaziz pour m'avoir proposé ce sujet, pour son aide, ses conseils, qu'il n'a cessé de me prodiguer tout au long de la réalisation de ce travail.

Je tiens à remercier également Monsieur A. ZEGADI, Professeur à l'université de Sétif, de m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider mon jury de thèse.

Je remercie tous particulièrement Monsieur N. BOUZIT, F. DJAHLI, Professeurs à l'université de Sétif, et N. BOUROUBA, Maître de Conférences à l'université de Sétif, qui ont accepté de juger mon travail.

A mes parents, mes frères et soeurs, j'adresse mes vifs remerciements.

J'adresse mes remerciements les plus chaleureux à mon époux pour son encouragement et son aide.

Je ne pourrais oublier de remercier le Docteur YAKHLAF Nabil pour son aide dans la partie de simulation.

Dédicace

A mes parents et toute ma famille

A mon époux et sa famille

A ma fille Nada

Notations principales

Constantes

q	Charge électrique (C)
ϵ_0	Permittivité diélectrique du vide (= $8.854 \cdot 10^{-12}$ F/m)
μ_0	Perméabilité magnétique du vide (= $4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m)
Z_0	Impédance du câble coaxial = 50 (Ω)
c	Vitesse de la lumière dans le vide (= $3 \cdot 10^8$ m/s)

Grandeurs vectorielles

J	Densité de courant (A/m ²)
F	Force électrique (N)
E	Champ électrique (V/m)
D	Induction électrique (C/m ²)
P	Vecteur polarisation (C/m)
H	Champ magnétique (A/m)
B	Induction magnétique (T)

Grandeurs scalaires

σ	Conductivité électrique (S/m)
ϵ	Permittivité diélectrique absolue (F/m)
ϵ_r	Permittivité diélectrique relative (= ϵ/ϵ_0)
τ	Temps de relaxation
ω	Pulsation $\omega = 2\pi f$
f	Fréquence (Hz)
μ	Perméabilité magnétique absolue (H/m)
μ_r	Perméabilité magnétique relative (= μ/μ_0)
a	Rayon du conducteur intérieur de la ligne coaxiale
b	Rayon du conducteur extérieur de la ligne coaxiale
d	L'épaisseur de l'échantillon
γ	Coefficient de propagation

λ	Longueur d'onde (m)
ρ	Coefficient de réflexion
Z	Impédance caractéristique (Ω)
C	Capacité (F)
L	Inductance (H)
G	Conductance (Siemens =1/ Ω)
Y	Admittance (S)
Γ	Module du coefficient de réflexion
Θ	La phase du coefficient de réflexion

Abréviations

<i>TDS</i>	Spectroscopie temporelle (Time Domain Spectroscopy)
<i>TDR</i>	Réfectométrie temporelle (Time Domain Reflectometry)
<i>PNA</i>	Perfect Network Analyser
<i>DST</i>	Dispositif Sous Test
<i>OSLT</i>	Open Short Load Thru
<i>TRL</i>	Thru Reflect Line
<i>TEM</i>	Onde Transverse ElectroMagnétique
<i>CST</i>	Computer Simulation Technology
<i>FIT</i>	Finit Integration Technique
<i>OD</i>	Outer Diameter

Résumé

La caractérisation électromagnétique des matériaux biologiques est une activité croissante avec de nombreuses applications de diagnostic, de dosimétrie électromagnétique et de la bioélectromagnétisme. La détermination en hyperfréquence des caractéristiques électromagnétiques de la matière peut se faire moyennant différentes techniques qui dépendent de plusieurs paramètres tels que la gamme de fréquence considérée, la forme et la taille de l'échantillon, etc, et exigent une instrumentation spécifique tel que l'analyseur de réseaux lorsqu'on fait des mesures en domaine fréquentiel et le spectromètre en domaine temporel.

Notre travail s'intéresse à l'étude de différentes techniques utilisées dans la caractérisation des matériaux biologiques. En effet, la grandeur physique considérée dans cette thèse est la permittivité diélectrique complexe et nous nous intéresserons aux propriétés *électriques* du matériau biologique (conductivité, σ), qui sont fonction de la fréquence du champ électromagnétique appliqué d'une part et d'autre part de paramètres physiques et physiologiques du matériau à tester.

Mots clés :

Matériaux biologiques, permittivité diélectrique, mesure de la permittivité, ligne de transmission, sonde coaxiale.

Abstract

The electromagnetic characterization of biological materials is an increasing activity with many applications of diagnostic, electromagnetic dosimetry and bioelectromagnetism. The determination in ultra high frequency of the electromagnetic characteristics of the matter can be done with the help of various techniques which depend on several parameters such as the frequency band considered, the shape and the size of sample..., and require a specific instrumentation such as the networks analyzer when we makes measurements in frequential domain and the spectrometer in temporal domain.

Our work is interested in the study of various techniques used in the characterization of biological materials. Indeed, the physical parameter considered in this thesis is the complex dielectric permittivity and we will be interested in the *electric* properties of biological material (conductivity, σ) which are a function of the frequency of the electromagnetic field applied on the one hand and on the other hand of the physical and physiological parameters of material to be tested.

Key words:

Biological materials, dielectric permittivity, measurement of permittivity, transmission line, coaxial probe.

Sommaire

Introduction générale.....	1
-----------------------------------	----------

Chapitre1 : Rappels sur les matériaux biologiques

Introduction.....	3
1.1 Notions fondamentales.....	3
1.1.1 Milieu conducteur.....	3
1.1.2 Milieu diélectrique	4
1.1.3 Milieu diélectrique à perte.....	6
1.1.4 Phénomènes de relaxation.....	7
1.1.5 Conductivité complexe.....	8
1.2 Propriétés électriques des milieux biologiques.....	11
1.2.1 Interaction entre onde et matière	11
1.2.2 Structure et composition.....	12
1.2.3 Propriétés électriques.....	13
1.2.4 Relaxations électriques des matériaux biologiques.....	14
1.3 Difficultés de la caractérisation électrique des milieux biologiques.....	16
1.3.1 Conditionnement de l'échantillon.....	16
1.3.2 Différence entre espèce.....	16
1.3.3 Impédance d'interface	17
1.3.4 Absence d'une échelle spécifique.....	17
1.4 Paramètres influant sur les caractéristiques électriques des milieux biologiques...18	
Conclusion.....	19

Chapitre 2 : Modélisation des propriétés électriques des matériaux biologiques

Introduction	20
2.1 Formulations analytiques des spectres.....	20
2.1.1 Modèle de <i>Debye</i>	21
2.1.2 Modèle de <i>Cole-Cole</i>	23
2.1.3 Modèle de <i>Davidson-Cole</i>	24

2.2 Modélisation des propriétés électriques de quelques matériaux biologiques.....	27
2.2.1 Modélisation des propriétés électriques de l'eau.....	27
2.2.2 Modélisation des propriétés électriques du sang	29
2.2.3 Modélisation des propriétés électriques des Os.....	31
2.2.4 Modélisation des propriétés électriques de cerveau	35
2.2.5 Discussion des résultats.....	38
Conclusion.....	39

Chapitre 3 : dispositif expérimental et techniques de mesure

Introduction.....	40
3.1 Time Domain Spectroscopy (TDS).....	41
3.2 Dispositif et techniques de mesure en domaine fréquentiel.....	41
3.2.1 Dispositif expérimental.....	41
3.2.1.1 Analyseur de réseau.....	41
3.2.1.1.1 Schéma bloc d'un analyseur de réseau.....	42
3.2.1.1.2 Principe de mesure.....	43
3.2.1.1.3 Les erreurs de mesures.....	45
3.2.1.1.4 Calibrage.....	47
3.2.2 Techniques de mesure des propriétés électriques.....	49
3.2.2.1 Méthodes en espace Libre.....	49
3.2.2.2 Méthodes en cavité résonante.....	50
3.2.2.3 Méthodes de propagation guidée.....	51
3.2.2.3.1 Méthodes à transmission.....	52
3.2.2.3.2 Méthodes de mesure par sonde ouverte.....	55
Conclusion.....	56

Chapitre 4 : Techniques de mesure : étude et résultats de simulation

Introduction	58
4.1 Outil de simulation.....	58
4.2 Cellule de mesure en réflexion-transmission	60
4.2.1 Principe de la méthode.....	60
4.2.2 Simulation de la cellule de transmission coaxiale.....	63

4.2.2.1 Structure de simulation	63
4.2.2.2 Résultats de simulation.....	64
4.2.2.3 Discussion des résultats.....	67
4.3 Cellule constitué d'une transition entre une ligne coaxiale et un guide cylindrique.....	70
4.3.1 Présentation de la cellule.....	70
4.3.2 L'extraction des paramètres électriques du matériau.....	71
4.3.3 Structure de simulation.....	73
4.3.4 Résultats de simulation.....	73
4.4 Méthode de mesure par sonde coaxiale.....	76
4.4.1 Présentation de la sonde coaxiale affleurante	77
4.4.2 Modèle d'extraction des paramètres électrique du matériau.....	77
4.4.3 L'épaisseur de matériau.....	81
4.4.4 Structure de simulation.....	81
4.4.5 Résultats de simulations.....	83
Conclusion.....	87
Conclusion générale.....	89

Introduction Générale

Depuis le début du $XX^{ième}$ siècle, l'usage de l'électricité n'a cessé d'augmenter. Les réseaux de transport et de distribution de l'énergie électrique se sont développés et densifiés pour répondre aux besoins des villes, des industries et des foyers. Les transports urbains et inter-urbains, l'éclairage public, les machines et les procédés industriels, les appareils électro-ménagers, électroniques et de télécommunication utilisent l'énergie électrique. Tous ces dispositifs constituent des sources de rayonnements électromagnétiques de puissances et de fréquences très diverses. Ces sources artificielles, ainsi que des sources naturelles, conditionnent notre environnement électromagnétique. Il est donc légitime de s'interroger sur les éventuels effets sur la santé que cette exposition croissante pourrait générer.

L'interaction de ces rayonnements et la matière biologique fait l'objet de nombreux travaux de modélisation expérimentale et théorique. Ces deux objectifs passent par la détermination des propriétés électromagnétiques du milieu de propagation. La connaissance de ces paramètres, permittivité diélectrique et conductivité électrique, est déterminante en dosimétrie électromagnétique ou pour la distribution du champ électrique et/ou magnétique au sein du tissu cible. Les problèmes de santé publique liés à la présence de champs électromagnétiques constituent un autre aspect applicatif.

Que ce soit dans le but de faire du traitement ou du diagnostic médical, d'étudier les effets possibles sur la santé, ou de définir des normes, il est nécessaire de mesurer les propriétés diélectriques (ou électrique) macroscopiques des tissus qui constituent le corps humain.

Différentes méthodes ont été développées depuis les années 60 afin d'étudier les phénomènes d'interaction onde-matière aux fréquences micro-ondes. Les techniques employées diffèrent selon la gamme de fréquences exploitée, les propriétés du matériau étudié, et l'état physique du matériau (solide, liquide).

Les valeurs répertoriées ainsi que les mesures réalisées par *Gabriel* (1996) [14], concernent environ 30 tissus différents, restent aujourd'hui la principale référence pour la conductivité et la permittivité des tissus humains et animaux.

En effet, quelle que soit la technique utilisée, la caractérisation peut se faire dans le domaine fréquentiel ou temporel.

Dans le domaine fréquentiel le principe consiste à faire propager dans le matériau à tester une onde sinusoïdale de fréquence variable et de mesurer les paramètres intéressants pour remonter vers leurs caractéristiques électriques. Dans le domaine temporel le signal propagé est un échelon de tension de temps de montée très bref. Les caractéristiques électriques du matériau à étudier peuvent être extraites à partir de l'analyse du signal temporel réfléchi qui se fait moyennant des techniques de déconvolution et de transformation de Fourier.

L'objet de notre travail consiste à étudier les différentes techniques de caractérisation des propriétés électriques des matériaux biologiques, et pour cela le travail est divisé en deux grandes parties:

De manière à mettre en évidence les particularités des matériaux biologiques d'un point de vue électromagnétique, le premier chapitre présente une description sommaire de la structure, de la composition et des propriétés électriques des matériaux biologiques, ainsi que les difficultés de leurs caractérisations électriques.

De manière à faciliter l'exploitation des valeurs de conductivité et de permittivité issues de mesures, plusieurs modèles ont été généralement utilisés pour représenter leurs variations en fonction de la fréquence, le deuxième chapitre s'intéresse donc à la modélisation des propriétés électriques des matériaux biologiques.

La mesure des propriétés électriques des matériaux biologiques peut être exécutée par de nombreuses méthodes utilisant diverses dimensions et formes de l'échantillon à tester. La plupart des mesures dans le passé ont été effectuées dans le domaine de fréquence, mais plus récemment également dans le domaine temporel ou la spectroscopie en domaine du temps (TDS). Nous choisissons de travailler en domaine fréquentiel, pour cela nous donnons dans le troisième chapitre : une description générale de dispositif expérimental et de différentes techniques de caractérisation électrique. Et ce n'est que dans le quatrième chapitre que nous faisons l'étude (avec une simulation numérique sur *CST : Computer Simulation Technology*) de certaines méthodes de caractérisation des matériaux biologiques.

Pour terminer l'étude, une conclusion générale portera sur la synthèse du travail mené, et des perspectives d'avenir pouvant contribuer dans l'amélioration de la caractérisation des matériaux biologiques.

Chapitre 1

Rappels sur les matériaux biologiques

Introduction

Avant d'aborder la mesure des propriétés diélectriques des tissus biologiques, il est utile de rappeler quelques notions fondamentales relatives aux propriétés diélectriques de la matière. En particulier, les notions de courant de déplacement, de permittivité complexe, de relaxation et de dispersion sont exposées le plus simplement possible afin de conférer au chapitre un caractère didactique. Dans un premier temps, ces notions sont présentées dans le cadre des matériaux diélectriques en général. Elles sont alors reprises en vue d'une description plus spécifiquement orientée vers le comportement diélectrique des tissus biologiques.

1.1 Notions fondamentales

1.1.1 Milieu conducteur

Dans les milieux contenant des charges libres (électrons dans les métaux, ions dans les électrolytes) l'application d'un champ électrique produit une force sur chacune des charges q suivant la relation (1.1) [1] :

$$\vec{F} = q \cdot \vec{E} \quad (1.1)$$

Sous l'action de cette force, les charges libres se déplacent suivant la direction du champ électrique. Ce mouvement se traduit à l'échelle macroscopique par l'apparition d'un courant dont la densité est liée au champ électrique par la relation suivante:

$$\vec{J}_c = \sigma \cdot \vec{E} \quad (1.2)$$

Cette relation, ou la loi d'Ohm, définit la conductivité électrique σ exprimée en Siemens par mètre ($S \cdot m^{-1}$) comme étant le facteur de proportionnalité entre densité de courant et champ électrique. Le courant résultant du déplacement des charges libres est appelé courant de conduction. Les milieux ne comportant pas de charges libres ne peuvent être le siège d'aucun courant de conduction et à ce titre sont qualifiés d'isolant.

1.1.2 Milieu diélectrique

Les milieux isolants, (ou diélectriques) ne peuvent par définition être le siège d'un courant de conduction. Cependant, comme toute matière, ces milieux sont formés de charges positives et négatives liées à l'intérieur d'atomes et de molécules. Pour certaines de ces molécules (comme l'eau), le centre de gravité des charges positives ne coïncide pas avec celui des charges négatives. Il en résulte l'apparition d'un dipôle électrique qualifié de permanent car intrinsèque au milieu considéré.

Des dipôles induits sont par ailleurs créés au sein d'un diélectrique par l'application d'un champ électrique dont l'action développe une force, identique à celle produisant un courant dans les conducteurs, entraînant une migration des charges liées positives et négatives présents dans les molécules.

Un dipôle, qu'il soit permanent ou induit, est caractérisé par son moment dipolaire dont l'amplitude est le produit de la charge q par la distance d séparant ses pôles $p = q \cdot d$ [2].

Par nature, les dipôles induits sont alignés sur le champ \vec{E} les créant. Si un tel champ est appliqué à un milieu comportant des dipôles permanents, ces derniers s'alignent suivant les lignes de champ en raison de leurs moments dipolaire (création d'un couple de forces). Cette orientation des dipôles suivant une direction privilégiée entraîne la polarisation du milieu soumis au champ électrique \vec{E} .

Dans un volume dv en principe infinitésimal mais supposé tout de même assez grand pour contenir un nombre élevé de dipôle, on peut définir une densité de moment dipolaire

P (ou Polarisation) faisant ainsi le passage d'un ensemble de dipôles discrets à une distribution continue de moment dipolaire. Si dp est la somme vectorielle des moments dipolaires contenus dans dv :

$$P = \frac{dp}{dv} \quad (1.3)$$

Le déplacement électrique \vec{D} , effet du champ électrique sur la matière, est alors défini par:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (1.4)$$

Où $\varepsilon_0 = 8.854.10^{-12} F/m$ est la permittivité diélectrique du vide.

Si le milieu est linéaire, la polarisation est proportionnelle au champ électrique par la relation (1.5) :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} \quad (1.5)$$

Où χ est la susceptibilité électrique [sans dimension], liée à la permittivité diélectrique du milieu, ε , par : $\chi = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1$

La relation (1.4) devienne :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (1.6)$$

Où ε est la permittivité du matériau. Dans le vide, où la polarisation est nulle, le déplacement électrique vaut donc : $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}$

On définit en pratique la permittivité relative comme étant le rapport de la permittivité du matériau à celle du vide : $\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$. Ce terme est également appelé constante diélectrique du matériau.

Si le champ électrique varie dans le temps, sinusoïdalement par exemple, un mouvement oscillatoire des dipôles apparaît en raison de leur tendance à s'aligner sur le champ électrique. Bien que ces oscillations se fassent sur place et qu'il n'y a donc pas de réelle migration des dipôles, ce mouvement local est assimilable à un courant alternatif

appelé courant de déplacement. Ce nom peut paraître un peu paradoxal mais a justement été choisi par *Maxwell* [3], qui a introduit cette notion, pour indiquer que ce courant résulte du déplacement alternatif des charges liées.

1.1.3 Milieu diélectrique à perte

Au paragraphe précédent nous avons rappelé que les dipôles, permanents ou induits, présents dans les diélectriques s'alignent suivant la direction du champ électrique \vec{E} . Cependant, cette rotation des dipôles doit s'opposer à des forces de frottement, à des forces de rappel ainsi qu'à l'agitation des atomes et molécules due à la température ambiante. L'existence de ces forces, s'opposant à l'orientation des dipôles, a une double conséquence, en particulier lorsque le champ électrique appliqué est variable et de haute fréquence :

- Le travail développé pour contrecarrer les forces de friction consomme de l'énergie prélevée au champ électrique. Cette énergie se dissipe dans le matériau sous forme de chaleur. Un diélectrique absorbant de l'énergie par ce mécanisme est qualifié de diélectrique à pertes.
- L'orientation des dipôles se fait avec un certain retard. Ce retard est négligeable lorsque le champ électrique varie lentement et les champs \vec{D} et \vec{E} sont alors en phase. Cependant, lorsque la fréquence augmente, le retard devient significatif et les champs \vec{D} et \vec{E} ne sont plus en phase. Afin de traduire ce déphasage, la permittivité définie plus haut est remplacée par une grandeur complexe dont la partie imaginaire traduit les pertes énergétiques et on note :

$$\vec{D} = \varepsilon^* \vec{E} \quad (1.7)$$

$$\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon'' \quad (1.8)$$

- ε' représente les phénomènes liés à la polarisation diélectrique du milieu ;

- ε'' traduit les pertes diélectriques dans le milieu, souvent ces pertes sont exprimées par la tangente de l'angle de perte δ :

$$\text{tg} \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \quad (1.9)$$

1.1.4 Phénomènes de relaxation [4,5]

Les pertes diélectriques sont dues aux mouvements des porteurs de charges. L'effet de ces mouvements est appelé polarisation induite. L'effet de la polarisation diélectrique avait été découvert par *Michael Faraday* en 1837. La polarisation totale est la contribution de plusieurs mécanismes distincts dus à des types de charges différents, qui se mettent en place sur des gammes de fréquence différentes. A chaque processus de polarisation correspond une constante de temps différente, encore appelée temps de relaxation du processus.

On distingue plusieurs types de polarisation, figure (1.1): électronique, ionique, d'orientation, interfaciale (ou du type Maxwell - Wagner). La figure (1.2) représente les différents processus en fonction de la fréquence par un spectre de permittivité diélectrique (réelle et imaginaire) simplifié. Tous ces types de polarisations peuvent être classés en deux groupes selon leurs caractères: la polarisation élastique (ou de résonance) et la polarisation de relaxation. La polarisation totale est la somme des différents types de polarisation.

- **La polarisation électronique :** Elle présente dans tous les diélectriques, sans exception. Elle résulte des déplacements des orbites électroniques externes par rapport au noyau de l'atome sous l'effet du champ électrique. Les électrons ont des masses très petites, ils suivent donc les oscillations du champ électrique jusqu'à des fréquences très élevées de l'ordre de 10^{15} Hz (correspondant à un temps de relaxation de l'ordre de 10^{-15} s).
- **La polarisation ionique (ou atomique) :** Elle résulte du déplacement relatif des atomes les uns par rapport aux autres à l'intérieur même d'une molécule sous l'effet d'un champ électrique externe. Il dépend de la nature des atomes de la molécule. La masse des atomes étant bien supérieure à la masse des électrons, les temps de relaxation correspondants à la polarisation ionique sont supérieurs à celui de la polarisation électronique : de l'ordre de 10^{-12} à 10^{-13} s. Pour des fréquences inférieures aux fréquences radio, les contributions ioniques et électroniques sont toujours présentes.
- **La polarisation dipolaire (ou d'orientation) :** Consiste à l'orientation, sous l'action du champ électrique, des molécules polaires, c'est-à-dire celles qui possèdent un moment dipolaire permanent. La structure de ces molécules est

asymétrique: le centre de gravité de toutes les charges négatives d'une telle molécule ne coïncide pas avec celui de toutes ses charges positives – la molécule est un dipôle électrique. Cette polarisation se produit dans la gamme des hautes fréquences, entre 10^8 et 10^{11} Hz. L'agitation thermique tendant à maintenir les molécules dans un état d'orientation aléatoire. Ce processus montre donc une forte dépendance avec la température.

- **La polarisation interfaciale :** Aussi désignée par polarisation des charges d'espace, apparaît dans les diélectriques non-homogènes. Elle résulte d'une accumulation de charges à la frontière des deux milieux. Ce type de polarisation possède aussi un caractère de relaxation. Les milieux hétérogènes (composés par exemple d'une matrice isolante et de particules conductrices) peuvent présenter de fortes polarisations dues à ces effets d'interface. Ce type de polarisation est important à des fréquences relativement faibles, de l'ordre du Kilohertz.

A chacun de ces mécanismes de polarisation peut être associée une constante de temps traduisant le temps de réponse à l'alignement des dipôles. Ainsi, l'absorption d'énergie liée à un mécanisme particulier de polarisation varie en fonction de la fréquence du champ électrique appliqué.

En observant le comportement de la partie réelle (ϵ') et de la partie imaginaire (ϵ'') de la permittivité complexe en fonction de la fréquence, figure (1.2). Une relaxation se traduit par :

- Une augmentation de la partie imaginaire, traduisant des pertes plus importantes.
- Une réduction de la partie réelle, traduisant une réduction de la capacité du matériau à se polariser. Ce dernier point est tout à fait compréhensible car un des mécanismes contribuant à la polarisation globale n'agit plus.

1.1.5 Conductivité complexe

Jusqu'à présent, les seules pertes énergétiques concéderaient étant dues aux phénomènes de relaxation. De nombreux matériaux cependant, dont les tissus biologiques, sont à la fois diélectriques et conducteurs [6] : leurs conductivité σ n'est pas nulle.

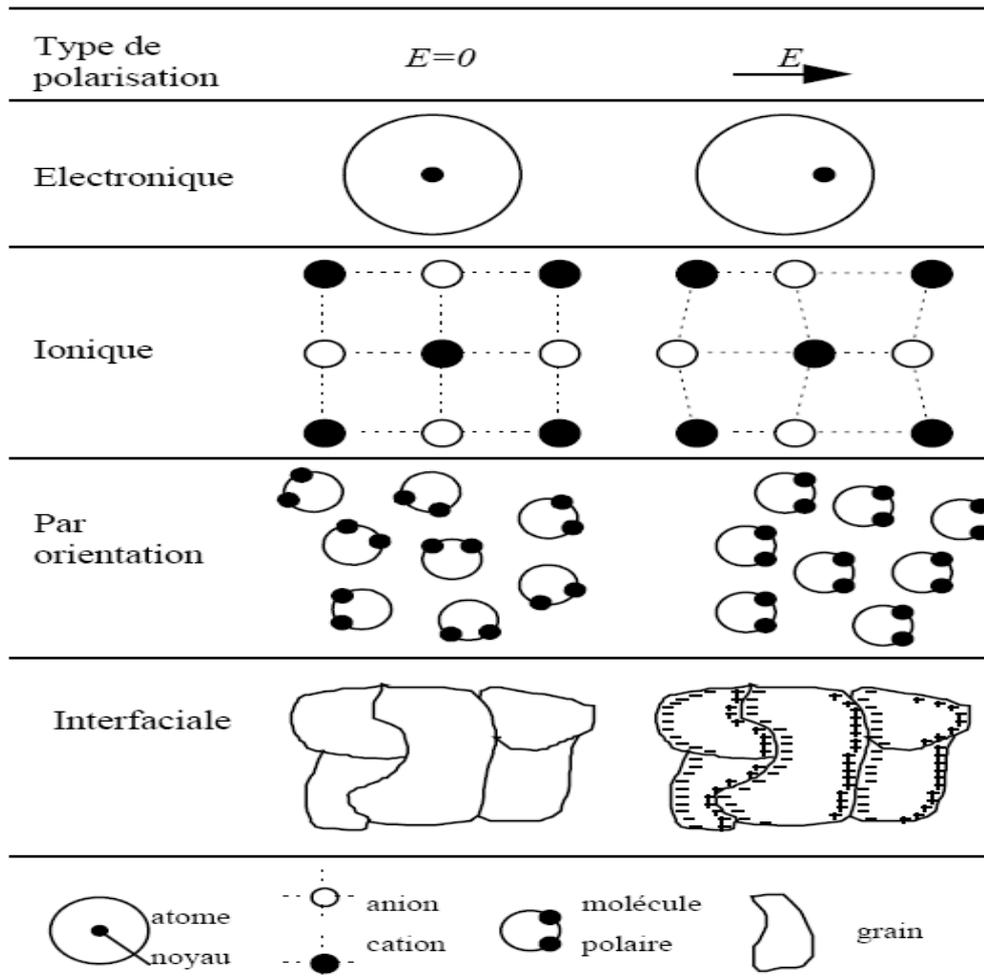


Figure 1.1 : Mécanismes de polarisation de la matière.

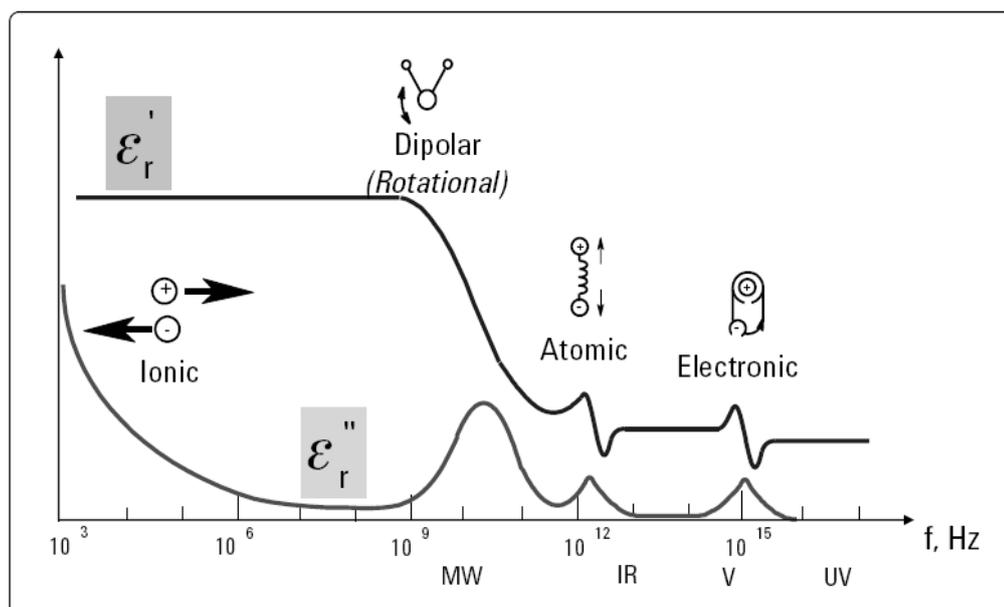


Figure 1.2 : Phénomènes de relaxation et mécanismes de polarisation associés.

L'application d'un champ électrique à un tel milieu engendre donc un courant de conduction ainsi qu'un courant de déplacement dans le cas d'un champ variable. Aux pertes diélectriques évoquées précédemment s'ajoutent donc des pertes ohmiques par effet Joule.

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\varepsilon''(\omega) + \frac{\sigma_s}{\omega \varepsilon_0}}{\varepsilon'(\omega)} \quad (1.10)$$

Dans le cadre d'un champ électrique harmonique $\vec{E} = E e^{j\omega t}$, la densité de courant résultante dans le milieu s'exprime par : $\vec{J} = \vec{J}_c + \vec{J}_d$ avec \vec{J}_c le courant de conduction et \vec{J}_d le courant de déplacement.

En introduisant la notation σ_s pour la conductivité statique (qui n'est rien d'autre que la conductivité normale d'un conducteur mesurée à n'importe quelle fréquence), on a alors :

$$\begin{aligned} \vec{J} &= \sigma_s \vec{E} + j\omega \vec{P} \\ \vec{J} &= [\sigma_s + j\omega \varepsilon^*(\omega)] \vec{E} \\ \vec{J} &= \sigma^*(\omega) \vec{E} \end{aligned} \quad (1.11)$$

$\sigma^*(\omega)$ étant la conductivité complexe. Le lien entre conductivité et permittivité complexe peut alors être explicité comme suit :

$$\begin{aligned} \sigma^*(\omega) &= \sigma_s + j\omega[\varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega)] \\ \sigma^*(\omega) &= \sigma_s + \omega\varepsilon''(\omega) + j\omega\varepsilon'(\omega) \\ \sigma^*(\omega) &= \sigma_s + \sigma_d(\omega) + j\omega\varepsilon'(\omega) \\ \sigma^*(\omega) &= \sigma'(\omega) - j\sigma''(\omega) \end{aligned} \quad (1.12)$$

Le terme $\sigma_d(\omega)$ est appelé conductivité dynamique et permet de regrouper en un terme unique $\sigma'(\omega)$ les pertes ohmiques liées à σ_s et les pertes diélectriques dues à $\varepsilon''(\omega)$. Ainsi, les parties réelles et imaginaires de la conductivité complexe s'écrivent :

- $\sigma'(\omega) = \sigma_s + \omega\varepsilon''(\omega)$ traduisant l'ensemble des pertes dans le milieu (ohmique + diélectrique)
- $\sigma''(\omega) = -\omega\varepsilon'(\omega)$ traduisant la polarisation du matériau.

La conductivité complexe et la permittivité complexe sont donc liées par la relation (1.13) :

$$\sigma^*(\omega) = j\omega\varepsilon^*(\omega) \quad (1.13)$$

Ce qui permet d'écrire encore :

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon'(\omega) - j \frac{\sigma'(\omega)}{\omega} \quad (1.14)$$

Cette dernière relation est plus particulièrement utilisée pour la description des diélectriques à faibles pertes alors que la conductivité complexe est plutôt utilisée lorsque le milieu est bon conducteur.

La permittivité et la conductivité électriques décrivent donc deux phénomènes physiques distincts, mais dans l'écriture complexe de ces deux paramètres, les pertes diélectriques jouent le même rôle que la conductivité et les pertes par conductivité jouent le même rôle que la permittivité. Dans un diélectrique non parfait (ou conducteur non parfait), il est donc impossible de distinguer les contributions respectives des phénomènes de conduction et de polarisation. Toutefois, on peut traiter le matériau soit comme un diélectrique ayant une permittivité totale complexe, soit comme un conducteur de conductivité totale complexe, les deux étant reliés par la formule (1.13).

1.2 Propriétés électriques des milieux biologiques :

1.2.1 Interactions entre onde et matière :

Toute matière vivante contient des charges électriques (ions, molécules...) et des matériaux isolants ; c'est donc un milieu faiblement conducteur (appelé diélectrique). Quand le tissu est soumis à un champ RF, une partie du champ est réfléchi, et l'autre pénètre dans l'organisme figure (1.3). Le rayonnement produit par cette interaction doit être quantifié, car il peut être à l'origine d'effets biologiques. Les interactions entre les ondes et la matière dépendent des caractéristiques électromagnétiques du milieu, comme la permittivité. La permittivité relative ε_r , caractérisant un milieu, traduit les phénomènes se passant au niveau microscopique.

À l'échelle macroscopique, elle dépend de nombreux paramètres tels que la fréquence ou la température [7].

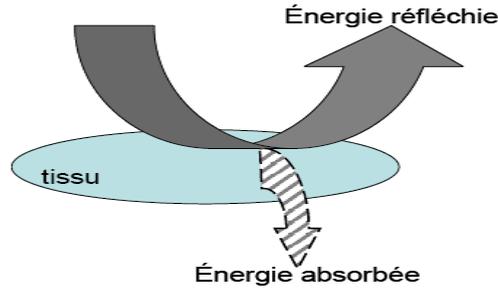


Figure 1.3 : Schématisation de l'interception d'une onde par un système biologique.

1.2.2 Structure et composition

A l'échelle macroscopique, le corps humain est composé d'une grande variété de milieux biologiques ayant des propriétés très différentes. Ces milieux biologiques peuvent être :

- des liquides composés d'eau, d'éléments organiques et de minéraux ;
- des tissus composés d'un ensemble de cellules.

Les tissus sont composés d'un ensemble de cellules accomplissant une fonction précise [8]. Les tissus sont des conjonctifs lorsque les cellules sont séparées par un milieu inter-cellulaire. C'est le cas du sang, des os, des muscles ou des tissus adipeux (Figures 1.4.a et 1.4.b) [9] par exemple. Pour le sang, le milieu inter-cellulaire est liquide. Pour les os, il s'agit d'une matrice rigide et calcifiée. Les tissus dits épithéliums sont constitués de cellules jointives comme celles de la peau par exemple. Les cellules ont une membrane d'une épaisseur de l'ordre 7 nm et renferment des sous-structures telles que le noyau cellulaire ou les mitochondries figure (1.5)

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.

On reconnaît la structure d'une capacité dont la valeur peut être estimée en appliquant la formule du condensateur plan :

$$C_m = \frac{\varepsilon_m \varepsilon_0}{e} \approx 1 \mu F . cm^{-2}$$

Où e 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.

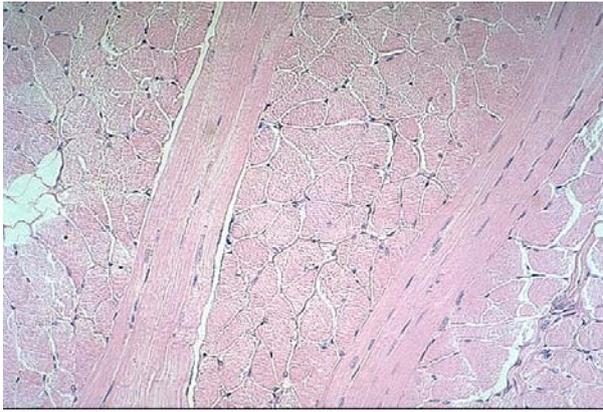


Figure 1.4 : a) coupe de muscle (microscope optique) [9]

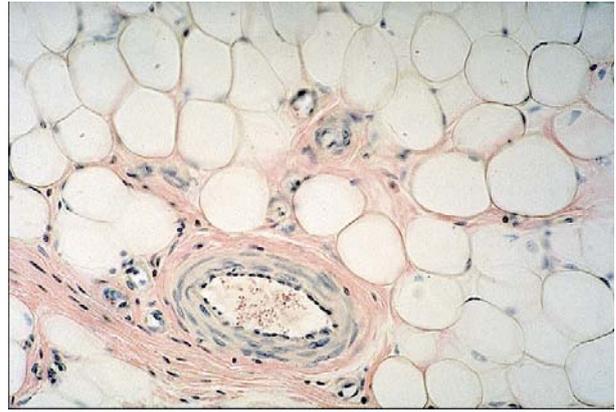
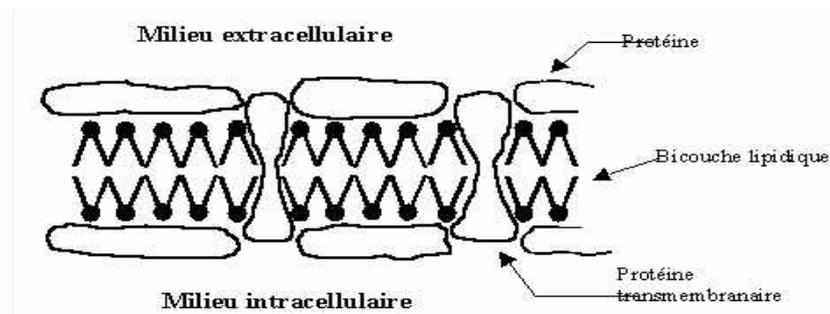
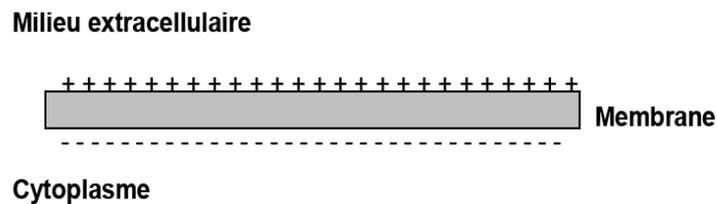


Figure 1.4 : b) tissu adipeux (microscope optique) [9]



a)



b)

Figure 1.5 : La membrane cellulaire : a) la structure, b) comportement électrique

1.2.3 Propriétés électriques

La matière vivante possède des propriétés électriques très particulières, et en tout cas très différent des matériaux classiques de l'électrotechnique.

D'un point de vue électromagnétique, les milieux biologiques apparaissent comme des matériaux à la fois :

- amagnétiques,

- conducteurs ioniques,
- diélectriques à pertes.

En général, les tissus biologiques présentent un caractère diamagnétique. Certaines substances telles que la ferritine, l'hémosidérine ou la méthémoglobine à caractère paramagnétique sont naturellement présentes dans le corps humain [9]. Cependant, le corps humain est toujours considéré comme amagnétique pour la caractérisation des milieux biologiques, et la perméabilité magnétique des tissus biologiques est donc prise égale à celle du vide.

Pour ce qui est des propriétés électriques, compte tenu de la composition chimique des milieux biologiques, les charges libres susceptibles de créer des courants de conduction sont des ions. Ces ions peuvent se déplacer plus ou moins librement sous l'effet d'un champ électrique. Ils sont soumis à des forces de frottement et à des contraintes dues à la structure des tissus. En conséquence, leur mobilité dépend de la fréquence du champ source.

La présence de molécules polaires électriques de tailles diverses et soumises, elles aussi, à des frottements, participe à donner aux milieux biologiques un caractère diélectrique à pertes.

1.2.4 Relaxations électriques des matériaux biologiques :

Les études du comportement diélectrique de divers tissus biologiques ont montré une forte dépendance en fréquence des grandeurs tissulaires, notamment ceux de la permittivité et de la conductivité.

L'observation du comportement diélectrique des tissus biologiques par le tracé de l'évolution des parties réelles de la permittivité et de la conductivité en fonction de la fréquence met en évidence quatre phénomènes de relaxation principaux figure (1.6). Ces relaxations nommées α , β , δ et γ [10] sont plus souvent désignées par le terme de dispersion.

L'origine de ces relaxations est précisée ci-dessous: [11] [12] :

- **Dispersion α :** Cette dispersion intervient dans la gamme des basses fréquences, et est associée au processus de diffusion ioniques au niveau de la membrane des cellules ou d'autres structures entraînant l'apparition de dipôles électriques (les

membranes étant peu conductrices, des doubles couches d'ions se forment à leur surface).

- **Dispersion β** : Elle apparaît entre 500 kHz - 20 MHz, cette dispersion est principalement due à la relaxation interfaciale associée à l'effet capacitif des membranes cellulaires. Cette dispersion apparaissant dans tout milieu constitué de sous-milieux présentant des propriétés électriques différentes. Pour les tissus biologiques, il s'agit des milieux intra et extra-cellulaires. Les fréquences de relaxation correspondantes dépendent donc du rapport entre le volume occupé par les cellules et le volume du milieu extra-cellulaire, et des propriétés de ces deux milieux. La relaxation diélectrique de certaines macro-molécules (protéines par exemple) polaires peut aussi contribuer à la large dispersion fréquentielle de la relaxation β [13].

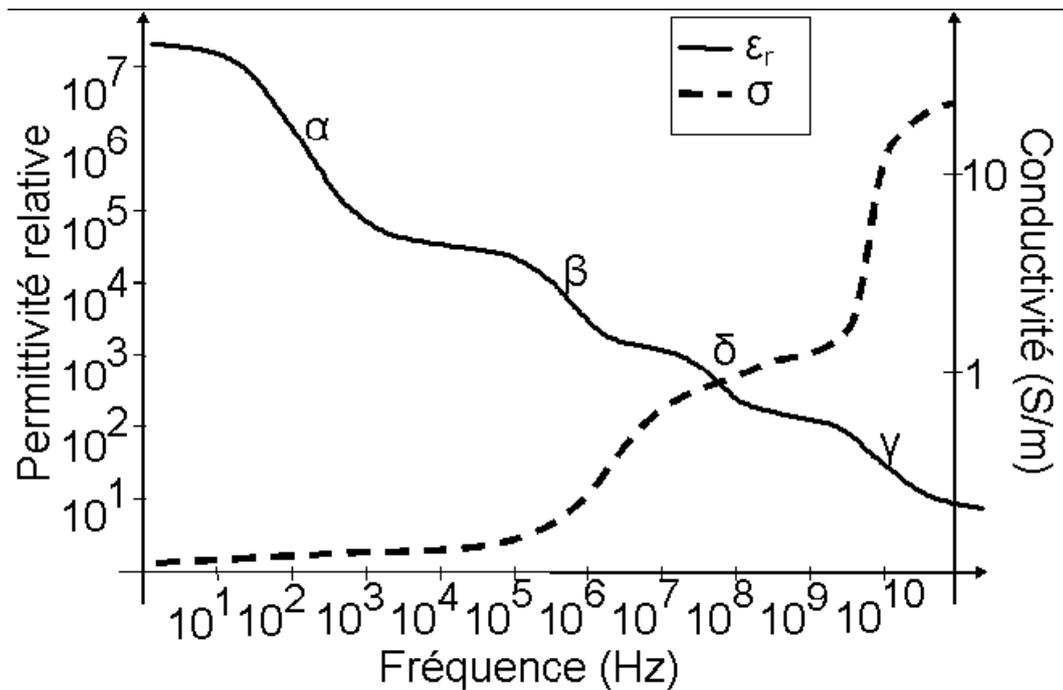


Figure 1.6 : Relaxations électriques dans les tissus biologiques.

- **Dispersion δ** : Elle est généralement peu marquée et apparaît autour de 50 MHz. Elle est due aux relaxations des acides aminés et à la relaxation des molécules d'eau situées au voisinage immédiat de macro-molécules [1]. La largeur de cette dispersion est lié à la taille des molécules lié avec l'eau (par exemple les relaxations de l'eau lié avec les protéines sont apparus entre 300 MHz et 2 GHz).

- **Dispersion γ** : Cette dispersion est associée à l'orientation dipolaire des molécules d'eau libre et n'intervient qu'aux très hautes fréquences, soit aux environ de 17 GHz.

Le tableau (1.1) représente les mécanismes de relaxations associées aux différents composants biologiques.

Composant	Relaxation
électrolyte	Γ
Acide aminé	$\delta+\gamma$
Lipides	$\delta+\gamma$
protéine	$\beta+\delta+\gamma$
Acide nucléique	$\alpha+\beta+\delta+\gamma$
La cellule qui ne contient pas des protéines	$\beta+\gamma$

Tableau 1.1 : Composants biologiques et mécanismes de relaxations associées [1].

1.3 Difficultés de la caractérisation électrique des milieux biologiques :

1.3.1 Conditionnement de l'échantillon :

Il est possible de distinguer deux types de mesure :

- la mesure *in vivo* réalisée directement sur un tissu accessible du sujet vivant,
- la mesure *in vitro* réalisée sur un tissu mort prélevé sur le sujet étudié.

Pour la plupart des tissus, il n'est pas possible de réaliser des mesures permettant la caractérisation électrique *in vivo*. Il est souvent nécessaire d'effectuer ces mesures *in vitro* sur des échantillons de tissus prélevés sur des sujets décédés. Cette très forte contrainte pose le problème du conditionnement du tissu à étudier. En effet, la structure cellulaire peut se détériorer rapidement après la mort, et les propriétés électriques peuvent varier en fonction de nombreux paramètres difficilement contrôlables *in vitro* comme l'irrigation sanguine, le taux d'hydratation ou la température.

1.3.2 Différence entre espèce :

Beaucoup de mesures appropriées ont été faites sur des espèces animale, habituellement mammifère. L'effet de cette différence est peu clair mais, en générale, il s'avère que la plupart des valeurs des propriétés électriques animales sont semblables à ceux humaines, et

que la variation des propriétés dans chaque espèce excède des variations entre les espèces [14] [15].

1.3.3 Impédance d'interface [9, 16]

Aux fréquences inférieures à quelques GHz, les mesures nécessitent toujours un contact physique entre le système de caractérisation et le tissu à étudier. Ce contact constitue une interface entre conducteur électronique (du dispositif de mesure) et conducteur ionique (du milieu biologique étudié). La présence d'un champ électrique à cette interface entraîne la formation d'une « double couche » dans chaque milieu Figure (1.7). Cette double couche est constituée d'une zone vide de charge et d'une zone où se concentrent les porteurs de charges. Dans le cas des bons conducteurs électroniques (métaux conducteurs), les électrons se concentrent au voisinage immédiat de l'interface et la double couche correspondante est d'épaisseur très faible (inférieure à $10^{-2}nm$) [9]. Dans le cas des conducteurs ioniques, l'application d'un champ électrique entraîne la formation d'une zone vide de charge au voisinage immédiat de l'interface, et d'une couche diffuse où se concentrent les porteurs de charges. En l'absence d'adsorption (fixation des ions sur l'électrode), les ions ne peuvent pas s'approcher de l'électrode à moins de quelques $0,1nm$ (correspondant au diamètre des atomes du solvant entourant les cations). Il se forme donc une zone correspondant au diélectrique d'un condensateur. L'épaisseur de la couche diffuse peut être de l'ordre de quelques nanomètres.

Rq : Dans le cas des interfaces électrode/électrolyte où l'électrode ne réagit pas avec l'électrolyte, le phénomène est connu sous le terme de « polarisation d'électrode » [15]. Ce terme est aussi utilisé dans le domaine de la caractérisation électrique des milieux biologiques.

1.3.4 Absence d'une échelle spécifique

Dans le cas du corps humain il est difficile de définir de manière précise, la géométrie, les phénomènes physiques et la manière de les appréhender, ainsi ces derniers ne sont pas les mêmes à l'échelle macromoléculaire (protéines, ADN, enzymes, ...), cellulaire, ou encore à l'échelle des différents tissus et organes, Ceci pose des problèmes d'interprétation des résultats, car on ne peut calculer que des valeurs moyennes à l'échelle macroscopique [17].

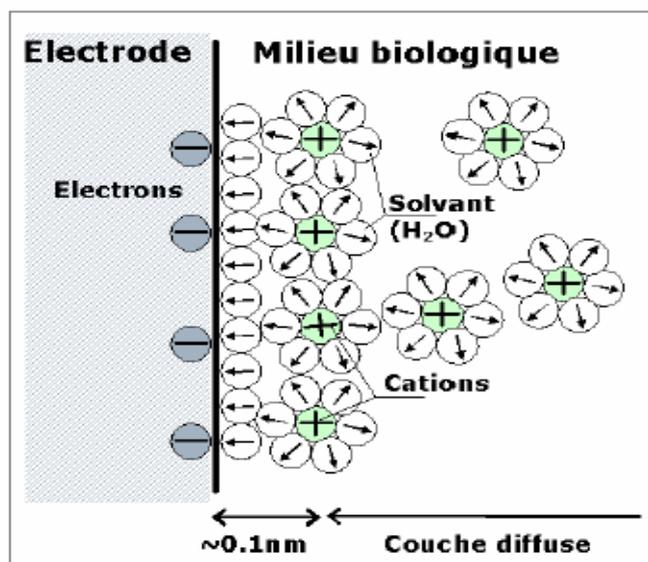


Figure 1.7 : Interface électrode-milieu biologique [9].

1.4 Paramètres influant sur les caractéristiques électriques des milieux biologiques [9, 15] :

Outre la fréquence, de nombreux paramètres physiques ou physiologiques peuvent modifier les propriétés diélectriques et électriques des milieux biologiques :

- Le taux d'hydratation et d'irrigation.

- La température [9] [18]. Par exemple, le passage de 25°C à 48.4°C du rein de porc peut modifier de 40 à 50% sa conductivité et sa permittivité à 460 kHz. Une étude sur le sang humain pour des températures allant de 25°C à 45°C montre que la permittivité est peu sensible aux variations de température (+0.3%/°C à 1MHz, -0.3%/°C à 1GHz), et que la conductivité y est plus sensible (1%/°C entre 1 MHz et 1 GHz).

- L'état physiologique (taux d'hématocrite dans le sang par exemple).

- L'âge du sujet. Sur la plage de fréquences 130 MHz-10 GHz, des variations de 10 à 40% sur la conductivité et la permittivité du cerveau de rat sont observées entre un nouveau né et un sujet âgé de 70 jours [19].

Tous ces facteurs étant difficiles à maîtriser, ils rendent la caractérisation électrique des milieux biologiques très délicate. Il faut aussi noter que les propriétés électriques peuvent varier en fonction de l'intervalle de temps séparant la mort de l'individu et la mesure, et de localisation de l'échantillon utilisé dans le corps.

Conclusion

Dans ce chapitre on a vue une brève description des propriétés électrique des matériaux biologiques. Ces matériaux ont des propriétés très différentes des matériaux classiques. Du fait de leur composition et de leur structure, les tissus biologiques ont des propriétés électriques très complexes, fortement dépendantes de la fréquence des champs et sensibles à de nombreux paramètres.

Chapitre 2

Modélisation des propriétés électriques des matériaux biologiques

Introduction

Deux possibilités s'offrent à l'expérimentateur pour décrire les spectres de conductivité et de permittivité diélectrique expérimentaux : l'utilisation de fonctions analytiques ou de circuits électriques équivalents. Dans ce chapitre, nous présentons les différents modèles analytiques qui décrivent la variation fréquentielle des propriétés électriques des matériaux biologiques (la permittivité complexe ε^* et la conductivité réelle σ). La perméabilité magnétique sera supposée toujours égale à celle du vide (μ_0).

2.1 Formulations analytiques des spectres :

Les modèles analytiques donnant les équations des spectres séparent les effets de la polarisation diélectrique (ε^*) et ceux de la conduction (σ^*). L'intérêt de ces fonctions est qu'elles permettent de décrire fidèlement la forme des spectres de conductivité et de permittivité diélectrique complexe, avec un minimum de paramètres.

Afin de rendre compte du comportement diélectrique des matériaux, plusieurs modèles ont été proposés et découlent des théories de *Debye*, *Cole-Cole* et *Davidson-Cole*. Ces différents auteurs ont mis en place au cours de la première moitié du 20^{ème} siècle des approches encore utilisées à ce jour. Ces principaux modèles sont décrits succinctement dans ce paragraphe.

2.1.1 Modèle de Debye :

Ce modèle constitue la base des modèles utilisés actuellement. La permittivité et la polarisation de relaxation dépendent du temps; on distingue deux états d'équilibre pour chacune de ses caractéristiques. Dans un champ statique ($\omega \rightarrow 0$), la permittivité diélectrique vaut ϵ_s , et dans les fréquences optiques ($\omega \rightarrow \omega_{opt}$), elle vaut ϵ_∞ . L'équation typique décrivant ce modèle simple de relaxation diélectrique est l'équation de dispersion de Debye (1929) [20].

$$\epsilon^* = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} \quad (2.1)$$

Où τ caractérise la constante de temps du phénomène de relaxation considéré.

Cette équation séparée en ses parties réelle et imaginaire, équations (2.2) et (2.3) respectivement, peut être tracées en fonction de la fréquence; figure (2.1) :

$$\epsilon' = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (2.2)$$

$$\epsilon'' = (\epsilon_s - \epsilon_\infty) \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (2.3)$$

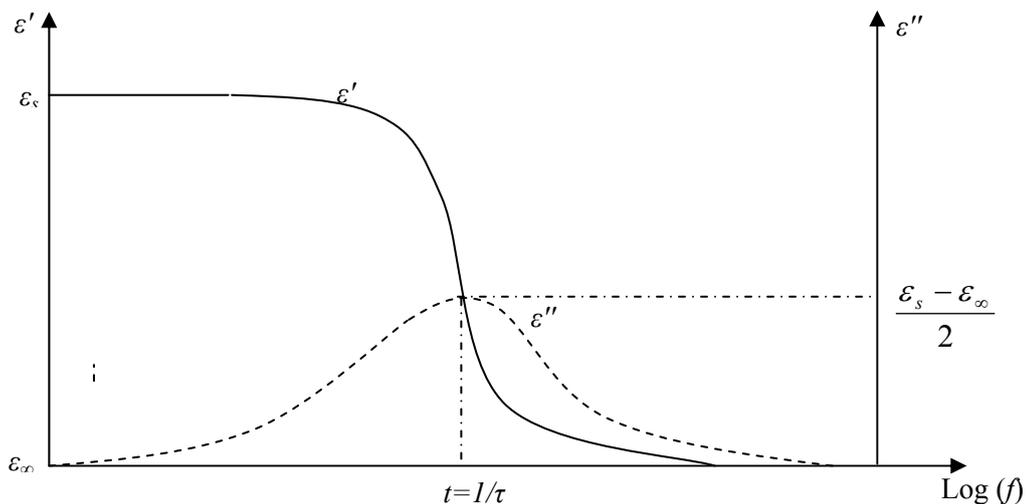


Figure 2.1 : Parties réelle et imaginaire de la permittivité en fonction de la fréquence.

L'apparition des pertes diélectriques en général peut être expliquée comme suit: aux très basses fréquences, la polarisation suit le champ alternatif, ce qui fait que sa contribution à la permittivité réelle est maximale et les pertes n'apparaissent pas. Aux fréquences très

élevées, le champ alterne trop vite pour que la polarisation puisse augmenter et il n'y a aucune contribution à la permittivité réelle – aucune énergie n'est perdue dans le milieu [20]. Mais quelque part entre ces deux extrêmes, la polarisation commence à prendre du retard par rapport au champ électrique d'où dissipation de l'énergie. Le facteur de pertes atteint une valeur maximale à une fréquence f_m , liée au temps de relaxation caractéristique par la relation:

$$\tau = \frac{1}{2\pi f_m} \quad (2.4)$$

On peut aussi représenter ε' en fonction de ε'' (diagramme d'Argand), comme c'est indiqué sur la figure (2.2.a), la courbe obtenue est un demi cercle centré sur l'axe des ε' .

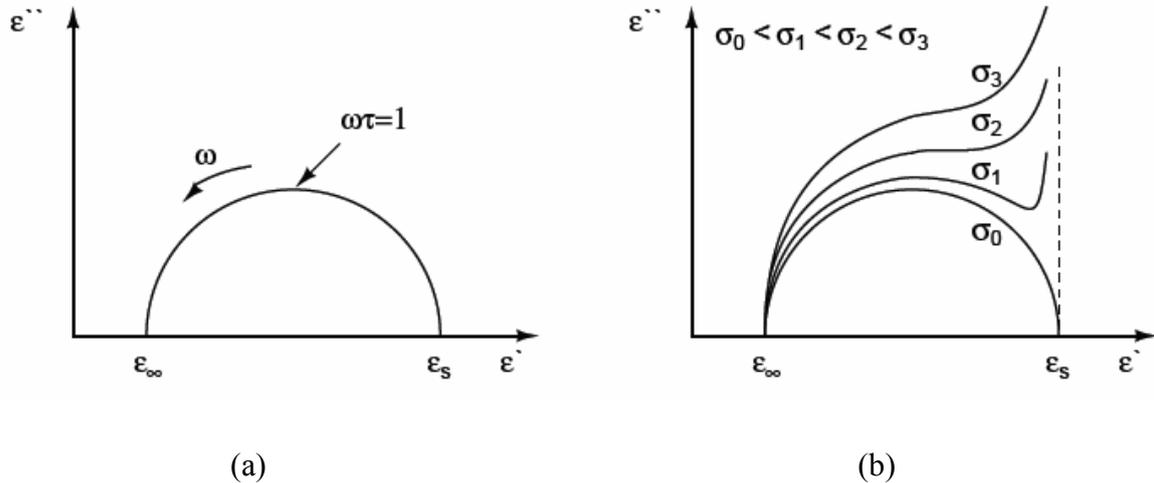


Figure 2.2 : Diagramme d'Argand pour le modèle de Debye : (a) sans et (b) avec conductivité.

Le modèle de *Debye* a subi cependant quelques améliorations. En effet, l'équation (2.1) ne prend pas en compte la conductivité statique du milieu. Cette dernière peut donc être ajoutée au modèle précédent qui devient :

$$\varepsilon^* = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} - j \frac{\sigma_s}{\omega\varepsilon_0} \quad (2.5)$$

De même la conductivité complexe est donnée par:

$$\sigma^* = \sigma_\infty + \frac{(\sigma_s - \sigma_\infty)}{(1 + j\omega\tau)} + \frac{\sigma_s}{\varepsilon_0} \quad (2.6)$$

Où σ_s et σ_∞ sont les limites à basses et à haute fréquence de la conductivité.

L'effet de la conductivité peut être vu sur le diagramme d'Argand figure (2.2.b). Comme l'indique cette figure, la conductivité électrique affecte le terme de perte ε'' aux basses fréquences.

L'inconvénient de ce modèle est qu'il ne considère qu'un seul temps de relaxation et omet les interactions moléculaires [20]. De ce fait, on ne peut pas toujours décrire les phénomènes de relaxations à l'aide de cette équation simple de *Debye*, car bien souvent les diélectriques se caractérisent par plusieurs temps de relaxation, comme c'est le cas par exemple des substances biologiques. *Cole-Cole*, *Davidson-Cole* ainsi que d'autres chercheurs ont proposé des modifications de l'équation de *Debye* en y introduisant des exposants empiriques menant à une augmentation du nombre de temps de relaxation pris en considération.

2.1.2 Modèle de *Cole-Cole* [21]:

Le modèle de *Cole-Cole* (1941) introduit la notion de dispersion, au sens où les constantes de temps sont réparties suivant une distribution symétrique autour d'une constante de temps moyenne τ_c . Lorsque la conductivité statique est prise en compte, l'équation de *Cole-Cole* est donnée par :

$$\varepsilon^* = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + (j\omega\tau_c)^{(1-\alpha)}} - j \frac{\sigma_s}{\omega\varepsilon_0} \quad (2.7)$$

$$\sigma^* = \sigma_\infty + \frac{(\sigma_s - \sigma_\infty)}{1 + (j\omega\tau_c)^{(1-\alpha)}} + \frac{\sigma_s}{\varepsilon_0} \quad (2.8)$$

Le paramètre α permet d'ajuster la largeur de la dispersion, $1 > \alpha > 0$. Lorsque $\alpha = 0$, on retrouve l'équation de *Debye*. Plus α est proche de 1, plus la distribution de temps de relaxation est large.

La figure (2.3 a et b) montre l'apport du modèle de *Cole-Cole* par rapport au modèle de *Debye* [22].

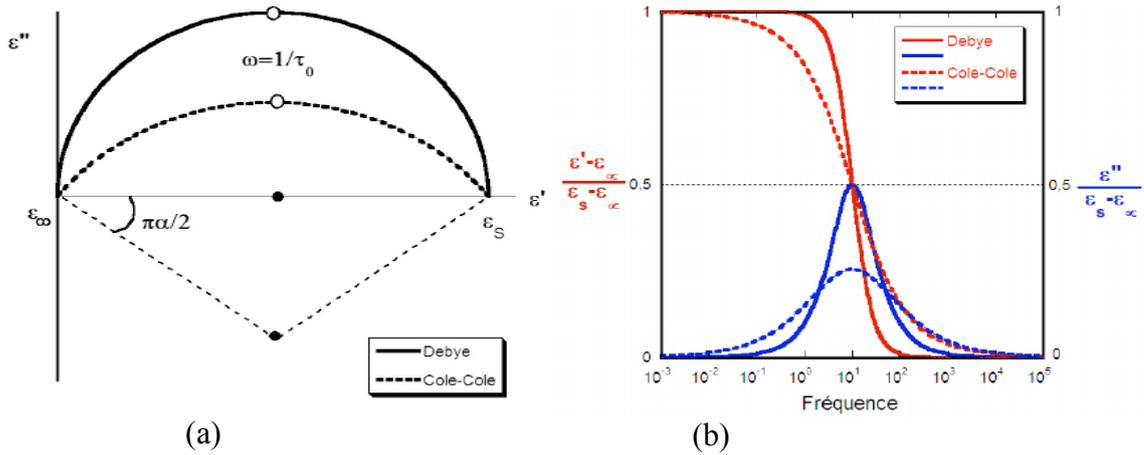


Figure 2.3 : a) Diagramme d'Argand pour le modèle de Debye et le modèle de Cole-Cole dans le cas $\alpha=0.5$. b) Dispersion diélectrique (rouge) et perte diélectrique (bleu) obtenues avec les modèles de Debye et Cole-Cole dans le cas $\alpha=0.5$ [22].

2.1.3 Modèle de Davidson-Cole (1951) [23]:

Ce modèle est très proche du modèle de *Cole-Cole*. Il inclut un second coefficient β qui permet d'introduire un comportement dissymétrique, observé lors de mesures sur du glycérol à basses températures [22]. *Davidson et Cole* (1951) ont attribué ce comportement à un processus de réorientation des groupes hydroxyles, accompagné de cassure de liaisons, qui provoquerait un élargissement de la distribution de temps de relaxation vers les hautes fréquences. La permittivité relative est donnée par la relation suivante :

$$\varepsilon^* = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{(1 + j\omega\tau)^\beta} \quad (2.9)$$

Où β est la constante de *Davidson-Cole* ($0 < \beta < 1$), ce modèle est utile pour décrire la situations où plusieurs phénomènes de relaxation distincts sont présents.

Les figures (2.4) et (2.5) comparent les fonctions de *Cole-Cole*, *Davidson-Cole*, et la fonction généralisée proposée par *Havriliak-Negami* (1966), obtenue en combinant les fonctions précédentes :

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{(1 + (j\omega\tau)^{1-\gamma})^\beta} \quad (2.10)$$

Où β et γ sont des constantes (comprises entre 0 et 1).

Les modèles de *Debye*, *Cole-Cole*, et *Davidson-Cole* s'appliquent surtout aux diélectriques uniformes. Dans le cas de mélanges de différents diélectriques, on observe des relaxations multiples. On peut évoquer les raisons suivantes :

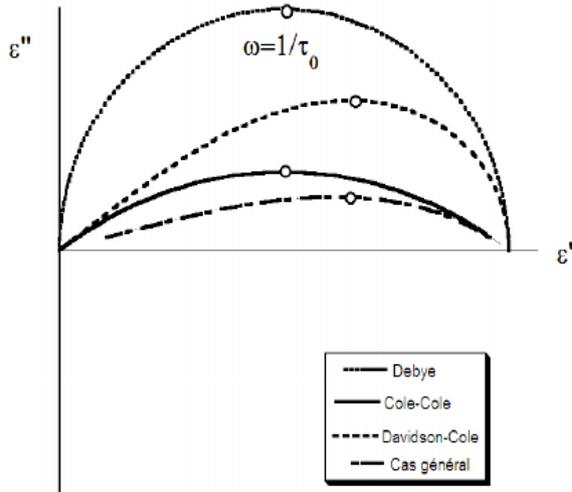


Figure 2.4 : Diagramme d'Argand pour le modèle de Debye, Cole-Cole, Davidson-Cole et le modèle généralisé, $\alpha = \beta = 0.4$ [22].

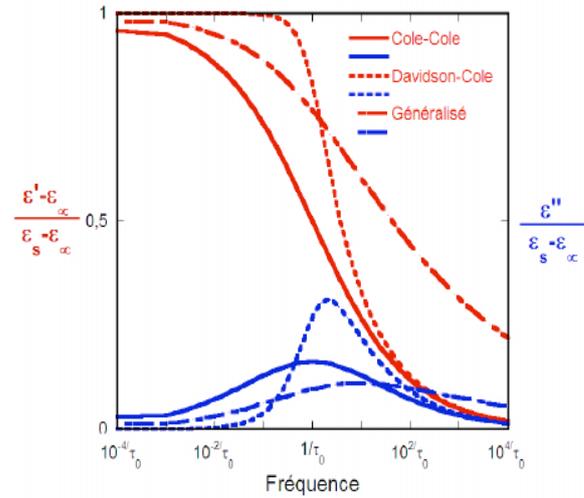


Figure 2.5 : Dispersion diélectrique (rouge) et perte diélectrique (bleu) obtenues avec les modèles de Cole-Cole, Davidson-Cole et Havriliak-Negami dans le cas $\alpha = \beta = 0.4$ [22].

- la présence de molécules différentes ayant chacune un temps de relaxation spécifique ;
- la non uniformité des tailles des particules ;
- différents mécanismes de relaxation peuvent coexister.

D'une manière générale, On peut exprimer l'existence d'une distribution de temps de relaxation (C_i, τ_i) par la superposition de phénomènes de relaxation de type *Debye* [22] :

$$\varepsilon^* = \varepsilon_\infty + (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \left[\sum_{i=1}^n \frac{C_i}{1 + j\omega\tau_i} \right] \quad (2.11)$$

Où n est le nombre total de relaxations, et C_i la contribution relative de chaque processus de polarisation à ε^* , ($\sum_{i=1}^n C_i = 1$).

Le tableau suivant donne une récapitulation des modèles évoqués précédemment :

Nous avons résumé les principaux modèles servant à décrire l'allure des spectres expérimentaux de permittivité diélectrique complexe. Dans la suite nous essayons d'appliquer ces modèles pour la modélisation des propriétés électriques de quelques matériaux biologiques.

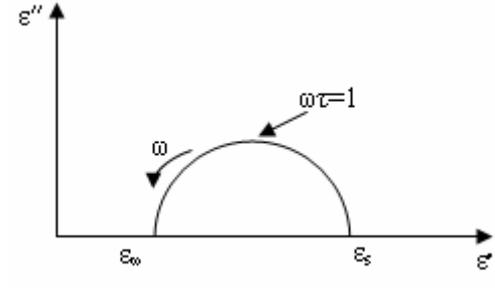
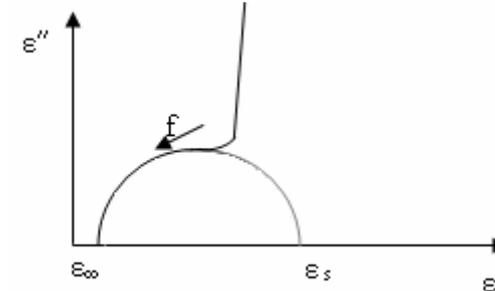
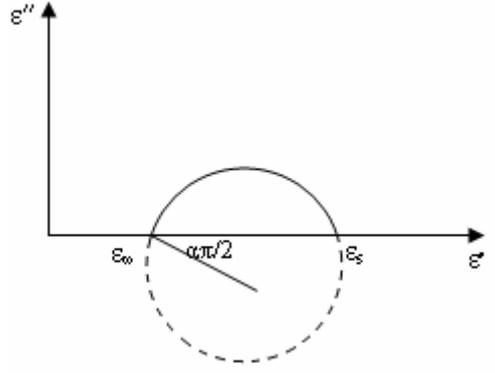
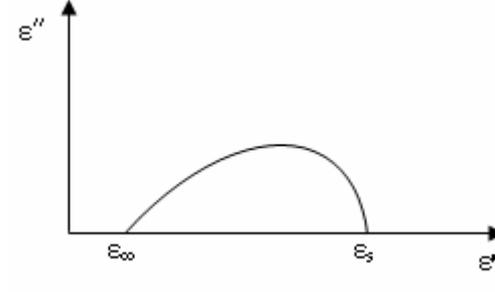
Dénomination	Formule pour $\varepsilon^*(f)$	Diagramme (ε'' (ε'))
<i>Debye</i>	$\varepsilon^* = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau}$	
<i>Debye+ conduction</i>	$\varepsilon^* = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} - j \frac{\sigma_s}{\omega\varepsilon_0}$	
<i>Cole-Cole</i>	$\varepsilon^* = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + (j\omega\tau_c)^{1-\alpha}}$	
<i>Cole-Davidson</i>	$\varepsilon^* = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{(1 + j\omega\tau)^\beta}$	

Tableau 2.1 : Récapitulation de différents modèles décrit précédemment.

2.2 Modélisation des propriétés électriques de quelques matériaux biologiques :

La modélisation s'effectue par la programmation des équations précédentes dans le langage *MATLAB 7.1*, avec des paramètres de *Debye* et de *Cole-Cole* issues de la littérature.

2.2.1 Modélisation des propriétés électriques de l'eau :

L'eau est un élément très important dans l'étude théorique et expérimentale des matériaux biologiques. La molécule d'eau, fortement dipolaire, subit une polarisation d'orientation très forte figure (2.6), qui a pour conséquence une permittivité diélectrique élevée.

Les propriétés diélectriques de l'eau pure ont été bien établies du domaine continu jusqu'aux fréquences micro-ondes approchant l'infrarouge [24]. Ces propriétés sont caractérisées par un processus de relaxation simple de type *Debye* centré près de 24.4 GHz. À 37°C figure (2.7), les valeurs statique et infinie de la permittivité réelle sont de près de 74 et de 4 respectivement.

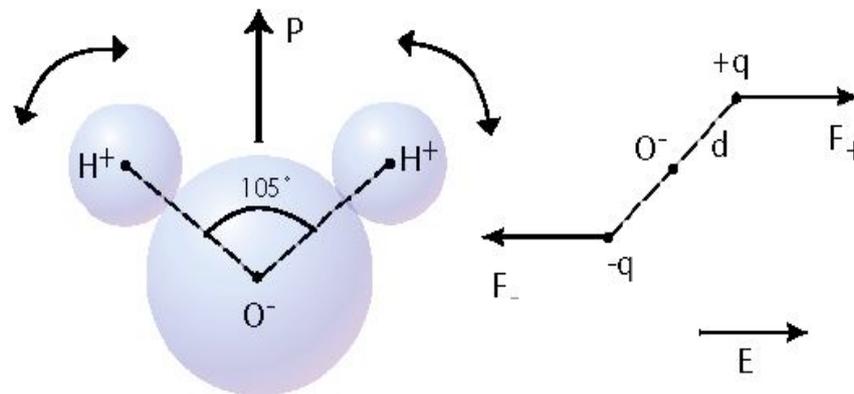


Figure 2.6 : Polarisation des liaisons OH de l'eau (H_2O).

Le tracé de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de la permittivité est donné par le diagramme d'Argand (figure 2.8):

La courbe obtenue est un demi cercle centré sur l'axe des ϵ' ; l'abscisse du centre est 35 correspond à la quantité $(\epsilon_s - \epsilon_\infty)/2$.

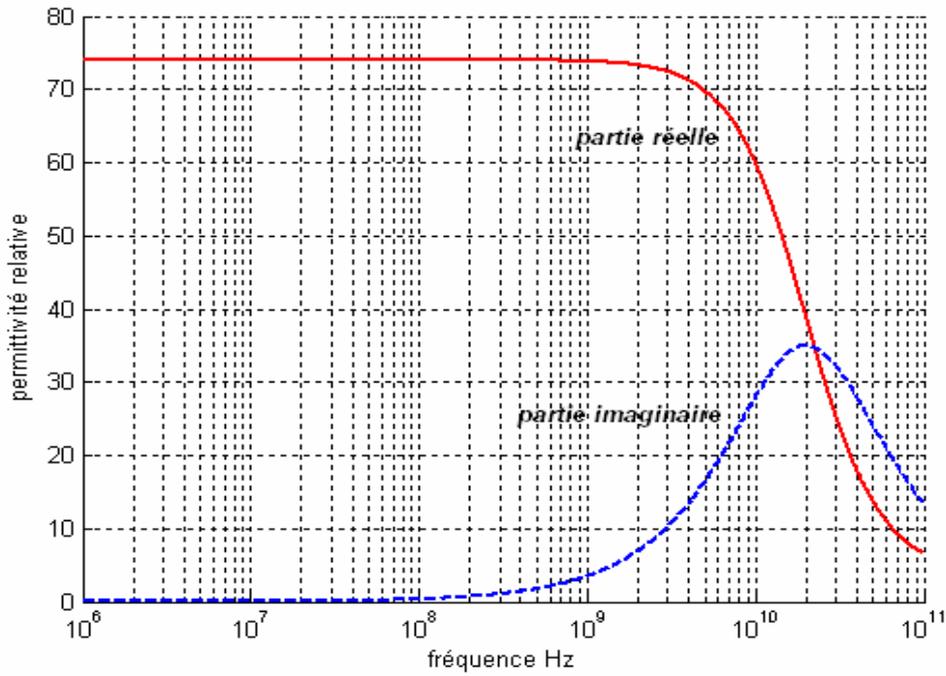


Figure 2.7 : Variation fréquentielle de la permittivité complexe de l'eau.

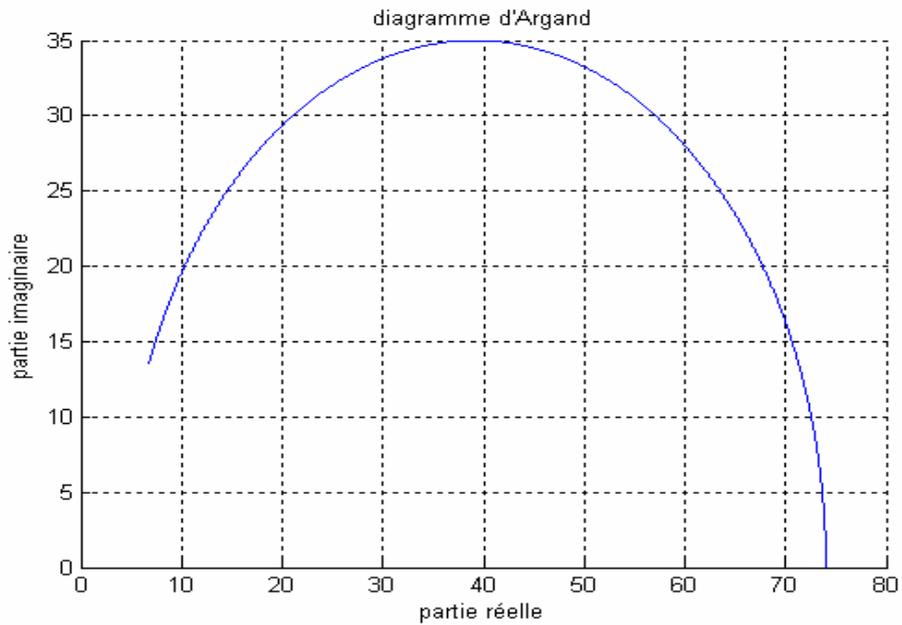


Figure 2.8 : Diagramme d'Argand pour l'eau.

La permittivité diélectrique de l'eau est influencée par la température. L'augmentation de cette dernière conduit à diminuer la force et l'extension de la liaison de l'hydrogène, et donc (1) à faire décroître les permittivités statiques et hautes fréquences, ϵ_s et ϵ_∞ , (2) à faciliter le mouvement du dipôle et à permettre à la molécule d'eau d'osciller à des

fréquences plus élevées (diminution de τ), et (3) à réduire la friction lors de la rotation de la molécule d'eau et donc à décroître les pertes diélectriques (ε''). Pour l'eau pure, la fréquence de relaxation est de 9 GHz à 0°C, 17,2 GHz à 20°C et 24,4 GHz à 37°C [1][22].

2.2.2 Modélisation des propriétés électriques du sang :

- **Modèle 4-termes Cole-Cole :**

G. Gabriel [25] a modélisé plusieurs matériaux et tissus biologiques, dans une bande de fréquence allant de 1Hz à 100 GHz, par un modèle 4-termes Cole-Cole. Ce modèle repose sur l'hypothèse de la superposition des modèles simples de types Cole-Cole.

L'équation donnée par Gabriel pour la permittivité complexe est la suivante :

$$\varepsilon^* = \varepsilon_\infty + \sum_{n=1}^4 \frac{\Delta\varepsilon_n}{1 + (j\omega\tau_n)^{(1-\alpha_n)}} + \frac{\sigma_s}{j\omega\varepsilon_0} \quad (2.12)$$

Les paramètres de Cole-Cole donnés par Gabriel pour le sang sont donnés dans le tableau suivant :

σ_s	ε_∞	$\Delta\varepsilon_1$	$\tau_1(\text{Ps})$	α_1	$\Delta\varepsilon_2$	$\tau_2(\text{ns})$	α_2	$\Delta\varepsilon_3$	$\tau_3(\mu\text{s})$	α_3	$\Delta\varepsilon_4$	$\tau_4(\text{ms})$	α_4
0.7	4.0	56.0	8.377	0.1	5200	132.6	0.1	0.0	159.2	0.2	0.0	15.92	0.0

Tableau 2.2: Paramètres de Cole-Cole pour le sang.

- **Modèle 2 et 3-termes Debye :**

Les paramètres de Debye pour le modèle 2 et 3-termes Debye dans la bande de fréquence de 1 MHz à 100 GHz sont donnés dans les tableaux (2.3) et (2.4) respectivement (voir les références [26] [27]):

σ_s	ε_∞	ε_{s1}	ε_{s2}	$\tau_1(\text{ns})$	$\tau_2(\text{Ps})$
0.7	7.0	4007.0	62.0	60	8.37

Tableau 2.3: Paramètres de Debye pour le sang (modèle 2-termes Debye).

Les variations de la permittivité réelle et de la tangente de pertes en fonction de la fréquence sont données sur les figures (2.9), (2.10) respectivement.

σ_s	ϵ_∞	ϵ_{s1}	ϵ_{s2}	ϵ_{s3}	τ_1 (Ps)	τ_2 (Ps)	τ_3 (ns)
0.7	6.5	50.7	16.2	9835	7.95	408	73.5

Tableau 2.4: Paramètres de Debye pour le sang (modèle 3-termes Debye).

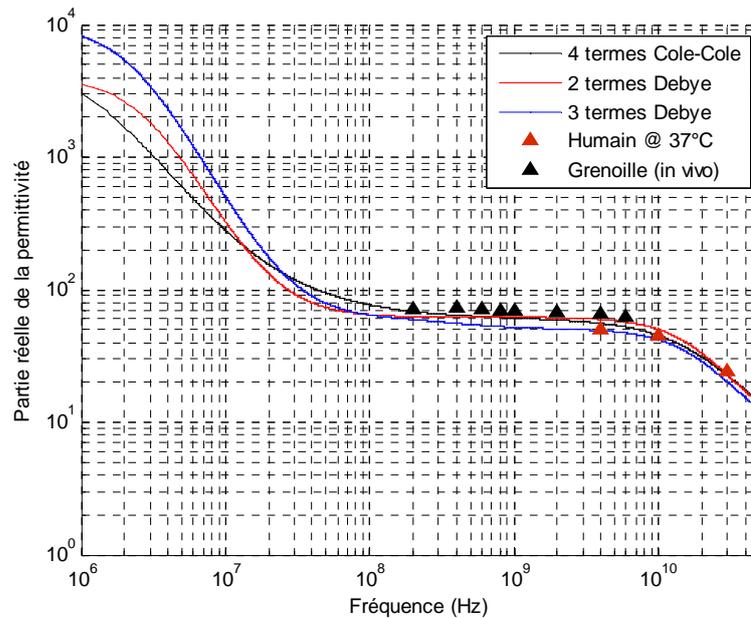


Figure 2.9 : Comparaison de trois modèles décrit pour la permittivité réelle du sang.

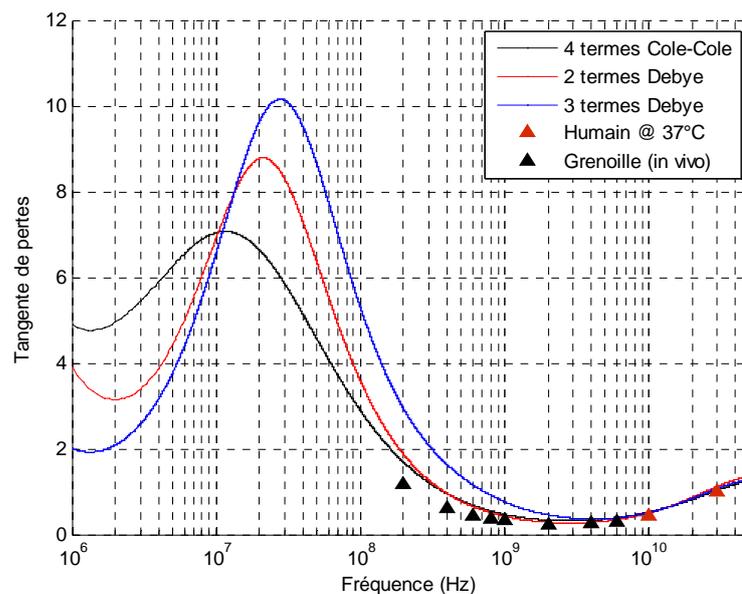


Figure 2.10 : Variation fréquentielle de $tg\delta$ du sang pour les différents modèles.

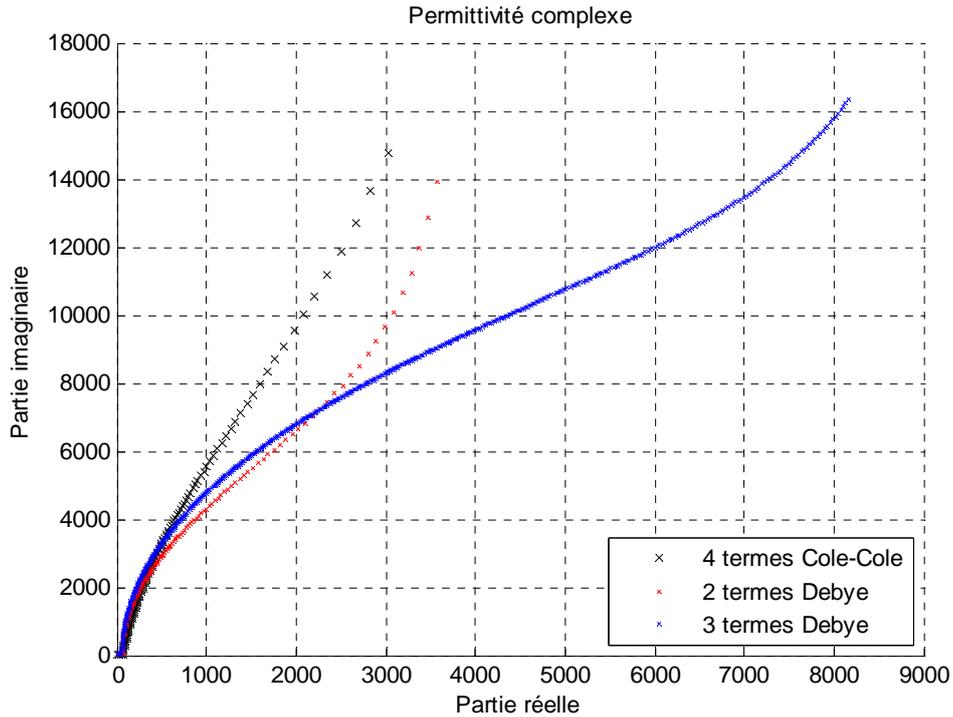


Figure 2.11 : Diagramme d'Argand pour le sang.

2.2.3 Modélisation des propriétés électriques des Os :

Il y a deux types d'Os, les Os cortical et les Os spongieux (ou concellous). Les premiers constituent le mur extérieur de tous les Os donc fait un support et protecteur de squelette. Cependant, les deuxièmes constituent la partie intérieure des Os qui ressemble à une éponge avec des espaces contenant la moelle de la graisse [15].

- **Modèle 4-termes Cole-Cole :**

Les paramètres de *Cole-Cole* donnés par *Gabriel* pour les deux types des Os sont donnés dans les tableaux suivants (2.5) et (2.6) ($f=1$ Hz à 100 GHz):

Matériau	σ_s	ϵ_∞	$\Delta\epsilon_1$	α_1	$\Delta\epsilon_2$	α_2	$\Delta\epsilon_3$	α_3	$\Delta\epsilon_4$	α_4
Os spongieux	0.07	2.5	18.0	0.22	300	0.25	$2 \cdot 10^4$	0.2	$2 \cdot 10^7$	0.0
Os cortical	0.02	2.5	10.0	0.2	180	0.2	$5 \cdot 10^3$	0.2	$1 \cdot 10^5$	0.0

Tableau 2.5: Paramètres de Cole-Cole donnés pour Les Os.

Matériau	τ_1 (Ps)	τ_2 (ns)	τ_3 (μ s)	τ_4 (ms)
Os spongieux	13.26	79.58	159.2	15.92
Os cortical	13.26	79.58	159.2	15.92

Tableau 2.6: Les temps de relaxation associés pour les Os.

- **Modèle 2-termes Debye**

Les paramètres de Debye pour ce modèle sont donnés dans le tableau (2.7), dans une bande de fréquence allant de 1 MHz à 100 GHz (voir les références [26] [27]).

- **Modèle 3-termes Debye**

Pour les Os cortical les paramètres d'un modèle de 3-termes Debye sont donnés dans la référence [27], tableau (2.8) ($f = 1$ MHz à 100 GHz). La permittivité diélectrique et la conductivité électrique sont calculées par les équations suivantes:

$$\varepsilon' = \varepsilon_{\infty} + \sum_{i=1}^3 \frac{\Delta\varepsilon_i}{1 + (\omega / \omega_i)^2} \quad (2.13)$$

$$\sigma' = \sigma_s + \omega^2 \varepsilon_0 \sum_{i=1}^3 \frac{\Delta\varepsilon_i}{1 + (\omega / \omega_i)^2} \quad (2.14)$$

Avec $\Delta\varepsilon_i$ est le changement de la permittivité relative due au dispersion associer à ω_i .

Matériau	σ_s	ε_{∞}	ε_{s1}	ε_{s2}	τ_1 (ns)	τ_2 (Ps)
Os spongieux	0.07	2.5	97.5	11.0	15	8.37
Os cortical	0.02	2.5	37.5	5.5	15	8.37

Tableau 2.7 : Paramètres de Debye pour les Os (modèle 2-termes Debye).

σ_s	ε_{∞}	ε_{s1}	ε_{s2}	ε_{s3}	τ_1 (Ps)	τ_2 (ns)	τ_3 (ns)
0.02	3.2	7.7	3.4	137	10.1	0.207	21.1

Tableau 2.8: Paramètres de Debye pour les Os cortical (modèle 3-termes Debye).

Les variations de la permittivité réelle en fonction de la fréquence sont données sur les figures (2.12) et (2.14) pour les Os spongieux et cortical respectivement. La conductivité électrique réelle est une autre grandeur qui permet de représenter les pertes diélectriques dans le matériau. La figure (2.15) donne les variations fréquentielle de la conductivité des Os cortical.

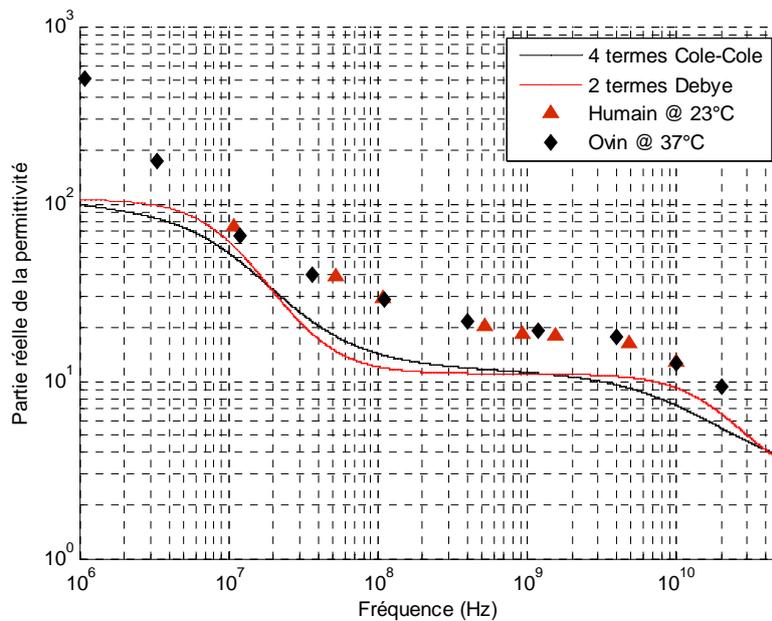


Figure 2.12 : Comparaison de deux modèles décrit pour la permittivité réelle des Os spongieux.

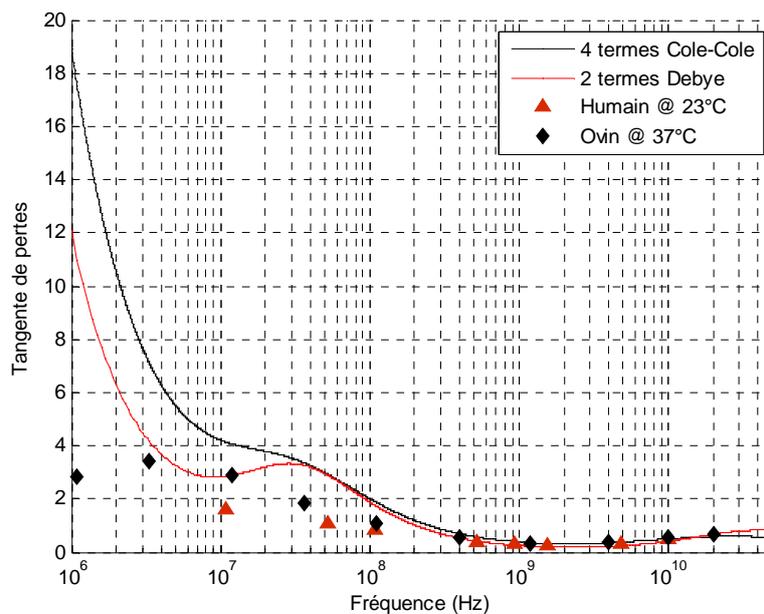


Figure 2.13 : Variation fréquentielle de $tg\delta$ des Os spongieux pour les deux modèles.

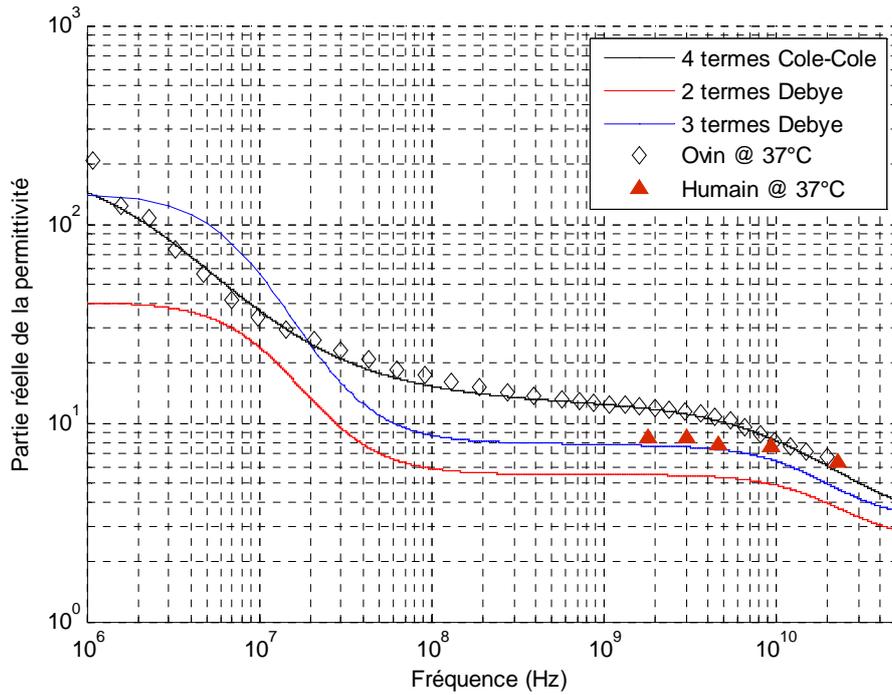


Figure 2.14 : Comparaison de trois modèles décrit pour la permittivité réelle des Os cortical.

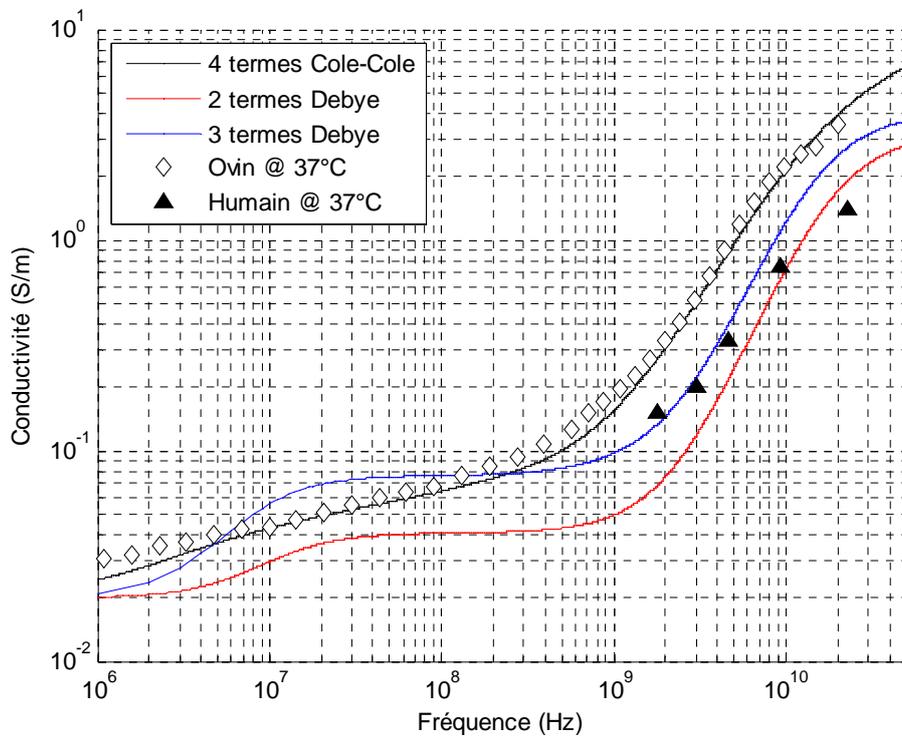


Figure 2.15 : Comparaison de trois modèles décrit pour la conductivité des Os cortical.

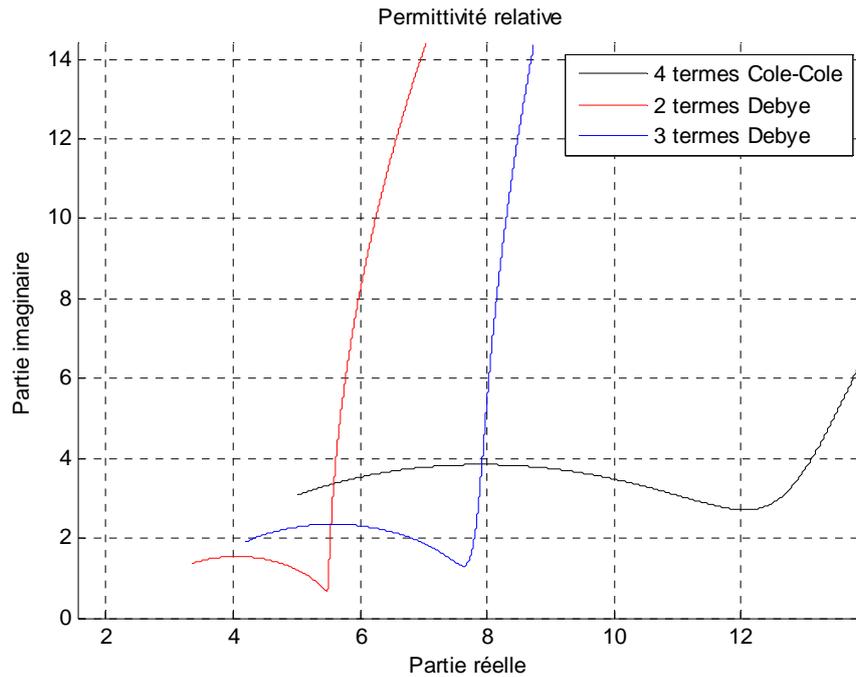


Figure 2.16 : Diagramme d'Argand pour les Os cortical.

2.2.4 Modélisation de propriétés électriques de cerveau:

Le cerveau est subdivisé en deux hémisphères [15]. La couche intérieure se compose de la matière blanche qui constitue de fibres blanches myélinisées et la moelle épinière. Cependant, la couche extérieure se compose de matière grise et se distingue de la matière blanche par les structures internes du corps cellulaire de ces neurones.

- **Modèle 4-termes Cole-Cole :**

Les paramètres donnés par *Gabriel*, concernant la matière blanche et grise, sont donnés dans le tableau (2.9-10).

L'équation caractérisant ce modèle est la même donnée précédemment (équation 2.12).

Matériau	σ_s	ϵ_∞	$\Delta\epsilon_1$	α_1	$\Delta\epsilon_2$	A_2	$\Delta\epsilon_3$	α_3	$\Delta\epsilon_4$	α_4
Matière blanche	0.02	4.0	32.0	0.1	100	0.1	410^7	0.3	3.510^7	0.02
Matière grise	0.02	4.0	45.0	0.1	400	0.15	210^7	0.22	4.510^7	0.0

Tableau 2.9: Paramètres de Cole-Cole donnés pour Le cerveau.

Matériau	τ_1 (Ps)	τ_2 (ns)	τ_3 (μ s)	τ_4 (ms)
Matière blanche	7.958	7.958	53.05	7.958
Matière grise	7.958	15.92	106.1	5.305

Tableau 2.10: Les temps de relaxation associés pour le cerveau.

- **Modèle 2-termes Debye :**

Les paramètres caractérisant ce modèle pour les deux matériaux de cerveau sont donnés dans le tableau (2.11) ($f=10$ MHz à 20 GHz).

Matière blanche						Matière grise					
σ_s	ϵ_∞	$\Delta\epsilon_1$	$\Delta\epsilon_2$	τ_1 (ns)	τ_2 (Ps)	σ_s	ϵ_∞	$\Delta\epsilon_1$	$\Delta\epsilon_2$	τ_1 (ns)	τ_2 (Ps)
0.13	18	130	20	5	15	0.23	20	250	32	4	15

Tableau 2.11: Paramètres de Debye donnés pour Le cerveau.

La comparaison des deux modèles, pour la permittivité et la conductivité, est donnée sur les figures (2.17-20).

Rq : Les abréviations sur les courbes MG et MB dénotent matière grise et matière blanche respectivement.

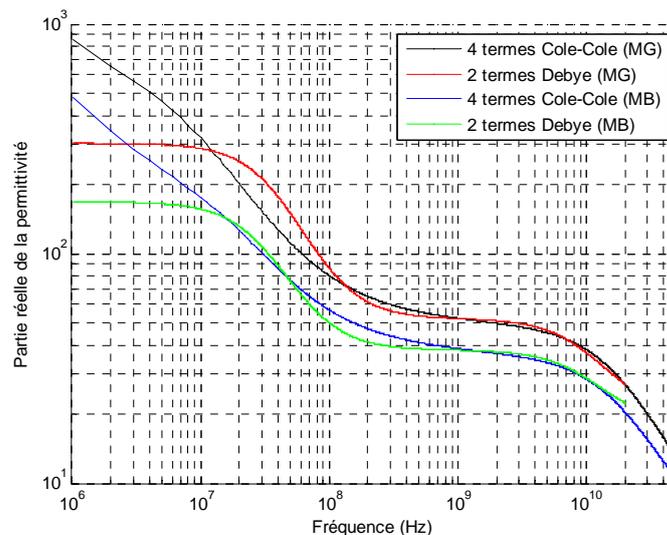


Figure 2.17 : Comparaison des deux modèles décrit pour la permittivité réelle de la matière grise et blanche.

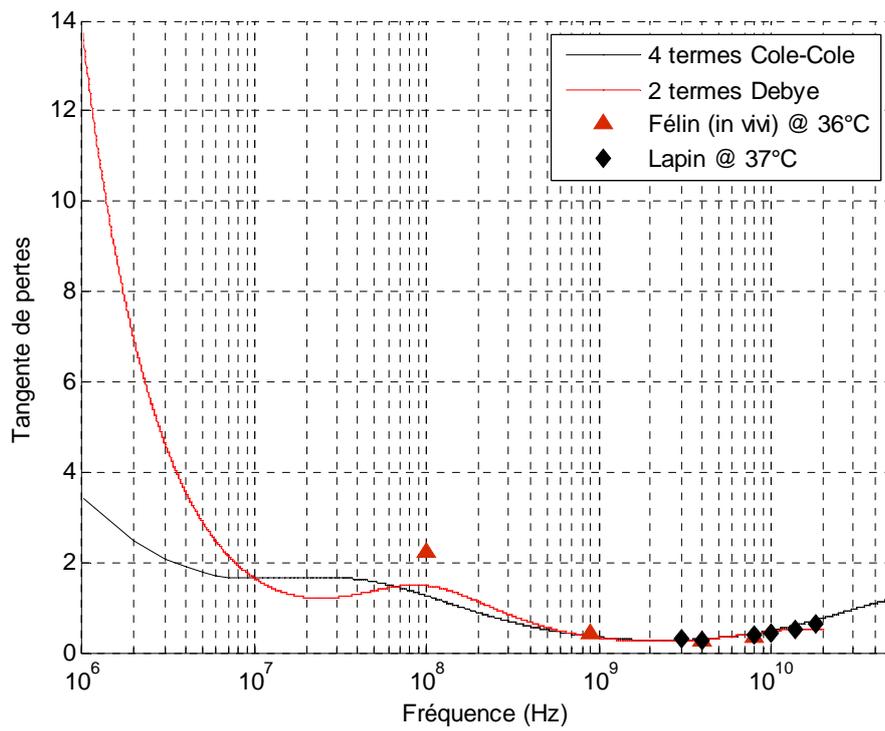


Figure 2.18 : Variation fréquentielle de $\tan \delta$ de la matière grise pour les deux modèles.

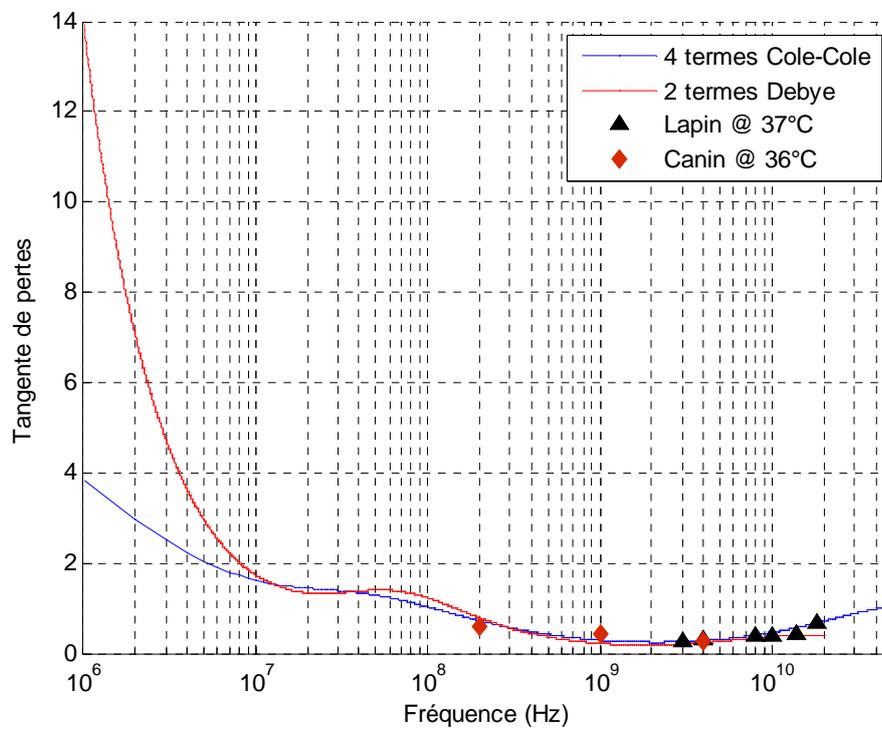


Figure 2.19 : Variation fréquentielle de $\tan \delta$ de la matière blanche pour les deux modèles.

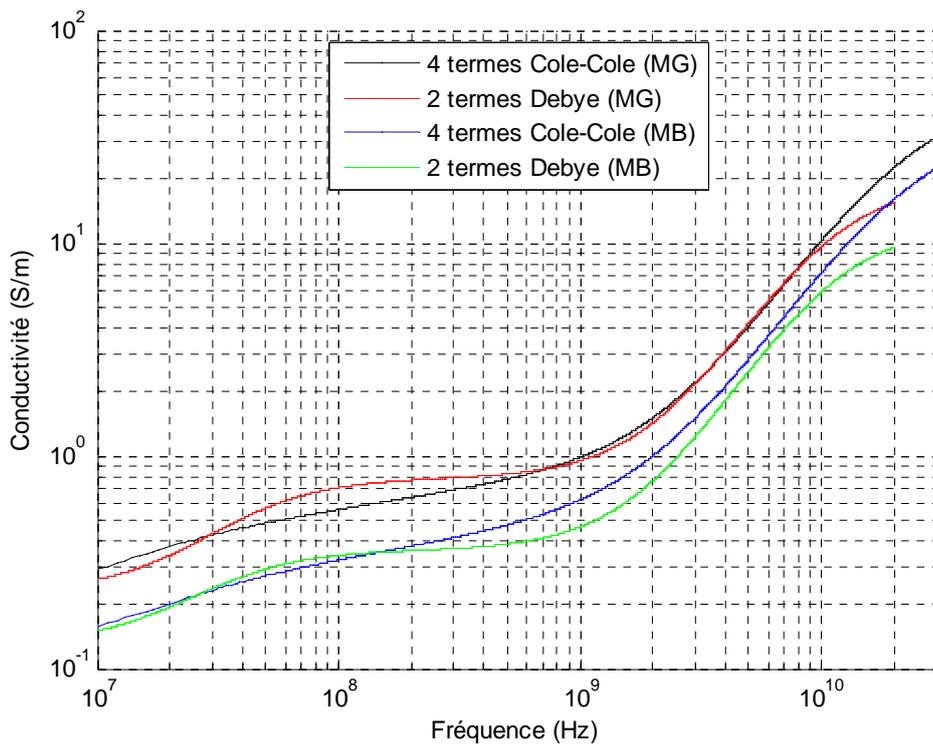


Figure 2.20 : Comparaison des deux modèles décrit pour la conductivité de la matière grise et blanche.

2.2.5 Discussion des résultats :

Sur les figures (2.9, 12, 14, 17), et dans la gamme de fréquence allant de 1 MHz à 50 GHz, on peut identifier clairement deux régions de dispersion pour tous les matériaux, bien apparaître dans les trois modèles. La première région est située dans la bande de fréquence 1 MHz à 100 MHz. Elle décrit les différentes relaxations des molécules polaires et de l'eau liée. La deuxième située au environ de 20 GHz elle est due à la relaxation de l'eau libre. Une troisième région est introduite par le modèle 3 termes *Debye* dans la modélisation des propriétés diélectriques du sang et des Os cortical, elle se situe autour de 400 MHz et 700 MHz respectivement. Cette dispersion est due aux relaxations des acides aminés et des protéines liés avec l'eau, elle est d'amplitude très faible (selon la composition de matériau) c'est pour cela elle n'apparaît pas clairement sur les courbes.

Toutes ces relaxations contribuent à l'augmentation des pertes dans le matériau. Les figures (2.10, 13, 18, 19) représentent l'évolution de la tangente de pertes où il apparaît des pics de relaxations d'amplitude et de largeur différent selon la composition du matériau et le modèle qui décrit leur variation fréquentielle. Ces pics peuvent être la combinaison de plusieurs mécanismes de relaxations pouvant intervenir dans des gammes de fréquence

différente et qui se traduisent par une augmentation apparente de la conductivité électrique du matériau figures (2.15, 20). En outre, l'effet de la conductivité statique peut augmenter la partie imaginaire de la permittivité aux basses fréquences. Cet effet est bien apparu sur le diagramme d'Argand figure (3.11).

En outre, on observe sur les courbes décrivant la variation de la permittivité réelle (ou la conductivité), que le modèle 4-termes *Cole-Cole* se caractérise par des régions de dispersion fréquemment chevauchées et la permittivité réelle (conductivité) subi une diminution continue (ou augmentation continue) sur toute la bande de fréquence. Il résulte donc des régions de dispersion et des pics de relaxation plus larges (due à une distribution plus large de processus de relaxation mis en jeu). On observe aussi que tous les modèles présentent une bonne concordance avec eux, et avec les résultats de la littérature, autour de 20 GHz puisque les seules relaxations interviennent à cette fréquence sont dues aux relaxations de l'eau libre.

Conclusion

L'évolution, en fonction de la fréquence, de la permittivité diélectrique complexe et de la conductivité électrique des matériaux biologiques est couramment décrite par des fonctions analytiques de types *Debye* et *Cole-Cloe*. L'ensemble des résultats discutés précédemment nous permet de conclure que :

- Dans la bande de fréquence allant de 1 MHz à 1 GHz, les modèles décrits précédemment (modèle 2, 3 termes *Debye* et 4 termes *Cole-Cole*) diffèrent par l'amplitude et la largeur de régions de dispersions dus aux nombres des relaxations considérées dans chaque modèle : le modèle 4 termes *Cole-Cole* considère les plus larges relaxations que les autres modèles.
- Autour de 20 GHz tous les modèles présentent des dispersions liées à la relaxation de l'eau libre.

Chapitre 3

Dispositif expérimental et techniques de mesure

Introduction

La caractérisation électrique des milieux biologiques nécessite l'utilisation d'un dispositif de mesure et d'un modèle permettant l'extraction des paramètres de conductivité et de permittivité. Il existe plusieurs méthodes de mesure qui diffèrent selon les fréquences étudiées. Pour chaque méthode, il existe différents modèles plus ou moins complexes pour représenter le dispositif de mesure et l'échantillon testé. Ce chapitre est consacré aux méthodes de mesures de la conductivité et de la permittivité diélectrique dans la bande des fréquences micro-ondes. En effet, la mesure de ces paramètres s'effectue soit :

En domaine fréquentiel : les méthodes utilisées, en domaine fréquentiel, sont basées sur l'emploi d'analyseurs de réseaux vectoriels composés d'une source hyperfréquence et des dispositifs de séparation des signaux. Les paramètres S mesurés sont utilisés pour calculer les caractéristiques électriques du matériau sous test.

En domaine temporel : les mesures sont effectuées à l'aide d'un spectromètre, et basées sur la propagation d'une onde électromagnétique qui est un échelon de tension à temps de montée très bref et d'en étudier la réflexion qu'il peut avoir sur un matériau placé dans cette ligne.

3.1 Time Domain Spectroscopy (TDS):

L'objectif de la spectroscopie en domaine temporel (TDS) est d'acquérir l'évolution de la permittivité d'un matériau en fonction de la fréquence, à partir de mesures TDR.

La méthode TDR (ou Réflectométrie en Domaine Temporel), en tant que moyen de mesure de la permittivité des matériaux, est due à *Nicolson* et *Ross* en 1970 [28] [29]. Le principe de base de cette technique consiste à faire propager dans une ligne sans perte un signal électromagnétique qui est un échelon de tension à temps de montée très bref et d'en étudier l'incidence qu'il peut avoir sur un matériau placé dans cette ligne. Le calcul, à partir des signaux temporels, du coefficient de réflexion dans le domaine fréquentiel (à l'aide d'un traitement de Fourier) permet de déduire la permittivité relative complexe.

Cette approche (TDR) est couramment utilisée pour caractériser la relaxation des liquides polaires [30] elle présente l'avantage de fournir une mesure rapide mais reste limitée par rapport à la première en bande fréquentielle et dans la qualité du rapport signal sur bruit. Nous exposons, dans la suite, le dispositif expérimental ainsi que le principe des méthodes utilisées en domaine fréquentiel.

3.2 Dispositif et techniques de mesure en domaine fréquentiel :

3.2.1 Dispositif expérimental :

3.2.1.1 Analyseur de réseau :

L'apparition des analyseurs de réseaux automatiques *PNA* (*Perfect Network Analyser*) en 1970, commercialisés par la société *HP* (*Hewlett-Packard*), a permis une évolution majeure des mesures hyperfréquences. Cela a ouvert la voie, d'une part, à l'automatisation des méthodes déjà existantes (cavités résonantes) et, d'autre part, au développement de nouvelles techniques de mesure (méthode en espace libre ou en propagation guidée) pour une caractérisation large bande. Le principe de fonctionnement de ces appareils est basé sur l'émission et la réception d'une énergie électromagnétique par les deux ports du *PNA*. L'acquisition des paramètres de répartition $[S]$ du dispositif sous test se fait via un ordinateur de pilotage. Les quatre paramètres $(S_{11}, S_{21}, S_{12}, S_{22})$ de cette matrice expriment les coefficients de réflexion et de transmission sur les deux ports de l'appareil. Ils dépendent des propriétés diélectriques et géométriques du dispositif sous test. L'estimation

des caractéristiques électromagnétiques du matériau à partir des grandeurs mesurées fait intervenir des relations explicites ou des méthodes itératives d'optimisation numérique.

3.2.1.1.1 Schéma bloc d'un analyseur de réseau :

L'ensemble du système constituant l'analyseur de réseaux possède quatre modules figure (3.1) [31]. Deux sont commun à toutes les configurations quelle que soit la bande de fréquence choisie, ce sont le processeur et le détecteur FI (fréquence intermédiaire) qui sert de lien entre le processeur et les mesures hyperfréquences. Les deux autres sont à changer pour modifier la gamme d'utilisation, ce sont la source et le test set. Ces quatre modules sont mis au centre d'un système informatique pour être informatisés.

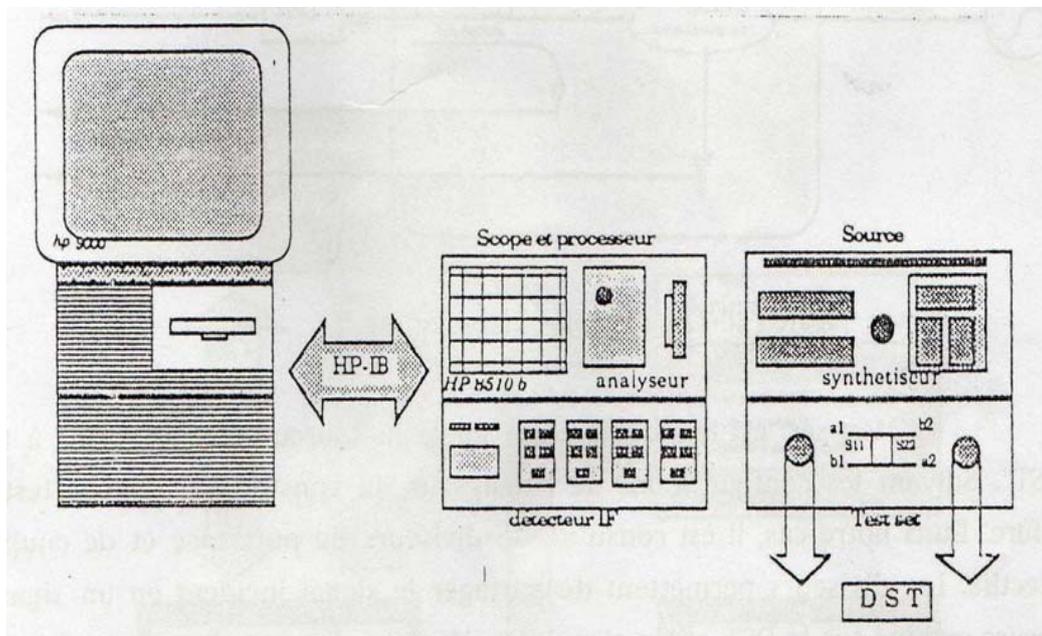


Figure 3.1 : Schéma de l'ensemble : Analyseur de réseaux / ordinateur.

La source utilisée est un synthétiseur permettant de générer des fréquences allant de 10 MHz à 20 GHz.

Le test set est le module placé entre la source et le dispositif sous test (DST), il est constitué de diviseurs de puissance qui partage le signal stimulé par la source en un signal incident envoyé au dispositif sous test et un signal de référence. Et des coupleurs qui sont faits pour séparer les signaux incidents et réfléchis issus du DST figure (3.2).

Le détecteur IF c'est un récepteur qui effectue le traitement du signaux incidents et réfléchis ou transmis. Ces signaux sont transformés en signaux de fréquences intermédiaires pour être traitée par le processeur [4,32].

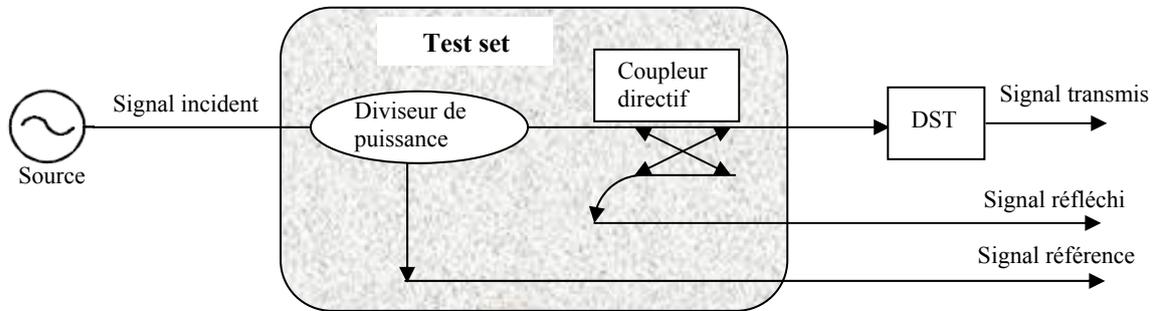


Figure 3.2 : Principe du "test set".

Les résultats de mesures effectuées ainsi que leurs représentation graphique sont visualisées sur l'écran de visualisation.

3.2.1.1.2 Principe de mesure

Le principe de l'analyseur de réseaux consiste à exciter le dispositif sous test par un de ces accès à l'aide d'un signal sinusoïdal d'amplitude constante et de fréquence variable, puis à partir des signaux réfléchis et transmis on peut mesurer les coefficients S_{ij} de la matrice de répartition du DST en fonction de la fréquence figure (3.3).

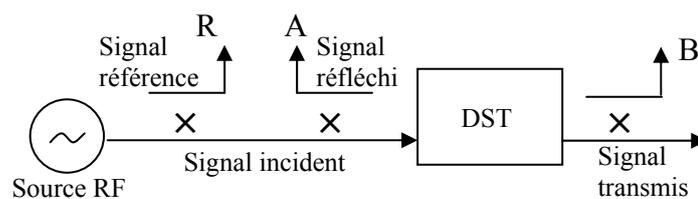


Figure 3.3 : Schéma de base de la mesure des différents signaux.

Considérons le quadripôle schématisé sur la figure (3.4) :

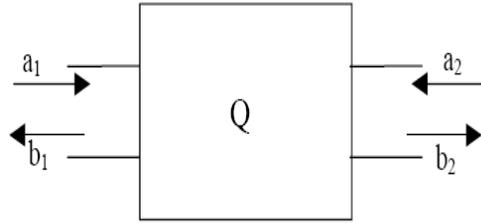


Figure 3.4 : Accès d'un quadripôle.

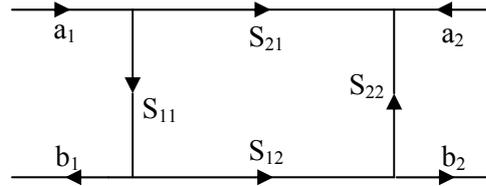


Figure 3.5 : Caractérisation d'un DST type quadripôle par sa matrice S.

L'analyseur possédant deux accès, si l'on envoie l'onde incidente par l'accès 1, elle est représentée vectoriellement par le terme a_1 , le terme b_1 représente l'onde réfléchi et le terme b_2 l'onde transmise. La figure (3.5) donne la représentation d'un quadripôle par sa matrice S. Les coefficients de réflexion et de transmission sont donnés comme suite [33] :

- coefficient de réflexion : $S_{11}(\omega) = \frac{b_1(\omega)}{a_1(\omega)}$

- coefficient de transmission : $S_{21}(\omega) = \frac{b_2(\omega)}{a_1(\omega)}$

Si l'onde incidente est envoyée sur l'accès 2, les coefficients de réflexion et de transmission deviennent respectivement : $S_{22}(\omega) = \frac{b_2(\omega)}{a_2(\omega)}$; $S_{12}(\omega) = \frac{b_1(\omega)}{a_2(\omega)}$

L'ensemble du travail effectué par l'analyseur est représenté sur le schéma suivant figure (3.6).

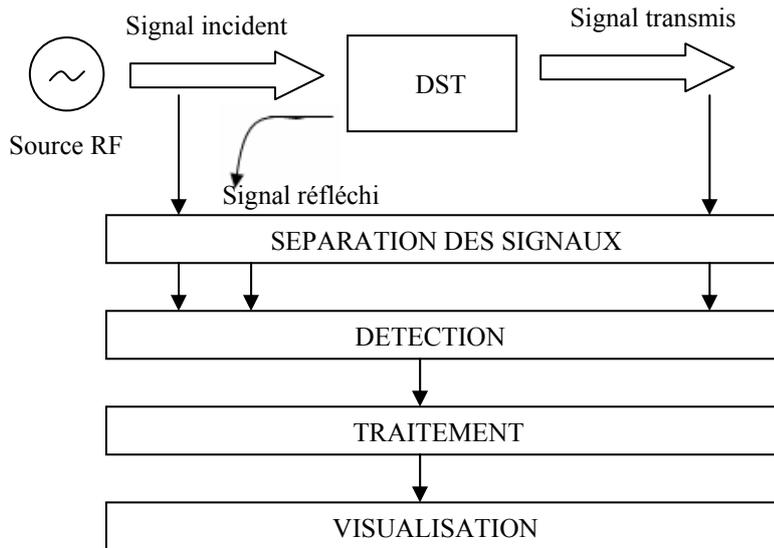


Figure 3.6 : Schéma de principe d'un analyseur de réseau vectoriel.

3.2.1.1.3 Les erreurs de mesures : [33, 34]

Le principe décrit plus haut suppose que les composants utilisés sont parfaits c'est-à-dire sans pertes et de caractéristique fréquentielle idéale. En pratique, les mesures effectuées contiennent un certains nombres d'erreurs qui peuvent être, suivant le cas, corrigés.

On distingue trois types d'erreurs :

- **Erreurs aléatoires :**

Elles sont essentiellement liées au bruit interne des composants. Ces erreurs sont difficiles à évaluer (varies en fonction du temps) et sont considérées comme négligeable devant les erreurs systématiques [35].

- **Erreurs de dérive**

Elles sont dues essentiellement aux changements des performances de l'appareil après une calibration, aux changements de la température entre les mesures et à l'utilisateur.

- **Erreurs systématiques :**

Ce sont des erreurs reproductibles, elles peuvent donc être évaluées et corrigées. Elles sont répertoriées selon leurs natures physiques figure (3.7):

- Erreur de directivité : elle provient de l'imperfection des dispositifs utilisés pour séparer les signaux incidents des signaux réfléchis.

- Erreur de désadaptation de la source : une partie de l'onde réfléchiée par le DST vers la source est renvoyée par celle-ci.
- Erreur de désadaptation de la charge terminale : une partie de l'onde transmise par le DST vers la charge est renvoyée par celle-ci.
- Erreur de poursuite (tracking): elle est due à la différence de chemin entre les signaux de test (externe) et les signaux de référence (interne). Elle dépend fortement de la qualité des câbles.
- Diaphonie qui correspond à une partie de signal qui passe directement sur la voie B sans traverser le DST.

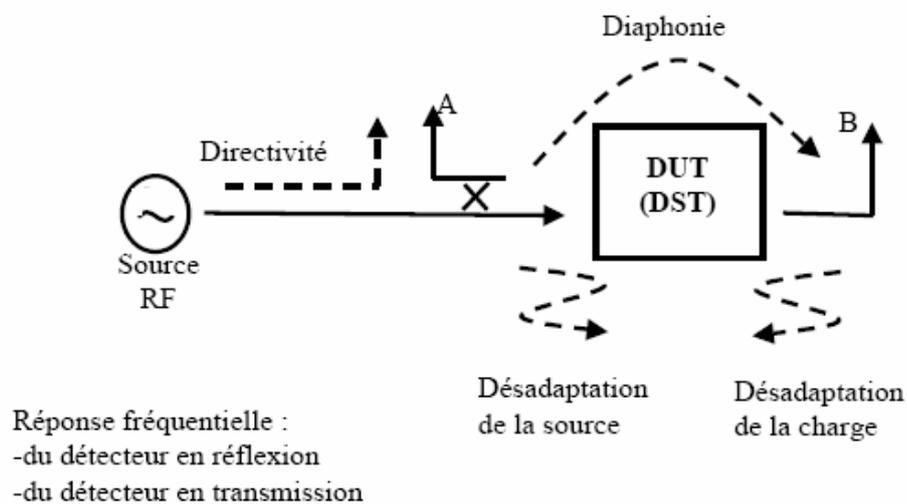


Figure 3.7 : Les six erreurs systématiques présentes lors d'une mesure entrée-sortie.

Toutes les erreurs systématiques peuvent être a priori corrigées pour remonter à la mesure du DST seul. Pour cela, on réalise un calibrage qui a pour but de déterminer et de quantifier toutes les imperfections du système. À partir de là, il est alors possible de remonter par calcul aux paramètres du DST.

3.2.1.1.4 Calibrage:

L'objectif de la procédure de calibrage est d'obtenir un système de mesure corrigé à partir d'un DST en s'affranchissant des erreurs introduites par le banc de mesure. Son principe est d'obtenir un système d'équations exprimant les paramètres S vrais c'est-à-dire de l'échantillon sous test (DST) en fonction des paramètres S mesurés. Le principe consiste donc à mesurer les coefficients cités grâce aux éléments étalons (charges connues) à l'aide de modèles mathématiques de corrections intégrés au processeur de l'analyseur. Plusieurs

procédures d'étalonnages peuvent être utilisées. Les deux principales sont les procédures OSLT et TRL [36].

- **Calibrage OSLT** : Cette technique de calibrage est la plus utilisée pour les structures coaxiales. Elle permet de réaliser des calibrations sur 2 ports, utilisant les 4 standards, ou sur 1 port en utilisant seulement trois standards (OSL) :
 - un circuit ouvert (**Open**)
 - un court circuit (**Short**)
 - une charge parfaitement connue (**Load**)
 - une transmission directe parfaite (**Thru**)
- **Calibrage TRL** : Cette méthode a été introduite par *Engen* et *Hoer* en 1979 [36]. C'est une procédure de calibrage sur deux ports. Elle comporte trois standards :
 - transmission entre les deux voies (**Thru**)
 - réflexion sur chaque voie (**Reflect**)
 - transmission à travers un tronçon de ligne (**Line**)

La calibration sur un port est utilisée pour les mesures en réflexion et peut être corrigée de trois erreurs seulement (directivité, désadaptation de la source, et les erreurs en réflexion). La figure (3.8) représente le graphe de fluence correspond au cas d'une mesure sur un port. La résolution de ce diagramme donne :

$$S_{11M} = E_D + E_{RT} \frac{S_{11A}}{1 - E_S S_{11A}} \quad (3.1)$$

L'équation obtenue lie le coefficient de réflexion vrai au coefficient de réflexion mesuré grâce à trois paramètres inconnus. Pour pouvoir déterminer ces trois valeurs d'erreur, il faut effectuer trois mesures (en général un court-circuit, un circuit ouvert et une charge adaptée). Finalement, on a obtenu un système de trois équations à trois inconnues qui est résolu par l'analyseur de réseaux. Les valeurs ainsi trouvées sont mémorisées et permettent au cours de la mesure d'obtenir les vrais paramètres S à l'aide des paramètres mesurés.

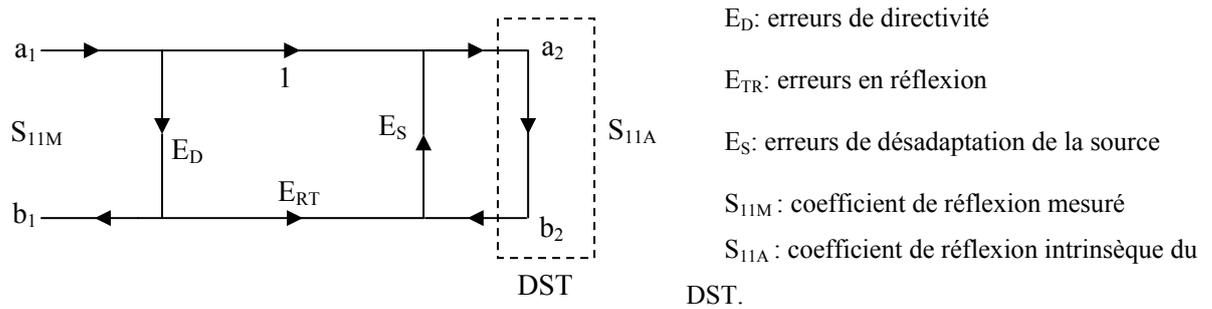


Figure 3.8 : Modèle de trois termes d'erreurs.

Dans le cas d'une calibration «full-2-port», il n'y a plus trois mais douze inconnues à déterminer, il faut donc réaliser douze mesures lors de la calibration (calibration SOLT). Elle nécessite donc un modèle et un traitement mathématique plus complexe.

Généralement La caractérisation diélectrique des matériaux biologiques sur une large gamme de fréquences nécessite de suivre les étapes suivantes :

- prélever un échantillon représentatif du milieu à caractériser,
- assurer le conditionnement de l'échantillon,
- réaliser des mesures de grandeurs électriques caractéristiques de l'échantillon,
- extraire les valeurs de conductivité et de permittivité à partir des grandeurs mesurées et d'un modèle du système de mesure,
- identifier l'ensemble des mesures à un modèle de variation fréquentielle des propriétés électriques.

Les erreurs sur les valeurs de conductivité et de permittivité peuvent trouver leur origine à chaque étape de la caractérisation. La calibration permet de limiter l'erreur sur la caractérisation mais ne permet pas de l'éliminer complètement

3.2.2 Techniques de mesure des propriétés électriques :

Il existe deux grandes classes de méthodes fondamentales pour caractériser un matériau diélectrique en haute fréquence : La méthode à « bande étroite» (appliquée aux structures résonantes) et la méthode « bande large » (appliquée aux lignes de transmission par exemple). La méthode en cavité métallique est la meilleure en terme de précision [37], mais pêche par l'étroitesse de la bande de travail. Par contre, la méthode large bande permet de balayer plusieurs fréquences de manière continue (couvrent au moins une décade de fréquence), mais pêche sur la précision des paramètres à caractériser. Pour les deux méthodes Le matériau peut être destructif ou non.

Ces deux grandes méthodes regroupent en leur sein, plusieurs techniques, parmi lesquelles nous pouvons citer :

- La technique de l'espace libre,
- La technique de cavité résonante,
- La technique des lignes de transmission (ligne coaxiale, guide d'onde rectangulaire).

3.2.2.1 Méthode en espace libre :

Cette méthode est utilisée dans le domaine des ondes millimétrique (bande W et Ka) [38]. Elle consiste à placer une fine couche d'échantillon à caractériser entre une antenne émettrice et une antenne réceptrice figure (3.9). Les propriétés de l'échantillon sont extraites des coefficients de transmission et de réflexion mesurés par l'analyseur de réseau équation (3.2-3).

$$S_{11} = \Gamma \left[\frac{(1 - \tau^2)}{1 - \tau^2 \Gamma^2} \right] \quad (3.2)$$

$$S_{21} = \tau \left[\frac{(1 - \Gamma^2)}{1 - \tau^2 \Gamma^2} \right] \quad (3.3)$$

Avec Γ et τ sont donnés par :

$$\Gamma = \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} - 1}{\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} + 1} \quad (3.4)$$

$$\tau = e^{-\gamma d} \quad (3.5)$$

Où $\gamma = \gamma_0 \sqrt{\varepsilon_r}$ est la constante de propagation de l'onde dans le matériau sous test, $\gamma_0 = (2\pi / \lambda_0)$, λ_0 est la longueur d'onde dans l'espace libre, d est l'épaisseur du matériau, et $\varepsilon_r = \varepsilon' - j\varepsilon''$ est la permittivité relative complexe du matériau. Cette dernière peut être calculée à partir des coefficients de réflexion et de transmission par la relation suivante [37] :

$$\varepsilon_r = \frac{\gamma}{\gamma_0} \left(\frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma} \right) \quad (3.6)$$

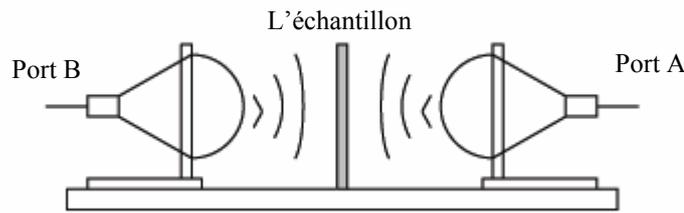


Figure 3.9 : Schéma de mesure en espace libre.

C.M. Alabaster [24] a utilisé cette technique pour mesurer les propriétés diélectriques de la peau humaine dans la bande de fréquence 53 GHz à 63 GHz et 76 GHz à 100 GHz. En effet cette méthode est très contraignante sur le conditionnement et le positionnement de l'échantillon et des antennes. L'échantillon doit être grand, plan et d'épaisseur constante.

3.2.2.2 Méthode en cavité résonante :

La méthode de la cavité résonante fait partie des techniques de mesure de la permittivité les plus anciennes. Une cavité résonante peut avoir une forme géométrique quelconque. Les cavités les plus classiques sont les cavités métalliques rectangulaires ou cylindriques remplies d'air, dans lesquelles on insère l'échantillon à caractériser (Figure 3.10). La complexité de l'analyse électromagnétique dépend de la forme de la cavité. Le principe de fonctionnement d'une cavité résonante repose sur le phénomène de résonance des ondes électromagnétiques. Les propriétés diélectriques 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 due à la présence de l'échantillon équations (3.7).

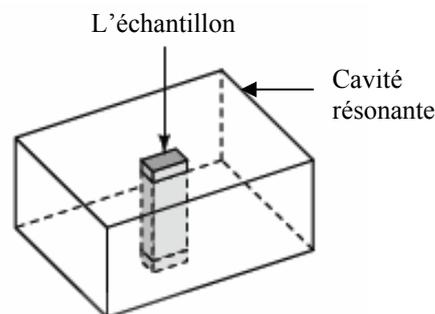


Figure 3.10 : Schéma d'une cavité résonante

$$\varepsilon' = 1 + 2C \frac{\Delta f}{f} \quad \text{et} \quad \varepsilon'' = C \left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_0} \right) \quad (3.7)$$

où C est un paramètre qui peut être défini soit par une analyse théorique à partir des expressions des champs électrique E et magnétique H excités dans la cavité, soit d'une façon expérimentale en utilisant un matériau étalon de caractéristiques électromagnétiques connues. Les paramètres f_0 ($f_0 + \Delta f$) et Q_0 (Q_l) sont la fréquence de résonance et le facteur de qualité à vide (en présence du matériau).

Les travaux utilisant les cavités résonantes pour la caractérisation diélectrique des matériaux biologiques sont peu nombreux. Ceci est dû au caractère monofréquence de la mesure (la mesure de permittivité est possible uniquement aux fréquences de résonance de la cavité). Cela signifie que plusieurs cavités (et autant d'échantillons de matériau) sont nécessaires pour couvrir une large bande de fréquences.

3.2.2.3 Méthodes en propagation guidée :

Dans la propagation guidée les mesures sont faites soit par des méthodes en réflexion (ou réflexion - transmission) soit par des sondes ouvertes. En comparaison des méthodes en cavité résonnante, elles permettent une mesure continue sur tout le spectre jusque 30 GHz [38].

3.2.2.3.1 Méthodes à transmission :

Les méthodes en réflexion (réflexion – transmission) inclut toutes les techniques où le matériau sous teste fait partie d'une ligne de transmission. Le matériau est usiné pour s'adapter aux dimensions de la ligne de transmission. La mesure des paramètres S de la cellule, équivalents aux coefficients de réflexion et de transmission, permet de déterminer les propriétés électromagnétiques de l'échantillon. Ces techniques utilisent soit des lignes coaxiales ou des guides d'ondes rectangulaires figure (3.11).

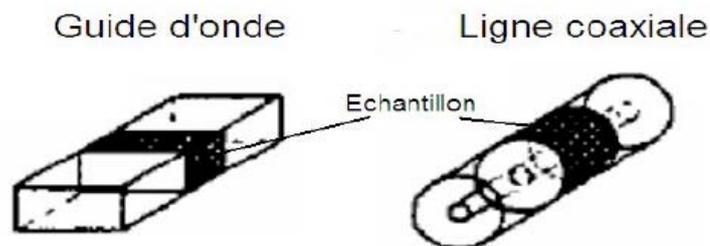


Figure 3.11 : Géométries d'un guide d'onde rectangulaire et d'une ligne coaxiale.

- **Ligne coaxiale**

Les méthodes en réflexion utilisant les lignes coaxiales permettent de mesurer, sur une large bande de fréquence, la permittivité et la perméabilité complexes des matériaux solides isotropes [22]. L'échantillon à analyser se présente sous la forme d'un tore usiné aux dimensions géométriques de la ligne coaxiale utilisée (figures 3.12).

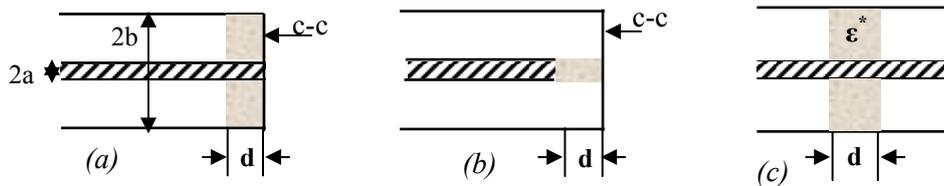


Figure 3.12 : Les différentes configurations de l'échantillon.

Pour toutes ces configurations, l'épaisseur du matériau doit être choisie correctement [39]. Donc, les mesures de diverses épaisseurs d'échantillon peuvent être nécessaires avant qu'une épaisseur optimale soit choisie.

Pour les deux configurations (a et b), la mesure par analyseur de réseau de coefficient de réflexion permet l'estimation seulement de la permittivité diélectrique ε^* du matériau étudié. Cependant, pour la configuration (c) le matériau à caractériser est inséré à l'intérieur de la ligne coaxiale. La caractérisation simultanée de la permittivité et de la perméabilité complexes s'effectue sur la bande de fréquences où se propage le mode fondamental *TEM*, et l'analyse électromagnétique reste relativement simple. La bande dépend de la géométrie de la ligne et des propriétés électromagnétiques remplissant cette dernière. Elle s'étend jusqu'à la fréquence de coupure du premier mode d'ordre supérieur.

Les expressions suivantes permettent le calcul de la fréquence de coupure des différents modes *TE* et *TM* qui peuvent se propager dans une ligne de transmission coaxiale [38].

$$(f_c)_{TE} = \frac{nc}{\pi(a+b)\sqrt{\varepsilon_r}} \quad n = 0,1,2, \quad (3.8)$$

$$(f_c)_{TM} = \frac{nc}{(b-a)\sqrt{\varepsilon_r}} \quad n = 0,1,2, \quad (3.9)$$

Avec : $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$ la célérité de la lumière [m/s].

$\mu_0 = \frac{4\pi}{10^7}$ et $\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi 10^9}$ sont respectivement la perméabilité et la permittivité du vide [H/m], [F/m].

ε_r : est la permittivité diélectrique relative du matériau, a et b sont respectivement les rayons des conducteurs intérieur et extérieur (Figure 3.13). Les dimensions transversales de la cellule sont choisies de façon à fixer l'impédance caractéristique d'entrée à 50Ω . L'expression de l'impédance caractéristique est donnée par la relation :

$$Z = Z_0 \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} = \frac{1}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right) \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} \quad (3.10)$$

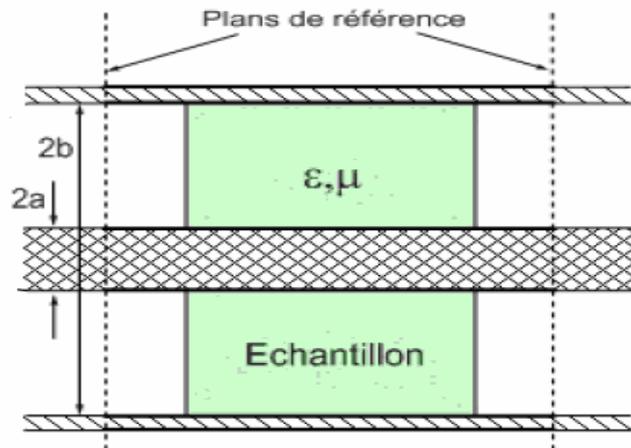


Figure 3.13 : Schéma de dispositif de la cellule de mesure en réflexion - transmission par ligne coaxiale [38].

- **guide d'onde rectangulaire :**

La méthode est fondée sur la mesure, à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriels, des paramètres de répartition (paramètres S_{ij}) d'un guide d'onde rectangulaire dont la section est partiellement remplie par le matériau à étudier (figures 3.14). L'échantillon testé est de forme rectangulaire (plaquette ou couche épaisse) [37].

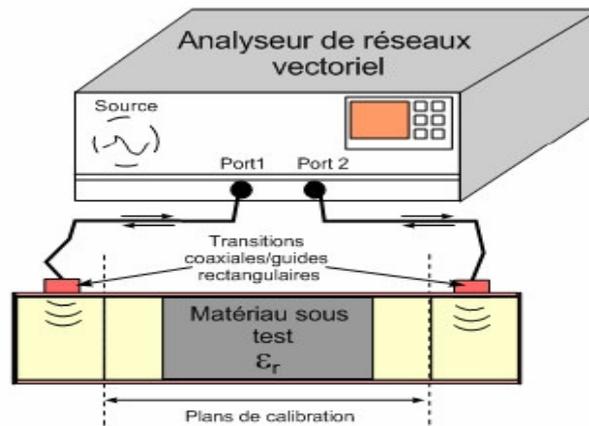


Figure 3.14 : Schéma du dispositif de mesure en guide d'onde rectangulaire [38].

La détermination de la permittivité complexe du matériau sous test à partir du coefficient de réflexion, nécessite d'associer à l'analyse électromagnétique dynamique de la cellule (problème directe) 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.

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, une procédure d'optimisation numérique est utilisée. Cette procédure nécessite un temps de calcul important d'une part et, d'autre part la convergence du processus n'est toujours pas assurée [38].

3.2.2.3.2 Méthodes de mesure par sonde ouverte :

Les méthodes de mesures larges bandes basées sur l'utilisation des sondes sont parmi les méthodes les plus utilisées dans la caractérisation des matériaux. Elles utilisent les sondes de mesure en ligne coaxiale ou en guide d'onde rectangulaire. Le matériau à caractériser est placé au contact de l'extrémité du guide d'onde figure (3.15). Ce dernier fait office d'antenne, rayonnant dans le matériau à caractériser. Le coefficient de réflexion mesuré à l'aide de l'analyseur de réseau dépend des propriétés diélectriques du matériau sous test. Dans le cas solide, cette technique de mesure nécessite une bonne planéité de la surface de l'échantillon pour garantir un bon contact avec la sonde. Une étude plus détaillée de la sonde coaxiale ouverte est décrite dans le quatrième chapitre.

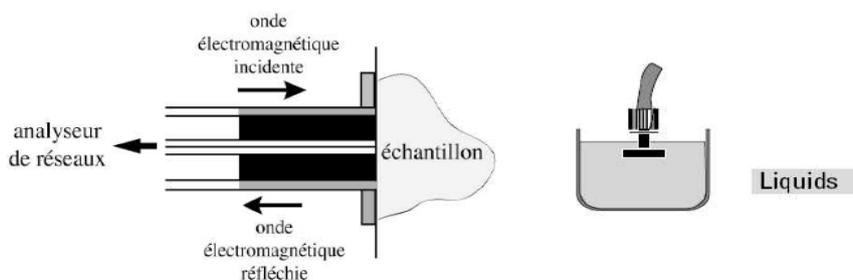


Figure 3.15 : Principe de mesure par sonde coaxiale ouverte.

Conclusion

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 ou σ). La figure (3.16) représente aussi la bande de fréquence et la gamme de perte associées aux différentes techniques de caractérisation. Dans la suite nous faisons une étude de trois méthodes différentes afin de représenter leurs avantages et inconvénients liées à la caractérisation des matériaux biologiques.

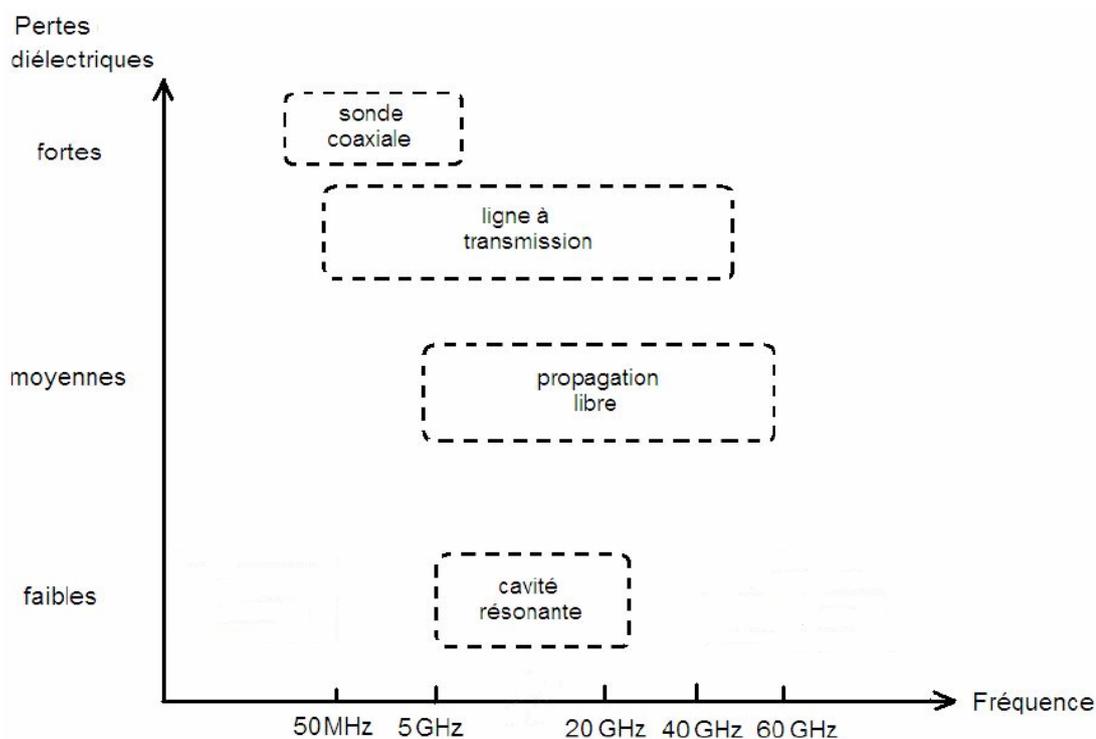


Figure 3.16 : Bande de fréquence et gamme de pertes diélectriques associées aux différentes méthodes [22].

Méthode		Mesures in vivo	Type de Bande	grandeurs mesurées	Forme du matériau	Destructive
Cavité résonante		Non	Mono-fréquence	ε et μ	Cylindrique ou cubique+surfaçage	Oui
Espace libre		Non	Large bande	ε et/ou μ	plaque	Oui
Propagation guidée	Réfl-trans	Non	Large bande	ε et/ou μ	Torique+surfaçage (ligne coaxiale) Et plaquette (guide rectangulaire)	Oui
	Sonde coaxiale ouverte	Oui	Large bande	ε	Surfaçage extérieur	Non

Tableau 3.1 : Principaux types de méthodes de caractérisation des matériaux.

Chapitre 4

Techniques de mesure : étude et résultats de simulation

Introduction

Les méthodes de mesures les plus employées pour la caractérisation des matériaux biologiques sont décrites dans le chapitre précédent. Ce chapitre est consacré à une étude plus détaillée de certains nombres de ces méthodes avec une application réalisée à l'aide d'un simulateur numérique (*CST : Computer Simulation Technology*).

4.1 Outil de simulation :

Afin d'étudier d'un point de vue électromagnétique les différentes techniques de mesure au problème de la caractérisation large bande des matériaux biologiques, nous avons fait appel à un logiciel commercial appelé *CST*. Ce logiciel est basé sur la résolution des équations de *Maxwell* sous leurs forme intégrale équation (4.1-4) [40], au moyen d'une méthode d'intégration finie *FIM (Finit Integration Method)*, dans le domaine temporel. Il permet la simulation des structures dont les dimensions géométriques et les propriétés électromagnétiques sont définies par l'utilisateur.

$$\oint_C E dl = - \frac{d}{dt} \iint_S B ds \quad (4.1)$$

$$\oint_C H dl = \iint_S J ds + \frac{d}{dt} \iint_S D ds \quad (4.2)$$

$$\oiint_S B ds = 0 \quad (4.3)$$

$$\oiint_S D ds = Q \quad (4.4)$$

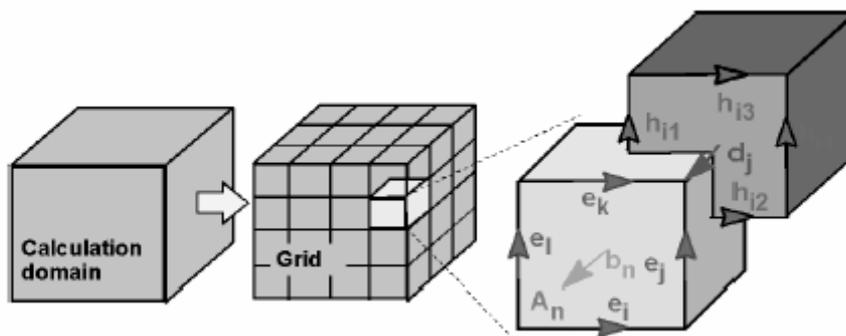
Les relations *constitutives* entre \vec{D} et \vec{E} , \vec{B} et \vec{H} , \vec{J} et \vec{E} sont définies par :

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon \vec{E} \\ \vec{B} &= \mu \vec{H} \\ \vec{J} &= \sigma \vec{E} \end{aligned} \quad (4.5)$$

Où ϵ , μ , et σ sont respectivement la permittivité, la perméabilité, et la conductivité électrique du milieu.

La méthode d'intégration finie (*Finite Integration Technique- FIT*) est développée par *Weiland* en 1976/1977 [40], dans le but de résoudre les équations de *Maxwell* en 3D sur un domaine de calcul, ce domaine spatial global est subdivisé en plusieurs petits cuboïdes orthogonaux construits comme illustré sur la figure ci-après (4.1). Cette méthode est basée sur l'intégration locale des équations de *Maxwell* sur deux maillages duaux, elle conduit naturellement à un schéma explicite moyennant la détermination de deux matrices constitutives qui incluent les propriétés du milieu de propagation. Lorsque les maillages duaux sont orthogonaux, les matrices constitutives sont diagonales. Elle est applicable à plusieurs problèmes électromagnétiques en fréquentiel et en temporel.

Les paramètres qui peuvent être calculés par le logiciel *CST* sont : les paramètres S , les cartes du champ électrique et magnétique, la constante de propagation, les matrices Z et Y , etc. Ainsi ce logiciel offre la possibilité de simuler les matériaux à l'aide des modèles 1-terme *Debye* et 2-termes *Debye*.



e_i : champ électrique h_i : champ magnétique
 b_i : induction magnétique d_j : induction électrique

Figure 4.1 : Discrétisation en cuboïdes orthogonaux.

4.2 Cellule de mesure en réflexion - transmission :

4.2.1 Principe de la méthode :

La présence d'un matériau à l'intérieur du porte échantillon de la cellule en ligne coaxiale fait apparaître trois régions Figure (4.2) :

- région 1 : ligne coaxiale vide d'impédance Z_0 ,
- région 2 : ligne coaxiale chargée par l'échantillon d'impédance Z et de longueur d ,
- région 3 : ligne coaxiale vide d'impédance Z_0 .

Les régions 1 et 3 communément appelées régions vides sont, en général, remplies d'un diélectrique sans pertes (Téflon par exemple) dont l'objectif est de maintenir l'âme centrale de la ligne coaxiale dans l'axe de la cellule ou pour contenir le matériau s'il s'agit d'un liquide.

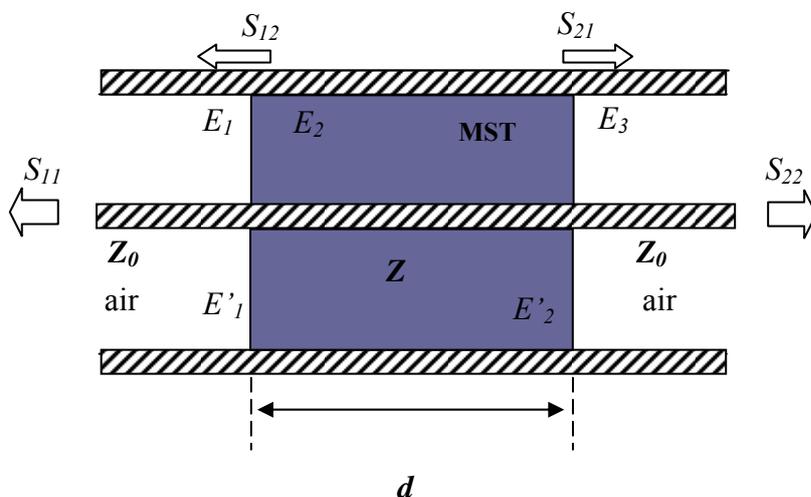


Figure 4.2 : Cellule de mesure chargée par le matériau à caractériser.

La présence de deux plans de discontinuité implique l'existence de réflexions multiples dans le matériau. L'ensemble de ces réflexions multiples est pris en compte dans les expressions de coefficients S_{11} et S_{21} .

L'échantillon comme le montre la figure (4.2) est d'épaisseur d et de constante de propagation γ , elle est plongée entre deux milieux de constante de propagation γ_0 . Les équations des champs au niveau de différents dioptries sont données comme suite :

$$\begin{aligned} E_2 &= (1 + \rho_1)E_1 - \rho_1 E'_2 \exp(-\gamma d) \\ E_3 &= (1 + \rho_2)E_2 \exp(-\gamma d) \\ E'_2 &= \rho_2 E_2 \exp(-\gamma d) \\ E'_1 &= \rho_1 E_1 + (1 - \rho_1)E'_2 \exp(-\gamma d) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Avec :

E_1 : Champ incident sur le premier dioptrie ;

E'_1 : Champ total réfléchi au niveau du premier dioptrie ;

E_2 : Champ total à l'intérieur du diélectrique ;

E'_2 : Champ total réfléchi au niveau de second dioptrie ;

E_3 : Champ total transmis.

ρ_1 et ρ_2 sont les coefficients de réflexions aux niveaux des interfaces air - MST et MST - air respectivement. Dans ce cas : $\rho_1 = -\rho_2 = \rho$

Donc les coefficients de réflexion et de transmission de matériau à étudier sont donnés par les relations suivantes [41]:

$$S_{11} = \rho \left[\frac{(1 - \tau^2)}{1 - \tau^2 \rho^2} \right] \quad (4.7)$$

$$S_{21} = \tau \left[\frac{(1 - \rho^2)}{1 - \tau^2 \rho^2} \right] \quad (4.8)$$

Avec :

$$\rho = \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} - 1}{\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} + 1} = \frac{\sqrt{\mu} - \sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\mu} + \sqrt{\varepsilon}} \quad (4.9)$$

et :

$$\tau = e^{-\gamma d} = \exp\left[-j\left(\frac{\omega}{c}\right)\sqrt{\mu\varepsilon}d\right] \quad (4.10)$$

Ces derniers ; τ et ρ sont calculer en fonction de S_{11} et S_{21} par les relations suivantes:

$$\rho = x \pm \sqrt{x^2 - 1} \quad (4.11)$$

$$x = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}} \quad (4.12)$$

$$\tau = \frac{S_{11} + S_{21} - \rho}{1 - (S_{11} + S_{21})\rho} \quad (4.13)$$

A partir des équations (4.9) et (4.10) on peut tirer les relations de la permittivité et de la perméabilité :

$$\frac{\mu}{\varepsilon} = \left(\frac{1 + \rho}{1 - \rho}\right)^2 \quad (4.14)$$

$$\mu\varepsilon = -\left[\frac{c}{\omega d} \ln\left(\frac{1}{\tau}\right)\right]^2 \quad (4.15)$$

Pour $\mu = 1$, la permittivité relative complexe est donnée par la relation suivante :

$$\varepsilon_r^* = \frac{1 - \rho}{1 + \rho} \frac{\ln(1/\tau)}{j2\pi d} \frac{c}{f} \quad (4.16)$$

Enfin, si τ et ρ sont calculés à partir des coefficients de réflexion et de transmission mesurés S_{11} et S_{21} , nous pouvons calculés les propriétés électriques du matériau à étudier par cette dernière équation (4.16).

La mesure des paramètres S du matériau sous test nécessite un étalonnage préalable de type SOLT. Un court-circuit (Short), un circuit ouvert (Open) et une charge adaptée (Load) sont placés aux extrémités des câbles de connexions pour corriger la phase des paramètres S et éliminer les erreurs systématiques dues aux instruments de mesure.

4.2.2 Simulation de la cellule de transmission coaxiale :

4.2.2.1 Structure de simulation :

La configuration géométrique de la structure que nous allons étudier est donnée par la figure (4.3). La structure de propagation est constituée de trois régions : Air-DST-Air.

L'analyse électromagnétique de la ligne coaxiale est basée sur la supposition que seul le mode fondamental *TEM* se propage dans la région vide de la ligne. Celle-ci pourrait éventuellement générer des modes d'ordre supérieur dans la région contenant l'échantillon du matériau biologique.

La fréquence maximale pour lequel seul le mode *TEM* se propagera, pour une section de la monture coaxiale quelconque, est donnée par la formule ci-dessous.

$$f_{\max}(\text{GHz}) = \frac{95.493}{\sqrt{\varepsilon_r}(a+b)} \leq f_c \quad (4.17)$$

Avec a et b en mm .

Les dimensions transversales que nous avons utilisées sont relevées à partir de la référence [42]. $a=1.52\text{ mm}$ et $b=3.5\text{ mm}$ (ligne de diamètre extérieur $2b=7\text{ mm}$). Cette ligne peut être utilisée jusqu'à 19 GHz (équation 4.17), mais la présence des matériaux de grande permittivité tel que les matériaux biologique peut abaisser cette fréquence ($f_{\max} < 6\text{ GHz}$ lorsque $\varepsilon_r > 10$).

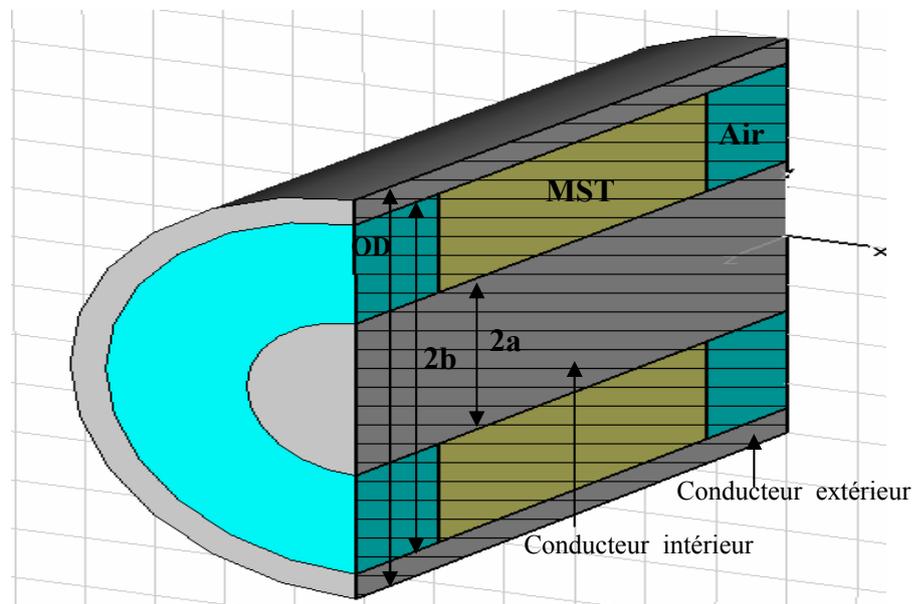


Figure 4.3 : Structure de simulation de la ligne de transmission coaxiale.

Les matériaux simulés sont modélisés par le modèle 2 termes *Debye* donné dans le deuxième chapitre (sans conductivité statique). Les résultats présentés au dessous ont été obtenus après la résolution du problème inverse. Un programme sur *MaTlab7.1* est utilisé

pour extraire les propriétés électriques à partir des coefficients de réflexion et de transmission obtenus par la simulation, on utilisant la relation donnée précédemment (4.16).

4.2.2.2 Résultats de simulation :

Les figures si dessous donne la comparaison des résultats de simulation, des variations fréquentielles des parties réelle et imaginaire de la permittivité (ou la conduction réelle), avec le modèle théorique (2-termes *Debye*). Notons que (ϵ') et (ϵ''), sur les courbes, sont les parties réelle et imaginaire de la permittivité respectivement.

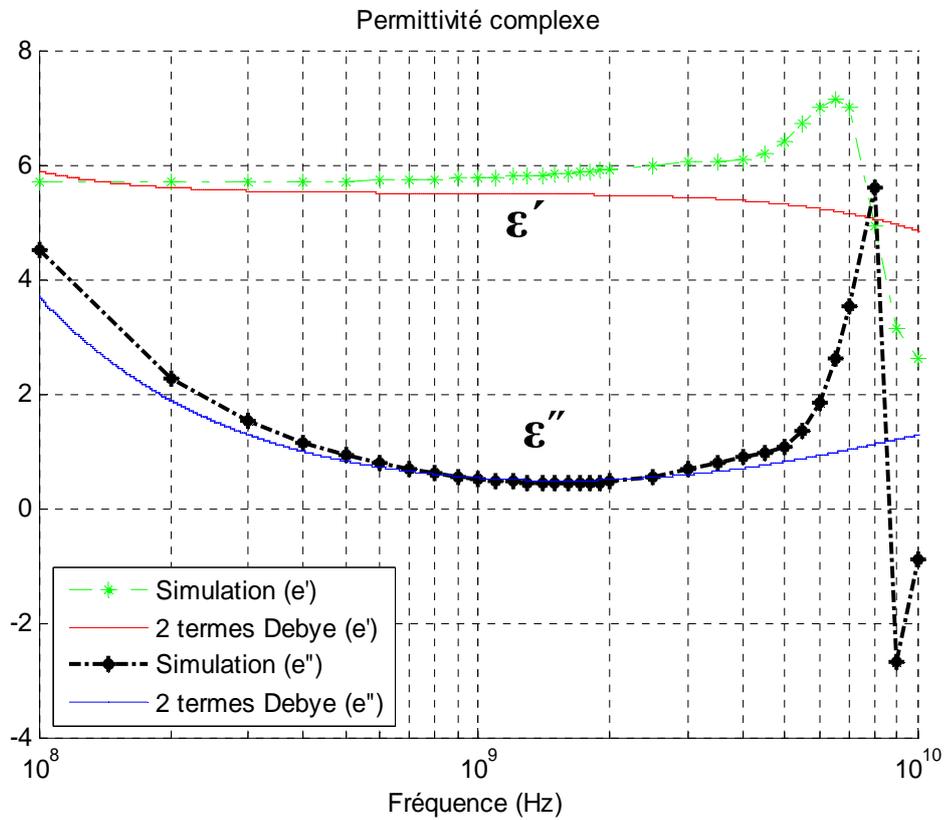


Figure 4.4 : Variation fréquentielle de la permittivité complexe pour les Os cortical $d=7mm$.

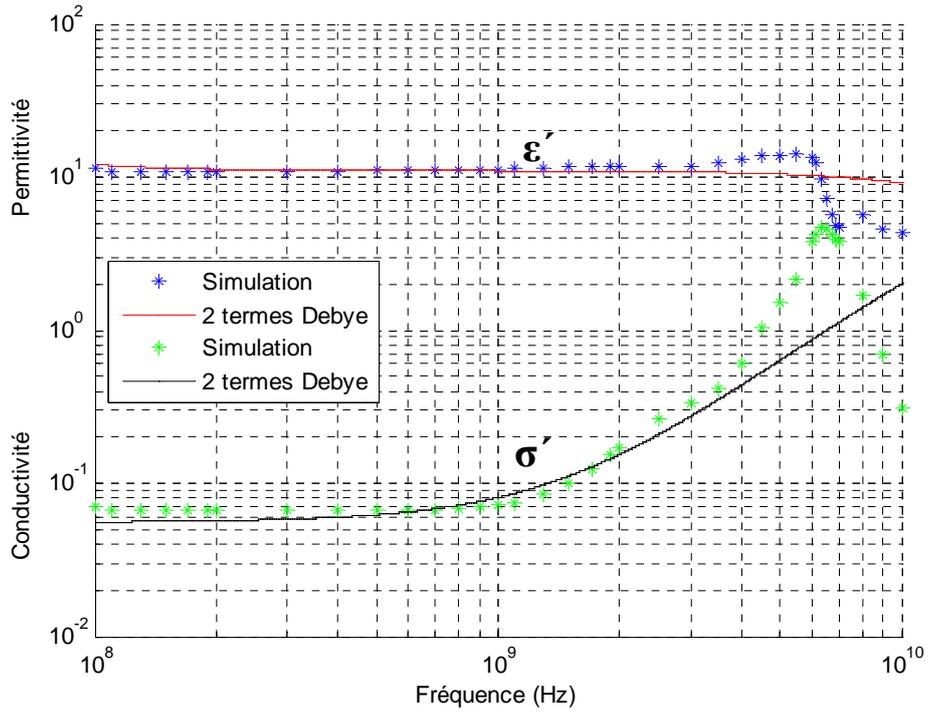


Figure 4.5: Variation fréquentielle de la permittivité et de la conductivité réelles pour les Os spongieux $d=5.5\text{mm}$.

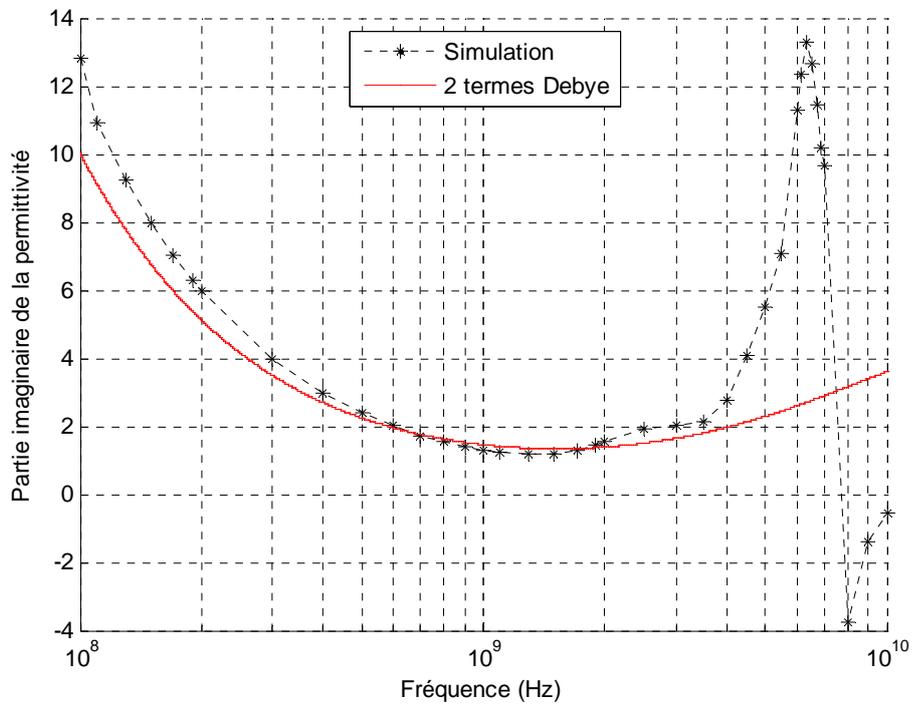


Figure 4.6 : Variation fréquentielle du facteur de perte (ϵ'') pour les Os spongieux.

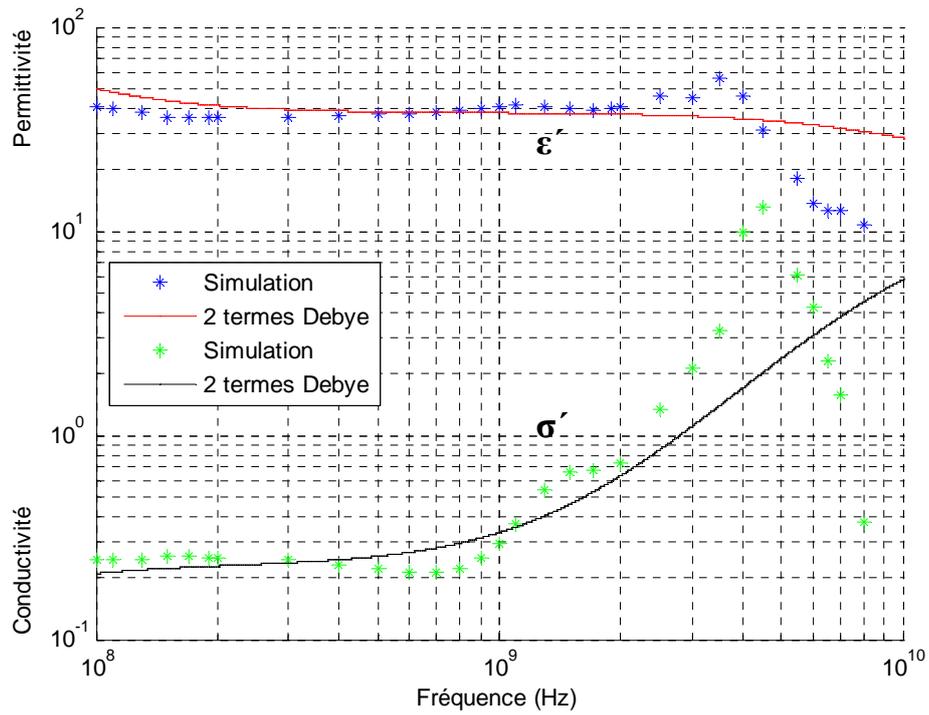


Figure 4.7 : Variation fréquentielle de la permittivité et de la conductivité réelles pour la matière blanche $d=4\text{mm}$.

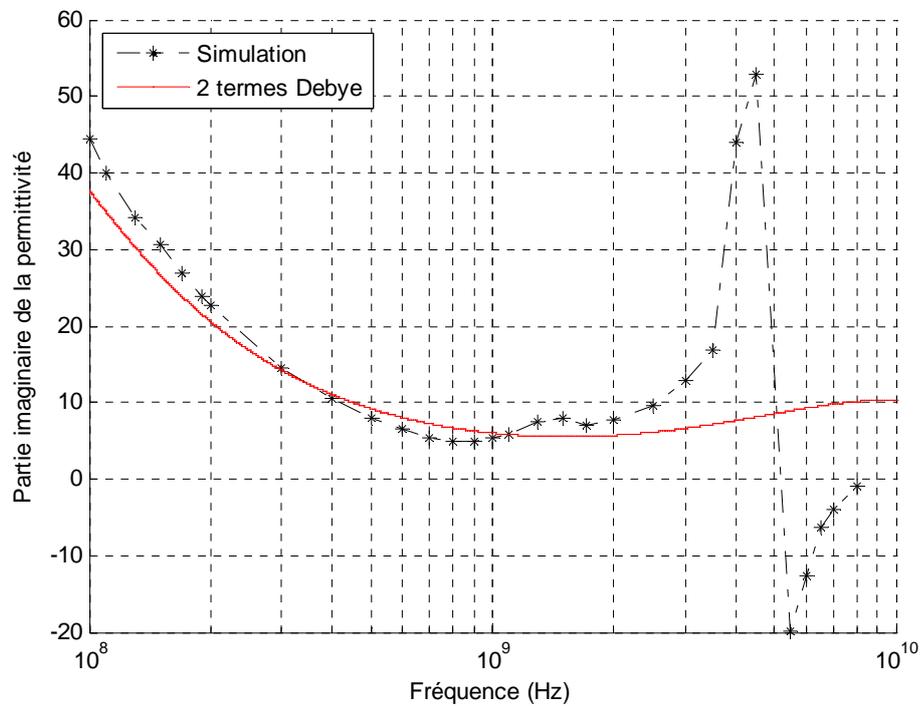


Figure 4.8 : Variation fréquentielle du facteur de perte (ϵ'') pour la matière blanche.

4.2.2.3 Discussion des résultats :

En générale, les résultats obtenus pour la permittivité présentent une bonne concordance avec le modèle 2 termes *Debye* (utilisé dans la simulation) dans une bande de fréquence varie selon le matériau utilisé. Pour les deux types des Os, la bande de fréquence varie entre 100 MHz et 4 GHz (l'erreur relative minimale et maximale atteint dans cette bande est égale à 0.19% et 15% respectivement). A partir de 4 GHz l'erreur sur la partie réelle de la permittivité augmente jusqu'à 35% à 7 GHz et des phénomènes de résonances sont apparus sur la partie imaginaire. De même pour la matière blanche l'erreur sur ε' est comprise entre 0.17% et 15% dans la bande de fréquence allant de 100 MHz à 3 GHz, et à partir de cette fréquence des phénomènes de résonances sont apparus sur ε'' . Ces phénomènes sont dus à la propagation des modes d'ordre supérieur qui s'ajoutent aux effets de polarisation, et complexifient la modélisation de la propagation dans ce matériau, et en conséquence, la méthode de mesure de la permittivité.

Pour augmenter la fréquence d'apparition des modes d'ordres supérieur et donc élargir la bande d'exploitation de la cellule à transmission, il faut utiliser des cellules de dimensions plus petites. Nous faisons donc la simulation d'une autre cellule de dimensions inférieurs à ceux utilisées précédemment, $OD=3.5mm$ ($a=0.456mm$ et $b=1.49mm$). Les résultats obtenus sont représentées sur les figures (4.9-10) et (4.11-12) pour la permittivité complexe et la conductivité réelle des Os cortical et spongieux respectivement.

A travers ces courbes, nous remarquons que la fréquence d'apparition des résonances augmente jusqu'à 12 GHz. De plus, l'épaisseur faible du matériau peut influencer la sensibilité des mesures, l'amplitude du coefficient de réflexion devient faible et l'erreur sur le calcul de ε' devient grande (proche de 19% à 100 MHz).

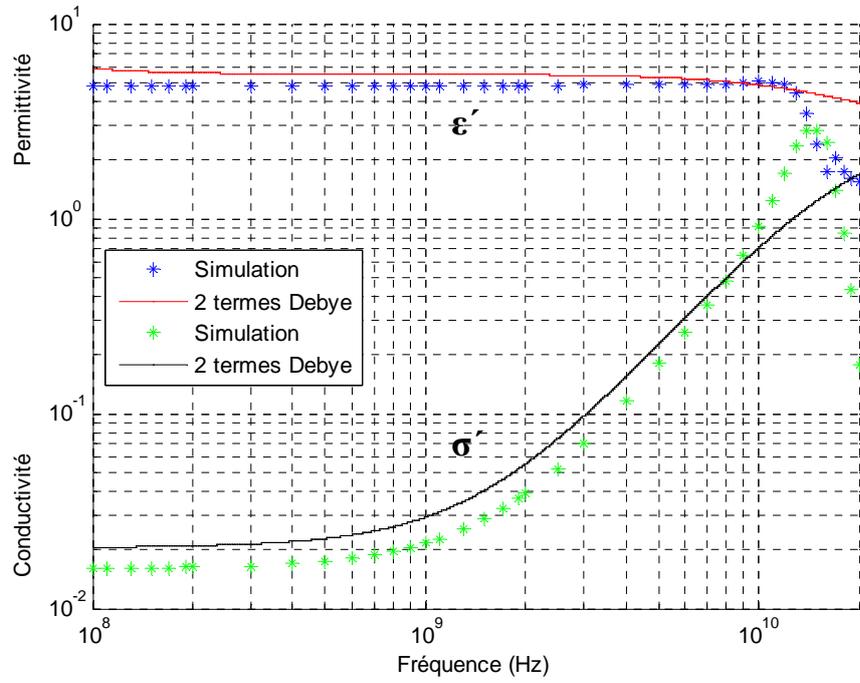


Figure 4.9 : Variation fréquentielle de la permittivité et de la conductivité réelles pour les Os cortical $d=3\text{mm}$.

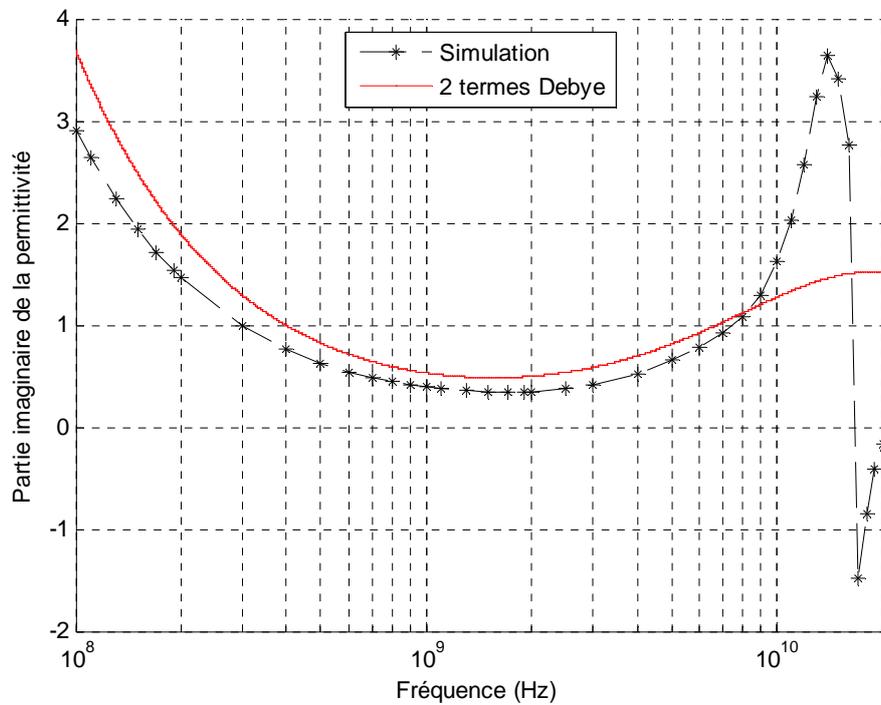


Figure 4.10 : Variation fréquentielle du facteur de perte (ϵ'') pour les Os cortical.

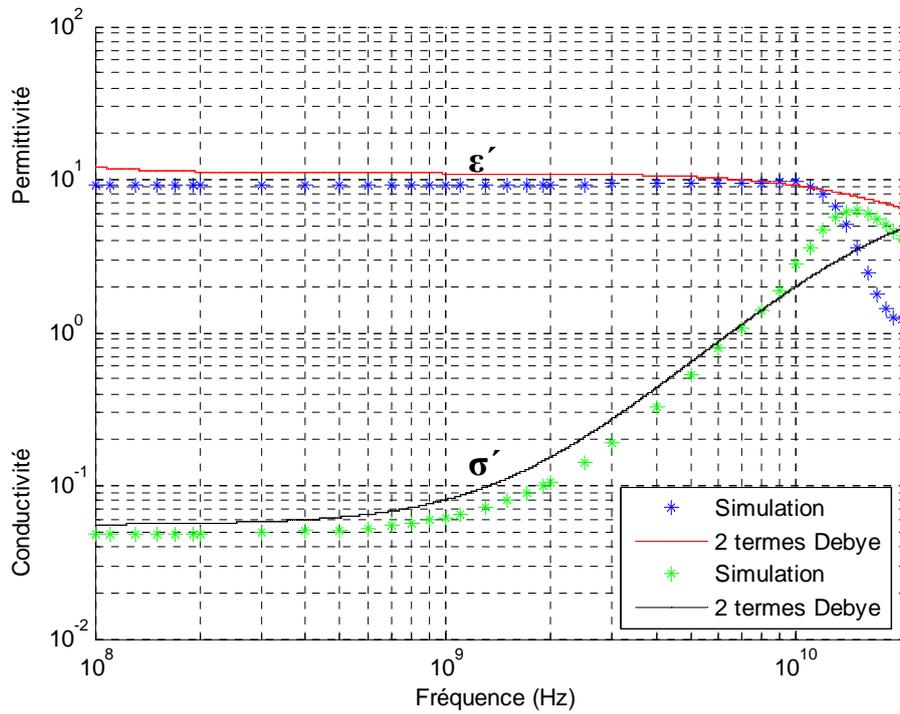


Figure 4.11 : Variation fréquentielle de la permittivité et de la conductivité réelles pour les Os spongieux $d=1.8\text{mm}$.

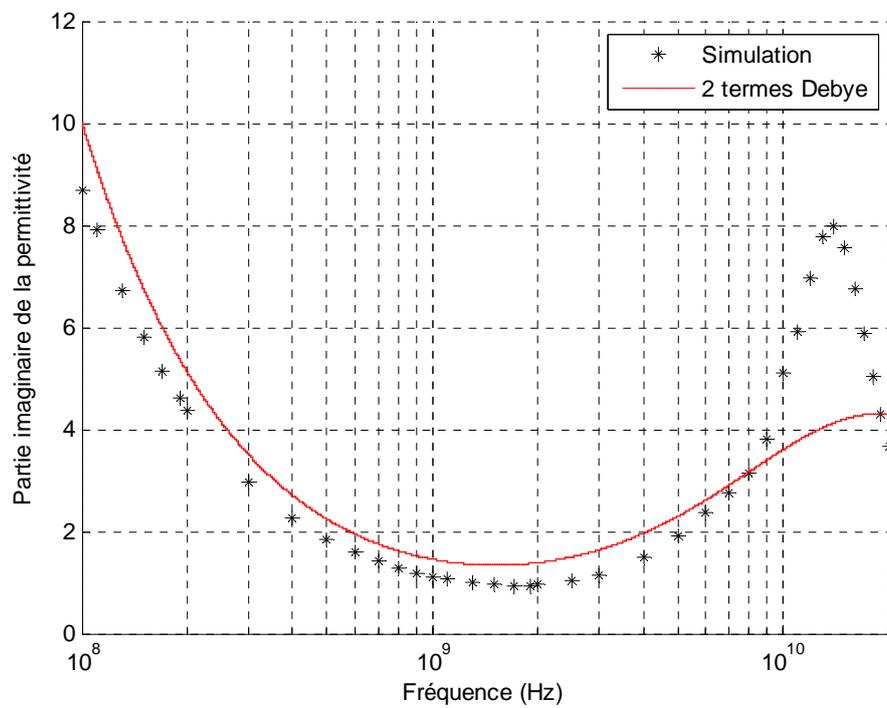


Figure 4.12 : Variation fréquentielle du facteur de perte (ϵ'') pour les Os spongieux.

D'autre part, après les simulations que nous avons fait, nous remarquons que cette méthode présente une contrainte liée à l'épaisseur de l'échantillon optimal. Ce dernier a une grande influence sur l'extraction des paramètres électriques et il n'est pas aisé de définir, avant la première simulation, l'épaisseur optimale qui donne des paramètres S_{ij} convenables. Ainsi, la première simulation permet d'obtenir un ordre de grandeur des paramètres électriques de l'échantillon. L'épaisseur peut être ensuite ajusté pour avoir un résultat optimal.

De plus, l'utilisation des cellules de petites dimensions exige des échantillons d'épaisseur faible. Cela pose le problème d'usinage d'échantillon torique, plus particulièrement pour les matériaux de type solide.

Bien que la méthode de mesure en ligne de transmission coaxiale présente plusieurs avantages (analyse électromagnétique simple, large bande, etc.), présente un désavantage qui rend l'utilisation de cette méthode dans la caractérisation des matériaux biologiques très contrainte et destructif. En effet, la propagation d'un unique mode *TEM* dans toutes les régions de la ligne impose le remplissage total de la section transverse de la ligne par l'échantillon. Cela entraîne des contraintes d'usinage de l'échantillon torique très fortes car la présence d'une lame d'air entre ce dernier et les parois conductrices de la ligne doit être évitée.

4.3 Cellule constituée d'une transition entre une ligne coaxiale et un guide cylindrique :

4.3.1 Présentation de la cellule :

Cette méthode existe sous différentes configurations selon la taille et le positionnement de l'échantillon à caractériser. La figure (4.13) représente quelques unes. Les deux configurations (a) et (b) sont utilisées pour la caractérisation des matériaux de faible épaisseur [40]. La configuration (c) est utilisée généralement pour la caractérisation des liquides.

Les configurations (b) et (c) présentent l'avantage de ne nécessitent pas l'usinage centrale de l'échantillon à caractériser. Cependant, leurs analyses électromagnétiques se compliquent car le mode de propagation à l'intérieur du guide d'onde contenant l'échantillon n'est pas de type *TEM*. La théorie des lignes, permettant l'établissement de

relations analytiques entre la permittivité du matériau testé et le coefficient de réflexion mesuré, est alors inadaptée [39]. Une analyse électromagnétique dynamique s'impose pour décrire de façon rigoureuse le comportement de la discontinuité étudiée et garantir la précision de la permittivité calculée. En outre la résolution du problème inverse, nécessaire à la détermination de la permittivité complexe du matériau à partir du coefficient de réflexion mesuré, fait appel à des méthodes d'optimisation numérique.

Dans la suite nous nous intéresserons seulement à la configuration représentée sur la figure (4.13-a).

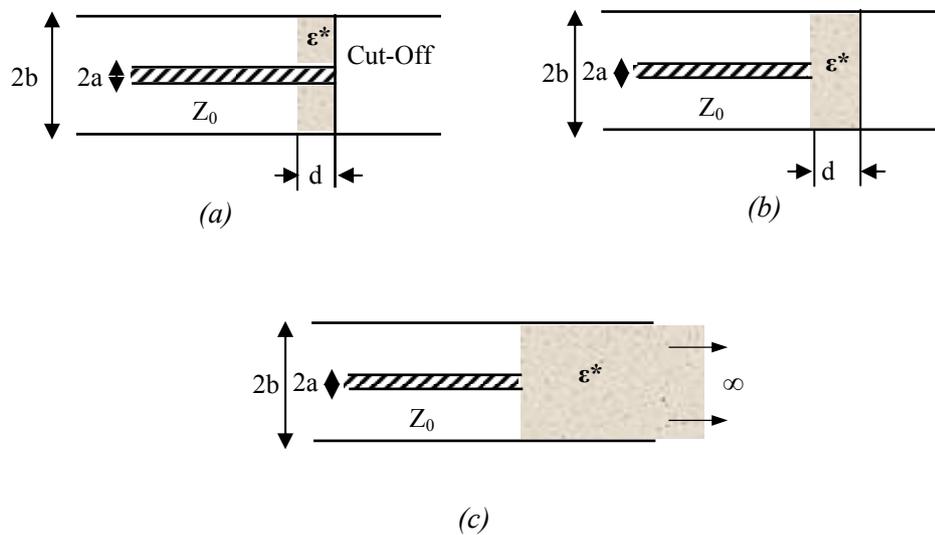


Figure 4.13 : Les différentes configurations de l'échantillon.

4.3.2 L'extraction des paramètres électriques de matériau :

La figure (4. 13-a) montre une ligne coaxiale ouverte sur un guide circulaire, l'échantillon d'épaisseur d est placé à la fin de la ligne. Cette dernière est excitée par son mode fondamental TEM . Ce dernier, propagé le long de la ligne, entre en interaction avec le matériau à caractériser. De ce fait, une partie de l'énergie véhiculée par ce mode est réfléchi par l'intermédiaire du mode fondamental TEM . Le coefficient de réflexion (S_{11}) mesuré par l'analyseur de réseau permet l'extraction des propriétés électriques du matériau.

L'analyse électromagnétique de la cellule consiste à modéliser la discontinuité ligne-matériau par un circuit électrique équivalent figure (4.14-a) [40] [43]. Cette discontinuité est représentée par des éléments capacitifs (C_f et $C(\epsilon_r)$) et inductifs (L). Dans le cas où le

matériau à caractériser a une grande permittivité ($\epsilon' > 2$), et leur épaisseur est faible ($d / \lambda \leq 0.01$) [40], la composante inductive est négligeable devant la capacité et le circuit électrique équivalent peut être simplifié à ce donné dans la figure (4-14-b).

Puisque les matériaux à caractériser sont amagnétiques, seul le coefficient de réflexion est nécessaire au calcul de la permittivité complexe.

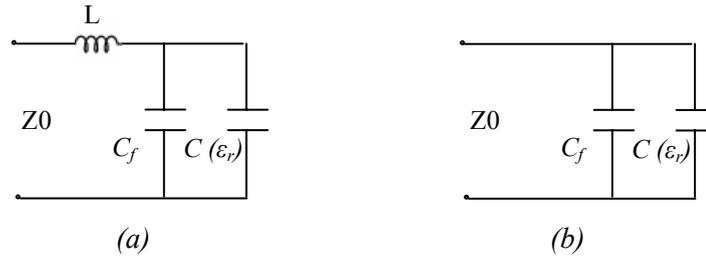


Figure 4. 14 : a) Circuit électrique équivalent de la cellule, b) le circuit simplifier.

Le coefficient de réflexion mesuré est donné par :

$$S_{11} = \Gamma e^{j\Phi} \quad (4.18)$$

Avec Γ et Φ sont respectivement le module et la phase du coefficient de réflexion mesuré.

De plus, S_{11} est donné en fonction de l'admittance de la cellule par la relation suivante :

$$S_{11} = \frac{1 - Z_0 Y(\epsilon_r)}{1 + Z_0 Y(\epsilon_r)} \quad (4.19)$$

$$Y(\epsilon_r) = j\omega(C(\epsilon_r) + C_f) \quad (4.20)$$

Donc S_{11} devient :

$$S_{11} = \frac{1 - j\omega Z_0 (C(\epsilon_r) + C_f)}{1 + j\omega Z_0 (C(\epsilon_r) + C_f)} \quad (4.21)$$

Où Z_0 est l'impédance caractéristique de la ligne coaxiale, $C(\epsilon_r) = \epsilon_r C_0$, où ϵ_r la permittivité complexe du matériau et C_0 la capacité représente les lignes de fuite dans la partie de la ligne contenant le matériau. Elle dépend donc de l'épaisseur du matériau [43]: $C_0 = d / Z_0 c$.

C_f est la capacité de fuite à l'intérieur de la ligne coaxiale, elle ne dépend pas de la permittivité du matériau à étudier.

La permittivité relative (ϵ_r) et la conductivité électrique (σ) du matériau sous test peuvent être extraire de l'équation (4.16) et données par les relations suivantes.

$$\epsilon' = \frac{-2\Gamma \sin(\Phi)}{(2\pi d / \lambda)(1 + 2\Gamma \cos \Phi + \Gamma^2)} - \frac{\omega C_f Z_0}{(2\pi d / \lambda)} \quad (4.22)$$

$$\epsilon'' = \frac{1 - \Gamma^2}{(2\pi d / \lambda)(1 + 2\Gamma \cos \Phi + \Gamma^2)} \quad (4.23)$$

$$\sigma' = \omega \epsilon_0 \epsilon'' \quad (4.24)$$

4.3.3 Structure de simulation :

La structure simulée par le logiciel CST est celle donnée dans la figure (4.15). La cellule coaxiale utilisée a les mêmes dimensions que celle utilisée dans la méthode précédente ($a=1.52mm$ et $b=3.5mm$) et le rayon du guide circulaire est égale à celui du guide coaxial ($b=3.5mm$). L'épaisseur (d) varie selon les caractéristiques électriques des matériaux simulés.

4.3.4 Résultats et discussion :

Les résultats obtenus pour la permittivité et la conductivité électrique sont illustrés sur les figures (4.16-19).

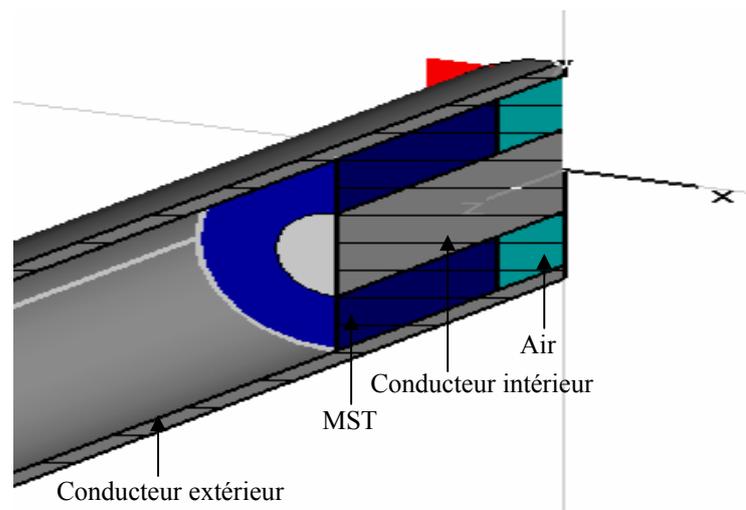


Figure 4.15 : Structure de simulation de la cellule.

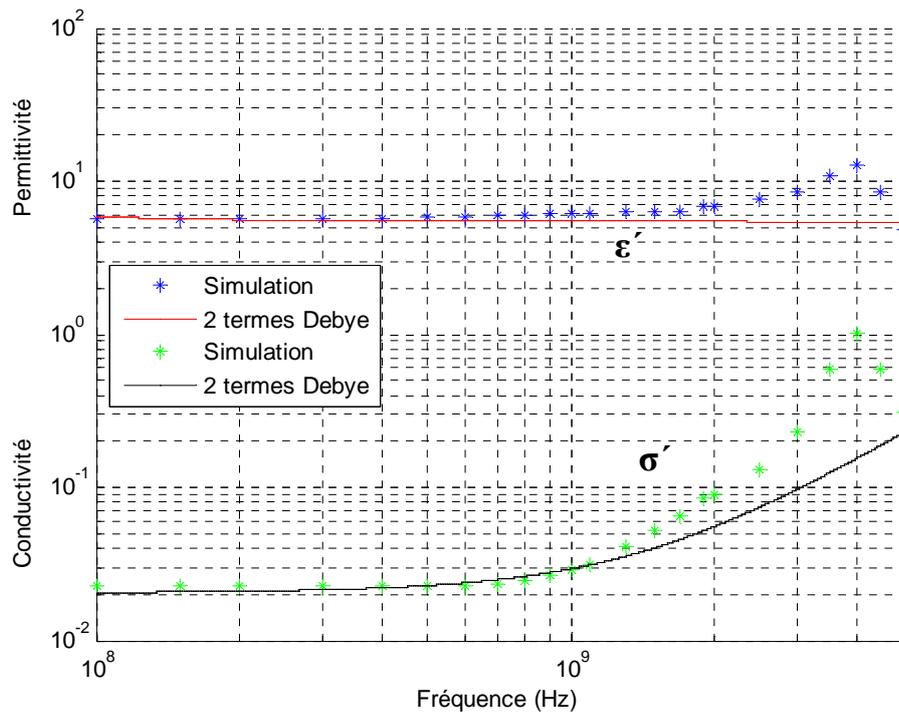


Figure 4.16 : Variation fréquentielle de la permittivité et de la conductivité réelle des Os cortical $d = 7.5 \text{ mm}$.

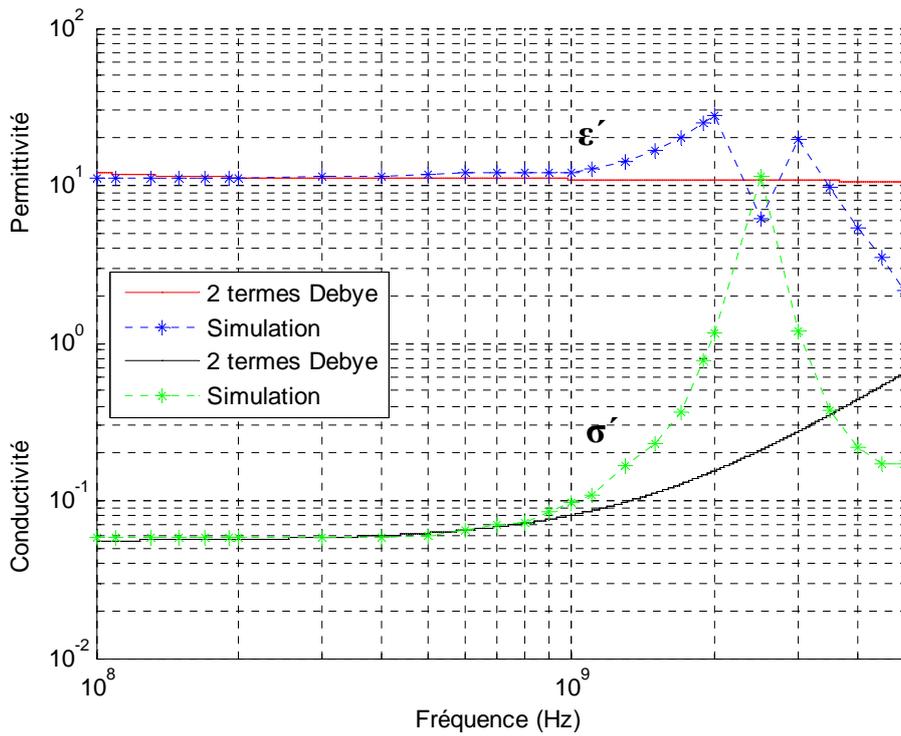


Figure 4.17 : Variation fréquentielle de la permittivité et de la conductivité réelles des Os spongieux $d=6.5 \text{ mm}$

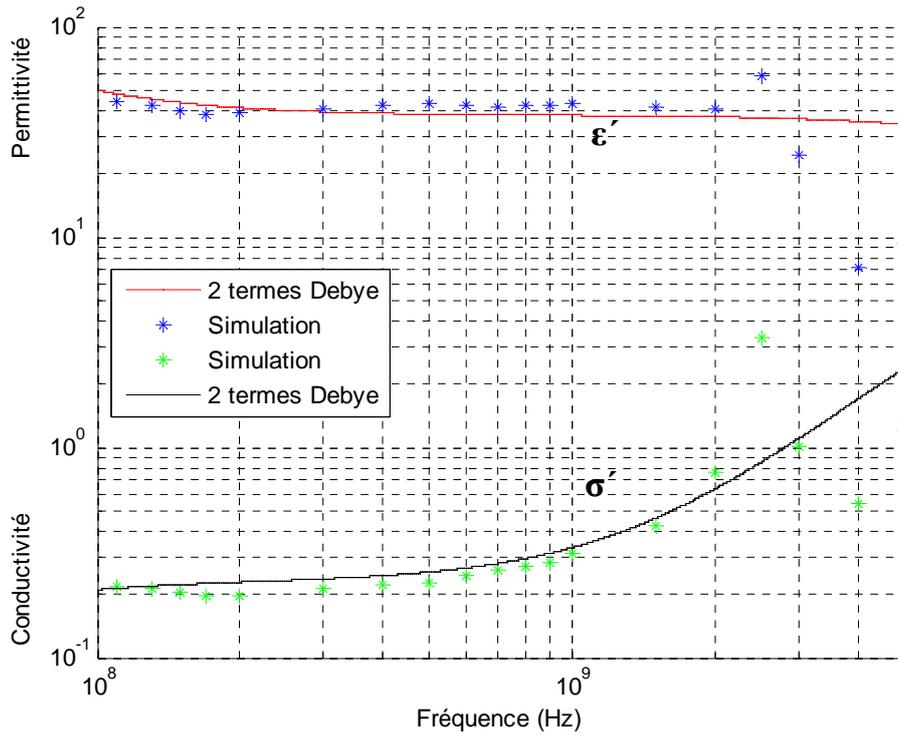


Figure 4.18 : Variation fréquentielle de la permittivité et de la conductivité réelles de la matière blanche $d=4$ mm

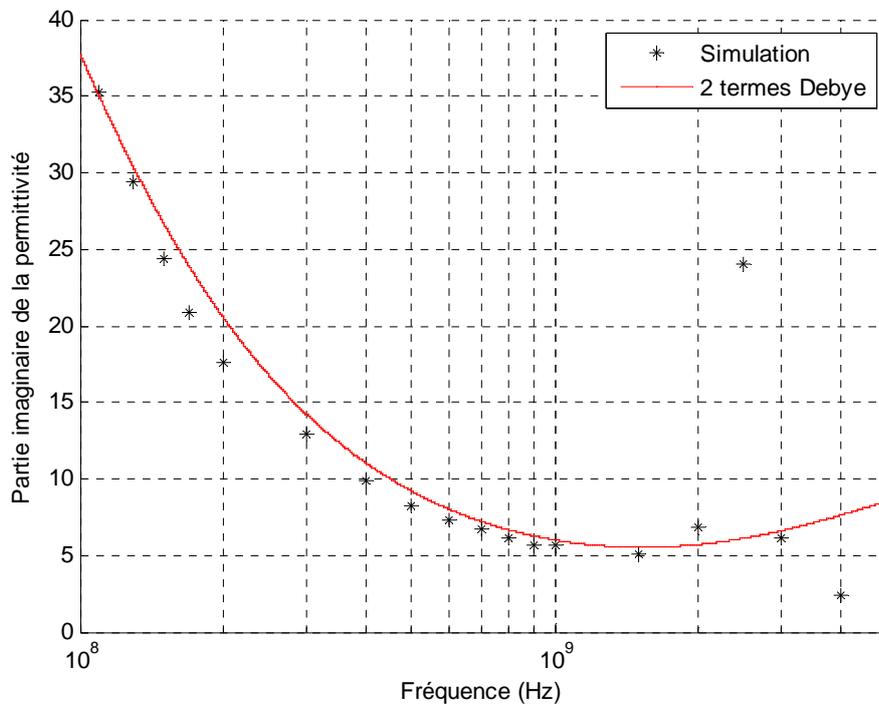


Figure 4.19 : Variation fréquentielle du facteur de perte (ϵ'') pour la matière blanche.

A partir des résultats de simulation, nous voyons que l'exactitude de cette technique dépend aussi du matériau étudié. L'erreur relative comprise entre 0.2% et 15% (entre 0.5% et 20% pour la conductivité) pour les Os cortical dans une bande de fréquence allant de 100 MHz à 1.3 GHz et entre 0.6% et 13% dans une bande allant de 100 MHz à 1 GHz pour les Os spongieux. De même, l'écart entre les résultats de simulation et le modèle analytique 2 termes *Debye* pour la matière blanche peut atteindre 15% dans une bande de fréquence allant de 100 MHz à 2 GHz.

Nous voyons donc que cette méthode n'offre aucun avantage que la précédente. L'épaisseur du matériau a une grande influence sur l'extraction des paramètres électriques et également sur l'exactitude de la méthode (C_0 dépend de d). Elle présente aussi une nature destructive, elle reste donc difficile à réaliser pour la caractérisation des matériaux de type solide comme les Os puisque leur usinage est délicat et peut changer leurs caractéristiques électriques.

Pour tenter de s'affranchir de ces inconvénients, une autre technique dite non destructive est présentée dans le paragraphe suivant.

4.4 Méthode de mesure par sonde coaxiale :

La technique de mesure en réflexion basée sur l'utilisation d'une sonde coaxiale est une méthode non destructive dans la mesure où l'échantillon n'est pas inséré dans une structure de propagation fermée. Son usinage précis n'est donc pas requis.

Il existe deux types de sondes : les sondes pénétrantes et les sondes affleurantes figure (4.20). Les premières sont mieux compatibles aux mesures des liquides et des semi-solides. Les secondes ne nécessitent pas une préparation préalable, sinon que s'assurer la planéité de l'échantillon au lieu de contact sonde-diélectrique. Dans la suite, nous nous intéressons exclusivement aux sondes affleurantes.

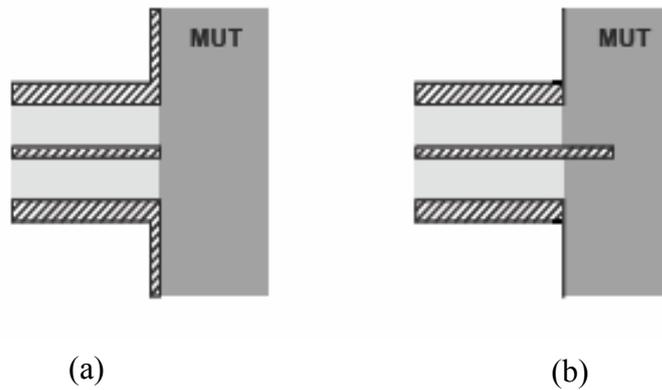


Figure 4.20 : Deux types de la sonde coaxiale ouverte : a) sonde affleurante, b) sonde pénétrante [37].

4.4.1 Présentation de la sonde coaxiale affleurante :

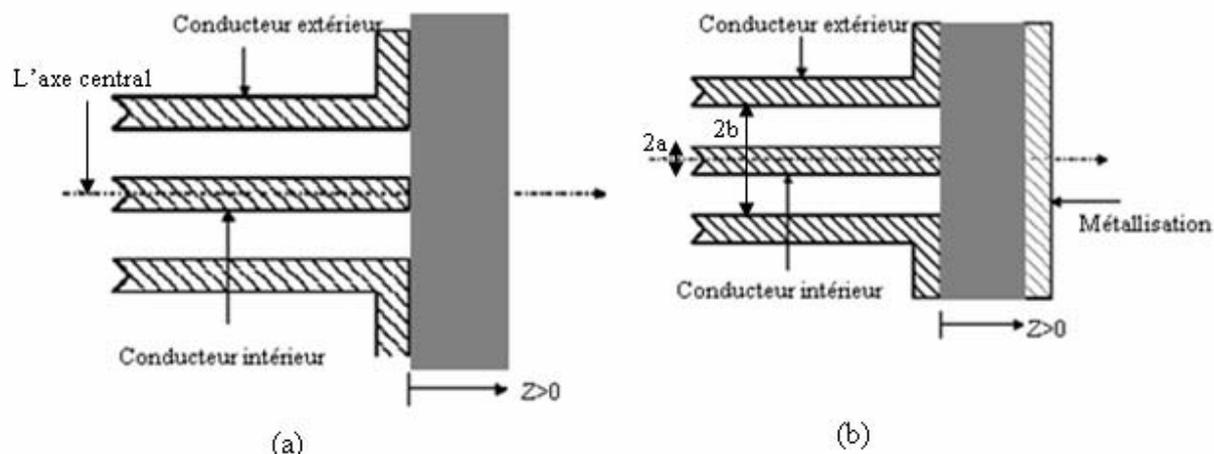
Plusieurs types de sondes affleurantes existent dans la littérature. Nous illustrons, à travers la figure (4.21), deux configurations en considérant l'épaisseur du diélectrique quelconque.

La figure (4.21-a) est la coupe transversale du dispositif sonde-diélectrique sans métallisation arrière. Dans cette configuration de base, le matériau à tester peut être d'épaisseur infinie (ou très grande devant les dimensions de la sonde) [38]. La configuration ayant une métallisation arrière non reliée à la masse est celle présentée sur la figure (4.21-b). Les études montrent que la présence d'une métallisation arrière influence beaucoup la précision des résultats [38].

Dans la suite nous étudierons que la monture illustrée en figure (4.21-a). La sonde se plaque sur l'échantillon sous test, puis à partir du paramètre S_{11} , on remonte aux paramètres électriques du matériau à caractériser.

4.4.2 Modèle d'extraction des paramètres électriques du matériau :

L'analyse électromagnétique de la sonde en ligne coaxiale suppose que seul le mode fondamental TEM se propage le long de la ligne coaxiale. Différentes approches ont été proposées pour modéliser le comportement de l'onde sur la discontinuité "ligne coaxiale-matériau", dans le but de déterminer l'expression de la permittivité diélectrique.



4.21 : Les différentes formes de la sonde coaxiale affleurante : a) sans métallisation b) avec métallisation.

Le modèle capacitif est le plus employé [39, 44], pour déterminer la permittivité relative complexe ($\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$). Il consiste à modéliser la cellule de mesure et le matériau sous test par des éléments capacitifs. Les grandeurs recherchées (ϵ_r' , ϵ_r'') sont directement liées au coefficient de réflexion complexe S_{11} mesuré en sortie de la sonde. Le modèle du circuit équivalent comporte deux capacités C_0 et C_f , et une conductance G_0 (Figure 4.22) montées en parallèle.

L'admittance terminale de la ligne en air est donnée par l'équation suivante :

$$Y(\epsilon_0) = G_0 + j\omega C_T \quad (4.25)$$

Avec : $C_T = C_0 + C_f \quad (4.26)$

où C_f est la capacité représentant les lignes de fuite à l'intérieur de la ligne coaxiale (due aux modes évanescents à l'intérieur du guide), $C_0(f)$ est la capacité de fuite quand la sonde est ouverte sur l'air, et $G_0(f)$ est la conductance due aux pertes par rayonnement. La conductance $G_0(f)$ peut être négligée pour les fréquences qui vérifient l'inégalité $\frac{a}{\lambda} \ll 1$ [40].

Lorsque la sonde est en contact avec le matériau sous teste l'admittance devienne [45]:

$$Y(\epsilon) = G(\epsilon) + j\omega C_T(\epsilon) \quad (4.27)$$

$$Y(\epsilon) = j\omega C_f + j\omega \epsilon C_0 + \omega^4 A \sqrt{\epsilon^5} \quad (4.28)$$

$$Y(\omega) = j\omega(C_f + \varepsilon_r C_0) + \omega^4 G_0 \sqrt{\varepsilon_r}^5 \quad (4.29)$$

Où Y est l'admittance mesurée à partir du coefficient de réflexion :

$$Y = Y_0 \frac{1 - S_{11}}{1 + S_{11}} \quad (4.30)$$

Y_0 est l'admittance caractéristique de la ligne à vide.

S_{11} est le coefficient de réflexion mesuré par l'analyseur de réseau : $S_{11} = \Gamma e^{j\Phi}$

Avec Γ et Φ sont respectivement le module et la phase du coefficient de réflexion.

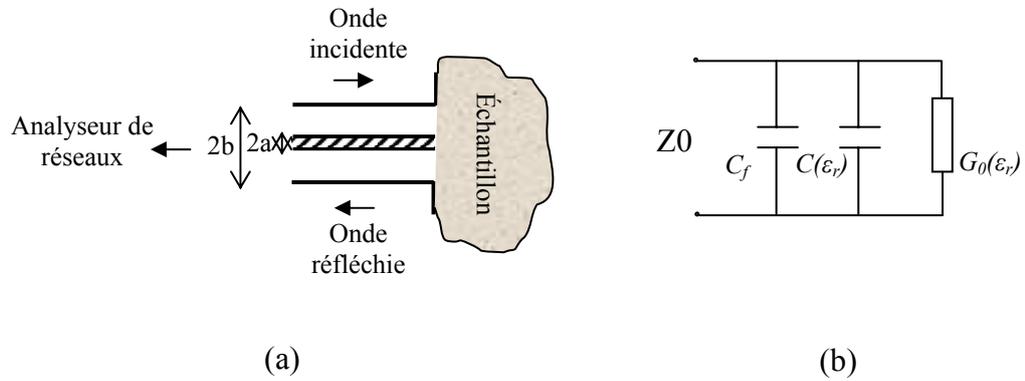


Figure 4.22 : Sonde coaxiale ouverte affleurante a) schéma représentatif b) circuit électrique équivalent.

A partir des équations (4.29-30), nous pouvons tirer les expressions des parties réelle et imaginaire de la permittivité du matériau. Elles sont données par les relations suivantes (si G_0 est négligeable):

$$\varepsilon' = \frac{-2\Gamma \sin \Phi}{\omega C_0 Z_0 (1 + 2\Gamma \cos \Phi + \Gamma^2)} - \frac{C_f}{C_0} \quad (4.31)$$

$$\varepsilon'' = \frac{1 - \Gamma^2}{\omega C_0 Z_0 (1 + 2\Gamma \cos \Phi + \Gamma^2)} \quad (4.32)$$

$$\sigma'(\omega) = \omega \varepsilon_0 \varepsilon''(\omega) \quad (4.33)$$

En général, le rapport C_f/C_0 est négligeable devant ε_r' et peut être alors ignoré dans le calcul. Les valeurs de la capacité C_0 peuvent être calculées à partir des matériaux que l'on connait leurs permittivité diélectrique (eau, méthanol, éthanol).

Les incertitudes sur la permittivité réelle peuvent être réduites par un choix approprié de la capacité C_0 [41]. La capacité optimale est donnée par la relation suivante.

$$C_{opt} = \frac{1}{2\pi f Z_0} \frac{1}{\sqrt{\epsilon' + \epsilon''}} \quad (4.34)$$

A partir des valeurs calculées de C_{opt} de quelques matériaux biologiques, *Stuchly* [42] a conclu que, pour la caractérisation des matériaux à forte teneur en eau comme le sang, cerveau, foie, etc les lignes de petites dimensions sont les mieux recommandées à haute fréquence (0.5 à 2 GHz). Cependant, aux basses fréquences et pour les matériaux à faible teneur en eau comme par exemple la graisse, les lignes de grandes dimensions sont les plus appropriées.

L'avantage de ce modèle est qu'il existe une relation linéaire entre la permittivité complexe du matériau et le coefficient de réflexion mesuré. Dans le cas où le terme $G_0(f)$ est négligé dans le calcul c'est-à-dire la propagation des modes d'ordre supérieur devient significative, le calcul devient complexe et exige des procédures itératives pour le résoudre.

Pour éviter la propagation des modes d'ordre supérieur, la condition suivante doit être vérifiée [46]:

$$\lambda_c > \frac{2(b-a)}{\gamma_1} \quad (4.35)$$

Où λ_c est la longueur d'onde dans le matériau, a et b les rayons intérieur et extérieur de la ligne coaxiale respectivement, et :

$$\gamma_1 = \frac{\chi_{01}}{\pi} \left(\frac{b}{a} - 1 \right) \quad (4.36)$$

Avec $\chi_{01}=1.36$. Pour les standards $b/a=3.27$, $\gamma_1 = 0.985$, et le mode TM_{01} propage si :

$$\lambda_c \leq 2.03(b-a) \quad (4.37)$$

Donc, si la permittivité et/ou la fréquence augmente, fait aussi la possibilité d'apparition des modes d'ordre supérieur.

4.4.3 L'épaisseur de matériau :

Le modèle "circuit équivalent" suppose que l'échantillon est d'épaisseur suffisamment grande pour éviter les réflexions de l'onde sur la face arrière du matériau à caractériser (hypothèse d'un matériau semi-infini). Cette hypothèse peut nécessiter dans certain cas des échantillons de grandes dimensions, notamment en ce qui concerne les matériaux à faible permittivité.

Des simulations et des essais font par *De Langhe et al.*[37] ont prouvé qu'une taille d'échantillon deux fois le rayon du conducteur extérieur de la ligne coaxiale est suffisante pour satisfaire un matériel infini. Dans la direction transversale, le diamètre du matériau requis est égale au minimum 1.5 fois le diamètre extérieur de la ligne coaxiale. Les dimensions du matériau requis sont données dans la figure (4.23).

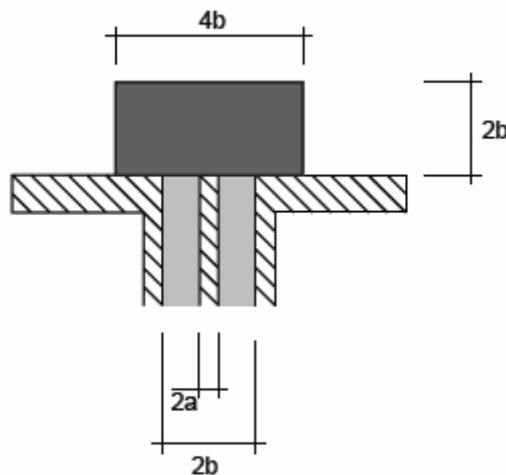


Figure 4.23 : La taille minimale du matériau requis dans la mesure par sonde coaxiale [37].

4.4.4 Structure de simulation

La structure de test est constituée d'une ligne de transmission coaxiale rayonnant dans un milieu semi-infini d'épaisseur donnée figure (4.24). Les matériaux simulés ont une grande permittivité ($\epsilon' > 100$) et grande pertes diélectriques.

Les conducteurs intérieur et extérieur ont les même dimensions utilisés précédemment $a = 1.52 \text{ mm}$ et $b = 3.5 \text{ mm}$. Concernant le rayon du plan de masse nous prenons $r_l = 10.5 \text{ mm}$ (comme indiqué dans la référence [37] : un rayon égale 3 fois le rayon extérieur de la linge coaxiale est suffisant).

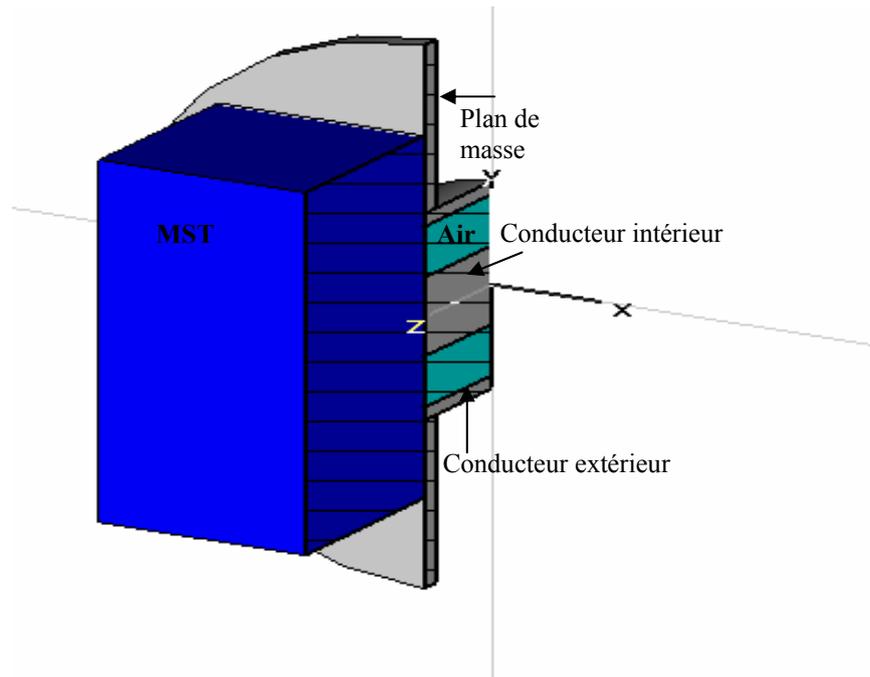


Figure 4.24 : Structure de simulation de la sonde coaxiale ouverte.

La capacité de fuite $C_0(f)$ est calculée à partir des matériaux dont on connait leurs permittivité diélectrique, ou des matériaux de référence.

Nous avons simulé deux matériaux de référence, l'eau, et le méthanol. Ces matériaux possèdent des grandes permittivités statiques. Leurs propriétés diélectriques sont modélisées généralement par un modèle simple de *Debye* :

$$\varepsilon^* = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} \quad (4.38)$$

Où ε_s et ε_∞ sont les permittivités statique et infinie respectivement, et τ le temps de relaxation.

Matériaux	ε_s	ε_∞	τ (Ps)
Eau (à 30°) f=0.1-100GHz [43]	78.3	4.6	8.07
Méthanol (à 20°) f=30MHz -5GHz [47]	33.64	5.68	56.6

Tableau 4.1 : Paramètres de Debye pour les deux matériaux de référence.

4.4.5 Résultats de simulations :

Les valeurs de C_0 obtenues par la simulation (à 100 MHz) de deux matériaux de références sont données sur le tableau (4.2) :

Matériaux	C_0 (pF)	C_0 (pF)
	7mm	3.5mm
Eau	0.063	0.022
Méthanol	0.076	0.025
Référence [41]	0.079	0.027

Tableau 4.2 : Les valeurs de C_0 obtenues après la simulation.

Dans la suite nous prenons les valeurs de la capacité C_0 trouvées à partir de la simulation du Méthanol, pour calculer les propriétés électriques des matériaux à étudier, on utilise les équations données précédemment (4.31, 32, 33).

Les figures (4.25-27) donnent les résultats de simulation obtenus à l'aide du logiciel CST pour les deux matériaux de cerveau et le sang.

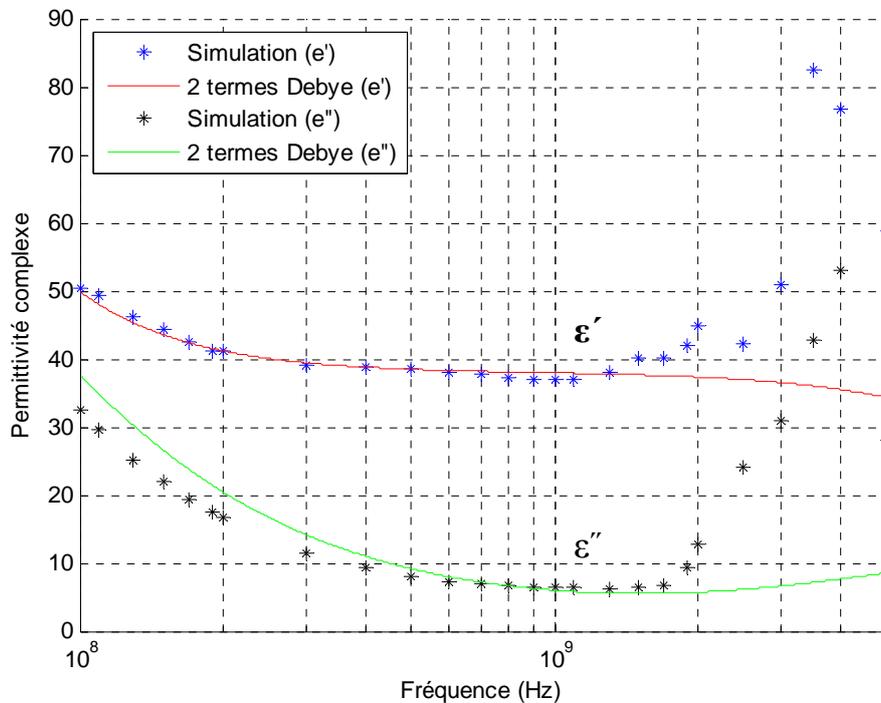


Figure 4.25 : Variation fréquentielle de la permittivité complexe de la matière blanche.

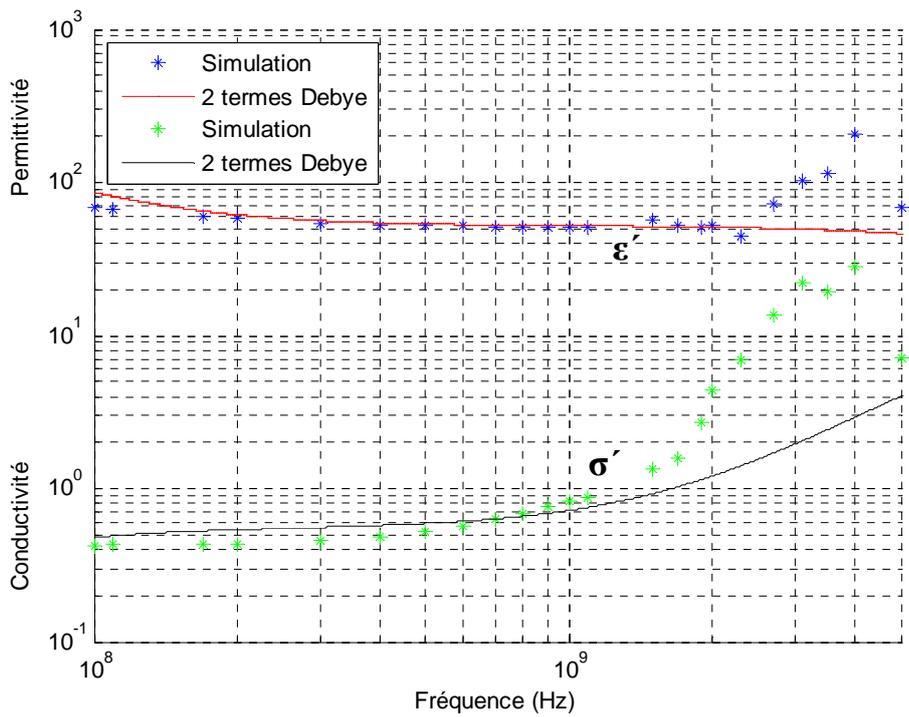


Figure 4.26 : Variation fréquentielle de la permittivité et de la conductivité réelles de la matière grise.

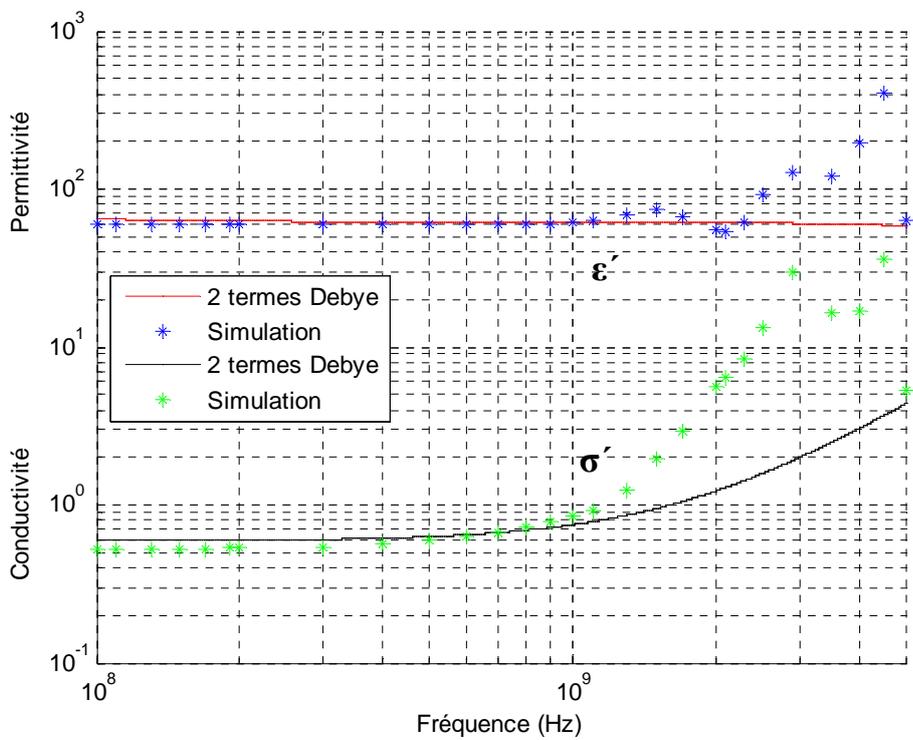


Figure 4.27 : Variation fréquentielle de la permittivité et de la conductivité réelles du sang.

Les matériaux simulés ont de grandes pertes diélectriques ($\epsilon'' > 30$). Les résultats obtenus montrent une bonne concordance avec le modèle théorique jusqu'à 1 GHz. Une erreur relative maximale égale à 7% et 10% pour la matière blanche et grise respectivement (figures 4.25-26) et égale à 10% (13% pour la conductivité) pour le sang figure (4.27). A partir de cette fréquence l'effet des modes d'ordre supérieur devient significatif et le calcul des propriétés électriques à l'aide du modèle linéaire devient imprécis. La présence donc d'un matériau de grande permittivité ($\epsilon' > 100$) au contact de la sonde ouverte limite fortement la largeur de la bande d'utilisation de cette méthode car les fréquences d'apparition des modes d'ordre supérieur sont basses.

Pour élargir la bande de fréquence, nous utiliserons une sonde de 3.5mm de diamètre extérieur. Les valeurs de C_0 obtenues après la simulation des matériaux de références sont donnés dans le tableau (4.2) Les résultats obtenus pour le sang et la matière grise sont illustrés sur les figures (4.28) et (4.29) respectivement.

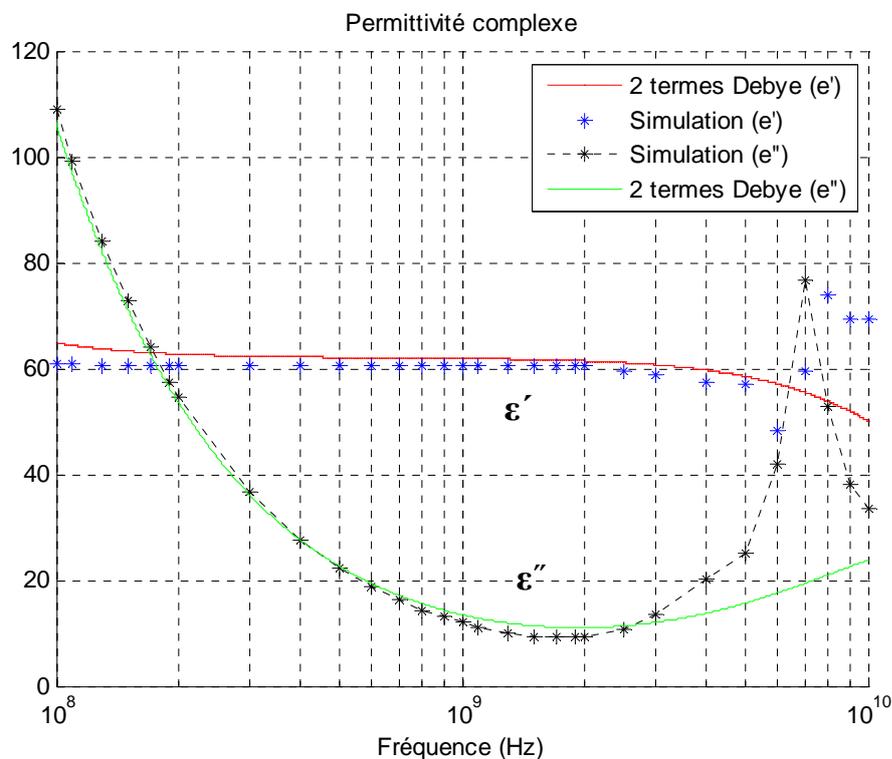


Figure 4.28 : Variation fréquentielle de la permittivité complexe du sang.

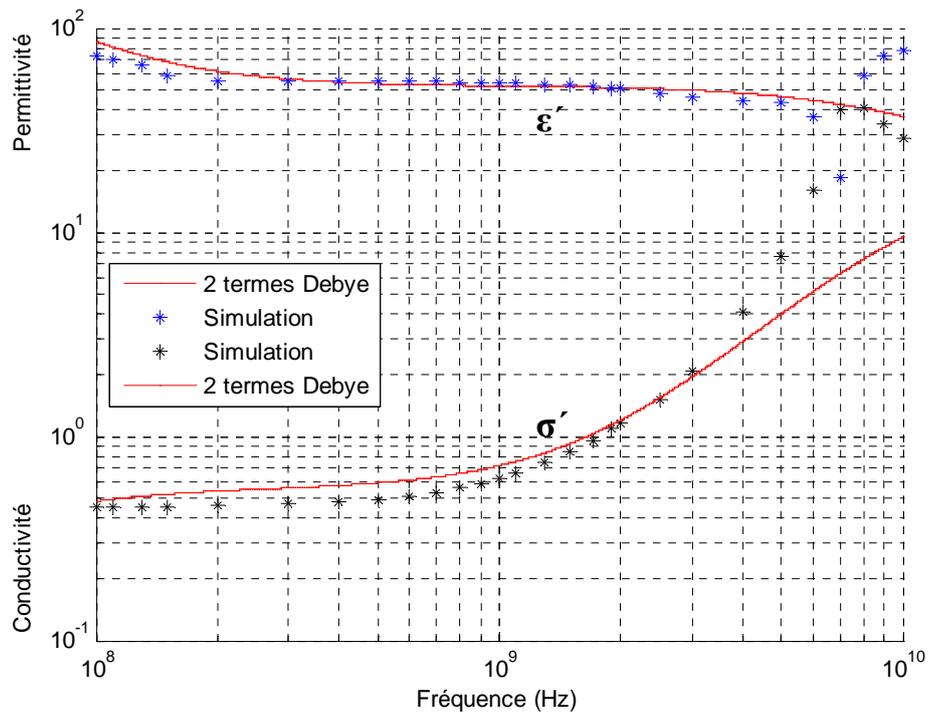


Figure 4.29 : Variation fréquentielle de la permittivité et de la conductivité réelles de la matière grise.

Nous remarquons, à travers ces courbes, que l'augmentation de la fréquence s'étend jusqu'à 5 GHz pour la permittivité réelle des deux matériaux. La permittivité imaginaire (ou la conductivité réelle) reçoit une augmentation à partir de 3 GHz due aux effets de rayonnements qui s'ajoutent aux phénomènes de relaxation et font augmenter donc les pertes dans le matériau.

A partir de ce qui précède, on peut dire que la sonde coaxiale ouverte est un appareil de caractérisation diélectrique très simple à mettre en oeuvre, elle a été largement utilisée dans la caractérisation des matériaux biologiques [41, 42, 48, 49]. La bande de fréquence d'exploitation de cette technique varie selon les dimensions de la sonde et les propriétés électriques des matériaux. Elle peut utiliser des dimensions plus petites pour élargir la bande d'utilisation. De plus, le modèle "circuit équivalent" permet une analyse simple du fonctionnement de la sonde en ligne coaxiale pour la détermination de la permittivité complexe du matériau. Mais la nécessité à des méthodes qui décrivent de manière rigoureuse le comportement électromagnétique de la structure de propagation, en tenant compte d'un grand nombre de modes de propagation dans la sonde, peut conduire à des méthodes d'analyse dynamiques.

Conclusion

D'après les résultats évoqués précédemment, nous pouvons tirer les remarques suivantes :

- Les résultats d'extraction montrent que toutes ces structures font apparaître des fréquences de résonance. Ces résonances sont le résultat de la propagation des modes d'ordre supérieur et sont liées aux dimensions de la cellule coaxiale et aux propriétés électriques du matériau. De ce fait la bande de fréquence d'utilisation de chaque cellule dépend aussi de ces paramètres.
- La présence de l'âme centrale est l'inconvénient majeur des méthodes où le matériau fait partie d'une ligne coaxiale, et plus particulièrement dans des matériaux difficiles à usiner comme peuvent l'être les matériaux biologiques.
- La méthode de la sonde coaxiale ouverte est utilisée pour s'affranchir ce problème. Elle n'a pas besoin d'une manipulation d'un tissu ou d'un traitement préparatoire si ce n'est d'assurer une surface parfaitement plane entre le matériau et la sonde afin d'obtenir un bon contact électrique; donc rend des mesures *in vivo* aussi bien que des mesures *in vitro* possibles. Cependant, l'extraction des propriétés électriques à partir du modèle linéaire devient imprécise à haute fréquence car la propagation des modes d'ordre supérieur augmente plus particulièrement pour les matériaux de grande permittivité. Cette méthode présente aussi l'avantage que, après le calibrage, les propriétés électriques d'un grand nombre d'échantillons peuvent être mesurées dans un temps court.

Conclusion générale

L'interaction entre les champs électromagnétiques et le corps humain peut être utilisée pour réaliser des diagnostics médicaux, ou pour l'estimation des champs induits dans le corps humain par les sources de champs. L'homme fait donc l'objet d'une exposition volontaire et contrôlée aux champs pour mettre à profit leurs effets à court terme, mais aussi d'une exposition involontaire due à son environnement électromagnétique.

Dans les deux cas, diagnostic ou l'estimation des champs induits, la quantification des phénomènes est sujette à la détermination du comportement électrique du matériau biologique (conductivité électrique et permittivité diélectrique complexe). L'ensemble des techniques de mesure des caractéristiques diélectriques et électriques dans le domaine des hyperfréquences constitue effectivement un outil précieux et indispensable pour déterminer ou prévoir le comportement diélectrique des matériaux biologiques.

Notre travail porte sur l'étude de différentes méthodes généralement utilisées dans la caractérisation des matériaux biologiques. D'une part, après avoir rappelé les particularités des milieux biologiques ainsi que les difficultés et les différents paramètres influant leurs caractérisations, nous avons présenté les différents modèles analytiques utilisés pour la modélisation des propriétés électriques de ces matériaux. En effet, les matériaux biologiques sont caractérisés par une permittivité complexe dont la partie réelle est généralement diminuée avec l'augmentation de la fréquence. La diminution de la partie réelle est accompagnée par une augmentation de la partie imaginaire (ou de la conductivité réelle) due aux différents mécanismes de relaxations. Les modèles 2-3 termes *Debye* et 4 termes *Cole-Cole* permettent de représenter ces variations fréquentielles de la permittivité. Ils se différencient par la distribution des temps de relaxations mis en jeu.

D'autre part, le principe de différentes méthodes de caractérisation est décrit dans le troisième chapitre. En général, le principe des méthodes consiste à placer un échantillon sur le trajet d'une onde électromagnétique et à mesurer les valeurs des coefficients de réflexion et de transmission qui seront différents selon les propriétés du matériau étudié. Ce qui permet de remonter aux paramètres intrinsèques du matériau.

Les techniques de mesures qui ont été étudiées sont en nombre de trois : la cellule en ligne de transmission coaxiale, la cellule constituée d'une transition entre une ligne coaxiale et un guide cylindrique où le matériau fait partie de la ligne coaxiale, et la sonde coaxiale ouverte. Une analyse électromagnétique simple basée sur des relations analytiques permet de trouver, à partir des coefficients de réflexion et de transmission obtenus par la simulation de chaque méthode, les propriétés électriques du matériau étudié. L'exactitude de chaque méthode est dépend des propriétés du matériau à étudier, de la taille de ligne de mesure, et de l'épaisseur de matériau. La première et la deuxième méthode sont les mieux adaptées dans le cas où le matériau est de faible épaisseur (ou d'épaisseur limitée). Ces méthodes nécessitent la manipulation d'échantillon pour prendre la forme du guide coaxial donc nécessitent une forme bien définie et un bon ajustage mécanique entre la ligne et le matériau à étudier. Cet inconvénient majeur limite l'utilisation de ces méthodes pour la caractérisation des matériaux biologiques et oriente la voie vers les méthodes utilisant les sondes ouvertes. Ces méthodes, bien qu'elles présentent des contraintes liées au modèle d'extraction des propriétés électriques (due à la propagation des modes d'ordres supérieurs), elles restent les plus utilisées pour la caractérisation des matériaux biologiques.

Enfin, dans la perspective de réaliser une bonne caractérisation (amélioration de la précision des techniques de mesure) des matériaux biologiques, il est nécessaire de :

1. faire des études expérimentales permettant de quantifier la sensibilité des propriétés diélectriques à certains paramètres physiques ou physiologiques.
2. inclure les différents paramètres qui peuvent être présentés dans les mesures (radiation, l'effet de lames d'air, les impédances d'interface, etc) dans les modèles d'extraction des propriétés électriques.
3. faire introduire les modèles qui donnent une meilleure représentation des variations fréquentielle des propriétés électriques des matériaux biologiques dans les logiciels de simulations (par exemple le modèle 4 termes *Cole-Cole*).

Bibliographies

- [1] C. H. Durney, H. Massoudi, M. F. Iskander, "Radiofrequency radiation dosimetry handbook", University of Utah Salt Lake City, UT 84112, October 1986.
- [2] P. Robert, «Matériaux de l'électrotechnique», traité d'électricité, d'électronique, et d'électrotechnique, ISBN Press Polytechniques Romandes 2-604-00004-0 Relié, 1979.
- [3] pagesperso-orange.fr/michel.hubin/capteurs/biomed/chap_b6.
- [4] M. Sabi, « Etude de la permittivité et de la perméabilité des matériaux hétérogènes en espace libre aux hyperfréquence », Thèse de Magister à l'institut d'électronique, Université de Sétif, 2000.
- [5] O. Sabina, « Conception et prédiction des caractéristiques diélectriques des matériaux composites à deux et trois phases par la modélisation et la validation expérimentale », Thèse de Doctorat préparée au sein de l'Ecole Doctorale Electronique, Electrotechnique, Automatique de Lyon, N° d'ordre : E.C.L. 2003 – 02.
- [6] D. Miklavcic, N. Pavscl, and F. X. Hart, « Electric properties of tissues », Wiley Encyclopedia of Biomedical Engineering, Copyright 2006 John Wiley & Sons, Inc.
- [7] J. Vanessa, «Exposition *in vitro* de cellules neuronales aux radiofréquences : étude de l'apoptose », Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, Discipline / Spécialité : Biologie – Sciences – Santé, Le 26 Septembre 2006.
- [8] R. Schmidt, « Comportement des matériaux dans les milieux biologiques. Applications en médecine et biotechnologie », presses polytechniques et universitaires Romandes CH-1015 Lausanne, 1999.
- [9] L. Bernard, « Caractérisation électrique des tissus biologiques et calcul des phénomènes induits dans le corps humain par des champs électromagnétiques de fréquence inférieure au GHz », Thèse de Doctorat présentée à l'école centrale de Lyon, 20 septembre 2007.
- [10] J. Bernhardt, C. F. Blackman, « Electromagnetic fields (300 Hz to 300 GHz) », International Non-Ionizing Radiation Committee of IRPA.
- [11] A. Jones, « Computational Aspects of Nonlinear Biological Dielectric Spectroscopy », Department of Computer Science University of Wales Aberystwyth, May 2001.

- [12] G. Martinsen, S. Grimnes, H.P. Schwan, «Interface phenomena and dielectric properties of biological tissue», *Encyclopedia of Surface and Colloid Science*, 2002.
- [13] C. Gabriel, S. Gabriel, « Dielectric parameters relevant to microwave dielectric heating », *Microwave Consultants Ltd, Woodford, Essex, UK, E18 2EL. Chemical Society Reviews*, Vol. 27, 1998.
- [14] C. Gabriel, S. Gabriel, «Compilation of the dielectric properties of body tissues at RF and Microwave frequencies», *Physics Department, King's College, AL/OE-TR- 1996-0037, London 1996.*
- [15] H. Lior, «Some novel approaches in modelling and image reconstruction for multi-frequency electrical impedance tomography of the human brain», *thesis of doctorate, Department of Medical Physics University College London 2006.*
- [16] H. G. L. Coster, T. C. Chilcott, A. C. F. Coster, «Impedance spectroscopy of interfaces, membranes and ultrastructures», *Review of UNESCO Centre for Membrane Science and Technology and Department of Biophysics, School of Physics, University of New South Wales, Sydney 2052. 1996.*
- [17] R. Scorretti, « Caractérisation numérique et expérimentale du champ magnétique B.F. généré par des systèmes électrotechniques en vue de la modélisation des courants induits dans le corps humain », *thèse de Doctorat de l'Ecole Doctorale Electronique, Electrotechnique, Automatique de Lyon, N° E.C.L. 2003-38.*
- [18] C. Gabriel, E. H. Grant, « Dielectric properties of ocular tissues in the supercooled and frozen states», *Review of Physics Department, King's College, Strand, London WC2R 2LS, England, vol. 30, No. 9, 975-983, 1985.*
- [19] A. Peyman, A. A. Rezadeh, C. Gabriel, «Changes in the dielectric properties of rat tissue as a function of age at microwave frequencies ». *Phys. Med. Biol*, 46(6) :1617–1629, 2001.
- [20] O. Sabina, «Conception et prédiction des caractéristiques diélectriques des matériaux composites à deux et trois phases par la modélisation et la validation expérimentale », *Thèse de Doctorat préparée au sein de l'Ecole Doctorale Electronique, Electrotechnique, Automatique de Lyon, N° d'ordre : E.C.L. 2003 – 02.*
- [21] R. Pethig, D. B. Kell, «The passive electrical properties of biological systems: their significance in physiology, biophysics and biotechnology », *Review article of Institute of Molecular and Biomolecular Electronics, University College of North Wales, Phys. Med. Biol. Vol. 32, No 8, 933-970, 1987.*
- [22] C. Leatitia, « Étude expérimentale des propriétés électriques et diélectriques des matériaux argileux consolidés » *thèse de Doctorat de l'Institut de Physique du Globe de Paris, 24 Juin 2005.*

- [23] N. D. Hoang, « Etude des propriétés électriques des élastomères silicones utilisés pour l'isolation électrique », thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier Grenoble 1, 28 Novembre 2005.
- [24] C. M. Albaster, « The microwave properties of tissue and other lossy dielectrics », Phd Thesis, Departement of Defence, Power and Sensors, Academic Year 2003-2004.
- [25] C. Gabriel, « Compilation of the dielectric properties of body tissues at RF and Microwave frequencies », Report of Physics Departement, King's College London, London WC2R 2LS, UK, February 1996.
- [26] N. Simicevic and D. T. Haynie, « FDTD simulation of exposure of biological to electromagnetic nanopulses », Center for Applied Physics Studies, Louisiana Tech University, Ruston, LA 71272, USA, 12 Jul 2004.
- [27] N. Simicevic, « FDTD Computation of Human Eye Exposure to Ultra-wideband Electromagnetic Pulses », Center for Applied Physics Studies, Louisiana Tech University, Ruston, LA 71272, USA, 6 Nov 2007.
- [28] J. Peyrelasse, C. Boned et J. P. Le Petit, « Mise au point d'une manipulation de 'time domain spectroscopy '. Application à l'étude de relaxation diélectrique des isomères du pentanol », J. Phys. E : Sci. Instrum., Vol. 14, 1981.
- [29] Z. Tarik, «Contribution à l'étude des propriétés diélectriques de matériaux poreux en vue de l'estimation de leur teneur en eau: modèles de mélange et résultats expérimentaux», Thèse de Doctorat de l'Université de Grenoble, 10 Octobre 1997.
- [30] T. K. Bose, A. M. Bottreau, and R. Chahine, «Development of a Dipole for the Study of Dielectric Properties of Biological Substances in Radiofrequency and Microwave Region with Time-Domain Reflectometry», IEEE Trans. IM. vol. IM-35, No. 1, March 1986.
- [31] D. Hamzaoui, « Etude par spectroscopie en domaine fréquentiel de l'évolution de la permittivité complexe en fonction de la charge et la fréquence. Application au polyester chargé par les céramiques :BaTiO₃ et SrTiO₃ », Thèse de Magister à l'institut d'électronique, Université de Sétif, 1998.
- [32] S. Baazizi, Thèse de Magister à l'institut d'électronique, Université de Sétif, 1996.
- [33] F. Surre, «Principe de fonctionnement d'un analyseur de réseaux vectoriel», Réunion technique de la branche IEEE du 22 Janvier 2002.
- [34] E. C. Burdette, F. L. Cain, and J. Seals, « In vivo probe measurement technique for determining dielectric properties at VHF through microwave frequencies », IEEE Transaction on microwave theory and techniques, Vol. MTT-28, No. 4, April 1980.
- [35] Z. Zerrougui, « Modélisation et caractérisation de couche minces magnétiques en hyperfréquence », Thèse de Doctorat à l'institut d'électronique, Université de Sétif, 2007.

- [36] J. I. F. Marais, «A permittivity measurement system for high frequency laboratories », Thesis of Departement Electrical and Electronic Engineering, University of Stellenbosch, Private bag X1, 7602 Matieland, December 2006.
- [37] M. M. Franck, « Contribution à la caractérisation électrique de matériaux utilisés en microélectronique radiofréquence », Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier de Grenoble, 10 Novembre 2008.
- [38] A. Mourad, « Caractérisation électromagnétique des matériaux traités de génie civil dans la bande de fréquences 50 MHz – 13 GHz », Thèse de Doctorat de l'Université de Nantes, 5 Octobre 2006.
- [39] M. A. Stuchly, S. S. Stuchly, «Coaxial line reflexion methods for measuring dielectric properties of biological substances at radio and microwave frequencies- a review», IEEE Transaction on instrumentation and measurement, Vol. IM-29, No. 3, September 1980.
- [40] K. Julien, «Contribution à la modélisation 3D des systèmes électromagnétiques basse fréquence à l'aide de la méthode d'Intégration Finie (FIT) », Thèse de Doctorat présentée à l'Université Lille 1, Ecole Doctorale des Sciences pour l'Ingénieur, 15 mai 2009.
- [41] S. Jing, D. Ding, Q. Jiang, «Measurement of electromagnetic properties of materials using transmission/ reflection method in coaxial line», Electromagnetic Compatibility Laboratory, Soutgeast University, Nanjing. China 210096, Nov. 4-7, 2003.
- [42] T. Whitather, M. A. Stuchly, S. S. Stuchly, «Measurement of radio frequency permittivity of biological tissues with an open-ended coaxial line: part I», IEEE transactions on microwave theory and techniques, Vol. MTT-30, No. 1, January 1982.
- [43] L. Chen, V. V. Varadan, C. K. Ong, C. P. Neo, «Microwave electronics: Measurement and materials characterization», 2004.
books.google.fr/books?isbn=0470844922.
- [44] F. Jaspard, M. Nadi, « Open ended coaxial line for electrical caracterization of human blood », Laboratoire d'Instrumentation Electronique de Nancy, Universitie Henri Poincaré, Faculté des Sciences, BP 239 54506 Vandoeuvre les Nancy, France, 25 October 2001.
- [45] Z. Radim, O. Ladislav, V. Jan, « Broadband measurement of complex permittivity using reflection method and coaxial probes », Dept. of Electromagnetic Field, Faculty of Electrical Engineering, Czech Technical University in Prague, Technická 2, CZ-166 27 Prague, Czech Republic, radioengineering, Vol.17, No. 1, April 2008.

- [46] K. Barkeshli, « A C-band microwave dielectric probe for in-situ detection of soil moisture », Department of Electrical Engineering and Computer Science, University of Michigan, Ann Arbor, MI 48109-2122, 16 May 1985.
- [47] C. Gabriel, A. Peyman, « Dielectric measurement: error analysis and assessment of uncertainty », MCL, 11 Kings Road West, Newbury, Berkshire, RG14 5BY, UK, Phys. Med. Bio. 51(2006) 6033-6046.
- [48] M. A. Stuchly, T. Whitather, S. M. George, G. E. Taylor, «Measurement of radio frequency permittivity of biological tissues with an open-ended coaxial line: part II-experimental results», IEEE transactions on microwave theory and techniques, Vol. MTT-30, No. 1, January 1982.
- [49] R. Zajicek, J. Vrba, K. Novotny, « Evaluation of a reflection method on an open-ended coaxial line and its use in dielectric measurements », Acta. Polytechnica, Vol. 46 No. 5/2006.