

Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

**UNIVERSITE SÉTIF-1
UFAS (ALGERIE)**

MEMOIRE

Présenté à la Faculté de Technologie
Département d'Électronique

Pour l'obtention du Diplôme de

MAGISTER

Option: Instrumentation

Par

Mr. KANOUNI ABDERRAHIM

Thème:

**Étude d'une méthode de caractérisation diélectrique en
domaine temporel, utilisant les propriétés du changement
d'admittance entre une ligne coaxiale et une cellule
cylindrique.**

Soutenu le : 13 / 11 / 2014 devant la commission d'examen :

Mr. N. BOUZIT

Mr. A. MERZOUKI

Mr. A. FERHAT HAMIDA

Mr. N. BOUROUBA

Prof à l'université de Sétif-1

Prof à l'université de Sétif -1

Prof à l'université de Sétif -1

M.C à l'université de Sétif -1

Président

Rapporteur

Examineur

Examineur

Remerciements

Ce travail de recherche s'est déroulé à la Faculté des Sciences et de l'Ingénieur de Sétif au sein du laboratoire du Professeur A. Merzouki.

D'abord, nous remercions Dieu le tout puissant. C'est grâce à lui que nous avons eu la foi et la force pour accomplir ce travail.

J'adresse mes plus vifs sentiments de gratitude à Monsieur A. Merzouki, Professeur à l'université de Sétif, pour ses précieux conseils, ses incessants encouragements et surtout sa grande disponibilité tout au long de la réalisation de ce travail. Je le remercie pour la confiance qu'il m'a témoignée.

Monsieur N. BOUZIT, Professeur et chef de département d'électronique à l'université de Sétif, m'a fait l'honneur d'accepter d'être président de mon jury de mémoire, je lui exprime ma profonde gratitude.

Je remercie tous particulièrement Monsieur A. FERHAT HAMIDA, Professeur à l'université de Sétif, ainsi que Monsieur N. BOUROUBA, Maître de conférences à l'université de Sétif, qui ont accepté de juger ce travail.

A vous mes parents, mon épouse, je dis un immense merci. Je vous suis infiniment reconnaissant pour votre soutien et vos encouragements.

Je remercie également mes frères et sœurs, ainsi que mes amis, ceux et celles là que je porte dans mon cœur, et qui m'ont toujours encouragé et supporté moralement.

Sommaire

Résumé.....	I
Liste des symboles.....	.01
Introduction Générale.....	.03

CHAPITRE I: Rappels sur la spectroscopie en domaine de temps (S.D.T)

I.1 Historique05
I.2 Principe de base de la S.D.T.....	.05
I.2.2 Définition de la fonction d'appareil07
I.3 La transformée de Fourier discrète (T.F.D) en S.D.T10
I.3.1 Les fenêtres de troncature.....	.12
I.3.2 Méthodes évitant l'effet de troncature.12
I.3.2.1 Méthode de Samulon12
I.4 Protocoles expérimentaux utilisés en S.D.T.....	.14
I.4.1 Calculs des coefficients de réflexion et de transmission.....	.15
I.4.2 Méthode de la première réflexion.....	.18
I.4.3 Méthodes à réflexions multiples.....	.20
I.4.3.1 Méthode de la ligne court-circuitée.....	.20
I.4.3.2 Méthode de la ligne adaptée22
I.4.3.3 Méthode de la ligne ouverte24
I.5 Conclusion28

CHAPITRE II: Rappels sur la propagation d'une onde électromagnétique dans un guided'onde coaxial et cylindrique et différentes cellules de mesure utilisant la méthode de réflexion

II.1 Rappels sur la propagation d'une onde électromagnétique dans un guide d'onde coaxial et cylindrique29
II.1.1 Equations de Maxwell.....	.29
II.1.2 Propagation dans un guide circulaire.....	.29
II.1.2.1 Etude des ondes E (Mode TM).....	.30
II.1.2.2 Etude des ondes H (Mode TE).....	.32
II.1.3 Propagation dans un guide coaxial.....	.34
II.1.3.1 Etude des ondes T (Mode TEM).....	.34
II.1.3.2 Les modes d'ordre supérieures.....	.35
II.1.3.2.1 Etude des ondes E (Mode TM).....	.35
II.1.3.2.2 Etude des ondes H (Mode TE).....	.37
II.2 Différentes cellules de mesure utilisant la méthode de réflexion.....	.40
II.2.1 Cellule en ligne coaxiale.....	.40
II.2.2 Sonde en ligne coaxiale.....	.45
II.2.3 Cellule en ligne coaxiale ouverte à un guide d'ondes circulaire.....	.46

II.3 Conclusion.....	48
----------------------	----

CHAPITRE III : Etude de la méthode en transition ligne coaxiale / cellule cylindrique.

III.1 Définition du problème.....	49
III.2 Structure en transition coaxiale/cylindrique.....	49
III.3 La transition ligne coaxiale-cellule cylindrique ouverte à son extrémité.....	50
III.3.1 Analyse électromagnétique.....	50
III.3.1.1 Détermination de l'expression du champ dans la région A	51
III.3.1.2 Détermination de l'expression du champ dans la région B.....	52
III.3.1.3 Détermination des fréquences de coupure	52
III.3.1.4 Raccordement modal à la discontinuité.....	53
III.4 Résolution du problème direct.....	57
III.5 Résolution du problème inverse.....	59
III.6 Conclusion.....	61

CHAPITRE IV: Résultats et interprétations.

IV.1 Introduction.....	62
IV.2 Présentation du logiciel HFSS.....	62
IV.3 Calcul de la permittivité.....	62
IV.4 Simulation de la cellule coaxiale.....	63
IV.4.1 La Méthode de la première réflexion.....	64
IV.4.2 Les méthodes à réflexions multiples.....	65
IV.4.2.1 Méthode de la ligne court-circuitée.....	65
IV.4.2.2 Méthode de la ligne adaptée.....	66
IV.4.2.3 Méthode de la ligne ouverte.....	67
IV.4.3 Influence de la présence de lame d'air sur la précision du calcul de permittivité	68
IV.5 Simulation de la transition ligne coaxiale-cellule cylindrique.....	69
IV.5.1 Méthode de calcul.....	69
IV.5.2 Influence du nombre de modes sur la précision du calcul de Y.....	71
IV.5.3 Calcul de l'admittance.....	71
IV.6 Conclusion.....	80

Conclusion générale.....	81
---------------------------------	-----------

Annexe A.....	83
---------------	----

Annexe B.....	84
---------------	----

Annexe C.....	86
---------------	----

Bibliographie.....	87
---------------------------	-----------

Résumé

Etude d'une technique de caractérisation diélectrique par la spectroscopie en domaine de temps, en utilisant le changement d'admittance entre deux milieux de propagation.

Ce travail a comme objectif, la mise en œuvre d'un dispositif et d'un protocole permettant de caractériser des matériaux diélectriques de formes cylindriques et non toroïdal comme l'impose l'utilisation des cellules coaxiales. C'est donc tout naturellement que nous allons chercher à utiliser la transition coaxial-cylindrique, comme outil de mesure, le guide cylindrique servant alors de cellule porte échantillon.

Dans ces conditions les ondes se propageant suivant le mode TEM dans la ligne coaxiale deviennent des ondes évanescentes dans le guide cylindrique. Le problème à résoudre se résume alors à définir les équations des champs dans les deux structures et leur continuité au niveau de l'interface guide coaxial - guide cylindrique en présence ou non d'un échantillon remplissant la cellule de mesure cylindrique.

Mots-clés :

- Caractérisation,
- Diélectrique,
- Spectroscopie en domaine de temps (S.D.T),
- Permittivité.

Liste des symboles

Z_0 : L'impédance caractéristique de la ligne coaxiale.

Z : L'impédance de l'échantillon sous test.

Z_t : L'impédance de la charge terminale.

Y_t : L'admittance de la charge terminale.

Y : L'admittance de l'échantillon.

γ : La constante de propagation.

μ_0 : La perméabilité magnétique du vide.

μ : La perméabilité de l'échantillon

σ : La conductivité de l'échantillon.

ϵ_0 : La permittivité du vide.

c : La célérité de la lumière.

ϵ^* : La permittivité relative complexe de l'échantillon.

ϵ' : Partie réel de la permittivité relative de l'échantillon.

ϵ'' : Partie imaginaire de la permittivité relative de l'échantillon.

d : Epaisseur de l'échantillon.

R : Coefficient de réflexion globale.

R_m : Coefficient de réflexion mesuré.

T : Coefficient de transmission globale.

ρ : Coefficient de réflexion à l'interface.

λ : La longueur d'onde.

a : Le rayon extérieur de la ligne coaxiale.

b : Le rayon intérieur de la ligne coaxiale.

Z_i : L'impédance d'entrée à l'interface.

ϵ_{mes} : La permittivité diélectrique relative mesurée.

n : L'indice de réfraction complexe du matériau diélectrique.
 G_0 : La conductance due aux pertes par rayonnement.
 C_0 : La capacité de fuite.
 C_f : La capacité représentant les lignes de fuite.
 θ : La phase du coefficient de réflexion.
 ω : La pulsation angulaire.
 f : La fréquence.
 f_c : La fréquence de coupure.
 c_{eff} : La capacité effective.
 $Tang\delta$: La tangente de perte.
 η_0 : L'impédance intrinsèque de l'espace libre.
 η : L'impédance intrinsèque complexe du milieu diélectrique.
 y_{A0} : L'admittance d'onde TEM.
 A_0 : L'amplitude de l'onde incidente TEM.
 y_{Bn} : L'admittance d'onde relative aux différents modes dans la région B.
 y_{Am} : L'admittance d'onde relative aux différents modes dans la région A.
 γ_{Am} : La constante de propagation dans la région A.
 γ_{Bm} : La constante de propagation dans la région B.
 J_m : La fonction de Bessel de première espèce d'ordre m .
 N_m : La fonction de Bessel de seconde espèce d'ordre m .
 ξ_0 : La combinaison linéaire de la fonction de Bessel de première espèce.
 ξ_1 : La combinaison linéaire de la fonction de Bessel de seconde espèce.
 γ'_v : La valeur propre de la constante de propagation guidée associée au mode $v = (m, n)$.
 k_0 : La valeur propre de la constante de propagation à l'air libre.
 y'_v : L'admittance d'onde lié à la propagation TM.
 d_0 : La distance électrique sans échantillon.

Introduction générale

Introduction générale

Les dispositifs électroniques contiennent entre autre des matériaux isolants appelés « diélectriques ». Ces diélectriques fournissent l'isolation des circuits en métal, fabrication des résonateurs, le stockage d'énergie pour les condensateurs,... etc.

Le paramètre pertinent, qui caractérise le matériau diélectrique est la « permittivité relative du diélectrique ϵ_r », il devient alors nécessaire de caractériser ces matériaux pour en connaître les propriétés diélectriques et magnétiques ou bien d'obtenir ces propriétés en fonction de la fréquence.

De nombreuses méthodes ont été utilisées, parmi lesquelles on cite les méthodes résonantes ou large bande qui permettent de caractériser ces matériaux. On peut par exemple prélever un échantillon de matière on le plaçant sur le trajet d'une onde électromagnétique progressive, dans un espace libre ou à l'intérieur d'une structure de propagation (ligne de transmission ou guide d'onde). Le rapport entre l'onde réfléchiée et l'onde émise nous donne le coefficient de réflexion qui dépend directement des propriétés électromagnétiques du matériau. A partir de la mesure de ce coefficient, réalisée à l'aide d'une technique fréquentielle ou temporelle et de l'analyse électromagnétique des discontinuités créées par l'échantillon, on peut calculer la permittivité de l'échantillon.

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la méthode de mesure en transition ligne coaxiale-cellule cylindrique en utilisant la technique temporelle ou précisément la spectroscopie en domaine de temps (S.D.T) pour la caractérisation des matériaux diélectriques. Grâce à sa simplicité de mise œuvre, la spectroscopie en domaine de temps a été exploitée comme un outil précieux dans plusieurs études des circuits micro-onde (filtres, micro-rubans,...etc.) et du comportement diélectriques des liquides et des solides.

Cette méthode présente un avantage considérable permettant l'utilisation des échantillons de forme cylindrique, en évitant ainsi l'usinage des échantillons de forme toroïdale exigée par la cellule coaxiale.

Ce mémoire se décompose en quatre chapitres:

Dans le premier chapitre, nous rappellerons le principe de base de la S.D.T et le traitement de signal qui lui est associé. Son principe de base est simple; il consiste à faire propager dans une ligne coaxiale un échelon de tension à temps de montée très bref et d'en étudier les réflexions issues d'un matériau placé dans cette ligne. Par la transformé de Fourier discrète d'une part et les méthodes numériques de résolution des systèmes d'équations d'autre part, cette technique se ramène au calcul de la permittivité complexe de ce matériau. Ensuite, nous montrons les différents protocoles des mesures utilisées en S.D.T en présentant la méthode à simple réflexion et les méthodes à réflexions multiples qui tiennent en compte toutes les réflexions.

Introduction générale

Dans le deuxième chapitre, nous étudions dans une première partie la propagation des ondes électromagnétiques dans les deux guides coaxial et cylindrique et nous traitons les différentes cellules de mesure dans une deuxième partie.

Un développement modal qui permet de définir la continuité des champs électromagnétiques au niveau de la transition guide coaxial-cellule cylindrique est présenté dans le troisième chapitre. Cette étude tient en compte de tous les modes d'ordre supérieur excité au niveau de la discontinuité et permet de relier la permittivité du matériau au coefficient de réflexion mesuré (ou l'admittance) quelles que soient la fréquence et les dimensions de l'échantillon.

Le dernier chapitre sera consacré à la simulation de la cellule coaxiale et de la transition en ligne coaxiale/ cellule cylindrique en utilisant le simulateur HFSS (High Frequency Structure Simulator) en présentant les résultats de la permittivité et l'admittance d'échantillon sur une large bande de fréquence 0.1-10 GHz.

Nous terminons enfin, notre travail par une conclusion générale et des perspectives.

CHAPITRE I

Rappels sur la spectroscopie en domaine de temps (S.D.T)

CHAPITRE I

I.1 Historique

La Réflectométrie temporelle est, traditionnellement, utilisée pour la mesure de la permittivité des matériaux. Le principe de fonctionnement de la Réflectométrie temporelle T.D.R (Time Domain Reflectometry) est basé sur le principe d'un radar (effet écho), seulement le T.D.R utilise des impulsions au lieu des signaux sinusoïdaux. Cette technique était très utilisée pour la détection des discontinuités dans les lignes de transmission. Une impulsion "step-like" produite par un générateur d'impulsion se propage à travers la ligne coaxiale et est réfléchi à partir d'une section d'échantillon placée à l'extrémité de la ligne. L'impulsion réfléchi se propage également par la même ligne. La différence entre l'impulsion réfléchi et l'incidente, enregistrée temporellement, contient des informations sur les propriétés diélectriques de l'échantillon.

La technique de T.D.R a été appliquée, pour la première fois, au domaine des études diélectriques par Fellner-Feldegg en 1969. Indépendamment, en 1969, Bagozzi, Ives, et Nahman ont déterminé le temps de relaxation diélectrique dans les liquides binaires de Debye en utilisant une méthode temporelle. En 1970, Nicolson et Ross ont présenté une nouvelle méthode temporelle basée sur des impulsions réfléchies et autre transmises pour déterminer la perméabilité d'un matériau sur une large bande de fréquences [1].

Le réflectomètre de la technique T.D.R a été amélioré par [3] en reliant, par l'intermédiaire d'un voltmètre programmable assurant la conversion analogique numérique, à un dispositif d'acquisition automatique et de traitement de donnée qui va gérer toute la manipulation en temps réel; l'ensemble ainsi constitué (réflectomètre plus le système d'acquisition et de traitement) est le spectromètre en domaine de temps S.D.T.

I.2 Principe de base de la S.D.T

S.D.T est basé sur la théorie des lignes de transmission dans le domaine temporel, ce qui facilite l'étude des hétérogénéités dans les lignes coaxiales en fonction du changement de la forme du signal de test. Jusqu'à ce que la ligne soit homogène la forme de cet échelon n'est pas modifiée; mais, dans le cas d'hétérogénéité dans la ligne, le signal est en partie réfléchi par l'interface air-diélectrique et l'autre partie passe à travers l'échantillon sous test.

Le schéma simplifié de la configuration courante pour la plupart des méthodes de S.D.T (à l'exception des techniques de transmission) est présenté dans la figure. I.1. Les différences sont principalement la construction de la cellule de mesure et de sa position dans la ligne coaxiale. Ceux-ci mènent aux différents types d'expressions pour les valeurs qui sont enregistrées pendant la mesure et les caractéristiques diélectriques des objets étudiés [2].

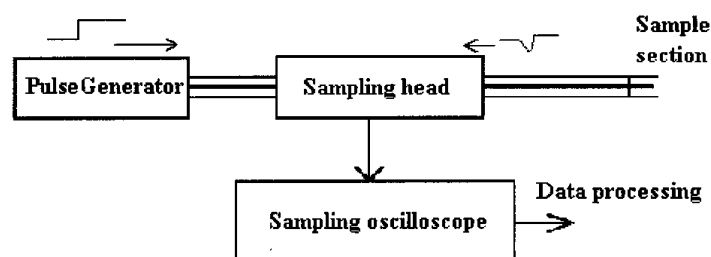


Figure. I.1. Schéma block de la S.D.T [2].

CHAPITRE I

Pour la configuration représentée sur la figure I.1, la croissance rapide de l'échelon de tension $V_0(t)$ arrive à la tête de prélèvement où le signal $R(t)$ réfléchi par l'échantillon diélectrique est également enregistré. Le signal $R(t)$ passe à un échantillonneur avec le temps de retard correspondant à une longueur double de la ligne coaxiale à partir de l'échantillonneur à l'interface air-diélectrique. En général, pour le système idéal, la tension appliquée à l'échantillon est,

$$V(t) = V_0(t) + R(t) \quad (I.1)$$

où $V_0(t)$ et $R(t)$ sont respectivement le signal incident et réfléchi (figure. I.2).

où Z_0 est l'impédance caractéristique de la ligne vide.

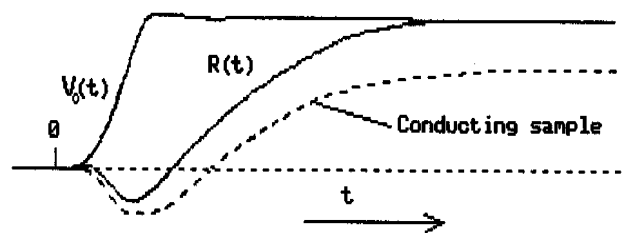


Figure. I.2: Forme caractéristique du signal enregistré lors d'une expérience de T.D.S. $V_0(t)$: échelon incidente; $R(t)$: signal réfléchi [2].

Un échelon de ce type peut être schématisé par la figure ci-dessous :

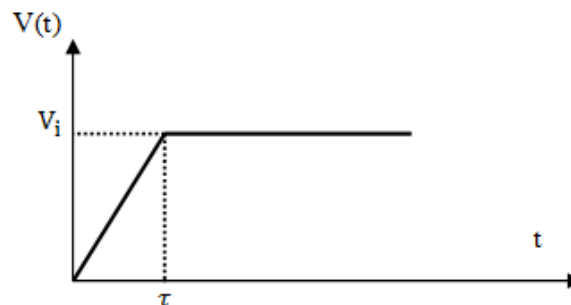


Figure. I.3 : Echelon incident de tension en domaine temporel.

avec comme caractéristiques :

$$V(t) = \begin{cases} 0 & \text{pour } t \leq 0 \\ \frac{V_i}{\tau} t & \text{pour } 0 \leq t \leq \tau \\ V_i & \text{pour } t \geq \tau \end{cases} \quad (I.2)$$

Nous pouvons d'après les propriétés issues du théorème de Fourier [4], calculer l'amplitude complexe $V(\omega)$ dans l'espace transformé des fréquences :

CHAPITRE I

$$V(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} V(t) e^{-j\omega t} dt = \int_0^{+\infty} V(t) e^{-j\omega t} dt = -\frac{V_i}{\tau} \frac{1 - e^{-j\omega\tau}}{\omega^2} \quad (I.3)$$

Lorsque le temps de montée τ devient faible, nous aurons :

$$V_{\tau \rightarrow 0}(\omega) = \frac{V_i}{j\omega} \quad (I.4)$$

Cette dernière expression correspond à la transformée de la fonction échelon dont nous pouvons également calculer la densité spectrale, il vient :

$$I(\omega) = V(\omega).V^*(\omega) = -\frac{2V_i^2}{\tau^2} \left(\frac{1 - \cos(\omega\tau)}{\omega^4} \right) \quad (I.5)$$

$$I_{\tau \rightarrow 0}(\omega) = 2 \frac{V_i^2}{\tau^2} \frac{\omega^2 \tau^2}{2\omega^4} = \frac{V_i^2}{\omega^2} \quad (I.6)$$

Dans cette dernière expression, la densité spectrale est inversement proportionnelle au carré de la fréquence s'atténue moins rapidement vers les hautes fréquences que celle d'un signal de temps de montée fini inversement proportionnelle à la puissance quatre. Nous voyons donc l'intérêt d'utiliser un signal incident à montée très brève, ce qui permet de couvrir une large bande de fréquence.

Ce signal se propage donc dans une ligne d'impédance caractéristique Z_0 et lorsqu'il rencontre une ligne d'impédance Z une partie du signal incident sera réfléchi. Le coefficient de réflexion à l'interface s'exprimera par :

$$R = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \quad (I.7)$$

Nous pourrions donc, connaissant R , obtenir Z et caractériser la nature de ce changement d'impédance : il pourra être dû à un défaut de connectique, à un changement de standard dans la propagation guidée ou dans le cas qui nous intéresse, à la présence d'un échantillon dans la ligne.

Le signal ainsi obtenu doit être traité pour le rendre compatible avec l'algorithme de la transformée de Fourier (rapide ou discrète) utilisé et ainsi pouvoir passer dans le domaine des fréquences dans lequel il sera analysé et éventuellement interprété.

I.2.2 Définition de la fonction d'appareil

Un appareil de mesure donne d'un phénomène physique non pas une image nette mais une image un peu floue ; par exemple une impulsion infiniment brève à l'entrée d'un amplificateur ne donne jamais en sortie une impulsion infiniment brève mais un signal de durée finie, non nulle

Le spectromètre traduira lui aussi une impulsion de durée quasi nulle par un signal de durée finie et cela à donc pour effet de perturber un signal quelconque injecté à son entrée. Pour en tenir compte et corriger l'erreur engendrée, on introduit une grandeur caractéristique de l'appareil que l'on appelle "Fonction d'appareil".

CHAPITRE I

Nous représentons le spectromètre par système défini sur la figure ci-dessous, où il est considéré uniquement comme un simple système de transfert donnant à partir d'une information reçue $E(t)$ une réponse $S(t)$ qui dépend uniquement de $E(t)$ [23], [4].

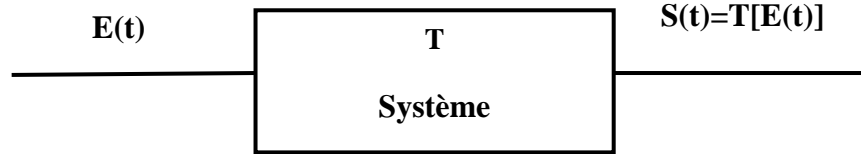


Figure. I.4 : Réponse $S(t)$ par un système T à une information $E(t)$

Si nous envoyons sur notre système que nous supposons passif, linéaire et causal et vérifiant le principe de l'invariance temporelle, une impulsion brève $E(t) = \delta(t - t_0)$, nous aurons alors, à la sortie, un signal de durée fini.

On introduit la fonction de Dirac définie par :

$$E(t) = \delta(t) \quad (I.8)$$

et

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t) dt = 1 \quad (I.9)$$

On a encore en $t_0 = 0$:

$$E(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\omega t} d\omega \quad (I.10)$$

Dans ce cas le signal d'entrée peut être considéré comme une somme infinie d'exponentielle :

$$S(t) = T \left[\int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\omega t} d\omega \right] \quad (I.11)$$

Le système est linéaire, donc

$$S(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} T[e^{j\omega t} d\omega] \quad (I.12)$$

Dans cette expression, le terme $T[e^{j\omega t}]$ peut être considéré comme la réponse du système à $E(t) = \int e^{j\omega t} d\omega$.

Nous pouvons également écrire d'après la propriété de l'invariance temporelle :

$$S[t + t_1] = T[e^{j\omega(t+t_1)}] = T[e^{j\omega t_1} e^{j\omega t}] = e^{j\omega t_1} T[e^{j\omega t}] \quad (I.13)$$

Pour $t=0$, il vient :

CHAPITRE I

$$T[e^{j\omega t_1}] = e^{j\omega t_1} T[1] \quad (I.14)$$

t_1 est quelconque, donc

$$T[e^{j\omega t}] = e^{j\omega t} T[1] \quad (I.15)$$

Nous avons donc trouvé un facteur de proportionnalité entre la réponse $T[e^{j\omega t}]$ et son excitation $\exp(j\omega t)$. Ce facteur est généralement complexe et dépendant de ω , nous l'appellerons fonction de transfert et le noterons $H(\omega)$.

$$T[e^{j\omega t}] = H(\omega) e^{j\omega t} \quad (I.16)$$

D'après la relation (I.10), la réponse à une impulsion de Dirac pourra alors s'écrire :

$$S(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} H(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (I.17)$$

où on reconnaît l'expression de la transformée de Fourier inverse de $H(\omega)$:

$$S(t) = TF^{-1}[H(\omega)] \quad (I.18)$$

Ainsi la réponse du système à une impulsion infiniment brève est transformée de Fourier inverse de la fonction $H(\omega)$, nous l'appellerons réponse d'impulsion, nous la noterons $H(t)$.

Si nous considérons maintenant un signal d'entrée $V(t)$ quelconque. Nous aurons à l'intégrale de convolution :

$$V(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t - t_1) V(t_1) dt_1 \quad (I.19)$$

La réponse de ce signal est :

$$\begin{aligned} W(t) &= T[V(t)] \\ &= T \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t - t_1) V(t_1) dt_1 \right] \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} T[\delta(t - t_1) V(t_1) dt_1] \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} T[\delta(t - t_1)] V(t_1) dt_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} H(t - t_1) V(t_1) dt_1 \end{aligned} \quad (I.20)$$

On reconnaît alors l'expression du produit de convolution de la fonction d'appareil $H(t)$ par notre signal d'entrée.

$$W(t) = H(t) * V(t) \quad (I.21)$$

CHAPITRE I

La réponse d'un système physique à une excitation incidente est donc donnée par le produit de convolution de cette excitation par la réponse impulsionnelle du système.

Nous pouvons utiliser la propriété du produit de convolution qui s'énonce comme suit.

Si $F(\omega)$ et $G(\omega)$ sont les transformées de Fourier respectivement de $f(t)$ et $g(t)$ alors le produit algébrique de $F(\omega) \cdot G(\omega)$ sera la transformée de Fourier du produit de convolution de $f(t) * g(t)$ et réciproquement.

Nous appliquons cette propriété à nos signaux, nous aurons :

$$W(t) = H(t) * V(t) \xrightarrow{\text{Transformation de Fourier}} W(\omega) = H(\omega) \cdot V(\omega) \quad (I.22)$$

Nous pouvons donc définir $V(\omega)$, fonction recherchée, par :

$$V(\omega) = \frac{W(\omega)}{H(\omega)} \quad \text{Connaissant } H(\omega) \quad (I.23)$$

Pour cela il suffit d'avoir une charge étalon dont on connaît la réponse sur l'ensemble de la bande spectral.

Nous avons deux possibilités :

1. Le court-circuit (parfait) dont la réponse en fréquence est $R_{cc}(\omega) = -1$ d'où sa réponse temporelle s'exprime par $R_{cc}(t) = -\delta(t = 0)$
2. La ligne ouverte dont la réponse en fréquence est $R_{lo}(\omega) = 1$ d'où sa réponse temporelle $R_{lo} = \delta(t = 0)$

Dans ces deux cas, le signal détecté aura pour expression :

$W(\omega) = -H(\omega)$ Pour le court-circuit et $W(\omega) = H(\omega)$ pour la ligne ouverte.

La réponse réelle devient donc :

- $V(\omega) = -\frac{TF[W(t)]}{TF[R_{cc}(t)]}$ si la référence est un court-circuit.
- $V(\omega) = \frac{TF[W(t)]}{TF[R_{lo}(t)]}$ si la référence est une ligne ouverte.

Le choix de la charge de référence sera défini selon la méthode de mesure utilisée et la nature du matériau à caractériser.

I.3 La transformée de Fourier discrète en S.D.T

Notre but était la deconvolution du signal détecté et de caractériser le diélectrique en fonction de la fréquence, pour cela il faut passer du domaine de temps au domaine de fréquence on utilisant la transformée de Fourier, qui est donné par [6]:

CHAPITRE I

$$V(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} v(t) e^{-j2\pi ft} dt \quad (I.24)$$

En pratique, l'évaluation de $V(f)$ se fait par la transformation de Fourier discrète (T.F.D) [4], la seule adaptée au traitement numérique par ordinateur des signaux échantillonnés, donc l'intégrale précédente est évaluée par une somme discrète.

Il vient :

$$V(n\Delta f) = \Delta t \sum_{-\infty}^{+\infty} v(k\Delta t) e^{-j2\pi(n\Delta f k \Delta t)} \quad (I.25)$$

Comme il est impossible de traiter le signal sur un intervalle de temps infini. Nous sommes contraint alors de calculer la T.F.D sur un intervalle de temps fini $T = N\Delta t$, où N est le nombre d'échantillon et Δt est le pas d'échantillonnage (figure. I.5).

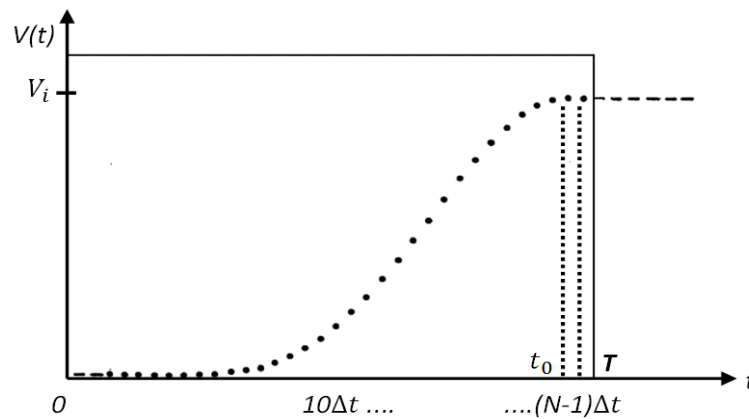


Figure. I 5 : Signal en échelon $v(k\Delta t)$ échantillonné.

Le signal à traiter est donc vu à travers une fenêtre qui en limite la durée et la T.F.D traitera donc le produit du signal par une fenêtre temporelle rectangulaire dite fenêtre d'observation d'un temps ($T = N\Delta t$) et d'amplitude unité. Dans le domaine fréquentiel, nous aurons alors le produit de convolution entre la transformée de Fourier du signal et une fonction en $\frac{\sin x}{x}$ (T.F de la fenêtre rectangulaire) dont le spectre se caractérise des lobes latéraux amples et nombreux.

L'expression (I.25) peut s'écrire :

$$V(n\Delta f) = \Delta t \sum_{k=0}^{N-1} v(k\Delta t) e^{-j2\pi(n\Delta f k \Delta t)} + \Delta t \sum_{k=N}^{\infty} v(k\Delta t) e^{-j2\pi(n\Delta f k \Delta t)} \quad (I.26)$$

Le premier terme est la T.F.D du signal tronqué que l'on a obtenu, le second représente l'erreur commise en assimilant ce résultat à la transformée de Fourier exacte (T.F).

$$V(n\Delta f) = \text{T. F. } [v(k\Delta t)].$$

CHAPITRE I

Le problème fondamental qui se pose alors est de minimiser au maximum cette erreur ou mieux de s'en affranchir.

I.3.1 Les fenêtres de troncature

Une première méthode pour atténuer ces distorsions consiste à multiplier le signal par une fenêtre de troncature dont les lobes sont moins amples et moins étalés que ceux de la fonction $\frac{\sin x}{x}$. Les fonctions les plus usuelles sont:

- La fonction de Hanning, $H_n(t) = 0.5 \left(1 - \cos \frac{2\pi t}{T}\right)$.
- La fonction de Hamming, $H_m(t) = 0.54 - 0.46 \cos \frac{2\pi t}{T}$.
- La fonction Gaussienne, $G_s(t) = \exp \left[- \left(t - \frac{T}{2} \right)^2 \frac{1}{2\sigma^2} \right]$.

En outre, ces fenêtres conduisent à une convolution dans l'espace des fréquences, ce qui est incompatible avec la S.D.T puisque le but fixé est de deconvoluer le signal en passant dans le domaine de fréquence [5].

I.3.2 Méthodes évitant l'effet de troncature.

Différentes méthodes ont été proposées pour traiter un signal en échelon par la T.F.D sans troncature. Pour cela il faut, non seulement que la forme du signal soit modifiée que les niveaux final et initial soient identiques à l'intérieur de la fenêtre d'observation, mais encore que cette modification n'altère pas celle-ci à l'instar des fenêtres temporelles citées précédemment. Parmi ces méthodes :

- ❖ Méthode de Gans.
- ❖ Méthode de Nicolson.
- ❖ Méthode de Samulon.

I.3.2.1 Méthode de Samulon

La méthode de Samulon a été appliquée dans plusieurs études en S.D.T, suite à sa bonne dynamique des signaux transformés. Cette méthode à l'avantage de ne pas écraser les fréquences élevées contrairement aux autres méthodes existantes Gans et Nicolson. Cependant, elle présente l'inconvénient d'augmenter le bruit du signal temporel, ceci est quand même moins pénalisant que ne pas avoir d'information sur les fréquences élevées.

Cette méthode, appelée aussi méthode de la courbe dérivée, consiste à calculer la T.F.D de la dérivée du signal original figure. I.6 [11].

CHAPITRE I

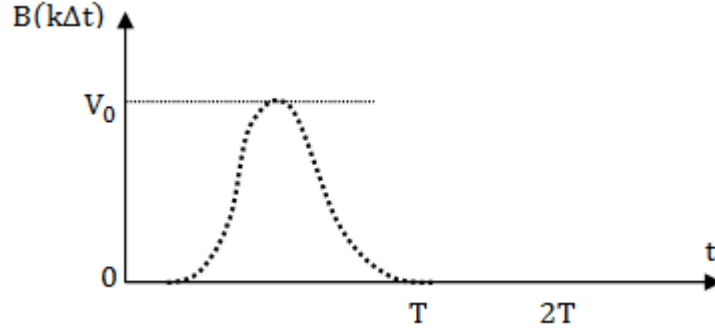


Figure 1.6: Signal obtenu par l'application de la méthode de Samulon.

Cette dérivée est définie par :

$$B(k\Delta t) = v(k\Delta t) - v[(k-1)\Delta t] \quad \text{et } B(0) = v(0) = 0 \quad (I.27)$$

La T.F.D de $B(k\Delta t)$ donne :

$$S(n/N\Delta t) = \frac{\Delta t}{1 - e^{-j\frac{2\pi n}{N}}} \sum_{k=0}^{N-1} B(k\Delta t) e^{-j\frac{2\pi k n}{N}} \quad (I.28)$$

On remarque que $S(n/N\Delta t)$ représente au facteur $1/(1 - e^{-j2\pi n/N})$ près, la transformée de Fourier discrète de la dérivée numérique de la fonction originale $V(t)$ et que, d'autre part, les valeurs extrêmes $B(0)$ et $B[(N-1)\Delta t]$ sont identiquement nulles.

Si $W(t) = H(t)*V(t)$ est la réponse donnée par l'échantillon à caractériser et

$R_{cc}(t) = H(t) * [-\delta(t=0)]$ est due à la référence (court-circuit), il vient:

$$V(\omega) = -\frac{TFD[W(t)]}{TFD[R_{cc}(t)]} \quad (I.29)$$

D'après la propriété du dérivé du T.F on peut écrire:

$$V(\omega) = \frac{TFD[\Delta W(t)]}{TFD[\Delta R_{cc}(t)]} = -\frac{(1 - \exp(-j\omega\Delta t))TFD[W(t)]}{(1 - \exp(-j\omega\Delta t))TFD[R_{cc}(t)]} = -\frac{TFD[W(t)]}{TFD[R_{cc}(t)]}$$

Donc, pour trouver le coefficient de réflexion réel, il faut prendre le rapport de T.F.D de la dérivée du signal temporel donné par l'échantillon et la T.F.D de la réponse de référence (un court-circuit ou une ligne ouverte). Nous pouvons donc ainsi définir par déconvolution la réponse d'un matériau dans le domaine des fréquences et par suite ses paramètres diélectriques dans une bande de fréquence dont nous allons définir les limites hautes et basses fréquences.

La limite haute fréquence est imposée par deux critères distincts :

La première: est inhérente à l'utilisation de la transformée de Fourier discrète et notamment au phénomène de repliement du spectre qui survient quand le critère de Nyquist n'est pas satisfait. Cela implique donc d'utiliser une fréquence d'échantillonnage définie par :

CHAPITRE I

$$\Delta F = \frac{1}{N\Delta t} = \frac{1}{T} \quad \text{avec } F_e = N\Delta F$$

elle doit être, telle que $F_e < F_{max}$, où F_{max} est la fréquence maximum que l'on peut atteindre afin d'éviter le phénomène de recouvrement.

La seconde: est directement liée à la bande passante du matériel.

La limite haute fréquence F_L peut donc être définie par :

$$F_L = \frac{F_e}{4} \text{ si } F_c > \frac{F_e}{4} \quad \text{et} \quad F_L = F_c \text{ si } F_c < \frac{F_e}{4}$$

(où F_c est la limite haute fréquence d'utilisation de notre matériel).

En basses fréquences outre le statique qui suivant les protocoles utilisées n'est pas toujours accessible, la première fréquence d'intérêt F_0 sera : $F_0 = \Delta f$.

I.4 Protocoles expérimentaux utilisés en S.D.T

L'échantillon, comme le montre la figure. I.7, est placé dans une ligne coaxiale du standard 7 mm et d'impédance caractéristique Z_0 . Nous faisons propager une onde TEM, et quand celle-ci rencontre une charge Z une partie de l'onde sera réfléchie au niveau de ce changement d'impédance.

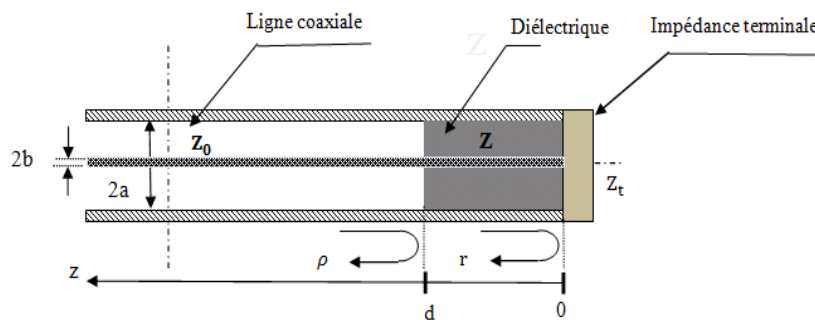


Figure I.7. Echantillon placé dans une ligne à air.

L'impédance caractéristique Z_0 d'une ligne coaxiale est définie par :

$$Z_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln \frac{a}{b} \quad (I.30)$$

où ϵ_0 et μ_0 et sont respectivement la perméabilité et la permittivité du vide :

$$\mu_0 = \frac{4\pi}{10^7} \quad \text{et} \quad \epsilon_0 = \frac{1}{36\pi 10^9}$$

et a et b sont respectivement le rayon extérieur et intérieur de la ligne coaxiale.

CHAPITRE I

En présence d'un milieu quelconque de permittivité ϵ et de perméabilité μ l'impédance caractéristique devient.

$$Z = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0\mu}{\epsilon_0\epsilon}} \ln \frac{a}{b} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} Z_0 \quad (I.31)$$

La constante de propagation γ s'exprime par :

$$\gamma = j \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon\mu} \quad (I.32)$$

avec $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} = 3 \times 10^8$ m/s qui est la célérité de la lumière et $\omega = 2\pi f$: la pulsation angulaire.

Dans le cas où le matériau est purement diélectrique ($\mu = 1$), donc les relations (I.31) et (I.32) deviennent :

$$Z = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon}} \quad \text{et} \quad \gamma = j \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon} \quad (I.33)$$

I.4.1 Calcul des coefficients de réflexion et de transmission

Si nous considérons un diélectrique d'épaisseur d et de constante diélectrique ϵ disposée entre deux milieux (figure. I.8), ce qui va générer des réflexions multiples sur les deux interfaces du diélectrique.

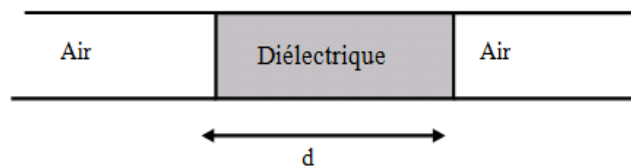


Figure. I. 8 : Représentation de la ligne à air contenant l'échantillon.

nous obtenons des réflexions que nous schématisons comme suit :

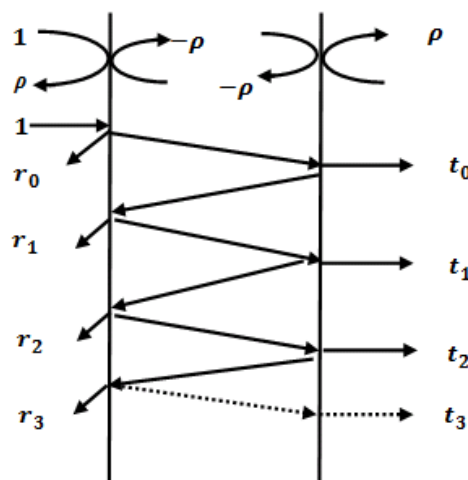


Figure. I.9: Les réflexions multiples dans l'échantillon.

CHAPITRE I

Dans le cas général, pour avoir le signal réfléchi R et le signal transmis T, on fait la superposition des réflexions partielles et des transmissions partielles, on obtient le schéma suivant [25] :

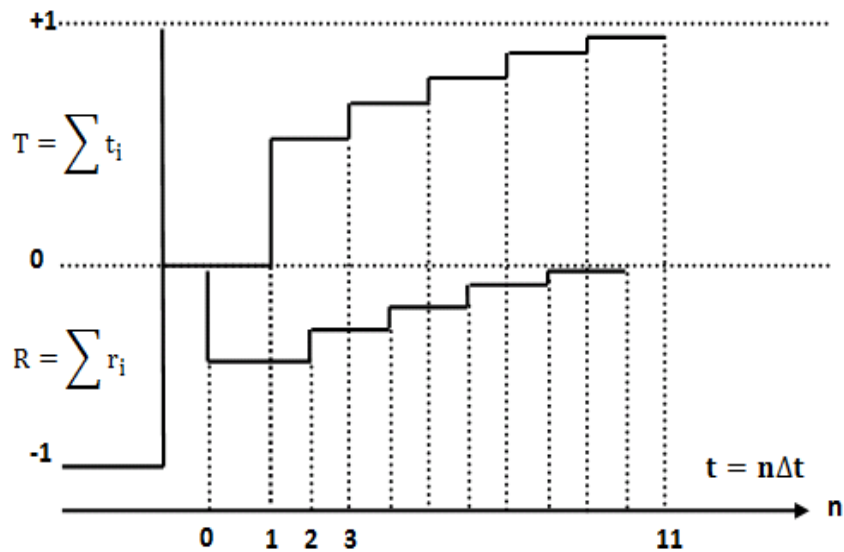


Figure .I. 10 : Les coefficients de réflexion et de transmission temporelle.

Les deux signaux sont décalés dans le temps d'une quantité Δt puisque la première transmission t_0 apparaît quand l'onde aura traversé l'échantillon alors que r_1 apparaît pour un temps double nécessaire pour effectuer l'aller et retour.

Le calcul des coefficients de réflexion et de transmission en domaine fréquentiel consiste à écrire les équations des champs au niveau des différentes interfaces, puis écrire ce coefficient en fonction des coefficients de réflexion à la première et à la deuxième interface.

Nous pouvons schématiser le problème par la figure I.11 ci-dessous:

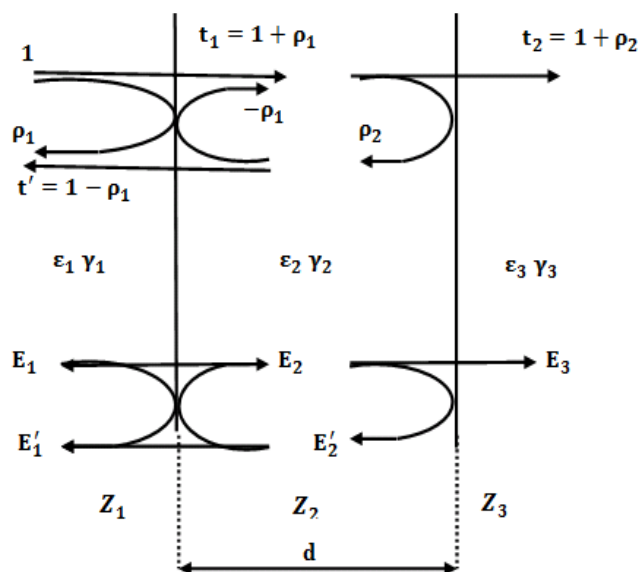


Figure .I.11: Représentation globale des multi-réflexions dans un diélectrique.

CHAPITRE I

Nous définirons les grandeurs suivantes :

γ_2 : Constante de propagation dans le diélectrique étudié

E_1 : Champ incident sur le premier dioptre.

E'_1 : Champ total réfléchi au niveau du premier dioptre.

E_2 : Champ total sur le premier dioptre à l'intérieur du diélectrique.

E'_2 : Champ total réfléchi au niveau du second dioptre à l'intérieur du diélectrique.

E_3 : Champ total transmis.

ρ_1 : Coefficient de réflexion sur le premier dioptre.

t_1 : Coefficient de transmission au niveau du premier dioptre.

ρ_2 : Coefficient de réflexion sur le second dioptre.

t_2 : Coefficient de transmission au niveau du second dioptre.

Nous aurons sur la première interface du coté amont :

$$\rho_1 = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (I. 34)$$

Alors du coté aval nous aurons :

$$\rho_2 = \frac{Z_3 - Z_2}{Z_3 + Z_2} \quad (I. 35)$$

On peut alors établir les équations des champs suivantes :

$$\begin{cases} E_2 = (1 + \rho_1)E_1 - \rho_1 E'_2 \exp(-\gamma_2 d) \\ E_3 = (1 + \rho_2)E_2 \exp(-\gamma_2 d) \\ E'_2 = \rho_2 E_2 \exp(-\gamma_2 d) \\ E'_1 = \rho_1 E_1 + (1 - \rho_2) E'_2 \exp(-\gamma_2 d) \end{cases} \quad (I. 36)$$

Nous déduisons à partir de ce système d'équations les expressions générales du coefficient de réflexion global R et du coefficient de transmission global T :

$$R = \frac{E'_1}{E_1} = \frac{\rho_1 + \rho_2 \exp(-2\gamma d)}{1 + \rho_1 \rho_2 \exp(-2\gamma d)} \quad (I. 37)$$

$$T = \frac{E_3}{E_1} = \frac{(1 + \rho_1) + (1 + \rho_2) \exp(-2\gamma d)}{1 + \rho_1 \rho_2 \exp(-2\gamma d)} \quad (I. 38)$$

CHAPITRE I

Ces deux relations fondamentales vont nous servir à définir les principaux protocoles expérimentaux utilisés en spectroscopie temporelle. Lors de leurs présentations nous donnerons leurs avantages et leurs inconvénients.

I.4.2 Méthode de la première réflexion

Cette méthode est la première à avoir été mise en œuvre dans la S.D.T. Elle consiste à ne prendre en compte que la première réflexion qui se produit à la première interface air/échantillon. Pour rendre ceci réalisable, il faut que l'échantillon soit suffisamment long pour rejeter les réflexions d'ordre supérieur au-delà de toutes les informations portées par la première réflexion [4].

Une première mesure, en présence de l'échantillon, nous donne le signal $R(t)$ réfléchi par l'interface air/diélectrique, puis une deuxième mesure qui donne le signal $R(t)$ réfléchi par un court-circuit celui-ci étant placé à l'endroit qu'occupait précisément la face avant du matériau.

Nous donnons ci-dessous les signaux correspondants.

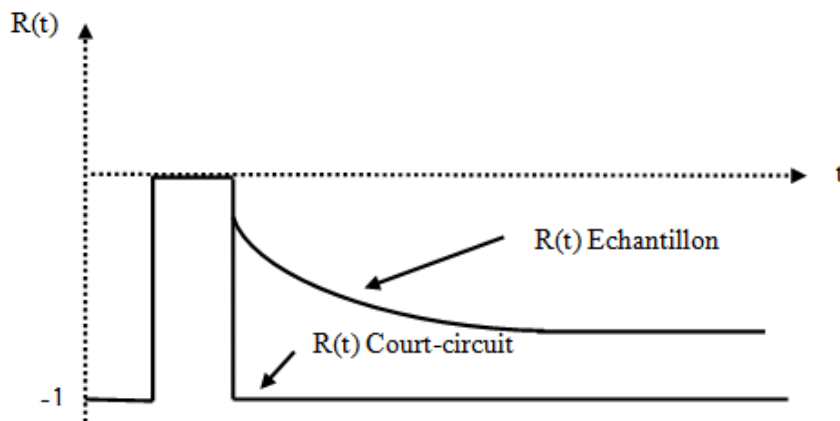


Figure .I.12 : Signaux incident et réfléchi dans le cas de la première réflexion.

A partir de la relation [I.34] on obtient

$$\rho_1(\omega) = R(\omega) = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} ; \quad (I.39)$$

$Z_2 = Z$ et $Z_1 = Z_0$ donc,

$$R(\omega) = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0}$$

En remplaçant Z par son expression donnée dans l'équation (I.37), on obtient

$$R(\omega) = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon}}{1 + \sqrt{\varepsilon}} \quad (I.40)$$

La permittivité est complexe, donc nous pouvons la noter ε^* , à partir de la relation précédente :

CHAPITRE I

$$\varepsilon^* = \left(\frac{1 - R(\omega)}{1 + R(\omega)} \right)^2 \quad (I.41)$$

Cette dernière expression nous montre combien il est facile d'extraire ε^* à partir du coefficient de réflexion $R(\omega)$ ce qui est un avantage considérable. Cependant elle présente des inconvénients.

- L'échantillon doit être d'autant plus long que nous sommes en présence de relaxation basse fréquence afin de tenir compte de la décroissance de la courbe de réponse temporelle.
- Le deuxième inconvénient de cette méthode est que dans le cas général où $\mu \neq 0$ on ne peut pas séparer la permittivité et la perméabilité car nous disposons seulement comme information de:

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

Toutefois pour les études sous champ magnétique où la permittivité ne varie pas en fonction de B : $\varepsilon(B \neq 0) = \varepsilon(B = 0)$, nous pourrions étudier les variations de:

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

- Enfin l'inconvénient majeur de cette méthode consiste à pouvoir maîtriser la dynamique des phases qui est extrêmement faible. En effet, compte tenu que:

$$\rho = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon}}{1 + \sqrt{\varepsilon}} = \frac{1 - n' + jn''}{1 + n' - jn''}$$

avec $n = \sqrt{\varepsilon} = n' - jn''$ représentant l'indice du milieu.

Nous pouvons écrire également :

$$\rho = R(\rho) + jI(\rho) = |\rho|e^{-j\phi}$$

soit ;

$$\phi = \text{Artg} \left(\frac{n''}{n'-1} \right) - \text{Artg} \left(\frac{n''}{n'+1} \right)$$

Comme n'' est très inférieur à n' la phase ϕ reste toujours faible. En effet, si nous considérons le signal de référence $R_{cc}(t)$ et le signal temporel donné par l'échantillon décalé d'une quantité δt , la réponse obtenues après utilisation d'une transformée de Fourier est donnée par:

$$R_{déca}(\omega) = \frac{TFD[V(t + \delta t)]}{TFD[R_{cc}(t)]} = \frac{\Delta t \sum_0^N V(t + \delta t)e^{-j\omega t}}{\Delta t \sum_0^N R_{cc}(t)e^{-j\omega t}} \quad (I.42)$$

Il vient alors que $R_{déca}(\omega) = R(\omega)\exp(-j\omega\delta t)$ avec $R(\omega)$ le signal recherché. Il existe entre les deux expressions un terme de correction de phase $\exp(-j\omega\delta t)$. Cette correction peut devenir importante aux limites hautes fréquence de la bande d'intérêt en particulier pour les matériaux présentant des faibles pertes [4].

CHAPITRE I

Cette méthode, qui est parfaitement adaptée au cas des liquides, laisse sa place pour des protocoles mieux adaptés basés sur un processus de multi-réflexions.

I.4.3 Méthodes à réflexions multiples

Contrairement à la méthode de la première réflexion, les méthodes à réflexions multiples permettent d'analyser la totalité des signaux réfléchis par les deux interfaces air/diélectrique et diélectrique/air. La forme du signal à analyser dépend de la nature de la charge placée en bout de ligne porte-échantillon (cellule).

Différentes méthodes ont été proposées pour décrire les signaux observés pour différents types de charges terminales :

- Ligne court-circuitée
- Ligne adaptée.
- Ligne ouverte.

I.4.3.1 Méthode de la ligne court-circuitée ($Z_t = 0$)

Cette méthode, très utilisée seulement pour des fréquences ponctuelles, semble moins intéressante pour caractériser des matériaux diélectriques en large bande [8]. Elle consiste à effectuer $Z_t = 0$ c'est-à-dire $\rho_2 = -1$.

Les signaux correspondants à cette méthode sont schématisés sur la figure ci-dessous:

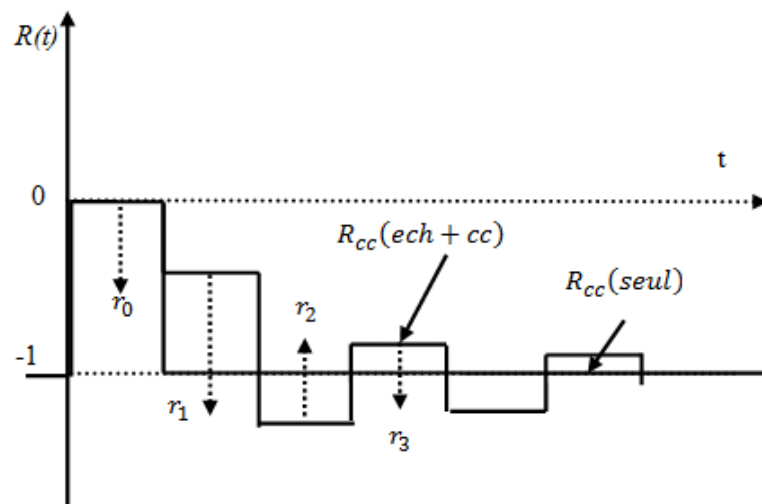


Figure. I.13 : Représentation des multi- réflexions pour la méthode de la ligne court-circuitée.

A partir de l'équation (I.37) on peut calculer le coefficient de réflexion global qui s'exprime par :

$$R(\omega) = \frac{\rho - \exp(-2\gamma d)}{1 - \rho \exp(-2\gamma d)} \quad (I.43)$$

CHAPITRE I

$$\rho = \rho_1 = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon}}{1 + \sqrt{\varepsilon}} \quad \text{et} \quad \gamma = \gamma_2 \quad (I.44)$$

a partir de $R(\omega)$ nous pouvons tirer l'impédance $Z(\omega)$.

$$Z(\omega) = \frac{1 + R(\omega)}{1 - R(\omega)} = \frac{1 + \rho}{1 - \rho} \frac{1 - \exp(-2\gamma d)}{1 + \exp(-2\gamma d)} \quad (I.45)$$

en remplaçant γ par son expression donnée dans l'équation (I.4), on obtient.

$$Z(\omega) = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \tanh\left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon \mu}\right) \quad (I.46)$$

Donc pour calculer la permittivité ε à partir de $Z(\omega)$, il faut résoudre l'équation transcendante (I.46) en utilisant les méthodes numériques.

En basse fréquence, on peut faire une approximation, $\gamma d \ll 1$, puis on fait un développement limité au premier ordre du $\tanh(\gamma d)$ et on obtient la relation suivante.

$$Z(\omega) = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon \mu}\right) = j \mu \frac{\omega}{c} d \quad (I.47)$$

En conséquence la permittivité du matériau à étudier est pratiquement impossible à déterminer en basses fréquences pour des échantillons minces, la dépendance en ε n'intervenant qu'à l'ordre supérieur. En fait, cette méthode sera principalement utilisée pour des mesures de perméabilité sur des matériaux magnétiques ou sur des matériaux de grande longueur.

Une autre difficulté inhérente à cette méthode est que l'équation à résoudre pour obtenir la permittivité à partir de $Z(\omega)$ est transcendante ce qui nécessite l'utilisation d'une méthode itérative. On peut toutefois obtenir une solution simple dans le cas où on disposerait d'un échantillon avec deux épaisseurs. Les expressions des impédances sont :

$$Z_1 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \tanh\left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon \mu}\right) \quad (I.48)$$

$$Z_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \tanh\left(j \frac{\omega}{c} 2d \sqrt{\varepsilon \mu}\right) \quad (I.49)$$

Si on pose alors

$$p = \frac{Z_1}{Z_2} \quad \text{et} \quad x = \exp\left(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon \mu}\right) \quad (I.50)$$

On obtient

$$p = \frac{1 - x}{1 + x} \frac{1 + x^2}{1 - x^2} = \frac{1 + x^2}{(1 + x)^2} \quad (I.51)$$

CHAPITRE I

Soit finalement connaissant x on obtient $x_1 = \sqrt{\varepsilon\mu}$ que l'on porte dans l'expression de Z_1 , et on a :

$x_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$ soit finalement :

$$\varepsilon = \frac{x_1}{x_2} \text{ et } \mu = x_1 x_2 \quad (I.52)$$

I.4.3.2 Méthode de la ligne adaptée ($Z_t = Z_0$)

Le matériau est placé dans une ligne à air terminée par son impédance caractéristique Z_0 (50Ω) dans ce cas l'onde globale transmise à travers l'échantillon ne pourra revenir sur celui-ci. Les signaux correspondants sont schématisés ci-dessous :

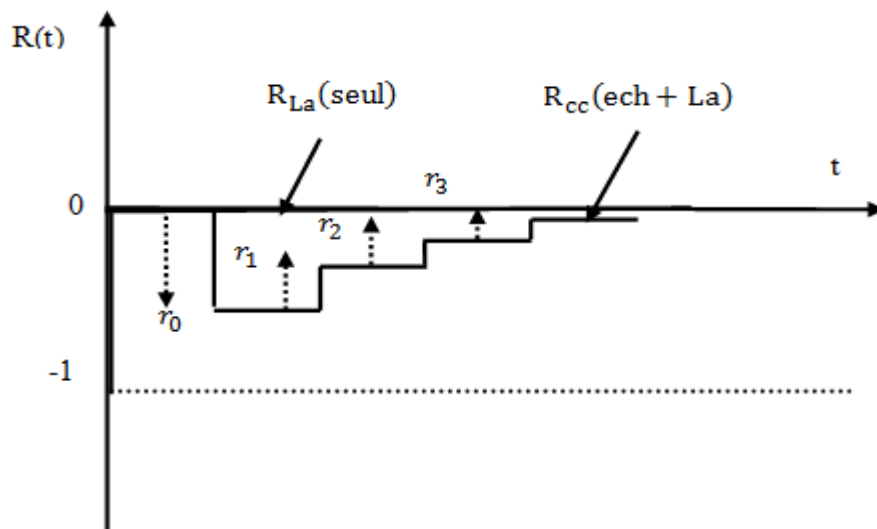


Figure. I.14 : Représentation des multi réflexions pour la méthode de la ligne adaptée.

Les conditions expérimentales imposent que :

$$\rho_1 = \rho = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon}}{1 + \sqrt{\varepsilon}} \quad (I.53)$$

$$\rho_2 = -\rho = \frac{\sqrt{\varepsilon} - 1}{\sqrt{\varepsilon} + 1} \quad (I.54)$$

on peut porter ces deux dernières expressions dans l'expression (I.37), on obtient :

$$R = \frac{\rho(1 - \exp(-2\gamma d))}{(1 - \rho^2 \exp(-2\gamma d))} \quad (I.55)$$

On déduit l'admittance Y au niveau de la première interface.

$$Y = \frac{1}{Z} = \frac{1 - R}{1 + R} = \frac{1 - \rho}{1 + \rho} \times \frac{1 + \rho \exp(-2\gamma d)}{1 - \rho \exp(-2\gamma d)} \quad (I.56)$$

CHAPITRE I

Dans le cas général où le matériau présente une perméabilité non nulle, il vient.

$$Y = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \frac{\sqrt{\mu} + \sqrt{\varepsilon} + (\sqrt{\mu} - \sqrt{\varepsilon}) \exp\left(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon \mu}\right)}{\sqrt{\mu} - \sqrt{\varepsilon} - (\sqrt{\mu} - \sqrt{\varepsilon}) \exp\left(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon \mu}\right)} \quad (I.57)$$

En développant cette équation on obtient:

$$Y = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \frac{\sqrt{\mu} \left(1 + \exp\left(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon \mu}\right)\right) + \sqrt{\varepsilon} \left(1 - \exp\left(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon \mu}\right)\right)}{\sqrt{\mu} \left(1 - \exp\left(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon \mu}\right)\right) + \sqrt{\varepsilon} \left(1 + \exp\left(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon \mu}\right)\right)} \quad (I.58)$$

En faisant intervenir la tangente hyperbolique, on obtient :

$$Y = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \frac{1 + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \operatorname{th}\left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon \mu}\right)}{\operatorname{th}\left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon \mu}\right) + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}} \quad (I.59)$$

Dans le cas d'un matériau diélectrique sans perméabilité, Y devient:

$$Y = \sqrt{\varepsilon} \frac{1 + \sqrt{\varepsilon} \operatorname{th}\left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon}\right)}{\operatorname{th}\left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon}\right) + \sqrt{\varepsilon}} \quad (I.60)$$

Cette équation est transcendante, sa résolution nécessite un traitement informatique.

Si nous effectuons un développement asymptotique aux temps longs en considérant que la quantité γd est très ($\gamma d \ll 1$) nous obtenons pour $t \rightarrow \infty$, $\omega \rightarrow 0$.

$$\exp(-2\gamma d) = 1 - 2\gamma d$$

Dans ces conditions, le coefficient de réflexion devient :

$$R(\omega \rightarrow 0) = \frac{2\rho\gamma d}{1 - \rho^2 + 2\rho^2\gamma d}$$

soit en remplaçant ρ par sa valeur, nous obtenons:

$$R(\omega \rightarrow 0) = \frac{(1 - \varepsilon) 2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon}}{4\sqrt{\varepsilon} + (1 - \sqrt{\varepsilon})^2 2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon}} = \frac{(1 - \varepsilon) j \frac{\omega}{c} d}{2 + (1 - \sqrt{\varepsilon})^2 j \frac{\omega}{c} d} \quad (I.61)$$

Si nous considérons un échantillon présentant une conductivité la permittivité s'écrit comme suit :

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'' - j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0}$$

En remplaçant dans l'équation (I.61) on obtient :

CHAPITRE I

$$R(\omega \rightarrow 0) = \frac{\left(1 - \varepsilon' + j\varepsilon'' + j\frac{\sigma}{\varepsilon_0}\right) j\frac{\omega}{c} d}{2 + \left(1 - \sqrt{\varepsilon' - j\varepsilon'' - j\frac{\sigma}{\varepsilon_0\omega}}\right)^2 j\frac{\omega}{c} d}$$

Pour $\omega = 0$ on obtient :

$$R(\omega \rightarrow 0) = \frac{\frac{\sigma}{c\varepsilon_0} d}{2 + \frac{\sigma}{c\varepsilon_0} d}$$

qui conduit à :

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0} = -\frac{c}{d} \frac{2R(\omega = 0)}{1 + R(\omega = 0)} = -\frac{c}{d} \frac{2R(t \rightarrow \infty)}{1 + R(t \rightarrow \infty)} \quad (I. 62)$$

Le premier avantage de cette méthode est donc d'obtenir simplement la conductivité DC du matériau à partir de la valeur asymptotique de $R(t)$.

Second avantage, qui est de définir à priori est très simplement, par simple observation du signal temporel, la nature du type du matériau que l'on veut étudier, et ainsi permettre de choisir le protocole expérimental le mieux adapté à sa caractérisation (figure. I. 15) [4], [5].

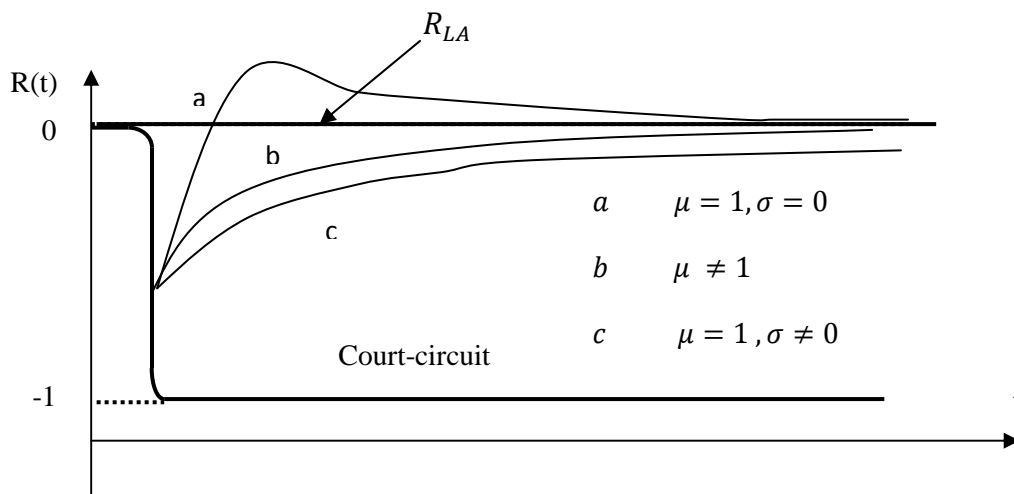


Figure. I. 15: Représentation schématique des différentes réponses temporelles en ligne adaptée en fonction des caractéristiques électromagnétiques du matériau [4], [5].

I.4.3.3 Méthodes de la ligne ouverte ($Z_t = \infty$ et $Y_t = 0$)

La principale difficulté de cette méthode consiste à réaliser une impédance terminale ($Z_t = \infty$ et $Y_t = 0$). En effet, si pour une fréquence fixe en mesure guidée il est relativement facile de satisfaire cette condition en plaçant un court-circuit à $\lambda/4$ de la face arrière de l'échantillon, il est beaucoup plus délicat et difficile à mettre en œuvre dans les dispositifs large bande. Nous supposons toutefois que nous savons réaliser une telle condition pour pouvoir poser les principes de base et ensuite développer une étude détaillée.

CHAPITRE I

Les signaux correspondants sont schématisés ci-dessous:

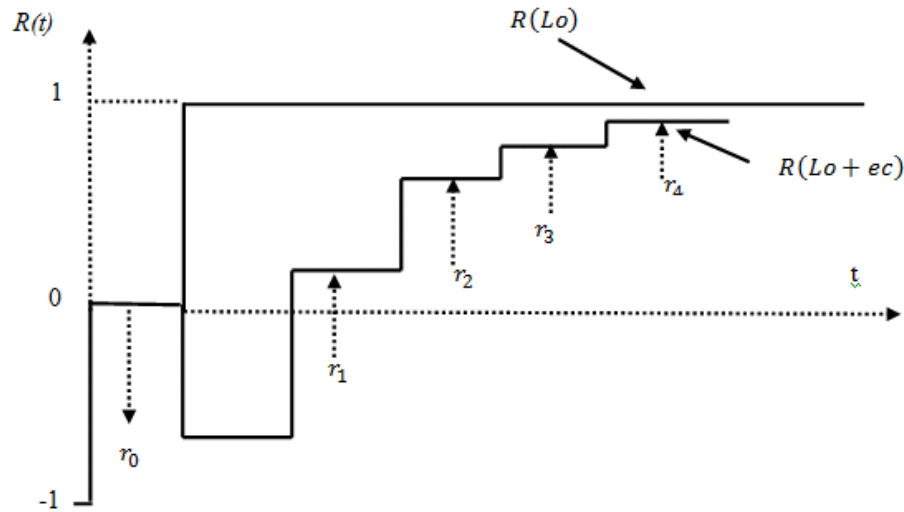


Figure. I.16: Représentation des multi-réflexions pour la méthode de ligne ouverte.

La réflexion au niveau du dioptre diélectrique / charge terminale est égale à $\rho_2 = +1$ dans le cas idéal; par ailleurs l'échantillon étant toujours placé dans une ligne à air $\rho_1 = \rho$, nous avons toujours:

$$\rho = \frac{1 - \sqrt{\epsilon}}{1 + \sqrt{\epsilon}}$$

Le coefficient de réflexion est alors donné par:

$$R(\omega) = \frac{\rho + \exp(-2\gamma d)}{1 - \rho \exp(-2\gamma d)} \quad (I.63)$$

ce qui conduit finalement à l'impédance globale du système:

$$Z(\omega) = \frac{1 + R(\omega)}{1 - R(\omega)} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \coth(\gamma d) \quad (I.64)$$

L'échantillon est placé contre une ligne ouverte, ce qui donne généralement des valeurs d'impédances Z très grandes, voire infinies pour certains diélectriques ne possédant aucune conductivité. Il est donc plus commode d'exprimer l'expression précédente sous la forme d'une admittance dont la valeur sera voisine de zéro, ainsi sera plus compatible au traitement mathématique.

$$Y(\omega) = \frac{1}{Z(\omega)} = \frac{1 - R(\omega)}{1 + R(\omega)} = \frac{1 - \rho}{1 + \rho} \tanh(\gamma d) \quad (I.65)$$

on sait que:

$$\gamma = j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\epsilon \mu}$$

CHAPITRE I

Donc Y devient:

$$Y(\omega) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \tanh\left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon \mu}\right) \quad (I.66)$$

et si le matériau est un diélectrique pure ($\mu = 1$).

$$Y = \sqrt{\varepsilon} \tanh\left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon}\right) \quad (I.67)$$

Pour trouver la permittivité du matériau, connaissant l'admittance Y, il faut résoudre cette équation transcendante par une méthode itérative.

Si nous effectuons un développement limité de la tangente hyperbolique en basses fréquences, nous obtenons :

$$Y \cong \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon \mu}\right) \quad (I.68)$$

$$Y \cong j \frac{\omega d}{c} \varepsilon$$

La variation de l'admittance est du premier ordre en ε tandis que la dépendance en μ n'apparaît uniquement aux ordres supérieurs. Cette méthode est donc particulièrement bien adaptée à l'étude des matériaux diélectriques, par contre elle n'est pas performante pour les mesures sur les matériaux magnétiques et aussi intéressante pour l'étude des matériaux présentant une conductivité σ .

En présence d'une conductivité on aura :

$$\varepsilon = \varepsilon' - j \left(\varepsilon'' + \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \right) \quad (I.69)$$

En remplaçant dans l'équation (I.69) on obtient :

$$Y(\omega \rightarrow 0) = j \frac{\omega}{c} d \left(\varepsilon' - j \varepsilon'' - j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \right) \quad (I.70)$$

$$= \frac{\sigma d}{\varepsilon_0 c} = Y(t \rightarrow \infty)$$

$$\sigma = \frac{\varepsilon_0 c}{d} Y(t \rightarrow \infty) \quad (I.71)$$

Sachant que

$$Y(t \rightarrow \infty) = \frac{1 - R(\omega \rightarrow 0)}{1 + R(\omega \rightarrow 0)} \quad (I.72)$$

CHAPITRE I

$R(\omega \rightarrow 0)$ est déterminé par le rapport $\frac{V(t \rightarrow \infty)}{V_0(t \rightarrow 0)}$ qui est le rapport entre le signal $V(t)$ issu d'une ligne ouverte en présence de l'échantillon sur le signal $V_0(t)$ issu d'une ligne ouverte sans l'échantillon.

Cette méthode, comparée aux méthodes précédentes présente un inconvénient majeur inhérent à la présence des effets de bout [4] (figure .I.17) dont on devra tenir compte dans le calcul de Y .

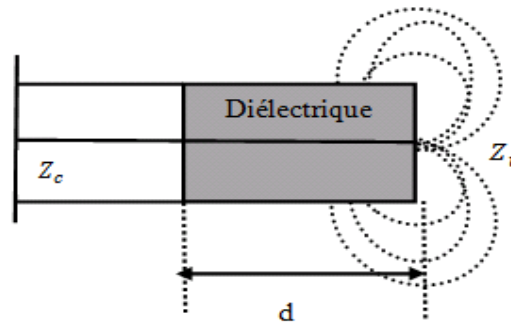


Figure. I. 17 : Les effets de bout issus de la ligne ouverte [4].

Dans la méthode du court-circuit où de la ligne adaptée, l'impédance terminale est parfaitement connue et permet de calculer l'impédance équivalente du diélectrique vue de la première l'interface, mais dans le cas de la ligne ouverte, la terminaison est en fait le vide (ou tout au moins l'air ambiant), on serait tenté de donner à l'impédance terminale une valeur qui tend vers l'infini.

Pour un échantillon, qui possède une très forte conductivité, cela est peut-être vrai, car les lignes de champs auront un chemin préférentiel qui est alors situé dans l'échantillon. Par contre, si ce dernier n'est que faiblement conducteur (ce qui est le cas en général d'un diélectrique classique), les lignes de champs en bout de ligne vont se refermer en différents points du conducteur extérieur (masse), l'impédance terminale Z_t ne peut plus alors être considérée comme infinie, la réflexion à l'interface diélectrique/impédance terminale est indéterminée, et l'impédance Z permettant de calculer la permittivité ϵ , n'est plus définie. Il faut donc caractériser ces effets de bout.

Plusieurs travaux ont été développés dans ce sens (caractérisation des effets de bout) en jouant sur la configuration de la cellule de qui ont abouti à des résultats très intéressants.

Comme exemple, on prend la cellule suivante dont le conducteur extérieur est plus long que le conducteur intérieur, et si cette longueur est suffisante, les lignes de champs se referment à l'intérieur de la cellule.

La cellule est constituée de façon habituelle, de conducteur central est simplement raccourci d'une longueur L , entre l'extrémité de celui-ci et le plan limitant la propagation.

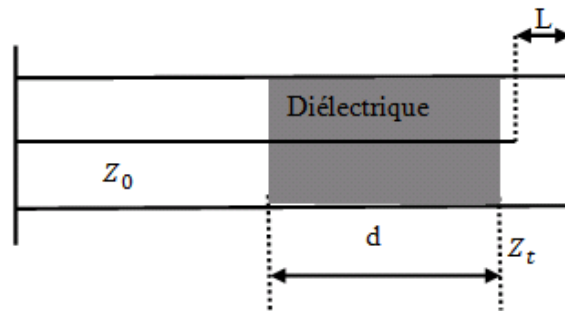


Figure. I.18 : Configuration permettant d'éviter les effets de bout.

Il y a encore la cellule en transition guide coaxial-guide circulaire qui est l'objective de notre mémoire.

I.5 Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre la technique de spectroscopie dans le domaine temporel ainsi que le traitement du signal associé. Nous avons également montré l'importance de la transformée de Fourier discrète qui nous permet de travailler dans le domaine des fréquences et d'effectuer une déconvolution pour s'affranchir du problème de la fonction d'appareil.

Nous avons décrit ensuite les différents protocoles utilisés en S.D.T, qui ont été divisé en deux catégories : la méthode de la première réflexion et les méthodes à réflexions multiples. Après étude, nous avons constaté que l'utilisation des méthodes à réflexions multiples sont plus avantageuses par rapport à la méthode de la première réflexion. Ceci vient du fait qu'elles permettent la détermination de la permittivité des échantillons de faibles épaisseurs et elles présentent une meilleure dynamique des phases.

Dans le chapitre suivant nous présenterons un rappel sur la propagation d'onde électromagnétique dans un guide coaxial et cylindrique ainsi que les différentes cellules de mesure utilisant la méthode de réflexion pour la détermination de la permittivité.

Chapitre II

Rappels sur la propagation d'une onde électromagnétique dans un guide d'onde coaxial et cylindrique et différentes cellules de mesure utilisant la méthode de réflexion

Chapitre II

II.1 Rappels sur la propagation d'une onde électromagnétique dans un guide d'onde coaxial et cylindrique

II.1.1 Equations de Maxwell

Les équations qui décrivent la propagation des ondes électromagnétiques et leurs interactions avec la matière sont connues sous le nom des équations de Maxwell. Elles sont décrites dans un grand nombre d'ouvrages [17], [18]. On rappellera quelques résultats utiles à la compréhension de ce travail.

Les équations de Maxwell s'écrivent dans un milieu quelconque :

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad ; \quad \text{rot}\vec{H} = \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} + \vec{J}_c$$

$$\text{div}\vec{D} = \rho \quad ; \quad \text{div}\vec{B} = 0$$

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

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad ; \quad \vec{B} = \mu \vec{H} \quad ; \quad \vec{J} = \sigma \vec{E}$$

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

II.1.2 Propagation dans un guide circulaire

Nous allons étudier maintenant la propagation d'une onde électromagnétique dans un guide cylindrique à base dont le rayon sera désigné par a (figure ci-dessous) [28].

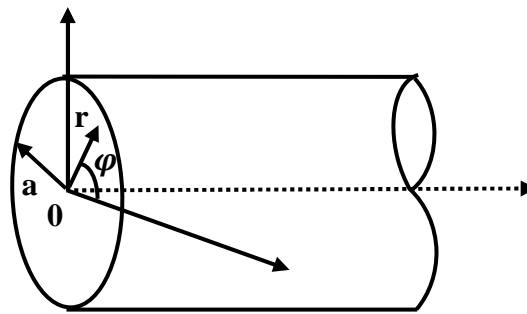


Figure I.1: Guide circulaire.

Nous utilisons ici les coordonnées cylindriques r, φ, z . Les ondes électromagnétique E et H vérifient alors en manière générale les équations de propagation (Helmholtz) suivantes en introduisant les potentiels scalaire Φ pour les modes TM et ψ pour les modes TE .

Nous avons alors :

Chapitre II

- Dans le cas des ondes E (mode TM), c'est à dire qui possèdent une composante du champ électrique dans la direction de propagation alors que le champ magnétique est situé dans le plan transversal:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + k'^2 \right) \Phi = 0 \quad (I.1)$$

avec $\Phi = 0$ sur la paroi.

- Dans le cas des ondes H (modes TE), c'est à dire qui possèdent une composante du champ magnétique dans la direction de propagation alors que le champ électrique est situé dans le plan transversal:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + k''^2 \right) \psi = 0 \quad (I.2)$$

avec $\frac{d\psi}{dr} = 0$ sur la paroi.

II.1.2.1 Etude des ondes E (Mode TM)

Pour intégrer l'équation (I.1) nous poserons :

$$\Phi(r, \varphi) = F(r)G(\varphi) \quad (I.3)$$

En portant l'expression précédente dans l'équation différentielle (III.1) nous obtenons :

$$\frac{d^2 G}{d\varphi^2} + m^2 G = 0, \quad (I.4)$$

l'équation qui admet pour solution,

$$G(\varphi) = \exp(i n \varphi); \quad (I.5)$$

lorsqu'on augmente φ de $2k\pi$ (k entier) on doit obtenir la même valeur pour G , il en résulte que n doit être nul ou entier. On peut choisir indifféremment la valeur $\cos n \varphi$ ou la valeur $\sin n \varphi$ données par l'expression (I.5).

L'équation à laquelle doit satisfaire la fonction $F(r)$ a pour expression :

$$\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} + \left(k'^2 - \frac{n}{r^2} \right) F = 0 ; \quad (I.6)$$

qui est une différentielle de Bessel et qui admet la solution générale:

$$F = A J_n(k'r) + B N_n(k'r) \quad (I.7)$$

où J_n désigne la fonction de Bessel de première espèce d'ordre n et N_n la fonction de Bessel de seconde espèce d'ordre n .

Chapitre II

La solution $N_n(k'r)$ est à rejeter en raison de l'existence de la singularité $r=0$.

Nous obtenons finalement la solution de l'équation (I.1):

$$\Phi(r, \varphi) = B_n J_n(k'r) \frac{\cos n\varphi}{\sin n\varphi}. \quad (I.8)$$

La condition de normalisation nous permet de déterminer la constante multiplicative B_n .

Nous avons:

$$\int_0^a \Phi^2 r dr d\varphi = \frac{1}{k'^2}, \quad (I.9)$$

c'est -à-dire

$$B_n^2 \int_0^a J_n^2(k'r) r dr \int_0^{2\pi} (\frac{\cos n\varphi}{\sin n\varphi})^2 d\varphi = \frac{1}{k'^2},$$

Nous obtenons, successivement :

$$\int_0^{2\pi} (\frac{\cos n\varphi}{\sin n\varphi})^2 d\varphi = \pi(1 + \delta_{0n})$$

$$\int_0^a J_n^2(k'r) r dr = \frac{1}{2} a^2 J_n'^2(k'a) \quad (I.10)$$

d'autre part, nous avons la condition aux limites,

$$J_n(k'a) = 0, \quad (I.11)$$

ainsi que la relation,

$$J_n'^2(k'a) = J_{n+1}^2(k'a), \quad (I.12)$$

Il en résulte que l'on a,

$$B_n = \left[\frac{2}{\pi(1 + \delta_{0n})} \right]^{1/2} \frac{1}{k'a J_{n+1}(k'a)}. \quad (I.13)$$

La condition (I.11) montre que l'on doit avoir ;

$$k'a = w_{nm}, \quad (I.14)$$

où w_{nm} est la $n^{\text{ème}}$ racine de la fonction de Bessel d'ordre n . Nous écrivons ainsi

k'_v ($v = (nm)$) à la place de k' et nous avons:

$$k'_v = \frac{w_v}{a} \quad (I.15)$$

Compte tenu de la valeur de la constante A nous pouvons écrire pour la solution (I.13) :

Chapitre II

$$\Phi_v(r, \varphi) = B_n J_n(k'_v r) \frac{\cos}{\sin} n\varphi. \quad (I.16)$$

Moyennement la fonction Φ_v ainsi formée nous obtenons les composantes:

$$\left\{ \begin{array}{l} E'_{zv} = k_v'^2 B_n J_n(k'_v r) \frac{\cos}{\sin} n\varphi \exp(-\gamma'_v z). \\ E'_{rv} = i\gamma'_v B_n \frac{\sin}{\cos} n\varphi \exp(-\gamma'_v z). \\ E'_{\varphi v} = \mp i \gamma'_v \frac{n}{r} B_n \frac{\sin}{\cos} n\varphi \exp(-\gamma'_v z). \\ H'_{rv} = -\gamma'_v E'_{\varphi v}, \quad H'_{\varphi v} = -\gamma'_v E'_{rv}, \quad H'_{zv} = 0. \end{array} \right. \quad (I.17)$$

et $\gamma'_v = (k_0^2 - k_v'^2)^{1/2}, \quad y'_v = \frac{\omega \varepsilon}{\gamma'_v}$

où y'_v représente l'admittance d'onde lié à la propagation TM, k_0 la valeur propre de la constante de propagation à l'air libre et γ'_v la valeur propre de la constante de propagation guidée associée au mode $v = (n, m)$.

Nous voyons d'autre part que la fréquence de coupure a pour expression,

$$\lambda'_{c,v} = \frac{2\pi a}{w_v} \quad (I.18)$$

et nous avons pour valeur correspondante de la fréquence,

$$f'_{c,v} = \frac{\omega'_{c,v}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{(\varepsilon\mu)^{1/2}} \left(\frac{w_v}{a} \right). \quad (I.19)$$

La plus grande valeur de la longueur d'onde de coupure nous est donnée par le mode E_{01} :

$$\lambda'_{c(01)} = \frac{2\pi a}{2.405} \approx 2.61a \quad (I.20)$$

II.1.2.2 Etude des ondes H (Mode TE)

L'étude des ondes du type H est tout à fait analogue à celle du type E . La fonction scalaire ψ satisfait à l'équation (I.2). Nous avons ici la condition vérifiée sur la paroi:

$$J'_n(k''a) = 0, \quad (I.21)$$

w'_{mn} désignant la $n^{\text{ème}}$ racine de l'équation transcendante (I.21). Nous avons la relation :

$$k''_v = w''_v / a, \quad v = (nm) \quad (I.22)$$

La fonction ψ étant normée, la condition

Chapitre II

$$\int_0^a \psi^2 r dr d\varphi = \frac{1}{k''^2}, \quad (III.23)$$

nous donne, en utilisant la relation de Lommel:

$$A_n^2 \pi (1 + \delta_{0n}) \int_0^a J_n^2(k''r) r dr = \frac{1}{k''^2}, \quad (III.24)$$

Utilisons la relation (I.21),

$$\int_0^a J_n^2(k''r) r dr = \frac{1}{2} a^2 \left(1 - \frac{n^2}{k''^2 a^2}\right) J_n^2(k''a), \quad (I.25)$$

d'où

$$A_n = \left[\frac{2}{\pi(1 + \delta_{0n})} \right]^{1/2} \frac{1}{((k''a)^2 - n^2)^{1/2} J_n(k''a)}. \quad (I.26)$$

et

$$\psi(r, \varphi) = A_n J_n(k''r) \frac{\cos}{\sin} n\varphi. \quad (I.27)$$

Les composantes déterminées à partir de (I.27) ont pour expressions:

$$\begin{cases} H''_{zv} = k_v''^2 A_n J_n(k''r) \frac{\cos}{\sin} n\varphi \exp(-\gamma_v'' z). \\ H''_{rv} = i\gamma_v'' k_v'' A_n J_n(k''r) \frac{\cos}{\sin} n\varphi \exp(-\gamma_v'' z) \\ H''_{\varphi v} = \mp i h_v'' \frac{m}{r} A_n J_n(k''r) \frac{\sin}{\cos} n\varphi \exp(-\gamma_v'' z). \\ E''_{\varphi v} = -\frac{1}{\gamma_v''} H''_{\varphi v}, \quad E''_{rv} = \frac{1}{\gamma_v''} H''_{\varphi v}, \quad E''_{zv} = 0 \end{cases} \quad (I.28)$$

$$\text{avec } \gamma_v'' = (k_0^2 - k_v''^2)^{1/2}, \quad \frac{1}{\gamma_v''} = \omega\mu/\gamma_v''.$$

où γ_v'' représente l'admittance d'onde lié à la propagation TE, γ_v'' la valeur propre de la constante de propagation guidée associée au mode $v = (n, m)$.

Nous avons pour expression de la longueur d'onde de coupure et de la fréquence de coupure:

$$\lambda''_{c,v} = \frac{2\pi a}{w'_v} \quad (I.29)$$

$$f'_{c,v} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{(\varepsilon\mu)^{1/2}} \left(\frac{w'_v}{a} \right). \quad (I.30)$$

Chapitre II

Le mode H_{11} nous donne la plus grande valeur de la longueur d'onde de coupure. H_{11} est le mode dominant

$$\lambda''_{c(11)} = \frac{2\pi a}{3.832} = 1.64a. \quad (I.31)$$

II.1.3 Propagation dans un guide coaxial

Le guide coaxial circulaire est constitué par deux cylindriques méthanique de bases circulaire concentrique dont nous désignons les rayons par a et b , nous supposons que $a > b$ (cf figure ci-dessous) [28].

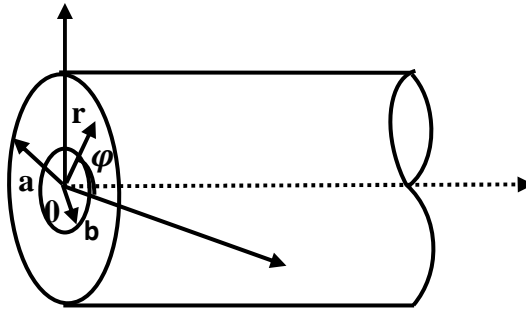


Figure. I.2 : Guide d'onde coaxial.

Les ondes électromagnétiques sont guidées dans l'espace annulaire. Les ondes E et H sont solutions des équations (I. 1) et (I. 2) respectivement.

II.1.3.1 Etude des ondes T (Mode TEM)

Une onde T peut être considérée comme une onde E dégénérée pour laquelle $k' = 0$, de sorte que l'équation de propagation s'écrira:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \Phi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) = 0 \quad (I.32)$$

avec les conditions:

$$\begin{cases} \Phi = \Phi_1 & \text{sur la paroi } C_1, \\ \Phi = \Phi_2 & \text{sur la paroi } C_2, \end{cases} \quad (I.33)$$

L'équation (I. 32) admet pour solution,

$$\Phi = A \log r + B \quad (I.34)$$

Les relations

$$E_t = (\nabla \Phi) \exp(\pm i k_0 z) \quad ; \quad (\mu/\varepsilon)^{1/2} H_t = (e_z \times \nabla \Phi) \exp(\pm i k_0 z)$$

Chapitre II

nous donnent, Φ étant défini par (I.34):

$$E_r = \frac{A}{r} \exp(ik_0 z); \quad (\mu/\varepsilon)^{1/2} H_\varphi = \frac{A}{r} \exp(ik_0 z) \quad (I.35)$$

On peut raisonner de façon plus directe. En **P** le champ a pour expression

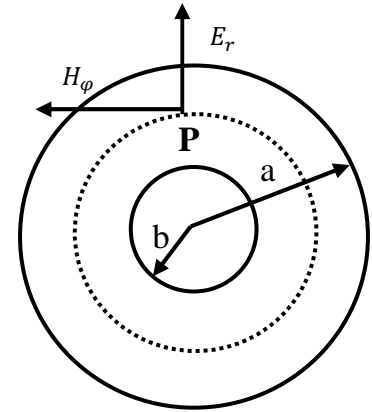
$$E_r = \frac{A}{r} \exp(ik_0 z)$$

et, en intégrant:

$$V = A \log \frac{a}{b} \exp(ik_0 z);$$

d'autre part:

$$H_\varphi = (\varepsilon/\mu)^{1/2} \cdot E_r$$



Dans le conducteur circulaire alors un courant d'intensité:

$$I = \int_c H_\varphi ds = \frac{A}{r} (\varepsilon/\mu)^{1/2} \cdot 2\pi r \exp(ik_0 z) = 2\pi A (\varepsilon/\mu)^{1/2} \exp(ik_0 z) \quad (I.36)$$

Déterminons l'impédance caractéristique; nous avons:

$$Z_c = \frac{V}{I} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\mu}{\varepsilon}\right)^{1/2} \log \frac{a}{b} \quad (I.37)$$

II.1.3.2 Les modes d'ordre supérieures

Le guide coaxial peut supporter les deux modes TE et TM plus que le mode TEM. Pratiquement, ces modes sont évanescents et nous ne prendrons pas ces modes en considération seulement près des générateurs et dans les discontinuités donc, il est important de savoir la fréquence de coupure afin d'éviter la propagation de ces deux modes. Deux solutions sont possibles, présentés dans l'augmentation de fréquence opérationnelle d'un guide coaxial donné ou changement des dimensions physiques du guide coaxial utilisé [18].

II.1.3.2.1 Etude des ondes E (Mode TM)

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que si nous cherchons une solution de (I.1) de la forme:

$$\Phi(r, \varphi) = F(r)Q(\varphi) \quad (I.38)$$

nous aboutissons à la solution générale:

$$\Phi(\rho, \varphi) = [A J_m(k'r) + B N_m(k'r)] \frac{\cos}{\sin} m\varphi, \quad (I.39)$$

la singularité sur l'axe ne jouant ici aucun rôle.

Chapitre II

Nous avons pour conditions aux limites:

$$\begin{cases} [A J_m(k'a) + B N_m(k'a)] = 0 \\ [A J_m(k'b) + B N_m(k'b)] = 0 \end{cases}$$

Pour que ces équations linéaires par rapport à A et B admettent une solution non nulle, il faut que l'on ait:

$$\begin{vmatrix} J_m(k'a) & N_m(k'a) \\ J_m(k'b) & N_m(k'b) \end{vmatrix} = 0,$$

autrement dit

$$J_m(k'a)N_m(k'b) - J_m(k'b)N_m(k'a) = 0$$

La résolution de l'équation transcendante précédente nous donne les valeurs propres k'_v .

Nous avons entre les constantes A et B la relation:

$$G_m = \frac{A}{B} = -\frac{N_m(k'_v a)}{J_m(k'_v a)} = -\frac{N_m(k'_v b)}{J_m(k'_v b)}$$

La fonction $\Phi(\rho, \varphi)$ étant normée

$$\int_{\Sigma} \Phi^2 ds = 1/k'^2,$$

nous pouvons écrire

$$\int_b^a \int_0^{2\pi} \Phi^2 r dr d\varphi = 1/k'^2$$

et nous obtenons, à partir des relations précédentes, toute réduction faite:

$$F_v(\rho) = \frac{[\pi(2 - \delta_{0m})]^{1/2}}{2 \left[\frac{j_m^2(k'_v b)}{j_m^2(k'_v a)} - 1 \right]^{1/2}} [J_m(k'_v r)N_m(k'_v b) - N_m(k'_v r)J_m(k'_v b)] \quad (I.40)$$

Dans cette expression le premier terme représente un facteur de normalisation dans lequel δ_{0m} est le symbole de Kroneker (1 si $m=0$ ou 0 dans le cas contraire).

En procédant comme dans le cas du guide circulaire nous obtenons, pour les différents modes, le système

Chapitre II

$$\begin{cases} E'_{zv} = k'_v{}^2 F_v(k'_v r) \frac{\cos}{\sin} m\varphi \exp(-\gamma'_v z) \\ E'_{rv} = i\gamma'_v k'_v F'_v(k'_v r) \frac{\cos}{\sin} m\varphi \exp(-\gamma'_v z) \\ E'_{\varphi v} = \mp i\gamma'_v \frac{m}{r} F_v(k'_v r) \frac{\sin}{\cos} m\varphi \exp(-\gamma'_v z) \\ H'_{\varphi v} = \gamma'_v E'_{rv}, \quad H'_{rv} = -\gamma'_v E'_{\varphi v}, \quad H'_{zv} = 0 \end{cases} \quad (I.41)$$

et

$$\gamma'_v = (k_0^2 - k'_v{}^2)^{\frac{1}{2}}, \quad \frac{1}{y'_v} = \frac{\gamma'_v}{\omega \varepsilon}$$

II.1.3.2.2 Etude des ondes H (Mode TE)

Nous avons pour solution générale de l'équation (I.2).

$$\psi(r, \varphi) = [\alpha J_m(k''r) + \beta N_m(k''r)] \frac{\cos}{\sin} m\varphi \quad (I.42)$$

avec les condition aux limites :

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} \right)_{r=a} = 0 \quad \text{sur } C_2 \\ \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} \right)_{r=b} = 0 \quad \text{sur } C_1 \end{cases} \quad (I.43)$$

Nous obtenons ainsi:

$$\begin{cases} \alpha J'_m(k''r) + \beta N'_m(k''r) = 0 \\ \alpha J'_m(k''r) + \beta N'_m(k''r) = 0 \end{cases} \quad (I.44)$$

ce qui ne conduit à la relation

$$J'_m(k''_v a) N'_m(k''_v b) - J'_m(k''_v b) N'_m(k''_v a) = 0, \quad (I.45)$$

et

$$\frac{\alpha}{\beta} = -\frac{N'_m(k''_v a)}{J'_m(k''_v a)} = -\frac{N'_m(k''_v b)}{J'_m(k''_v b)}, \quad (I.46)$$

Les k''_v étant solution de l'équation transcendante (I.45).

La fonction ψ étant normée nous obtenons, comme dans le cas des ondes E:

Chapitre II

$$\psi_v(r, \varphi) = \frac{[\pi(2 - \delta_{0m})]^{1/2}}{2} \frac{[J_m(k''_v r) N'_m(k''_v b) - N_m(k''_v r) J'_m(k''_v b)] \frac{\cos m\varphi}{\sin m\varphi}}{\left\{ \left[\frac{J'_m(k''_v b)}{J'_m(k''_v a)} \right]^2 \left[1 - \left(\frac{m}{k''_v a} \right)^2 \right] - \left[1 - \left(\frac{m}{k''_v b} \right)^2 \right] \right\}^{1/2}} \quad (I.47)$$

et pour expression des différents modes:

$$\begin{cases} H''_{zv} = k''_v{}^2 G_v(k''_v r) \frac{\cos m\varphi}{\sin m\varphi} \exp(-\gamma''_v z) \\ H''_{rv} = i\gamma''_v G'_v(k''_v r) \frac{\cos m\varphi}{\sin m\varphi} \exp(-\gamma''_v z) \\ H''_{\varphi v} = \pm i\gamma''_v \frac{m}{r} G_v(k''_v r) \frac{\sin m\varphi}{\cos m\varphi} \exp(-\gamma''_v z) \\ E''_{\varphi v} = -\frac{1}{\gamma''_v} H''_{rv}, \quad E''_{rv} = \frac{1}{\gamma''_v} H''_{\varphi v}, \quad H''_{zv} = 0 \end{cases} \quad (I.48)$$

$$\text{avec } \gamma''_v = (k_0^2 - k''_v{}^2)^{\frac{1}{2}}, \quad \frac{1}{\gamma''_v} = \frac{\omega\mu}{\gamma''_v}$$

La fonction propre scalaire $\psi_v(r, \varphi)$ donnée par la relation (I.47) étant écrite sous la forme:

$$\psi_v(r, \varphi) = G_v(r) \frac{\cos m\varphi}{\sin m\varphi}.$$

A partir de ces relations nous pouvons définir les conditions de propagation des modes (nm) dans une guide coaxial par:

$$\begin{cases} \gamma'_v = (k_0^2 - k_v'^2)^{\frac{1}{2}} \\ \gamma''_v = (k_0^2 - k_v''^2)^{\frac{1}{2}} \end{cases} \quad (I.49)$$

Nous ferons ici la remarque que ces expressions sont rigoureusement identiques à l'équation fondamentale de la propagation écrite à partir des constantes de propagation

$$\gamma = \gamma_g^2 + \gamma_c^2.$$

Les relations (I.43) permettent en outre de définir les fréquences de coupure f'_v et f''_v en dessous desquelles les termes γ'_v et γ''_v deviennent imaginaires, dans ce cas les ondes ne peuvent se propager et elles sont dites évanescentes.

Marcuvitz a proposé deux expressions simples pour déterminer approximativement les fréquences de coupure des modes TM_{0n} et des modes TE_{m1} . Elles obéissent aux relations:

$$f' = \frac{cn}{2(a-b)} \quad (\text{pour les modes } TM_{0n})$$

et

Chapitre II

$$f'' = \frac{c m}{2(b + a)} \quad (\text{pour les modes } TE_{m1})$$

Un cas particulier de propagation est celui du mode transverse électromagnétique (TEM) correspondant à $m = 0$ et $n = 0$. Il se propage naturellement et seul dans le guide d'onde coaxial circulaire à condition de se placer en dessous de la fréquence de coupure du premier mode d'ordre supérieur pouvant se propager dans la ligne. Le premier mode à pouvoir prendre naissance est le mode TE_{11} , on peut définir sa fréquence de coupure f'' à partir de (44), on obtient alors la relation suivante:

$$f_t = < \frac{c}{\pi(a + b)} = f''$$

Il faut donc se placer à une fréquence de travail f_t inférieure à f'' pour avoir une onde incidente dans le guide se propageant uniquement suivant le mode TEM fondamental.

Nous donnons sur le tableau ci-dessous les fréquences de coupure f' et f'' des premiers modes d'ordre supérieur pouvant apparaître dans différents standards de lignes coaxiales.

Lignes coaxiales	$a(mm)$	$b(mm)$	$k' (m^{-1})$	$k''(m^{-1})$	$f' (Ghz)$	$f''(Ghz)$
General Radio	7,14	3,10	771	200,9	36,8	9,6
APC 7	3,50	1,52	1573	409,8	75,1	19,6
APC3.5	1,75	0,76	3147	819,5	150,2	39,1

Tableau.I.1: Fréquence de coupure f' et f'' des trois standards de ligne coaxiales les plus utilisées [8].

Nous limiterons notre utilisation de chaque type de ligne coaxiale par la fréquence f' de coupure du mode TE_{11} afin de s'assurer que seul le mode TEM se propagera dans la ligne. Dans notre cas, cette limite est de 19.6 GHz pour le standard 7mm (APC-7), elle est bien supérieure à la limite haute de notre bande de passante de notre investigation, qui est nous le rappelons de 10GHz. On peut également noter que la fréquence de coupure f' du premier mode d'ordre supérieur TM_{01} est de 75.1 GHz, donc également très supérieure à notre limite haute fréquence. Nous sommes donc certains que les modes TM_{0n} ne peuvent pas se propager dans la ligne, bien qu'ils soient générés par la discontinuité entre le guide coaxial-guide cylindrique sous la forme d'ondes évanescentes dont il nous faudra tenir compte dans le développement modal que nous allons présenter.

Chapitre II

II.2 Différentes cellules de mesure utilisant la méthode de réflexion

Dans la méthode de réflexion, la permittivité de l'échantillon est obtenue à partir de la mesure de coefficient de réflexion à un plan de référence défini (généralement à l'interface de diélectrique sous test. Le coefficient de réflexion peut être mesurée par une ligne à fente ou d'un analyseur de réseau, ou en formant un résonateur terminé par l'échantillon, dans le domaine fréquentielle (D.F), ou par le spectromètre en domaine temporel (S.D.T).

Dans les différentes cellules que nous allons étudiées, l'échantillon à caractériser est placé à l'extrémité d'une ligne coaxiale ayant un diamètre externe b , un diamètre intérieur a , et une impédance caractéristique Z_0 . L'échantillon peut constituer soit une partie de la ligne coaxiale ou être placé à l'extrémité de la ligne. Les différentes cellules coaxiales fonctionnent dans le mode TEM et ne supporte pas la propagation des modes d'ordre supérieur.

II.2.1 Cellule en linge coaxiale

La cellule de mesure représentée sur la figure. II.1 (a) a été d'abord utilisée par Roberts et Von Hippel, pour mesurer la permittivité des matériaux à des fréquences HF [9].

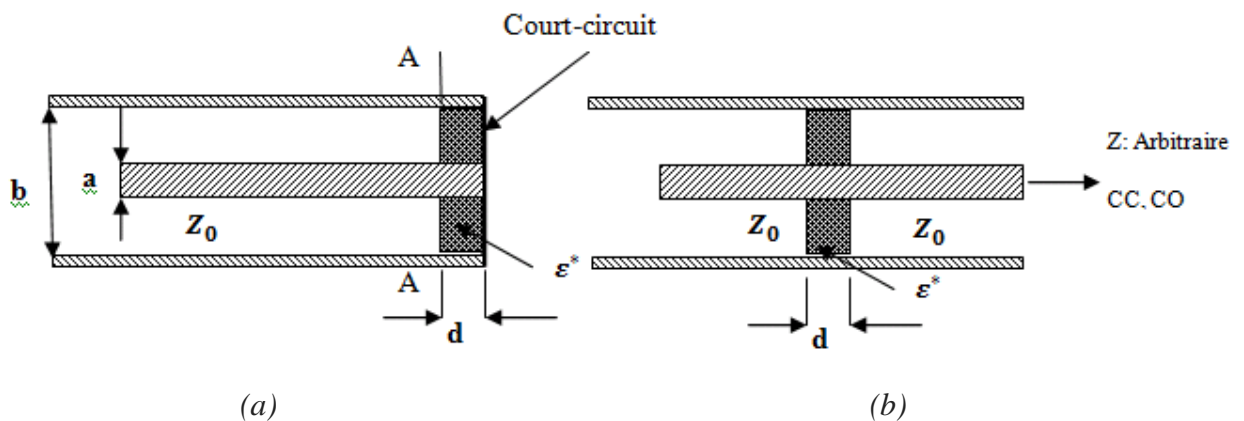


Figure. II.1

Le coefficient de réflexion d'entrée R est calculé par :

$$R = \Gamma e^{j\theta} = \frac{\frac{Z_i}{Z_0} - 1}{\frac{Z_i}{Z_0} + 1} \quad (II.1)$$

avec:

$$\frac{Z_i}{Z_0} = \frac{\text{Tanh} \left(\frac{2\pi d \sqrt{\epsilon^*}}{\lambda} \right)}{\sqrt{\epsilon^*}} \quad (II.2)$$

Où Z_i : est l'impédance d'entrée au niveau du plan A -A.

avec Γ et θ sont respectivement le module et la phase du coefficient de réflexion.

Chapitre II

L'avantage principal de cette cellule est la simplicité d'usinage de l'échantillon et l'aptitude de régulation de la température de l'échantillon. Cette cellule a été largement appliquée pour mesurer la permittivité des matériaux biologiques.

Toutefois, la cellule présente plusieurs problèmes:

- L'épaisseur de l'échantillon (d) doit être choisie correctement.
- De petits changements dans ε^* devraient provoquer des changements relativement importants dans le coefficient de réflexion.
- Mesures de différentes épaisseurs d'échantillon peuvent être nécessaire avant de sélectionner une épaisseur optimale.
- La présence de lame d'air centrale est la source de plusieurs problèmes rendant difficile l'exploitation de cette technique pour des matériaux difficile à usinés.

L'hypothèse avancée pour la technique de mesure en ligne coaxiale (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 va influencer la précision des résultats de mesure. Ces lames d'air peuvent engendrer l'apparition de modes d'ordre supérieur qui rendent la méthode complètement imprécise [10].

Les grandeurs caractéristiques du problème étudié sont représentées sur la figure. II.2:

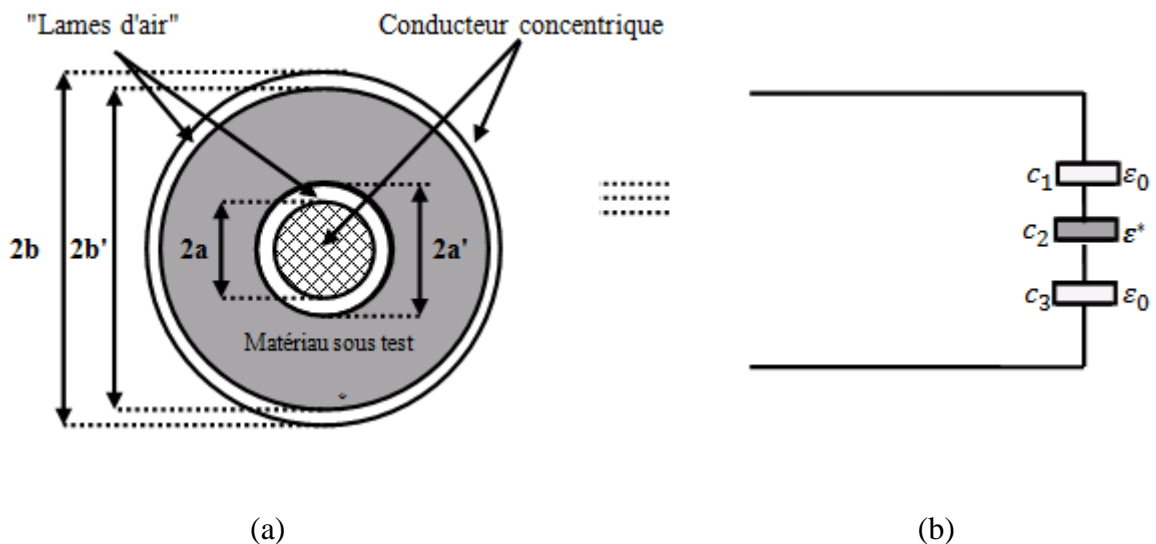


Figure. II.2 : (a) Représentation géométrique de la présence de lames d'air dans la ligne coaxiale (b) Schéma électrique équivalent de la présence de lames d'air entre les conducteurs de la ligne coaxiale[10].

La capacité linéique d'un tronçon de ligne coaxiale remplie de diélectrique de permittivité relative ε^* , et de rayons extérieur et intérieur b et a s'écrit :

$$C = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon^*}{\ln(b/a)} \quad (II.3)$$

Chapitre II

La présence des lames d'air dans la ligne coaxiale impose de définir trois régions : gap d'air - matériau - gap d'air, ce qui définit, d'un point de vue schéma électrique, trois capacités C_1 , C_2 et C_3 montées en séries, à l'exemple de la figure. II. 2 (b). La capacité effective de l'ensemble matériau et lames d'air s'écrit:

$$\frac{1}{C_{eff}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \quad (II.4)$$

avec

$$C_1 = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(a/a')}, \quad C_2 = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon^*}{\ln(b'/a')}, \quad C_3 = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(b/b')}$$

et

$$C_{eff} = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_{eff}}{\ln(b/a)}$$

La relation entre la permittivité diélectrique mesurée et la permittivité réelle est donnée par :

$$\epsilon_{mes} = \ln\left(\frac{b}{a}\right) \left[\ln\left(\frac{a}{a'}\right) + \frac{\ln\left(\frac{b'}{a'}\right)}{\epsilon^*} + \ln\left(\frac{b}{b'}\right) \right]^{-1} \quad (II.5)$$

La figure. II.1 (b) montre une cellule de mesure qui utilise les deux méthodes de mesure d'impédance. Les terminaisons les plus utilisés sont le court-circuit et le circuit ouvert.

L'avantage de cette méthode par rapport à la précédente est que l'équation (II .6) la permittivité est simple.

$$\epsilon^* = Y_{i1}Y_{i2} = \frac{1}{Z_{i1}Z_{i2}} \quad (II.6)$$

Où Y_{i1} et Y_{i2} sont les admittances d'entrées.

L'incertitude sur la mesure de la permittivité résultant des incertitudes sur les paramètres mesurés dépend aussi de l'épaisseur de l'échantillon. L'épaisseur optimale de l'échantillon est :

$$d = n \frac{1}{8} \lambda, \quad n: \text{un nombre impair}$$

Cette cellule n'est pas adaptée à des mesures utilisant des techniques de domaine temporel. En outre, le contrôle de la température de l'échantillon est difficile [9].

La cellule de la figure. II.3 (c), (d) est particulièrement adaptée pour la mesure de la permittivité des matériaux liquides ou semi-solides qui sont maintenus en place par les forces de viscosité. Même pour les matières solides, la préparation de l'échantillon est très simple. La température de l'échantillon peut être contrôlée par des moyens simples dans les deux cas. Cette cellule nécessite un échantillon de petite taille.

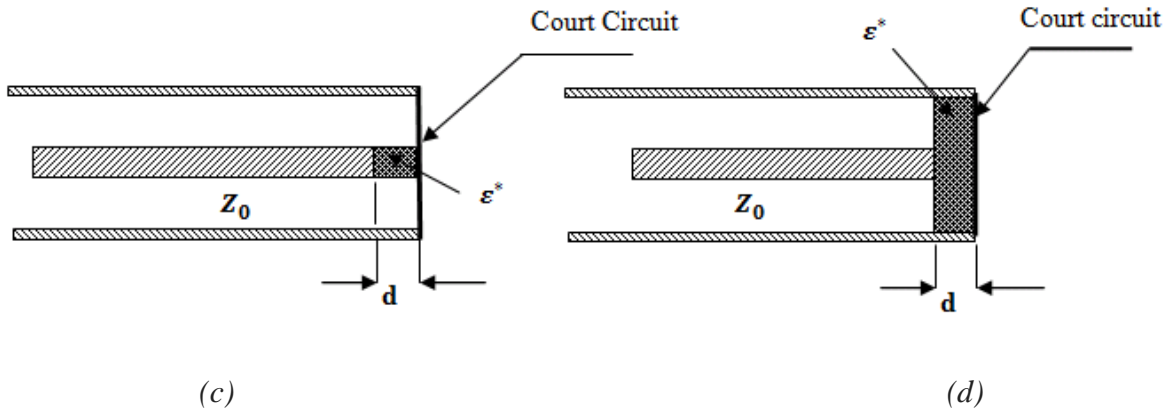


Figure. II.3

Le circuit équivalent est représenté sur la figure. II.4.

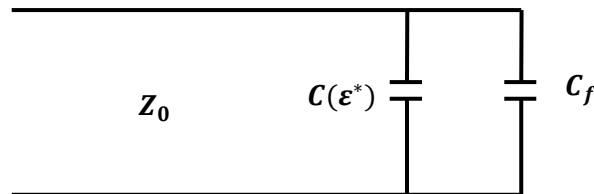


Figure. II.4

Dans le cas où la cellule est vide (sans échantillon $C(\epsilon^*) = C_0$ représente la capacité de la plaque parallèle formée par le conducteur intérieur et le court-circuit de terminaison, alors que C_f est la capacité représentant les lignes de fuite à l'intérieur de la ligne coaxiale. Donc la capacité totale est égale à la somme des deux.

$$C_T = C_0 + C_f = \frac{\pi a^2}{4d} \epsilon_0 + 2a \epsilon_0 \ln\left(\frac{b-a}{2d}\right) \quad (II.7)$$

Cette équation est applicable à condition que:

$$\lambda \gg b - a, \text{ et } d \ll b - a,$$

où λ est la longueur d'onde et ϵ_0 est la permittivité de l'espace libre.

Quant un diélectrique à pertes remplit la cellule, la capacité équivalente $C(\epsilon^*)$ contient également une conductance représentant les pertes diélectriques.

Le coefficient de réflexion d'entrée est égal à:

$$R = \Gamma e^{j\theta} = \frac{1 - j\omega Z_0 [C(\epsilon^*) + C_f]}{1 + j\omega Z_0 [C(\epsilon^*) + C_f]} \quad (II.8)$$

où $C(\epsilon^*) = C_0 \epsilon^*$ (C_0 est la capacité de la cellule rempli d'air)

Chapitre II

La constante relative du diélectrique ε' et le facteur de perte ε'' sont calculées à partir de l'équation (II.8):

$$\varepsilon' = \frac{2\Gamma \sin(-\theta)}{\omega Z_0 C_0 (1 + 2\Gamma \cos\theta + \Gamma^2)} - \frac{C_f}{C_0} \quad (II.9)$$

$$\varepsilon'' = \frac{1 - \Gamma^2}{\omega Z_0 C_0 (1 + 2\Gamma \cos\theta + \Gamma^2)} \quad (II.10)$$

La tangente de perte est donné par:

$$\text{tag}\delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{1 - \Gamma^2}{2\Gamma \sin(-\theta)} \quad (II.11)$$

Pour un diélectrique donné et pour une fréquence de mesure donnée, l'incertitude sur la mesure de Γ , et l'incertitude sur ε^* peuvent être minimisée par un choix approprié de C_0 . La capacité optimale est égale à :

$$C_0 = \frac{1}{\omega Z_0} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}} \quad (II.12)$$

La cellule de la figure. II 3. (c) a été utilisée pour des mesures diélectriques large bande de films minces à forte constante diélectrique qui sont d'intérêt pour les bio-et nanotechnologies [11].

L'impédance d'entrée de l'échantillon est donné par:

$$Z_{in} = \frac{x \cot(x)}{j\omega C_M} + j\omega L \quad (II.13)$$

C_M : Capacité regroupée et $x = \omega l \sqrt{\varepsilon^*} / 2c$

L: est l'inductance résiduelle due à l'épaisseur finie de la section de l'échantillon.

$$L = B_L d$$

avec $B_L = (1.27 \pm 0.01)10^{-7}$ H/m et d l'épaisseur d'échantillon

La section de l'échantillon représente une ligne de transmission ayant une capacité avec une longueur de propagation l ,

$$l = (c/f_{cav} \text{Re}(\sqrt{\varepsilon^*})).$$

Aux basses fréquences lorsque $x \ll 1$, le terme d'inductance L est négligé. La valeur de $x = \cot(x)$ s'approche de l'unité et ensuite (II.13) se simplifie en l'impédance d'entrée d'une ligne coaxiale à terminaison avec une capacité parallèle.

Chapitre II

II.2.2 Sonde en ligne coaxiale

Cette cellule de mesure est constituée d'une ligne coaxiale ouverte à l'extrémité (figure. II.5). Elle présente l'avantage d'être non destructive, elle a été largement employée pour la caractérisation des liquides et des tissus biologiques [12], [13]. Pour avoir une bonne précision de mesure, un bon contact entre le matériau à tester et l'ouverture de la sonde est nécessaire.

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 du coefficient de réflexion.

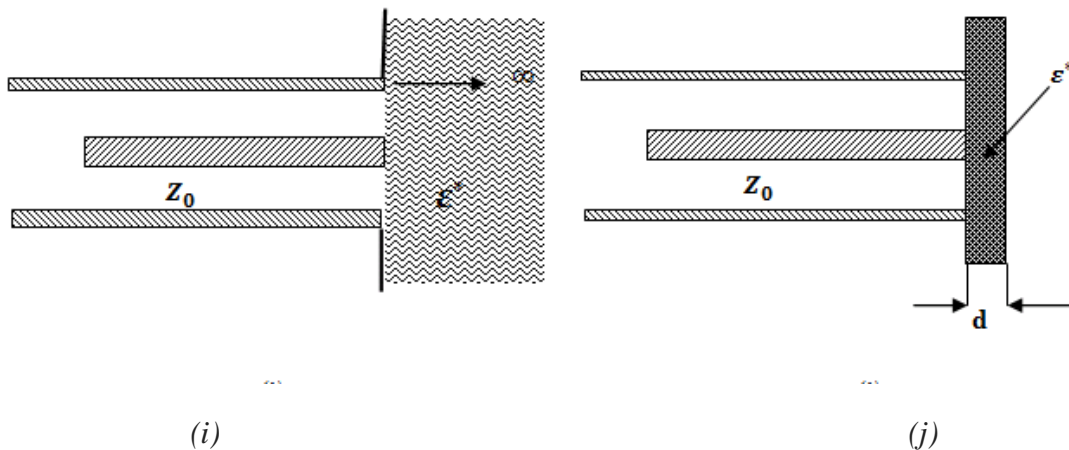


Figure. II.5: Sonde en ligne coaxiale.

Le modèle capacitif est le plus employé [15], pour déterminer la permittivité relative complexe ($\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$). Il consiste à modéliser la cellule de mesure et le matériau sous test par des éléments capacitifs. Les grandeurs recherchées (ϵ' , ϵ'') sont directement liées au coefficient de réflexion complexe R 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. II. 6) montées en parallèle.

L'admittance d'entrée de la ligne coaxiale est donnée par la relation suivante [14] :

$$Y(\omega) = j2\pi f(C_f + C_0(f)\epsilon^*) + \omega^4 \epsilon^{*2} G_0(f) \quad (II.14)$$

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.

$G_0(f)$: est la conductance due aux pertes par rayonnement.

La conductance $G_0(f)$ peut être négligée pour les fréquences qui vérifient l'inégalité :

$a/\lambda \ll 1$ (ou $b - a \ll \lambda$).

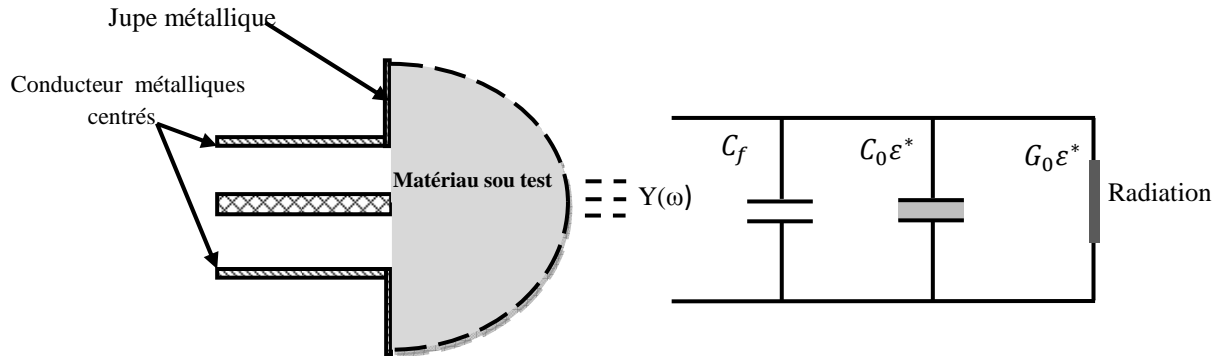


Figure. II.6: Circuit du modèle équivalent à la sonde coaxiale en contact avec un matériau diélectrique d'épaisseur infinie [14].

Les valeurs de $G_0(f)$ et de $C_0(f)$ peuvent être déterminées approximativement par une analyse quasi-statique, tandis que la capacité C_f nécessite une analyse dynamique [14].

Les expressions de la partie réelle et imaginaire de la permittivité du matériau sont données par les relations :

$$\varepsilon' = \frac{-2\Gamma \sin \theta}{(1 + 2\Gamma \cos \theta + R^2) \cdot \omega \cdot C_0 Z_0} - \frac{C_f}{C_0} \quad (II.15)$$

$$\varepsilon'' = \frac{1 - \Gamma^2}{(1 + 2\Gamma \cos \theta + \Gamma^2) \cdot \omega \cdot C_0 Z_0} \quad (II.16)$$

En général, le rapport C_f/C_0 est négligeable devant ε' et peut être alors ignoré dans le calcul.

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. Toutefois, cette approche suppose que l'échantillon est d'épaisseur suffisamment grande pour éviter des réflexions de l'onde sur la face arrière du matériau à caractériser.

II.2.3 Cellule en ligne coaxiale ouverte à un guide d'ondes circulaire

Une ligne coaxiale ouverte dans un guide d'onde circulaire peut être utilisé pour mesurer des échantillons de faibles épaisseurs à l'aide des cellules représentées sur la figure. II.7 (e) et (f), et pour mesurer les échantillons liquides ou solide on peut utiliser les cellules dans figure. II.7 (g) et (h).

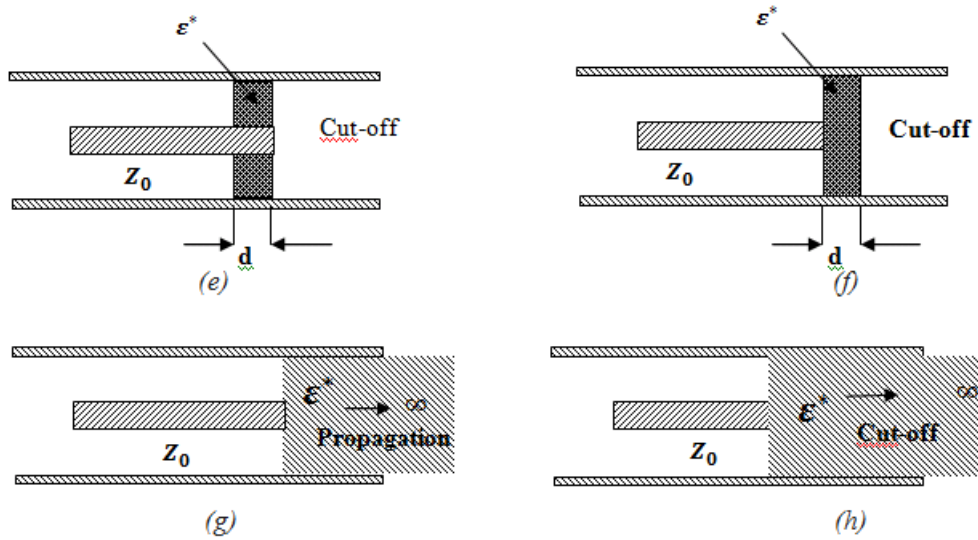


Figure. II.7: Ligne coaxiale ouverte à un guide d'ondes circulaire [15].

Le circuit équivalent est représenté sur la figure. II.8.

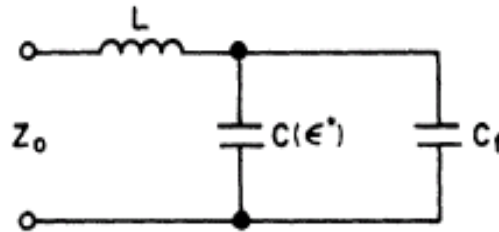


Figure. II.8: Circuit équivalent ligne coaxiale ouverte à un guide d'ondes circulaire au-dessous de la fréquence de coupure.

La permittivité de l'échantillon dans la figure II.7(e) est égal à :

$$\varepsilon' = \frac{\lambda}{2\pi d} \frac{(1 + \Gamma^2) \left(\frac{2\pi d}{\lambda}\right) + 2\Gamma^2 \sin(-\theta) - 2\Gamma^2 \cos\theta (2\pi d/\lambda)}{1 + \Gamma^2 + 4\Gamma \sin(-\theta) \left(\frac{2\pi d}{\lambda}\right) + 2\Gamma \cos\theta} - \frac{\omega Z_0 C_f}{(2\pi d/\lambda)} \quad (II.17)$$

$$\varepsilon'' = \frac{\lambda}{2\pi d} \frac{1 - \Gamma^2}{1 + \Gamma^2 + 4\Gamma \sin(-\theta) \left(\frac{2\pi d}{\lambda}\right) + 2\Gamma \cos\theta} \quad (II.18)$$

Si $\lambda/d \leq 0.01$ et $\varepsilon' > 2$, le composant inductif est négligeable en comparaison avec la capacité et le circuit équivalent peut être simplifié à la forme représentée à la figure.4.

Ensuite, le coefficient de réflexion est décrit par l'équation (II.8) et la permittivité par:

$$\varepsilon' = \frac{2\Gamma^2 \sin(-\theta)}{\left(\frac{2\pi d}{\lambda}\right) (1 + 2\Gamma \cos\theta + \Gamma^2)} - \frac{\omega Z_0 C_f}{(2\pi d/\lambda)} \quad (II.19)$$

Chapitre II

$$\varepsilon'' = \frac{1 - \Gamma^2}{\left(\frac{2\pi d}{\lambda}\right) (1 + 2\Gamma \cos \theta + \Gamma^2)} \quad (II.20)$$

La cellule de la figure. II.7 (h) est l'objet de notre étude que nous allons détailler ultérieurement.

II.3 Conclusion

Nous avons étudié dans la première partie de ce chapitre la propagation d'onde électromagnétique dans les deux régions, coaxiale et cylindrique qu'on va utiliser dans notre analyse électromagnétique de la transition ligne coaxiale /cellule cylindrique.

Dans la deuxième partie, nous avons étudié les différentes cellules de mesure utilisant la méthode de réflexion pour la caractérisation des matériaux diélectriques. Nous avons donné leurs avantages et leurs inconvénients ainsi que les expressions pour déterminer la permittivité. Parmi les cellules étudiées, nous détaillerons dans le troisième chapitre la transition coaxiale/cellule cylindrique qui est l'objet de notre mémoire.

Chapitre III

Etude de la méthode en transition ligne coaxiale / cellule cylindrique.

Chapitre III

III.1 Définition du problème

Plusieurs méthodes classiques ont été utilisées pour la caractérisation de matériaux hétérogènes solides, mais suite aux difficultés de l'usinage des échantillons de forme toroïdale, pour certains matériaux, et le problème des effets de bout rencontrés dans la cellule coaxiale en utilisant la méthode de la ligne ouverte, des différentes solutions ont été envisagées pour résoudre ce problème. La méthode appropriée et souhaitable est d'utiliser une ligne coaxiale terminée par une cellule cylindrique avec le même rayon extérieur [16].

Le problème à résoudre revient donc à exprimer les champs électrique et magnétique dans chaque région coaxiale et cylindrique et de les raccorder au niveau de la discontinuité.

Cette étude tient en compte de tous les modes d'ordre supérieur excité au niveau de la discontinuité, et permet de relier la permittivité du matériau au coefficient de réflexion mesuré (ou l'admittance), quelles que soient la fréquence et les dimensions de l'échantillon.

III.2 Structure en transition coaxiale/cylindrique

La structure de propagation étudiée est constituée de deux régions (Fig.-III.1).

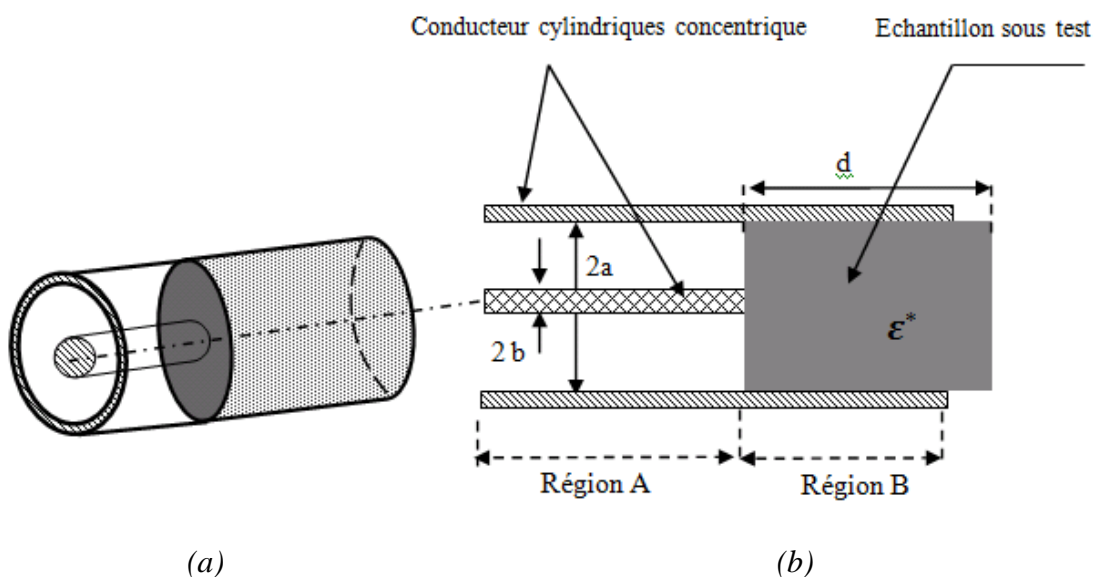


Figure .III.1: Structure en transition coaxiale/cylindrique (a) vue de coté (b) vue longitudinale.

Région A : un guide coaxial composé de deux conducteurs concentriques de rayons extérieur a et intérieur b . Le guide coaxial est rempli d'un milieu diélectrique sans pertes (air).

Région B : un guide d'onde cylindrique de rayon a remplie d'un milieu diélectrique de permittivité relative complexe $\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon''$ et d'épaisseur d .

Chapitre III

III.3 La transition ligne coaxiale-cellule cylindrique ouverte à son extrémité

III.3.1 Analyse électromagnétique

La structure est présentée comme suit, Figure .III.2.

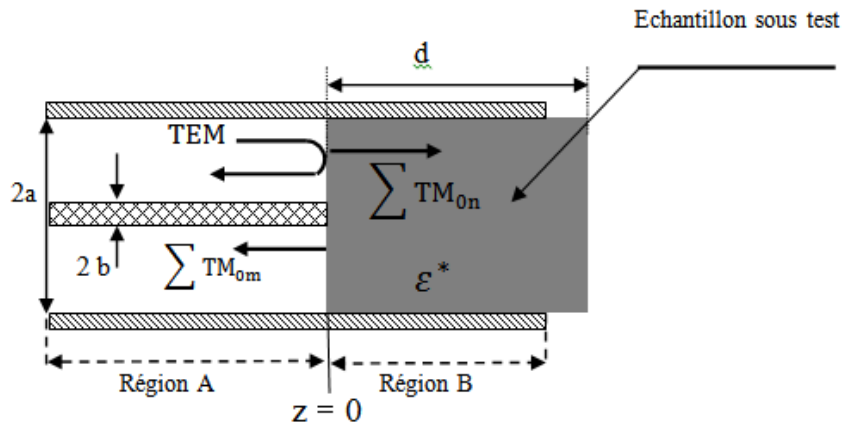


Figure .III.2 Distributions des modes dans la région A et B [4], [16]..

Nous supposons que la région B, est remplie d'un matériau homogène isotrope, et non magnétique avec une permittivité relative complexe ϵ^* .

Dans le guide coaxial, région A, c'est le mode TEM qui se propage, à l'interface nous aurons dans le coté de l'échantillon l'apparition des modes TM_{0n} cylindriques évanescents. Comme les champs transversaux sont continus à l'interface. Les modes évanescents TM_{0m} sont présents dans la région A.

Les modes TM_{0n} (TM_{0m}) ont la même configuration cylindrique que le mode TEM, c'est pourquoi ils assurent la continuité de ce mode dans la région B et par continuité dans la région A. Les modes TE sont exclus des équations compte tenu de leur configuration cylindrique différente (figure. III.3) [4], [16], [24], [27].

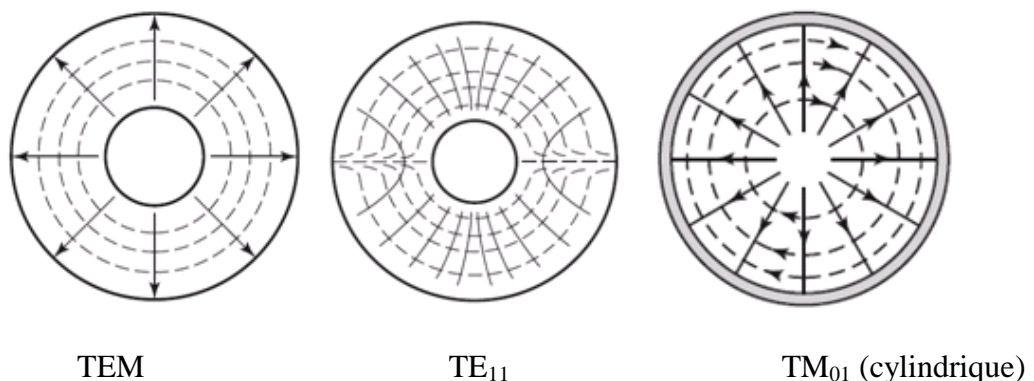


Figure III.3:Lignes de champs dans un guide coaxial et cylindrique [18].

A la discontinuité, les champs sont développés en séries infinies de modes continus à travers la limite pour préserver la continuité, c'était l'approche utilisée par Whinnery et al [19] dans l'analyse

Chapitre III

d'un changement brusque dans le diamètre du conducteur central de la guide coaxiale. Les conditions aux limites exigent que seuls les champs tangentiels puissent être continus.

III.3.1.1 Détermination de l'expression du champ dans la région A

Le développement modal des modes TM pour E_z , E_r et H_φ donne :

La composante longitudinale est donnée par:

$$E_{zA} = \sum_{m=1}^{\infty} A_m \frac{k_{Am}}{\gamma_{Am}} \xi_0(k_{Am}r) e^{-\gamma_{Am}z} \quad (III. 1)$$

La combinaison des expressions pour les composantes transversales des modes TEM et TM_{0m} , nous pouvons écrire les expressions des champs transverses total dans la ligne coaxiale A comme suit:

$$E_{rA} = \frac{1}{r} A_0 [e^{+jk_0z} + \rho e^{-jk_0z}] + \sum_{m=1}^{\infty} A_m \xi_1(k_{Am}r) e^{-\gamma_{Am}z} \quad (III. 2)$$

$$H_{\varphi A} = \frac{1}{r} y_{A0} A_0 [e^{+jk_0z} - \rho e^{-jk_0z}] + \sum_{m=1}^{\infty} A_m y_{Am} \xi_1(k_{Am}r) e^{-\gamma_{Am}z} \quad (III. 3)$$

où ρ est le coefficient de réflexion à $z = 0$ du mode incident TEM et :

$$y_{A0} = -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$$

A_0 : L'amplitude de l'onde incidente TEM.

y_{A0} : Est l'admittance d'onde TEM.

$$y_{Am} = j \frac{\omega \epsilon_0}{\gamma_{Am}} \quad (III. 4)$$

y_{Am} : L'admittance d'onde relative aux différents modes dans la région A.

tels que :

$$\gamma_{Am} = k_{Am} \sqrt{1 - \left(\frac{k_0}{k_{Am}}\right)^2}$$

γ_{Am} : est la constante de propagation, avec $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$.

Dans les équations précédentes ξ_0 et ξ_1 représentent, respectivement, les combinaisons des fonctions de Bessel du premier et du second espèce avec :

Chapitre III

$$\xi_1(k_{Am}r) = J_1(k_{Am}r) + G_{Am} N_1(k_{Am}r) \quad (III.5)$$

$$\xi_0(k_{Am}r) = J_0(k_{Am}r) + G_{Am} N_0(k_{Am}r)$$

III.3.1.2 Détermination de l'expression du champ dans la région B

Les composantes des champs électriques et magnétiques s'écrivent :

La composante longitudinale est donnée par:

$$E_{z_B} = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{k_{Bn}}{\gamma_{Bn}} J_0(k_{Bn}r) e^{+\gamma_{Bn}z} \quad (III.6)$$

De même, dans la région de guide d'onde circulaire région B, nous avons aussi des expressions pour les champs transverses totales.

$$E_{r_B} = \sum_{n=1}^{\infty} B_n J_1(k_{Bn}r) e^{+\gamma_{Bn}z} \quad (III.7)$$

$$H_{\varphi_B} = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \gamma_{Bn} J_1(k_{Bn}r) e^{+\gamma_{Bn}z} \quad (III.8)$$

avec:

$$\gamma_{Bn} = -j \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon^*}{\gamma_{Bn}} \quad (III.9)$$

γ_{Bn} : L'impédance d'onde relative aux différents modes dans la région B.

tels que:

$$\text{Avec: } \gamma_{Bn} = k_{Bn} \sqrt{1 - \left(\frac{k_0 \sqrt{\epsilon^*}}{k_{Bn}}\right)^2} \quad \text{et} \quad \epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$$

γ_{Bm} : est la constante de propagation dans la région B.

III.3.1.3 Détermination des fréquences de coupure

Les conditions aux limites au niveau des conducteurs du guide coaxial et guide cylindrique exigent que,

$$\begin{cases} E_{zA} = 0 & \text{à } r = a \text{ et } r = b ; & \text{dans la région A} \\ E_{zB} = 0 & \text{à } r = a ; & \text{dans la région B} \end{cases}$$

Conduit à,

Chapitre III

$$\xi_0[k_{Am}a] = \xi_0[k_{Am}b] = 0; \quad \text{Dans le guide coaxial} \quad (III.10)$$

$$J_0[k_{Bn}a] = 0 ; \quad \text{Dans le guide cylindrique} \quad (III.11)$$

et à partir de l'équation (III.5) et (III.10) nous donne:

$$G_{Am} = -\frac{J_0(k_{Am} a)}{N_0(k_{Am} a)} = -\frac{J_0(k_{Am} b)}{N_0(k_{Am} b)} \quad (III.12)$$

$$J_0[k_{Am}a] N_0[k_{Am}b] - J_0[k_{Am}b] N_0[k_{Am}a] = 0; \quad (III.13)$$

Les coefficients k_{Bn} et k_{Am} sont des constantes en ce qui concerne les fréquences de coupure. Ils sont définis par les équations (III. 11) et (III. 13) respectivement.

Donc, les fréquences de coupure s'écrit comme suit:

$$f_{CA}(m) = \frac{ck_{Am}}{2\pi} ; \text{Fréquence de coupure de chaque mode dans la région A.}$$

$$f_{CB}(n) = \frac{ck_{An}}{2\pi} ; \text{Fréquence de coupure de chaque mode dans la région B.}$$

III.3.1.4 Raccordement modal à la discontinuité

Après avoir déterminé les constantes de propagation des différents modes propagés ou évanescents de chaque côté de la discontinuité, ainsi que les champs électromagnétiques associés, la deuxième étape dans l'analyse électromagnétique de la transition ligne coaxiale /cellule cylindrique consiste à imposer aux champs électromagnétiques une condition de continuité supplémentaire dans le plan de la discontinuité.

Les conditions de continuité des champs électromagnétiques à la discontinuité guide coaxiale/échantillon ($z=0$) s'écrit:

$$E_{rB} = 0 \quad \text{pour } 0 < r < b \quad (III.14)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{rA} = E_{rB} \\ H_{\varphi A} = H_{\varphi B} \end{array} \right. , \quad \text{pour } b < r < a \quad (III.15)$$

il vient :

Chapitre III

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{n=1}^{\infty} B_n J_1(k_{Bn} r) = \frac{1}{r} A_0 (1 + \rho) + \sum_{m=1}^{\infty} A_m \xi_1(k_{Am} r) \quad b < r < a \quad (III.16) \\ \sum_{n=1}^{\infty} B_n y_{Bn} J_1(k_{Bn} r) = \frac{1}{r} A_0 y_{A0} (1 - \rho) + \sum_{m=1}^{\infty} A_m y_{Am} \xi_1(k_{Am} r) \quad b < r < a \quad (III.17) \end{array} \right.$$

où encore :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n r}{A_0 (1 + \rho)} J_1(k_{Bn} r) = 1 + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_m r}{A_0 (1 + \rho)} \xi_1(k_{Am} r) \quad b < r < a \quad (III.18) \\ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n r}{A_0 (1 - \rho)} \frac{y_{Bn}}{y_{A0}} J_1(k_{Bn} r) = 1 + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_m r}{(1 - \rho) y_{A0}} y_{Am} \xi_1(k_{Am} r) \quad b < r < a \quad (III.19) \end{array} \right.$$

Avant de procéder au calcul de l'intégrale de l'équation (III.18) nous la multiplierons par $J_1(k_{Bq} r)$. En utilisant les propriétés de l'orthogonalité des fonctions de Bessel [25], il vient:

pour $n \neq q$

$$\int_0^a \frac{B_n r}{A_0 (1 + \rho)} J_1(k_{Bn} r) J_1(k_{Bq} r) dr = 0$$

et pour $n = q$:

$$\begin{aligned} \int_0^a \frac{B_n r}{A_0 (1 + \rho)} J_1^2(k_{Bn} r) dr \\ = \int_0^a J_1^2(k_{Bn} r) dr + \int_0^a \sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_m r}{A_0 (1 + \rho)} J_1(k_{Bn} r) \xi_1(k_{Am} r) dr \quad (III.20) \end{aligned}$$

Les intégrales de Lommel [26], conduisent à :

$$\int_0^a r J_1^2(k_{Bn} r) dr = \frac{a^2}{2} \left[J_1'^2(k_{Bn} a) + \left(1 - \frac{1}{k_{Bn}^2 a^2}\right) J_1^2(k_{Bn} a) \right] \quad (III.21)$$

où

$$J_1'(k_{Bn} a) = J_0(k_{Bn} a) - \frac{J_1(k_{Bn} a)}{k_{Bn} a} \quad (III.22)$$

donc

$$\int_0^a \frac{B_n r}{A_0 (1 + \rho)} J_1^2(k_{Bn} r) dr = \frac{a^2}{2} J_1^2(k_{Bn} a) \frac{B_n}{A_0 (1 + \rho)} \quad (III.23)$$

Chapitre III

par ailleurs l'intégrale du premier terme du deuxième membre s'écrit:

$$\int_0^a J_1(k_{Bn} r) dr = \int_b^a J_1(k_{Bn} r) dr = \frac{1}{k_{Bn}} J_0(k_{Bn} b) \quad (III. 24)$$

l'intégrale du deuxième terme du deuxième membre à calculer:

$$\sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_m r}{A_0 (1 + \rho)} \int_0^a J_1(k_{Bn} r) \xi_1(k_{Am} r) dr \quad (III. 25)$$

En utilisant l'intégrale de Lommel à:

$$\sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_m r}{A_0 (1 + \rho)} \int_0^a J_1(k_{Bn} r) \xi_1(k_{Am} r) dr = I$$

où

$$\int_0^x r J_1(k_{Bn} r) \xi_1(k_{Am} r) dr = \frac{x}{k_{Am}^2 - k_{Bn}^2} [k_{Am} \xi_2(k_{Am} x) J_1(k_{Bn} x) - k_{Bn} \xi_1(k_{Am} x) J_2(k_{Bn} x)]$$

et

$$J_2(z) = \frac{2 J_1(z)}{z} - J_0(z) \quad \text{et} \quad \xi_2(z) = \frac{2 \xi_1(z)}{z} - \xi_0(z)$$

en utilisant ces relations dans l'expression précédente, il vient

$$I = - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_m b}{A_0 (1 + \rho)} \frac{k_{Bn}}{k_{Am}^2} \frac{\xi_1(k_{Am} b) J_0(k_{Bn} b)}{k_{Am}^2 - k_{Bn}^2} \quad (III. 26)$$

A partir des différentes intégrales ainsi obtenues en posant $B_n = B(n)$ et $A_m = A(m)$ on peut écrire à partir de la continuité de E_r .

$$\frac{B(n)}{k_{Bn} A_0 (1 + \rho)} = \frac{2 J_0(k_{bn} b)}{[k_{Bn} a J_1(k_{Bn} a)]^2} \left[1 - b \sum_{i=1}^{\infty} \frac{A(m) \xi_1(k_{Am} b)}{A_0 (1 + \rho) \left[\frac{k_{Am}}{k_{Bn}} \right]^2 - 1} \right] \quad (III. 27)$$

Par ailleurs, à partir de la continuité des champs H_ϕ nous pouvons procéder au calcul de l'intégrale de l'équation (III.19).

$$\begin{aligned} \int_b^a \sum_{n=1}^{\infty} B_n y_{Bn} J_1(k_{Bn} r) dr \\ = \int_b^a \frac{1}{r} A_0 y_{A0} (1 - \rho) dr + \int_b^a \sum_{m=1}^{\infty} A_m y_{Am} \xi_1(k_{Am} r) dr \end{aligned} \quad (III. 28)$$

le premier membre donne:

Chapitre III

$$\int_b^a \sum_{n=1}^{\infty} B_n y_{Bn} J_1(k_{Bn} r) dr = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{y_{Bn}}{k_{Bn}} J_0(k_{Bn} b) \quad (III.29)$$

le premier terme du second membre donne:

$$\int_b^a \frac{1}{r} A_0 y_{A0} (1 - \rho) dr = A_0 y_{A0} (1 - \rho) \ln \frac{a}{b} \quad (III.30)$$

et enfin pour le dernier terme nous avons:

$$\int_b^a \sum_{m=1}^{\infty} A_m y_{Am} \xi_1(k_{Am} r) dr = 0 \quad (III.31)$$

Si on pose $Y = \frac{y_d}{y_0}$ où y_d est l'admittance à l'interface compte tenu que;

$$Z = \frac{1}{Y} = \frac{1 + \rho}{1 - \rho}$$

il vient:

$$\frac{1}{Y} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n}{A_0 k_{Bn} (1 + \rho)} \frac{y_{Bn}}{y_{A0}} J_0(k_{Bn} b) = \ln \frac{a}{b} \quad (III.32)$$

Par ailleurs, l'intégrale de l'équation (III.19) peut être effectuée en la multipliant par $\xi_1(k_{Ap} r)$ afin d'utiliser les propriétés d'orthogonalité des fonctions de Bessel, elle devient alors:

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n r}{A_0 (1 - \rho)} \frac{y_{Bn}}{y_{A0}} J_1(k_{Bn} r) \xi_1(k_{Ap} r) \\ = \xi_1(k_{Ap} r) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_m r}{A_0 (1 - \rho)} \frac{y_{Am}}{y_{A0}} \xi_1(k_{Am} r) \xi_1(k_{Ap} r) \end{aligned} \quad (III.33)$$

utilisant l'intégrale de Lommel pour le dernier terme du deuxième membre, en appliquant les conditions aux limites:

$$\int_b^a \xi_1(k_{Ap} r) dr = \frac{1}{k_{Ap}} [\xi_0(k_{Ap} a) - \xi_0(k_{Ap} b)] = 0 \quad (III.34)$$

pour le deuxième terme du second membre:

pour $m \neq p$

$$\sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_m}{A_0 (1 - \rho)} \frac{y_{Am}}{y_{A0}} \int_b^a r \xi_1(k_{Ap} r) \xi_1(k_{Am} r) dr = 0 \quad (III.35)$$

et pour $m=p$, il vient:

Chapitre III

$$\begin{aligned} \frac{A_p}{A_0(1-\rho)} \frac{y_{Ap}}{y_{A0}} \int_b^a r \xi_1^2(k_{Ap} r) dr \\ = \frac{A_p}{A_0(1-\rho)} \frac{y_{Ap}}{y_{A0}} [a^2 \xi_1^2(k_{Ap} a) - b^2 \xi_1^2(k_{Ap} b)] \end{aligned} \quad (III.36)$$

alors que l'intégrale du premier terme peut s'exprimer par:

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n}{A_0(1-\rho)} \frac{y_{Bn}}{y_{A0}} \int_b^a r J_1(k_{Bn} r) \xi_1(k_{Ap} r) dr \\ = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n}{A_0(1-\rho)} \frac{y_{Bn}}{y_{A0}} \left[-\frac{b k_{Bn} \xi_1(k_{Ap} b) J_0(k_{Bn} b)}{k_{Am}^2 - k_{Bn}^2} \right] \end{aligned} \quad (III.37)$$

donc à partir de ces relations on posant $A_p = A(p)$ et $B_n = B(n)$ on obtient:

$$\begin{aligned} \frac{A(p)}{A_0(1+\rho)} \frac{y_{Ap}}{y_{A0}} \frac{[a^2 \xi_1^2(k_{Ap} a) - b^2 \xi_1^2(k_{Ap} b)]}{2} \\ = -b \sum_{k=1}^{\infty} \frac{B(n)}{A_0(1+\rho)k_{Bn}} \frac{y_{Bn}}{y_{A0}} \cdot \frac{\xi_1(k_{Ap} b) J_0(k_{Bn} b)}{\left[\frac{k_{Am}}{k_{Bn}}\right]^2 - 1} \end{aligned} \quad (III.38)$$

III.4 Résolution du problème direct

Le problème posé consiste à déterminer l'admittance Y à partir des caractéristique géométrique de la transition, et de permittivité diélectrique du matériau situé dans la cellule cylindrique.

L'utilisation des logiciels de calcul comme " Wolfram Mathematica", nous permet d'une part de calculer les fonctions de Bessel d'ordre zéro ($J_0(x), N_0(x)$ et $\xi_0(x)$) et ($J_1(x), N_1(x)$ et $\xi_1(x)$) d'ordre un pour toutes valeurs de x , et d'autre part les premières solutions x de $J_i(x) = 0$ et $\xi_i(x) = 0$ ($i=0$ et 1). Les valeurs de $k_a(m)$ et $k_b(n)$ pour m et $n \leq N$ (N est nombre de mode), ainsi les fréquences de coupures correspondante. Nous trouverons dans Annexe A.

Posons alors:

$$\beta(j) = \frac{B(j)}{k_B(j) A_0(1+\rho)} \quad \gamma(j) = \frac{2J_0(k_B(j)b)}{[K_B(j) a J_1(k_B(j)a)]^2} \quad (III.39)$$

$$b(j, i) = \gamma(j) b \frac{\xi_1[k_A(i)b]}{\left(\frac{k_A(i)}{k_B(j)}\right)^2 - 1} \quad (III.40)$$

et

Chapitre III

$$\alpha(i) = \frac{A(i)}{A_0(1 + \rho)}$$

soit:

$$\alpha(i) = \frac{y_{A0}}{y_A(i)} \frac{(-2b)}{[a^2 \xi_1^2[k_A(i)a] - b^2 \xi_1^2[k_A(i)b]]} \sum_{k=1}^{\infty} \beta(k) \frac{y_B(k) J_0[k_B(k)b] \xi_1[k_A(i)b]}{y_{A0} \left(\frac{k_A(i)}{k_B(k)} \right)^2 - 1}$$

puis:

$$a(i, k) = \frac{y_B(k)}{y_{A0}} \frac{(-2b) J_0[k_B(k)b]}{[a^2 \xi_1^2[k_A(i)a] - b^2 \xi_1^2[k_A(i)b]]} \frac{\xi_1[k_A(i)b]}{\left(\frac{k_A(i)}{k_B(k)} \right)^2 - 1} \quad (III. 41)$$

Qui conduit à:

$$\alpha(i) = \sum_{k=1}^{\infty} a(i, k) \beta(k)$$

On obtient:

$$\gamma(j) = \beta(j) + \sum_{i=1}^{\infty} b(j, i) \alpha(i) \quad (III. 42)$$

$$\gamma(j) = \beta(j) + \sum_{i=1}^{\infty} b(j, i) \sum_{k=1}^{\infty} a(i, k) \beta(k) \quad (III. 43)$$

que l'on peut écrire:

$$\gamma(j) = \beta(j) + \sum_{k=1}^{\infty} \delta(j, k) \beta(k) \quad (III. 44)$$

$$\delta(j, k) = \sum_{i=1}^{\infty} b(j, i) a(i, k) \quad (III. 45)$$

que l'on peut encore exprimer par:

$$\gamma(j) = \sum_{k=1}^{\infty} \delta_1(j, k) \beta(k) \quad (III. 46)$$

avec

$$\delta_1(j, k) = \delta(j, k) \quad \text{pour } j \neq k$$

$$\delta_1(j, j) = 1 + \delta(j, j) \quad \text{pour } j = k$$

Chapitre III

A partir de l'équation (III.46), il vient alors immédiatement :

$$[\beta] = [\delta_1]^{-1}[\gamma] \quad (\text{III. 47})$$

ce qui permet d'obtenir les différents $\beta(k)$ et par suite, l'admittance donnée par la relation (III.48) que nous pouvons exprimer par:

$$Y = \frac{1}{\ln \frac{a}{b}} \sum_{k=1}^{\infty} \beta(k) \frac{y_B(k)}{y_{A0}} J_0[k_B(k)b] \quad (\text{III. 48})$$

qui sera réelle pour $\varepsilon'' = 0$, mais dans le cas général où la permittivité $\varepsilon^* = \varepsilon' - j \varepsilon''$ est complexe, les matrices $[\beta]$ et $[\delta_1]$ sont également complexes.

La résolution de l'équation (III.47) devient alors plus lourde ainsi que nous le verrons dans la résolution du problème inverse.

III.5 Résolution du problème inverse

Il s'agit maintenant de calculer $\varepsilon^* = \varepsilon' - j \varepsilon''$ à partir de l'admittance complexe mesurée. Dans ces conditions nous poserons:

$$[\delta_1] = [R\delta_1] + j[I\delta_1] \text{ et } [\beta] = [R\beta] + j[I\beta]$$

alors, à partir de (III.47), nous obtenons:

$$[\gamma] = [R\delta_1][R\beta] - [I\delta_1][I\beta] \quad (\text{III. 49})$$

et

$$0 = [R\delta_1][I\beta] + [I\delta_1][R\beta] \quad (\text{III. 50})$$

Par suite:

$$[I\beta] = [R\delta_1]^{-1} + [I\delta_1][R\beta] \quad (\text{III. 51})$$

et

$$[\gamma] = [R\delta_1][R\beta] + [I\delta_1][R\delta_1]^{-1}[I\delta_1][R\beta]$$

soit:

$$[\gamma] = [[R\delta_1] + [I\delta_1][R\delta_1]^{-1}[I\delta_1]][R\beta]$$

en posant:

$$[\Delta] = [[R\delta_1] + [I\delta_1][R\delta_1]^{-1}[I\delta_1]]^{-1}$$

Il vient:

$$[R\beta] = [\Delta][\gamma]$$

Chapitre III

qui permettra en utilisant la relation (III.51) d'obtenir $I\beta$.

En posant $Y = RY + jIY$ l'expression (III.48) devient:

$$Y = RY + jIY = \frac{1}{\ln \frac{a}{b}} \sum_{k=1}^{\infty} [R\beta(k) + jI\beta(k)] \frac{y_b(k)}{y_{A0}} J_0[k_b(k)b] \quad (III.52)$$

Dans laquelle:

$$\frac{y_b(k)}{y_{A0}} = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon^*}{\gamma_b(k)} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon^*}{\sqrt{k_b^2(k) - k_0^2\epsilon^*}} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = j \frac{f\epsilon^*}{f_{CB}(k)} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{f}{f_{CB}(k)}\right)^2 \epsilon^*}} \quad (III.53)$$

où $f_{CB}(k)$ est la fréquence de coupure du mode TM_{0k} circulaire.

Pour résoudre ce problème, nous avons effectué un développement de Taylor à deux variables ϵ' et ϵ'' à partir de la valeur approchée $\epsilon = \epsilon_a' - j\epsilon_a''$, définie à partir du premier mode circulaire TM_{01} .

$$\frac{y_b(1)}{y_{A0}} = j \frac{f\epsilon_a}{f_{CB(1)}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{f}{f_{CB(1)}}\right)^2 \epsilon_a}} \quad \text{où} \quad f_{CB(1)} = 32,8063 \text{ GHz} \quad (III.54)$$

Pour la plus basse fréquence analysée (100MHz), on aura

$$\frac{f}{f_{CB(1)}} = \frac{100}{32,8063} \cong 3 \times 10^{-3}$$

ce qui permet l'approximation:

$$\frac{y_b(1)}{y_{A0}} \cong j \frac{f}{f_{CB(1)}} \epsilon_a$$

Au premier ordre on peut alors écrire en posant $\Delta\epsilon' = \epsilon_a' - \epsilon'$, et $\Delta\epsilon'' = \epsilon_a'' - \epsilon''$, et où $Y(\epsilon', \epsilon'') = RY(\epsilon', \epsilon'') + jIY(\epsilon', \epsilon'')$ est l'admittance mesurée et $y = Ry + jIy$ l'admittance calculée à partir des valeurs approchées de la permittivité:

$$RY(\epsilon', \epsilon'') = Ry(\epsilon_a', \epsilon_a'') + \frac{Ry(\epsilon_a' + \delta\epsilon', \epsilon_a'') - Ry(\epsilon_a', \epsilon_a'')}{\delta\epsilon'} (\epsilon_a' - \epsilon') + \frac{Ry(\epsilon_a', \epsilon_a'' + \delta\epsilon'') - Ry(\epsilon_a', \epsilon_a'')}{\delta\epsilon''} (\epsilon_a'' - \epsilon'') \quad (III.55)$$

$$IY(\epsilon', \epsilon'') = Iy(\epsilon_a', \epsilon_a'') + \frac{Iy(\epsilon_a' + \delta\epsilon', \epsilon_a'') - Iy(\epsilon_a', \epsilon_a'')}{\delta\epsilon'} (\epsilon_a' - \epsilon') + \frac{Iy(\epsilon_a', \epsilon_a'' + \delta\epsilon'') - Iy(\epsilon_a', \epsilon_a'')}{\delta\epsilon''} (\epsilon_a'' - \epsilon'') \quad (III.56)$$

Chapitre III

Dans ces relation, $\delta\varepsilon'$ et $\delta\varepsilon''$ sont de petites variation de deux termes de la permittivité faite à partir de ε'_a et ε''_a .

La relation (III.52) permet alors de calculer les différents termes intervenant, dans le second membre des deux équations (III.55) et (III.56), donc connaissant $Y(\varepsilon', \varepsilon'') = RY(\varepsilon', \varepsilon'') + jIY(\varepsilon', \varepsilon'')$ par la mesure nous obtiendrons $\varepsilon' - \varepsilon'_a$ et $\varepsilon'' - \varepsilon''_a$.

En utilisant comme nouvelle valeur approchée ε' et ε'' ainsi déterminées, nous reprendrons le même processus jusqu'a ce que l'on obtienne des valeurs relatives de :

$$\frac{RY(\varepsilon', \varepsilon'') - Ry(\varepsilon'_a, \varepsilon''_a)}{RY(\varepsilon', \varepsilon'')} \quad \text{et de} \quad \frac{IY(\varepsilon', \varepsilon'') - Iy(\varepsilon'_a, \varepsilon''_a)}{IY(\varepsilon', \varepsilon'')} \quad (III.57)$$

inferieur à la précision souhaitée.

Pour les autres fréquences ($f > 100MHz$), nous utilisons comme valeur approchée la permittivité complexe, les valeurs obtenues à la fréquence immédiatement inférieure. Cette méthode permet une convergence très rapide, avec une précision relative de 10^{-10} , généralement obtenue au bout de deux à trois itérations [4].

III.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons développé l'analyse électromagnétique de la transition coaxiale/cellule cylindrique. D'après cette analyse on a déterminé l'expression reliant l'admittance de la structure étudiée aux caractéristiques électromagnétiques de l'échantillon à caractériser. Le problème direct consiste à calculer l'admittance de la cellule de mesure en fonction des propriétés électromagnétiques du matériau à caractériser. Le calcul de la permittivité du matériau à caractériser à partir du l'admittance mesuré constitue le problème inverse.

Cette étude est faite pour caractériser les échantillons longs, c'est à dire on développe les équations de continuité seulement à l'interface ligne coaxiale/ cellule cylindrique. Dans le cas où l'échantillon a une épaisseur faible, une autre configuration de la cellule est nécessaire et l'étude de cette nouvelle configuration doit tenir compte, en plus des équations de continuité à la première interface, des conditions aux limites à la deuxième interface (guide cylindrique-charge terminale).

Le chapitre suivant aura pour objectif l'application de la technique S.D.T en utilisant la cellule coaxiale et la transition coaxiale/ cellule cylindrique pour déterminer la permittivité de matériau à l'aide d'un logiciel électromagnétique HFSS. La comparaison des résultats de simulation avec nos calculs théoriques permettra de valider le développement modal que nous effectuons.

Chapitre IV

Résultats et Interprétations

Chapitre IV

IV.1 Introduction

En utilisant la technique de spectroscopie temporelle (S.D.T) à l'aide de simulateur HFSS pour la caractérisation des matériaux diélectrique en particulier le Téflon, Polyester et Alumine Al_2O_3 "Alumina ". Le travail a été fait en deux étapes:

Première étape: L'application de la technique S.D.T sur les protocoles de mesure qu'on a étudié dans le chapitre I, nous a permis d'un coté la vérification des différentes expressions pour la détermination de la permittivité du matériau sous test et d'autre part la manipulation des outils utilisés (HFSS et Mathematica).

Deuxième étape: L'application de la technique S.D.T pour la mesure de la permittivité du matériau diélectrique en utilisant la transition en ligne coaxiale/cellule cylindrique.

IV.2 Présentation du logiciel HFSS

Afin d'étudier d'un point de vue électromagnétique la transition ligne coaxiale/ cellule cylindrique qui est l'objet de notre travail, nous avons fait appel à un logiciel commercial appelé *HFSS* (High frequency Structure Simulator) de la compagnie *Ansoft* [21]. Ce logiciel est basé sur la résolution des équations de Maxwell, au moyen de la méthode des éléments finis FEM (Finit Element Method), dans le domaine fréquentiel. Il permet la simulation de structures complexes dont les dimensions géométriques et les propriétés électromagnétiques sont définies par l'utilisateur.

Les paramètres qui peuvent être calculés par le logiciel HFSS sont : les paramètres S, TDRZ (Time-Domain Reflectometry impedance), les cartes du champ électrique et magnétique, la constante de propagation,... etc.

Ces paramètres sont déterminés en tenant en compte de la plupart des phénomènes physiques inhérents à la structure de propagation (ex. pertes diélectriques, pertes par conduction ou par rayonnement, etc.), en particulier la prise en compte des modes d'ordre supérieur excités par les discontinuités.

IV.3 Détermination de la permittivité

La simulation faite avec un échelon de tension de pas égale à l'unité avec un temps de montée de 20ps. Les échelons réfléchies avec et sans échantillon ont été numérisés avec 501 points d'échantillonnage dans la fenêtre temporelle de 5 ns, cette durée va permettre de déterminer la limite inférieure, et d'un autre coté le temps de montée va déterminer la limite supérieure qui sont respectivement les limites de la bande de fréquence qu'on va utilisée.

Après l'exécution de la simulation, les réponses temporelles sont converties sous forme de tableaux et réunies dans un seul fichier pour faciliter leurs exploitations avec le logiciel de calcul Mathematica de "Wolfram Research"[22].

Dans le logiciel "Mathematica" on commence par lire le contenu du fichier. Les données de chaque mesure sont mises dans des tableaux différents.

Chapitre IV

L'application de la transformée de Fourier discrète sur ces réponses temporelles permet le passage au domaine fréquentiel. Le rapport entre les deux réponses fréquentielles nous permet de calculer le coefficient de réflexion qui est fonction du rapport de réponse de la cellule chargée $R(\omega)$ avec la réponse de la cellule sans échantillon $R_0(\omega)$. A partir du coefficient de réflexion on calcul l'admittance $Y_m(\omega)$.

Comme l'admittance est liée aux paramètres diélectriques du matériau par une équation transcendante, sa résolution nécessite l'emploi d'une fonction de recherche des racines (FindRoot) en lui spécifiant une valeur initiale donnée par une approximation en basse fréquence. L'algorithme cherche la solution pour chaque fréquence en utilisant la valeur trouvée pour la fréquence précédente comme valeur initiale. Les solutions sont mises dans un tableau pour être affichées. Il est souhaitable de vérifier la validité de cette démarche en la testant sur des matériaux dont les caractéristiques électromagnétiques sont préalablement connues. Cette méthode sera validée sur la base de la comparaison des résultats obtenus avec les caractéristiques diélectriques des différents matériaux.

IV.4 Simulation de la cellule coaxiale

Avec le logiciel HFSS on a simulé la cellule coaxiale avec une ligne APC-7 ($2b = 7 \text{ mm}$, $2a = 3.04 \text{ mm}$) de longueur 60 mm . L'échantillon d'épaisseur de 10 mm est placé dans la cellule coaxiale, qui se termine par un circuit ouvert (perfect H), court-circuit (perfect E), ou charge adaptée (50Ω).

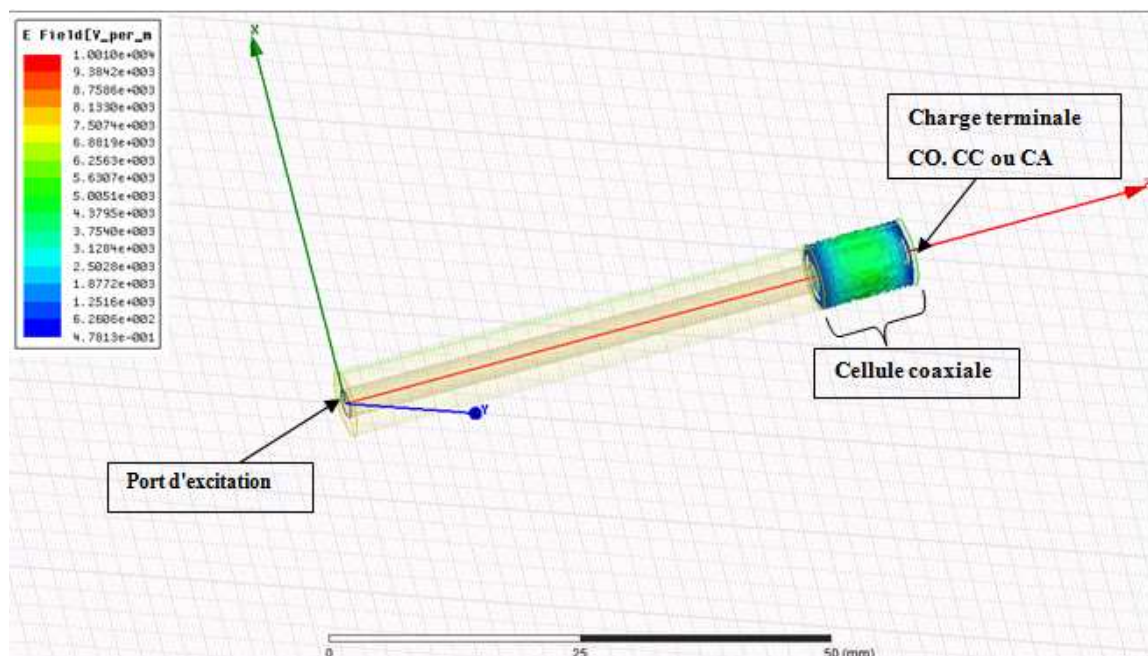


Figure .IV .1: Carte de champ électrique de la cellule coaxiale.

IV.4.1 Méthode de la première réflexion

Comme dans la pratique l'échantillon doit être suffisamment long pour rejeter toute les réflexions d'ordre supérieurs. Nous donnons sur la figure-ci dessous les signaux temporels simulés pour un échantillon de Téflon.

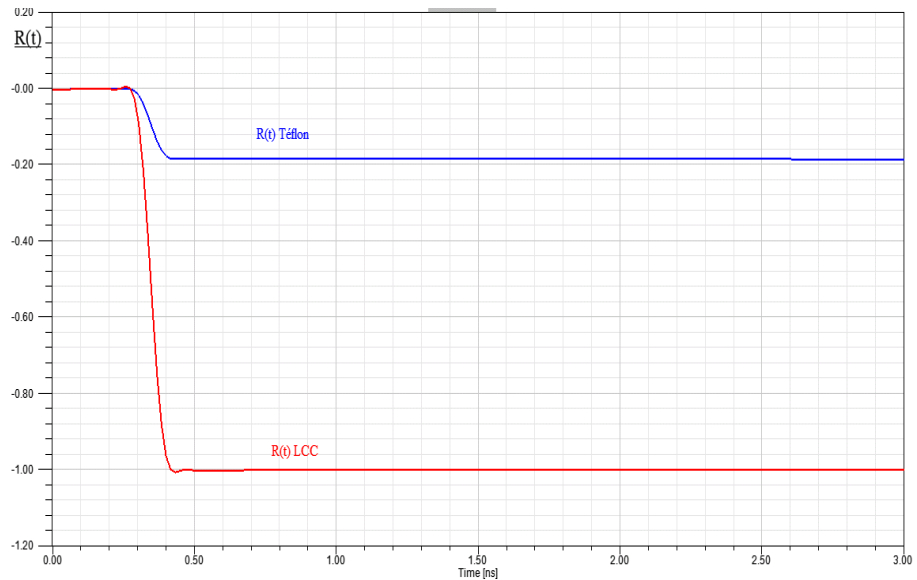


Figure .IV.2: Signaux simulés obtenus pour le Téflon par la méthode de la première réflexion.

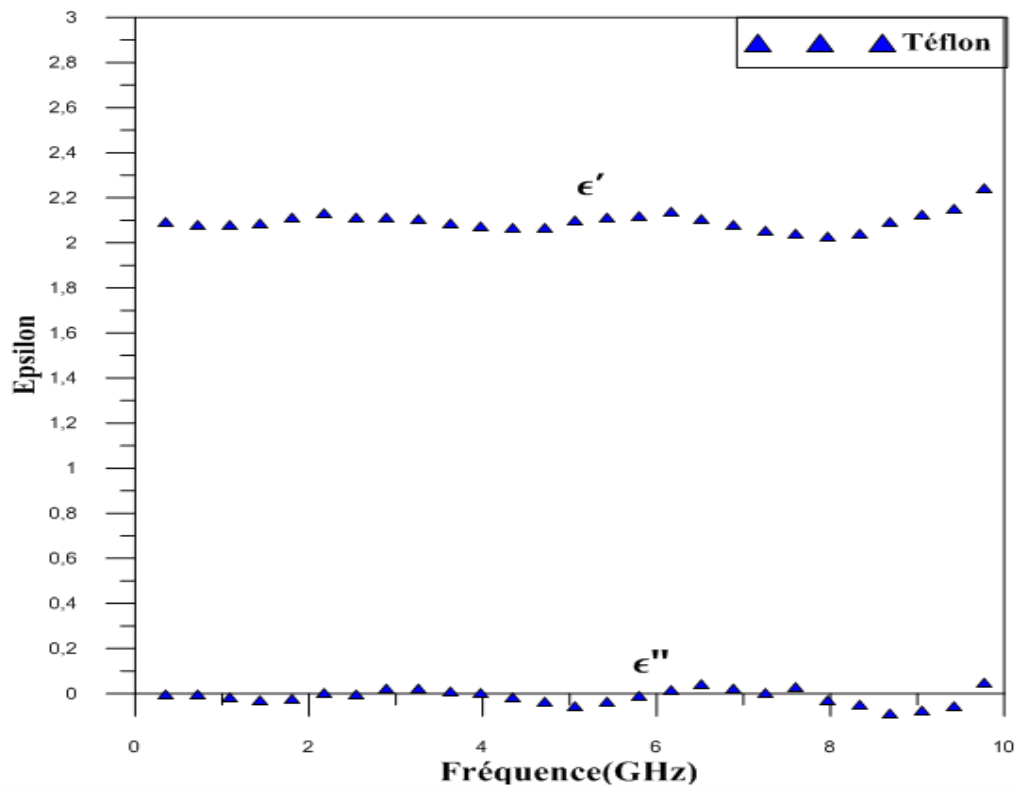


Figure. IV.3 : Partie réelle et imaginaire de la permittivité du Téflon.

IV.4.2 Les méthodes à réflexions multiples

IV.4.2.1 Méthode de la ligne court-circuitée

Sur la figure IV.4 ci dessous, nous présentons un exemple des signaux simulés par le logiciel HFSS obtenus avec ou sans échantillon en domaine temporel.

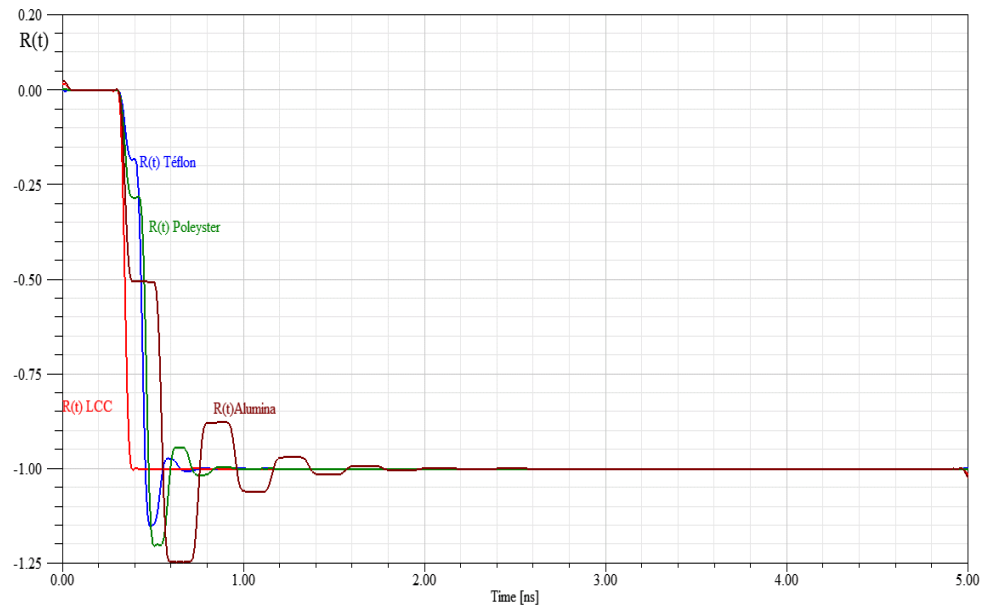


Figure IV.4: Réponse temporelle pour la méthode de la ligne court-circuitée.

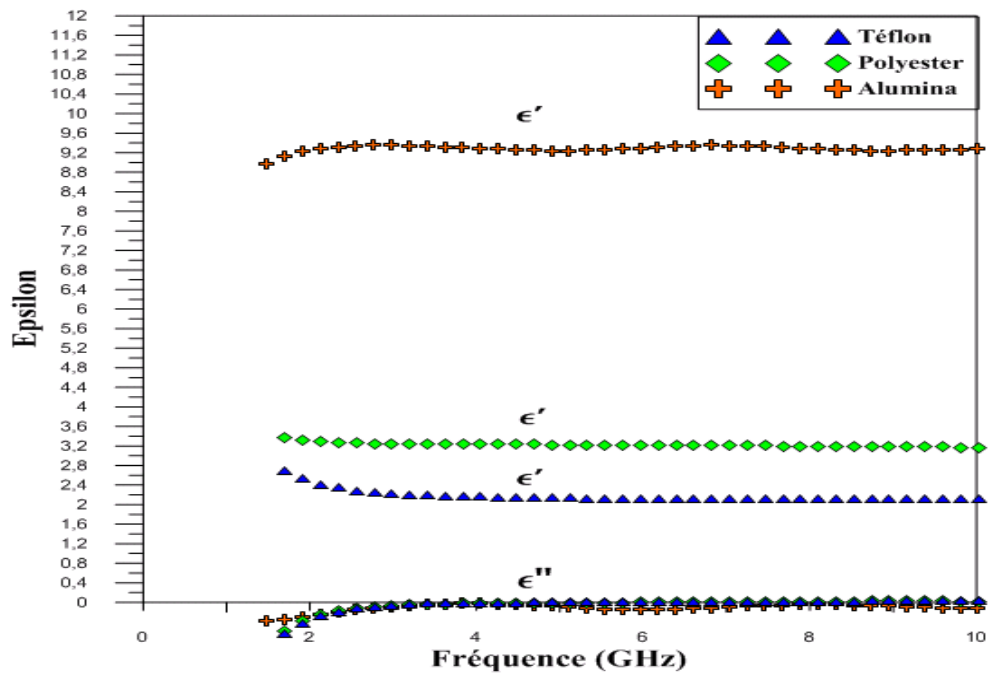


Figure. IV.5 : Partie réelle et imaginaire de la permittivité du Téflon, Polyester Alumina.

IV.4.2.2 Méthodes de la ligne adaptée

Sur la figure IV.6 ci dessous, nous présentons les signaux simulés par le logiciel HFSS obtenus avec et sans échantillon en domaine temporel.

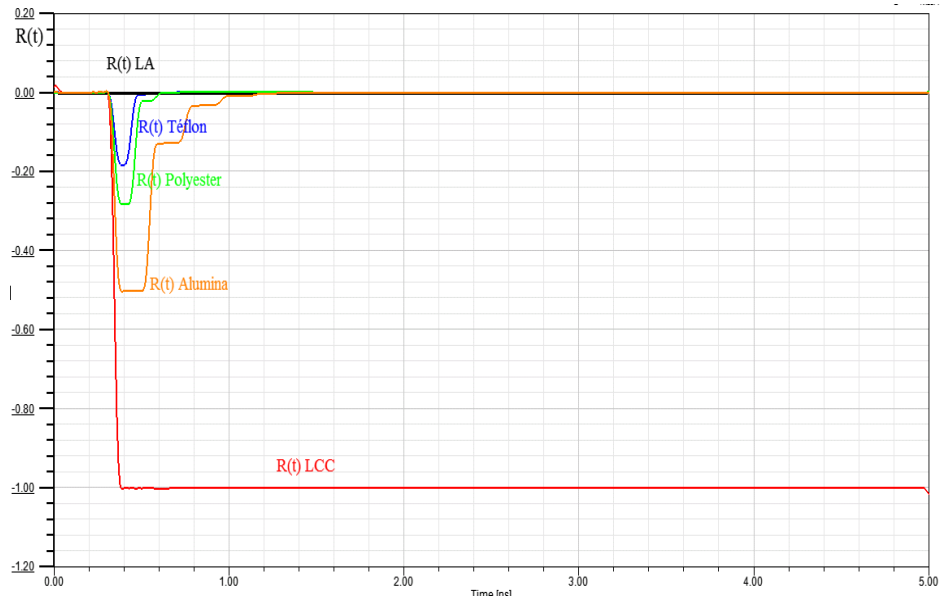


Figure IV.6: Réponse temporelle pour la méthode de la ligne adaptée.

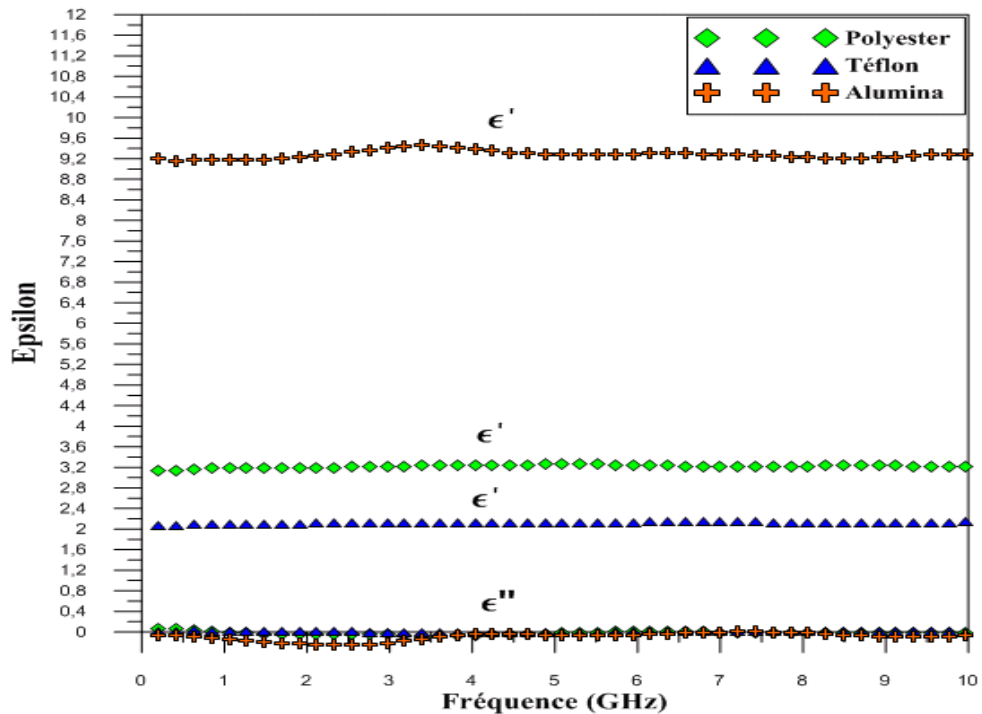


Figure IV.7 : Partie réelle et imaginaire de la permittivité du Teflon, Polyester et Alumina.

Chapitre IV

IV.4.2.3 Méthodes de la ligne ouverte

Sur la figure IV.8 ci dessous, nous présentons les signaux simulés par le logiciel HFSS obtenus avec et sans échantillon en domaine temporel.

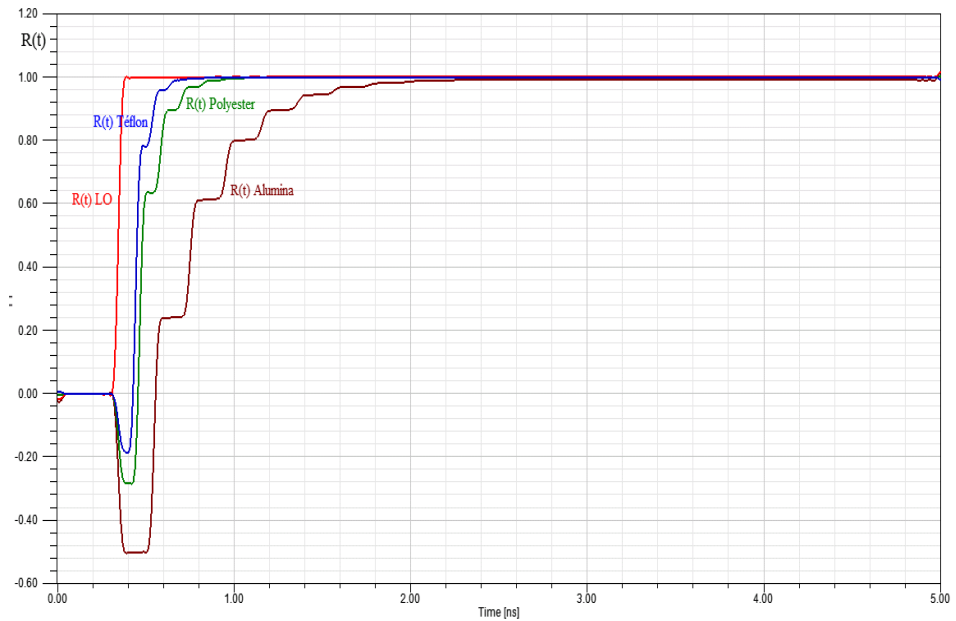


Figure. IV.8: Réponse temporelle pour la méthode de la ligne ouverte.

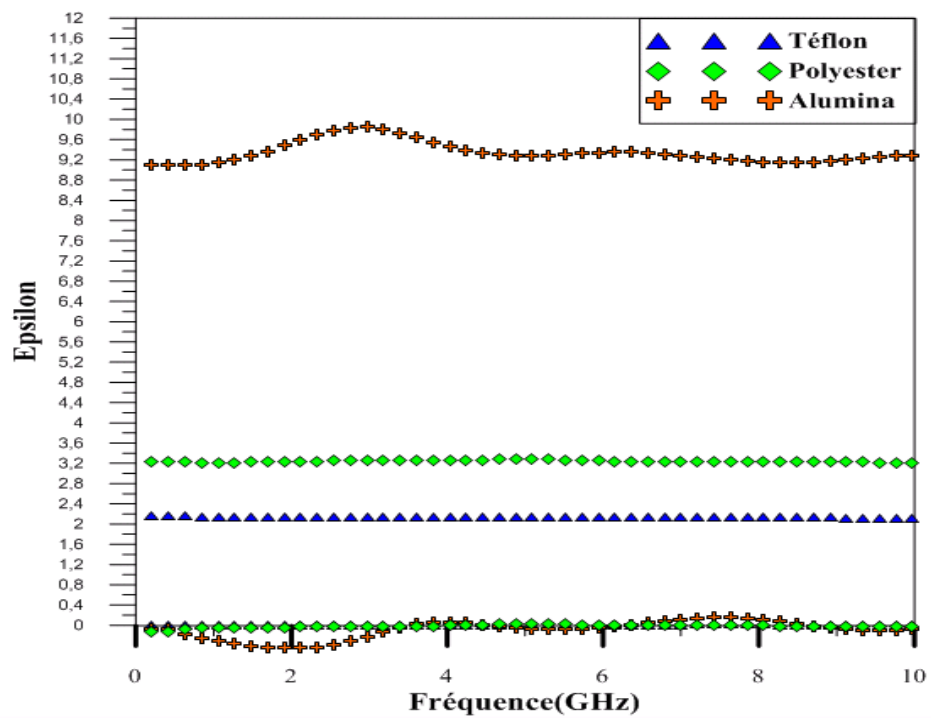


Figure. IV.9 : Partie réelle et imaginaire de Téflon, Polyester et Alumina.

Chapitre IV

Comme la permittivité est définie comme une constante dans le logiciel HFSS, nos résultats donnent aussi des valeurs quasiment constantes sur toute la bande de fréquence d'investigation pour toutes les méthodes sauf pour la méthode de la ligne court-circuitée, à cause de l'indétermination de la permittivité en basse fréquence qui est justifiée par l'approximation donnée par la relation (I.47) dans le chapitre. I.

IV.4.3 Influence de la présence de la lame d'air sur la précision du calcul de la permittivité

Dans toutes les simulations qu'on a effectuées pour le calcul de la permittivité, on a supposé que le matériau remplit totalement la section transversale de la cellule coaxiale (cas idéal), Pour illustré l'influence de la présence de la lame d'air dans la pratique, on a fait une simulation avec les mêmes conditions où on a pris 0.5 mm de diamètre de la lame d'air entre les parois conductrices.

On a pris comme exemple la méthode de la ligne ouverte, les mesures obtenues de la partie réelle du Téflon sont illustrées dans la figure ci-dessous.

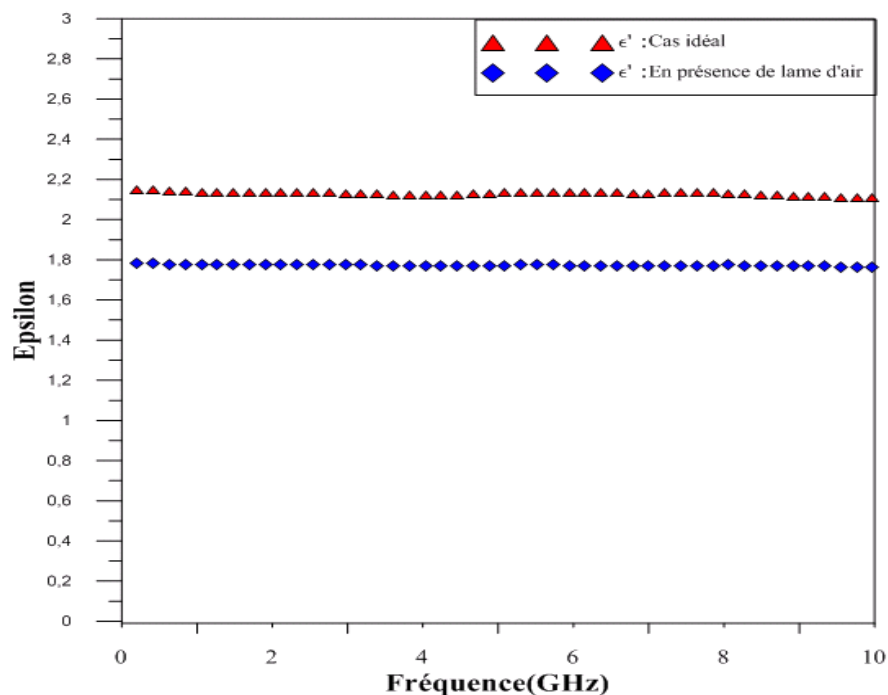


Figure .IV.10: Influence de la présence de la lame d'air sur la précision du calcul de la permittivité(Téflon).

D'après les courbes ci-dessus on remarque qu'il y a une grande influence de la lame d'air sur la permittivité de Téflon ce qui implique l'utilisation de la cellule coaxiale imprécise.

Chapitre IV

IV.5 Simulation de la transition ligne coaxiale-cellule cylindrique

Avec le logiciel HFSS on a simulé la transition ligne coaxiale/cellule cylindrique avec une ligne APC-7 ($2b = 7 \text{ mm}$, $2a = 3.04 \text{ mm}$) de longueur 50 mm et une cellule cylindrique de même rayon extérieur de la ligne. L'échantillon d'épaisseur de 20 mm est placé dans la cellule cylindrique, qui se termine par un circuit ouvert (perfect H).

Après exécution de la simulation, la figure ci-dessous montre la distribution du champ électrique dans la cellule cylindrique.

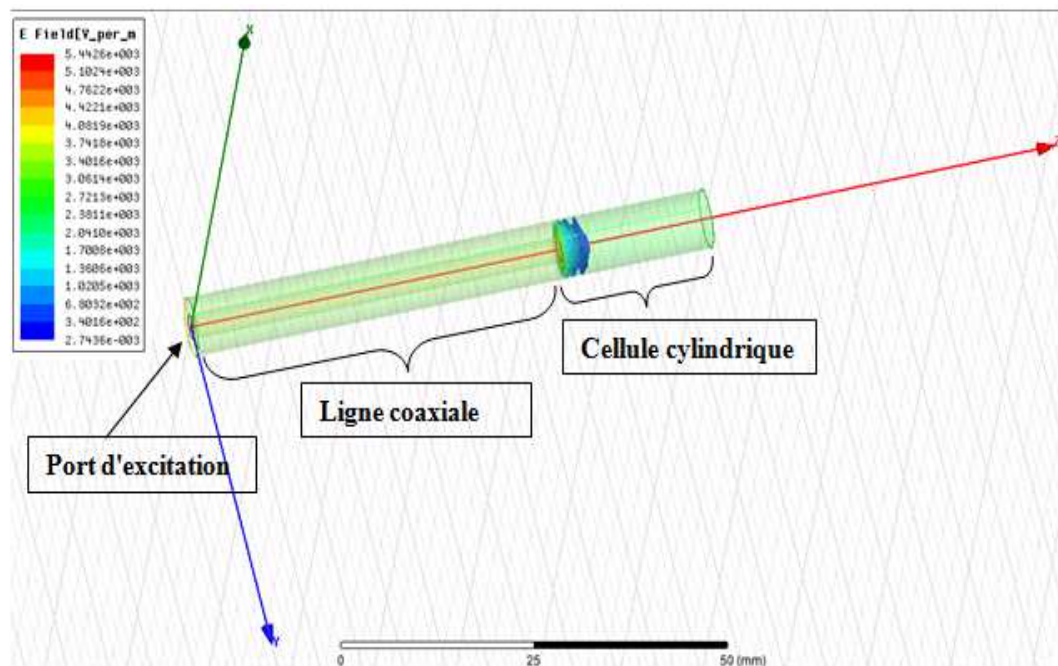


Figure IV.11: Carte de champ électrique de la cellule sans échantillon

On remarque qu'il y a des modes évanescents dans le guide cylindrique due à la discontinuité entre la ligne coaxiale et la cellule cylindrique.

IV.5.1 Méthode de calcul

La caractérisation d'un matériau par S.D.T fait appel à deux mesures différentes de: la cellule est vide terminée par un circuit ouvert $R_0(t)$, la deuxième en présence de l'échantillon terminée par un circuit ouvert $R(t)$.

En outre, notre signal ayant la forme d'un échelon, il est nécessaire d'adapter à la transformation de Fourier de telle sorte d'éviter l'effet de la troncature.

Trois méthodes ont été proposées pour résoudre ce problème dans le chapitre I, dans notre cas nous avons choisi la troisième méthode (courbe dérivée).

Chapitre IV

Donc,

$$R_m(\omega) = \frac{TFD[R(k\Delta t)]}{TFD[R_0(k\Delta t)]} = \frac{\Delta R(\omega)}{\Delta R_0(\omega)}$$

A partir de coefficient de réflexion mesuré $R_m(\omega)$ en peut calculer l'admittance mesurée Y_m de l'échantillon par:

$$Y_m(\omega) = \frac{1 - R_m(\omega)}{1 + R_m(\omega)}$$

$$= \frac{Y(\omega) - Y_0(\omega)}{1 - Y(\omega)Y_0(\omega)}$$

Donc l'admittance de l'échantillon est calculé par:

$$Y(\omega) = \frac{Y_0(\omega) + Y_m(\omega)}{1 + Y_0(\omega)Y_m(\omega)}$$

Après la détermination de l'admittance $Y(\omega)$ par le logiciel HFSS, on peut calculer la permittivité de l'échantillon placé dans la cellule cylindrique on utilisant le logiciel "Wolfman Matimatica " pour la résolution des équations transcendantes données par :

1. L'approximation de Merzouki [16]

En l'absence d'échantillon en considérant uniquement la réflexion à l'interface l'admittance est calculé par :

$$Y_0(f) = j \frac{f}{f_c} \frac{1}{\sqrt{1 - \left[\frac{f}{f_c}\right]^2}} th \left[\frac{2\pi}{c} d_0 \sqrt{f_c^2 - f^2} \right]$$

alors qu'en présence d'échantillon il vient:

$$Y(f) = j \frac{f}{f_c} \epsilon^* \frac{1}{\sqrt{1 - \left[\frac{f}{f_c}\right]^2}} th \left[\frac{2\pi}{c} d \sqrt{f_c^2 - f^2 \epsilon^*} \right]$$

f_c : Est la fréquence de coupure de mode dans le guide cylindrique TM_{01}

ϵ^* : Permittivité complexe de l'échantillon.

$$d = d_0 \frac{\sqrt{k_{b(1)}^2 - k_0^2}}{Reel \sqrt{k_{b(1)}^2 - k_0^2 \epsilon}}$$

d : est la distance électrique en présence de l'échantillon.

d_0 : est la distance électrique sans échantillon calculer par l'équation de Marcuvitz [20].

2. L'équation de l'admittance développée par la méthode modale

$$Y = \frac{1}{\ln \frac{a}{b}} \sum_{k=1}^{\infty} \beta(k) \frac{y_B(k)}{y_{A0}} J_0[k_B(k)b]$$

IV.5.2 Influence du nombre de modes sur la précision du calcul de Y

Nous avons calculé Y_0 pour différents modes dans une bande de fréquence allant de 1GHz jusqu'à 10 GHz à l'aide d'un programme que nous avons développé avec l'outil "Wolfram mathematica" (ce programme est en annexe B). Les résultats trouvés sont donnés sous forme de courbe (figure. IV.12).

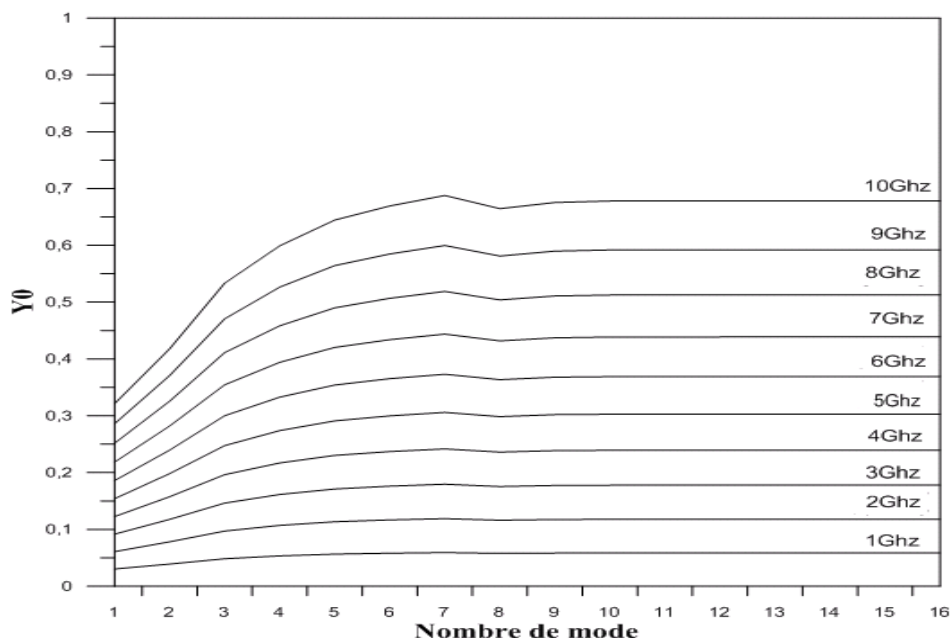


Figure. IV.12: Variation de l'admittance en fonction du nombre de modes et de fréquence.

On constate, à travers la courbe que la valeur de Y_0 varié en fonction du nombre mode, et qu'il est nécessaire de prendre en compte au minimum dix modes d'ordre supérieur pour assurer une bonne précision.

IV.5.3 Calcul de l'admittance

Nous présentons sur les figures ci-dessous, pour une bande de fréquence s'étendant de 100MHz à 10GHz, les résultats de l'admittance Y simulée et calculée par le développement modal obtenus pour des permittivités $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$ de: 1-0j, 2.1-0j, 10-5j et 20-10j.

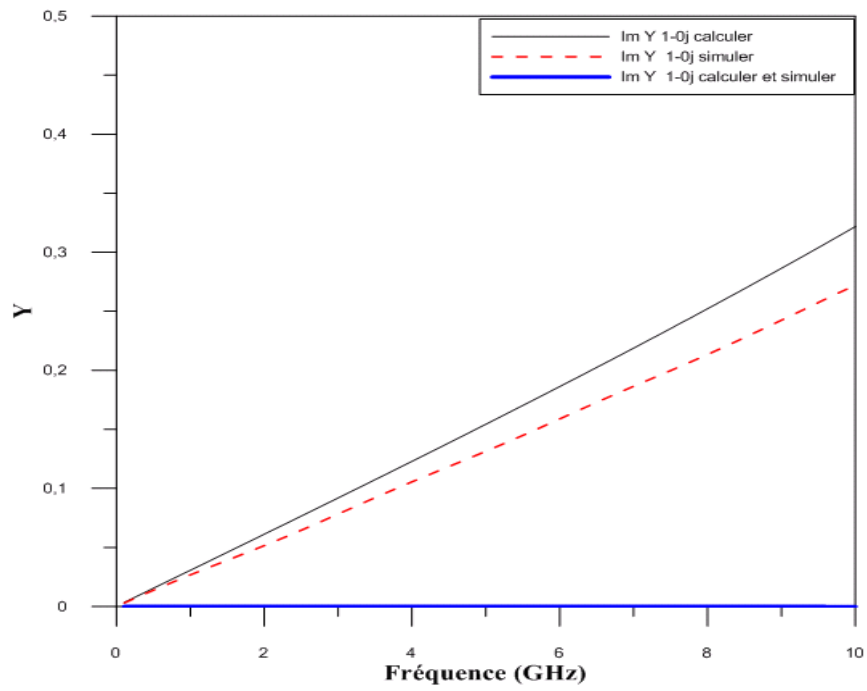


Figure.IV.13: Variation de l'admittance Y ($\epsilon=1-0j$) en fonction de fréquence.

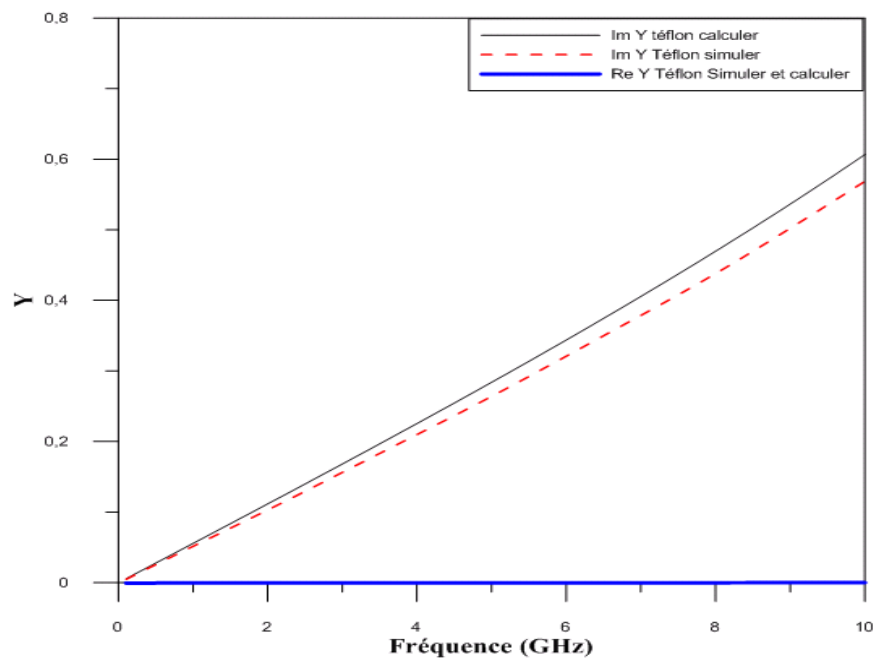


Figure.IV.14: Variation de l'admittance Y ($\epsilon=2.1-0j$) en fonction de fréquence.

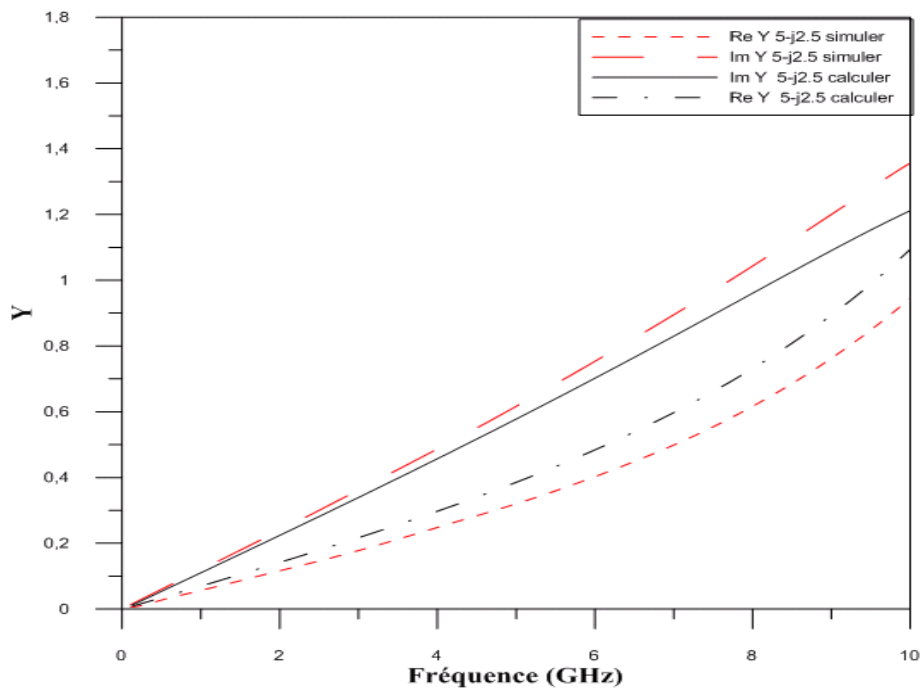


Figure IV.15: Variation de l'admittance Y ($\epsilon=5-2.5j$) en fonction de fréquence.

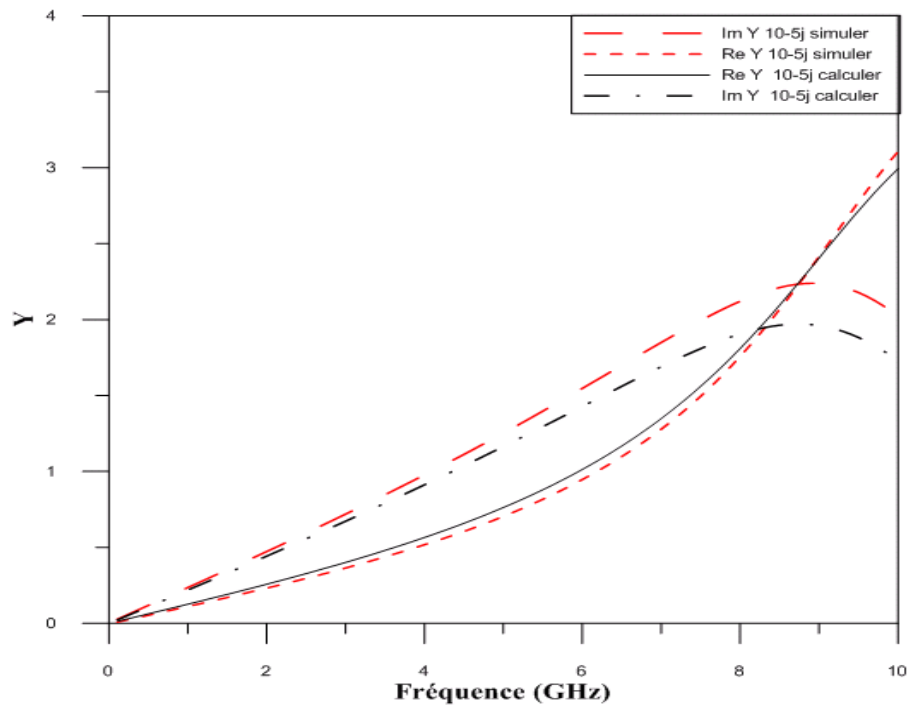


Figure IV.16: Variation de l'admittance Y ($\epsilon=10-5j$) en fonction de fréquence.

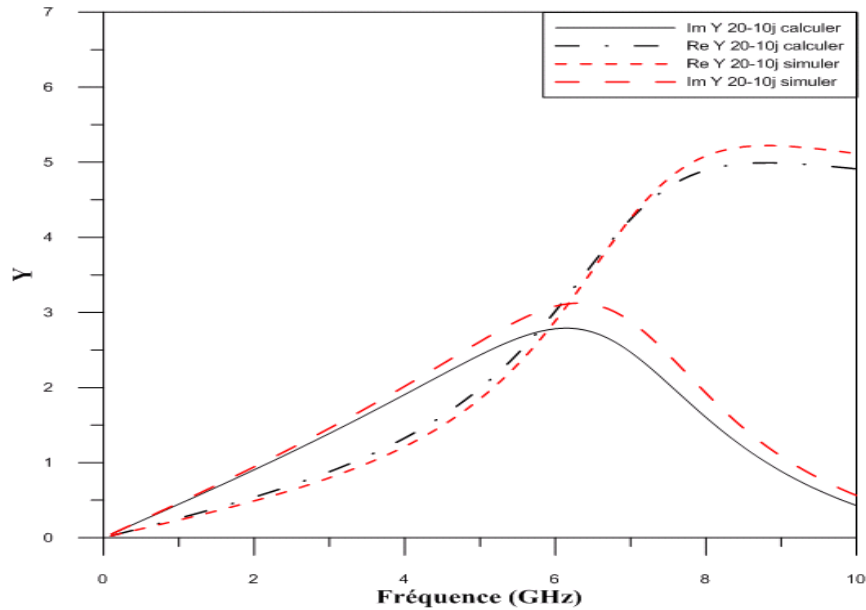


Figure. IV17: Variation de l'admittance Y ($\epsilon = 20 - 10j$) en fonction de fréquence.

L'ensemble de ces courbes montre l'évaluation des deux termes de l'admittance en fonction de la valeur de la permittivité complexe.

Nous remarquerons que pour l'air ($\epsilon = 1 - 0j$) et Téflon ($2.1 - 0j$), les variations obtenues pour la partie imaginaire de l'admittance peuvent être considérées comme linéaires alors que la partie réelle est pratiquement nulle.

En particulier, nous avons pu mettre en évidence que si la partie imaginaire de Y a une variation sensiblement linéaire pour les basses permittivités ce n'est plus le cas dès que ϵ^* augmente comme nous le montre notamment les figures 15, 16 et 17. On peut noter, qu'à partir de la figure 17, il apparaît un maximum d'imaginaire $\text{Im}[Y]$ qui se déplace vers les basses fréquences quand la permittivité augmente.

Concernant la partie réelle $\text{Re}[Y]$, on peut noter que sa contribution est nulle, comme nous l'avons déjà vu sur la figure 13 et 14, mais elle devient importante pour les valeurs de permittivité plus importantes (figure 15, 16 et 17).

Nous retrouvons aussi que les valeurs de l'admittance calculées par la méthode modale sont en bon accord avec les résultats simulés, ce qui justifie notre développement modal dans le chapitre précédent pour résoudre le problème.

Nous remarquons aussi que le nombre de modes pris en compte est lié directement au matériau sous test.

En outre, nous avons traité l'approximation donnée par Merzouki [16] pour calculer l'admittance Y , dans le cas où la cellule à air.

Chapitre IV

La figure ci-dessous présente une comparaison des résultats issus de nos calculs à l'aide du modèle basé sur le développement modal (un seul mode) et des résultats obtenus à l'aide d'une analyse par le simulateur HFSS et l'approximation donnée par Merzouki [16].

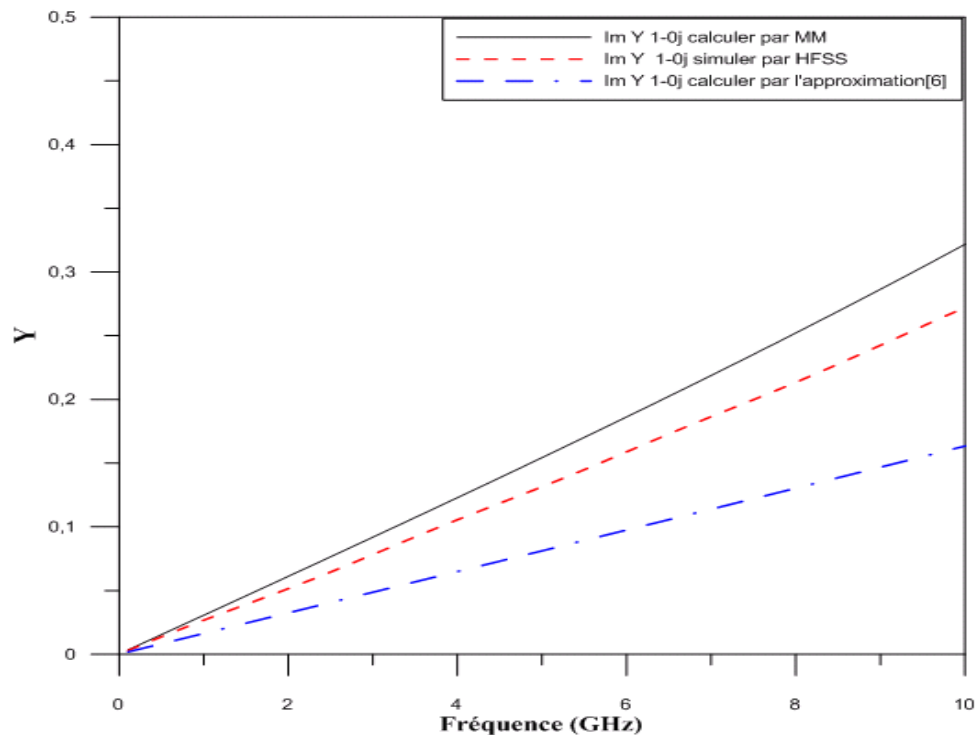


Figure .IV.18: Variation de l'admittance Y (1-0j) en fonction de fréquence par la méthode modale, simulé et par l'approximation.

On constate d'après les courbes de cette figure que nos résultats montrent une bonne concordance entre nos résultats théoriques (méthode modale) et ceux donnés par HFSS avec une précision acceptable par rapport à celle de l'approximation donnée par Merzouki [16].

Cet écart, nous à permis de développé une étude de comparaison entre les deux méthodes pour calculer l'admittance de la cellule à air.

1. L'approximation donnée par Merzouki [16] nécessite le calcul de d_0 , que nous avons mis en point par un programme développé (Annexe C).

La courbe ci-dessous montre la variation de d_0 en fonction de la fréquence.

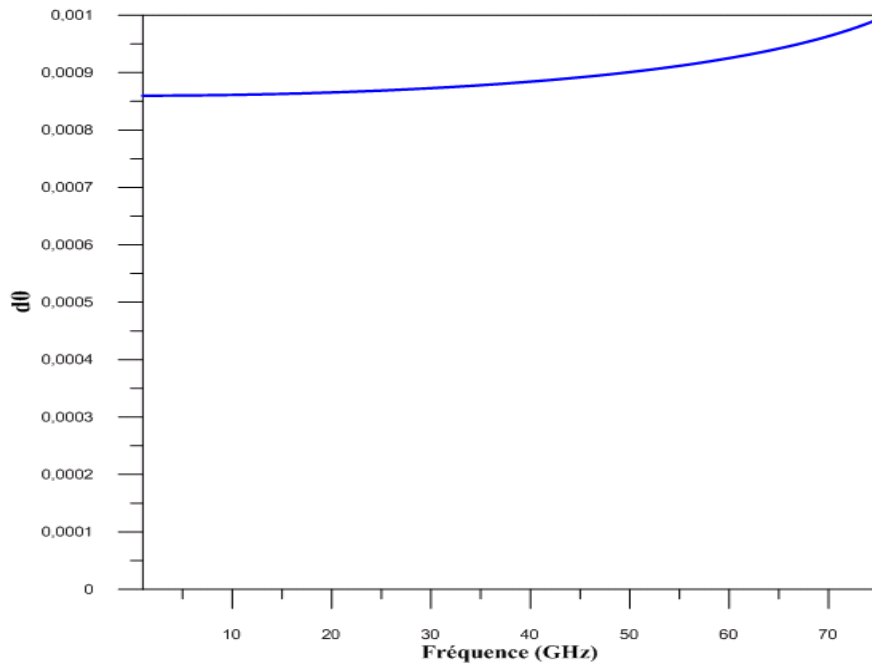


Figure IV.19: Variation de d_0 en fonction de fréquence.

Nous remarquons que la variation de d_0 est constante ($d_0 \cong 0.86$ mm) dans la bande de fréquence (1 à 40GHz).

2. Nous donnons ci-dessous l'équation développée par la méthode modale pour un seul mode.

$$Y_{MM}(f) = j \frac{(2.61 \times 10^{-11}) \varepsilon^* \cdot f}{\sqrt{1 - 9.29 \times 10^{-22} \varepsilon^* \cdot f^2}} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{(0.143) \varepsilon^* \sqrt{1 - 1.77 \times 10^{-22} \cdot f^2}}{\sqrt{1 - 9.29 \times 10^{-22} \varepsilon^* \cdot f^2}}\right)}$$

Le terme $K = \frac{1}{\left(1 - \frac{(0.143) \varepsilon \sqrt{1 - 1.77 \times 10^{-22} \cdot f^2}}{\sqrt{1 - 9.29 \times 10^{-22} \varepsilon \cdot f^2}}\right)}$ correspondant au terme $K' = th \left[\frac{2\pi}{c} d_0 \sqrt{f_c^2 - f^2} \right]$

et

Le terme $j \frac{(2.61 \times 10^{-11}) \varepsilon \cdot f}{\sqrt{1 - 9.29 \times 10^{-22} \varepsilon \cdot f^2}}$ correspondant au terme $j \frac{f}{f_c} \frac{1}{\sqrt{1 - \left[\frac{f}{f_c}\right]^2}}$, donnés par l'approximation

[16].

La courbe ci-dessous montre l'évaluation de facteur K en fonction de la fréquence dans le cas où la permittivité $\varepsilon = 1$ (air).

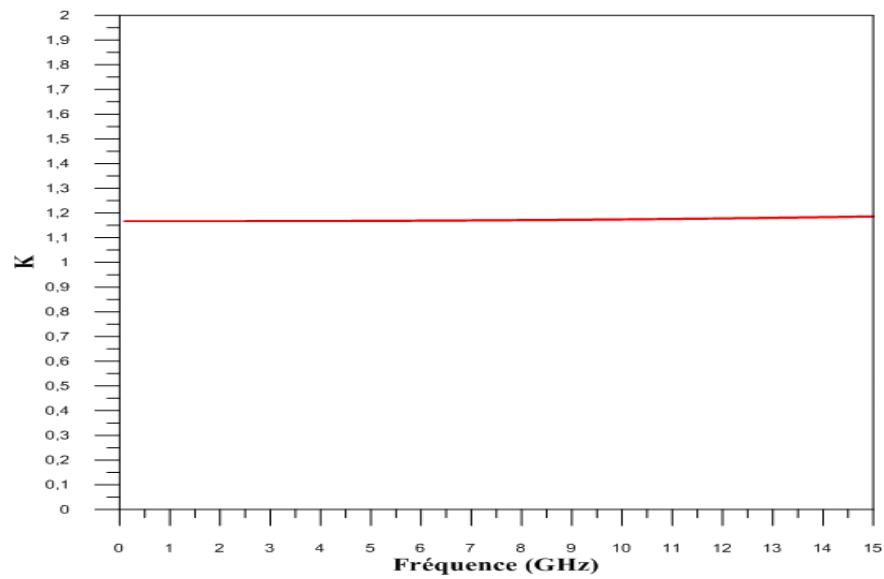


Figure.IV.20: Variation de K en fonction de fréquence.

Nous remarquons que le facteur K est constant ($K \cong 1.16$) dans la bande de fréquence (100MHz-15GHz).

Donc, on peut réécrire l'équation de l'admittance Y_{MM} comme suit:

$$Y_{MM} = j \cdot K \cdot \frac{(2.61 \times 10^{-11}) \cdot f}{\sqrt{1 - 9.29 \times 10^{-22} \cdot f^2}} \quad \text{avec} \quad K = 1.16$$

Dans les mêmes conditions avec $d_0=0.86\text{mm}$ calculer auparavant, nous donnons l'évaluation de facteur K' .

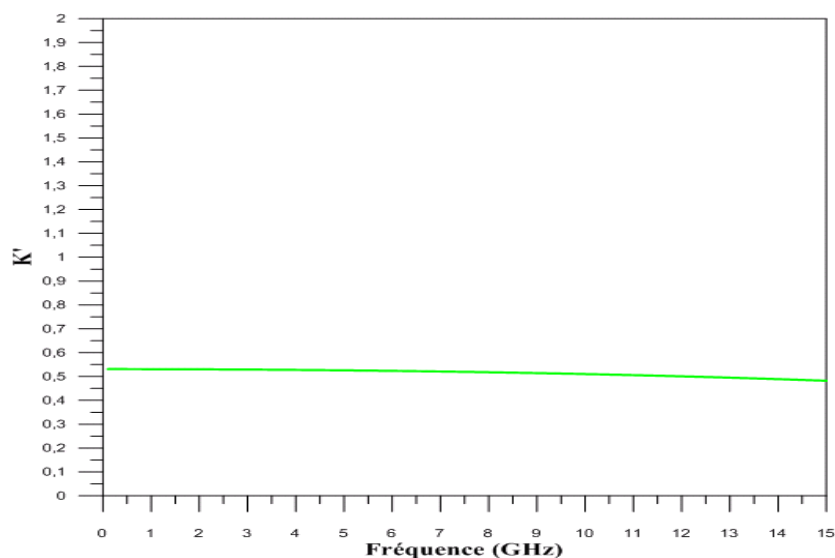


Figure .IV.21: Variation de K' en fonction de fréquence.

Chapitre IV

De même que K , $K' \cong 0.52$.

Donc, on peut réécrire l'approximation donné par Merzouki [16] par:

$$Y_0(f) = j \cdot K' \cdot \frac{f}{f_c} \frac{1}{\sqrt{1 - \left[\frac{f}{f_c}\right]^2}} \text{ avec } K' = 0.52$$

Le rapport entre les deux facteurs K et K' , donne le facteur qui lié l'admittance calculer par la méthode modale et l'admittance calculer par l'approximation de Merzouki [16].

Donc,

$$Y_{MM}(f) = \vartheta \cdot Y_0(f) \text{ avec } \vartheta = \frac{K}{K'} = 2.25$$

Sur la figure ci dessous, nous présentons les signaux simulés par le logiciel HFSS obtenus avec et sans échantillon en domaine temporel.

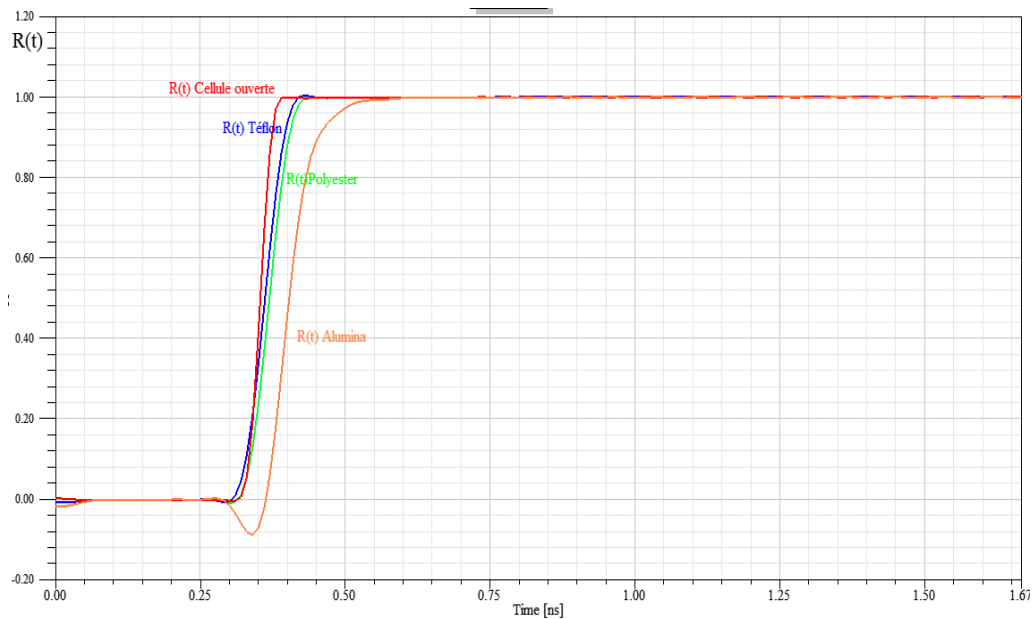


Figure .IV.22: Réponse temporelle pour la cellule vide et en présence de l'échantillon du Téflon, Polyester et Alumina.

Nous donnons sur les figures ci-dessous la permittivité du Téflon calculé par l'approximation donnée par [16] et à base du modèle développé par la méthode modale pour un seul mode.

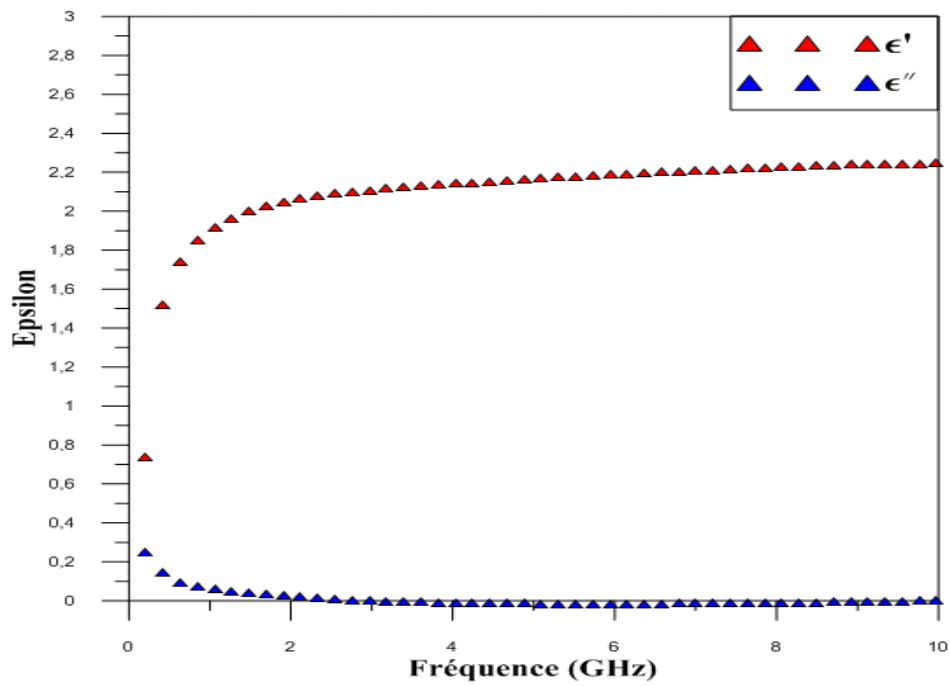


Figure. IV.23 : Partie réelle et imaginaire de la permittivité du Téflon (calculer par l'approximation).

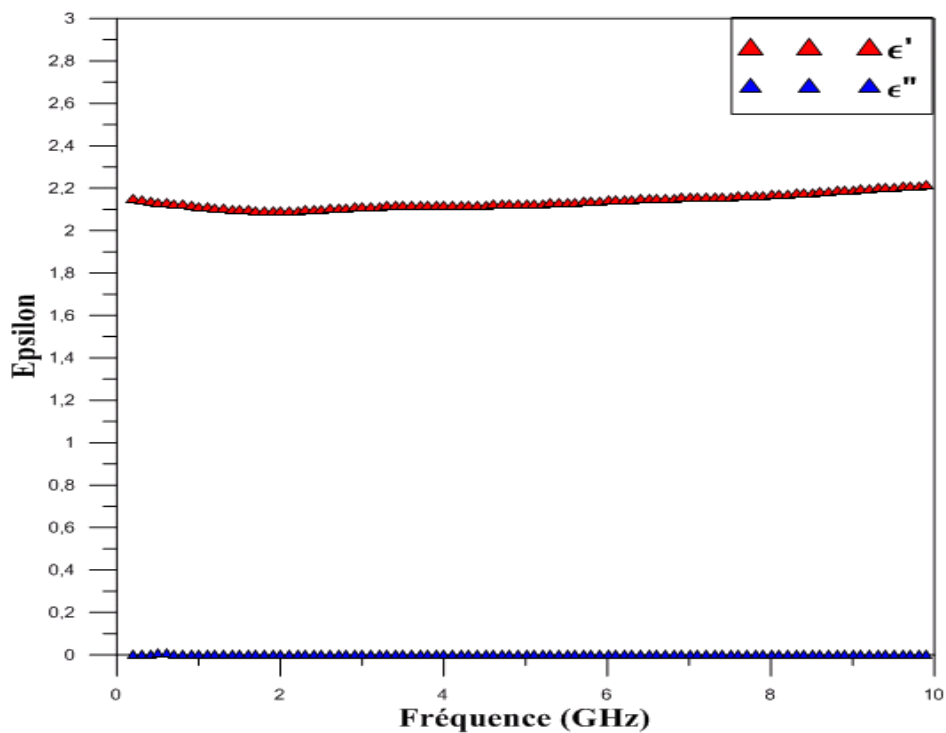


Figure. IV.24 : Partie réelle et imaginaire de la permittivité du Téflon (calculer par la méthode modale).

Nous remarquons que les valeurs de la permittivité donnée par la méthode modale sont en bon accord avec celles définies en HFSS, ce qui présente un meilleur résultat que l'approximation

Chapitre IV

donné par [16]. Il est à noter que cette dernière approximation ne donne pas de bon résultats dans l'intervalle 100MHz-4GHz.

L'équation développée par la méthode modale (pour un seul mode) reste valable uniquement pour des matériaux de faible permittivité. Si nous voulons caractériser des matériaux à forte permittivité on doit prendre en considération plusieurs modes ce qui va rendre l'équation de la méthode modale très complexe.

IV.6 Conclusion

Les simulations électromagnétiques de ces deux cellules, réalisées à partir du logiciel commercial HFSS, apportent les conclusions suivantes :

- La présence de lame d'air dans la cellule coaxiale rend cette dernière imprécise dans le cas où le matériau est difficile à usiné.
- Les résultats de simulations obtenus concordent bien avec le programme qu'on a développé pour calculer l'admittance de l'échantillon placé dans la cellule cylindrique.
- La prise en considération d'un nombre de mode suffisant est nécessaire dans les cas où les matériaux présentent une forte permittivité.

Enfin, nous avons aussi proposé un modèle basé sur le développement modal pour caractériser des matériaux à faible permittivité (Téflon).

Conclusion générale

Conclusion générale

A travers notre mémoire nous avons vu que le choix d'une méthode de mesure pour la caractérisation des matériaux diélectriques dépend des critères suivants:

- Complexité de l'analyse électromagnétique.
- Précision de mesure.
- Couverture continue ou discrète de la bande de fréquence.
- Facilité de mise en œuvre expérimentale de la technique de mesure, en particulier.
 - Nombre d'échantillons nécessaires pour couvrir la bande de fréquences.
 - Facilité d'usinage de l'échantillon (dimensions, surfaçage).
 - Le coût du montage technique de la méthode.

Nous avons étudié la spectroscopie en domaine de temps (S.D.T), les protocoles de mesure associées ainsi que la méthode utilisant la transition ligne coaxiale/ cellule cylindrique pour la caractérisation des matériaux diélectrique. On a remarqué que le problème revient à établir les équations des champs électriques et champs magnétiques dans chaque structure, coaxiale et cylindrique et à les raccorder au niveau de la discontinuité, la relation entre la permittivité du matériau et l'admittance au niveau de cette discontinuité est ainsi obtenue.

Nous avons appliqué par la suite, la technique S.D.T à l'aide du logiciel HFSS pour déterminer les réponses temporelle de l'échantillon placé dans une cellule coaxiale et cellule cylindrique. L'utilisation du logiciel "Mathématique" nous a permis d'une part, de faire la transformée de Fourier discrète des signaux temporels enregistrés, et la résolution des équations transcendantes qui lié le coefficient de réflexion (ou l'admittance) avec la permittivité de l'échantillon.

Nous avons vu également que l'utilisation de la cellule coaxiale présente les avantages tels que l'analyse électromagnétique simple (équations transcendantes simples aux traitements mathématique) et d'être large bande même si la présence de lame d'air pour des matériaux difficile à usiner demeure l'inconvénient de cette méthode.

D'un autre coté, la méthode en transition ligne coaxiale/ cellule cylindrique présente l'avantage de simplifier l'usinage de l'échantillon en forme cylindrique et non toroïdale comme l'impose la cellule coaxiale et peut être utilisée pour des matériaux difficiles à usiner tout en étant large bande. La complexité de l'analyse électromagnétique reste l'inconvénient pour cette méthode, comme nous l'avons exposé auparavant dans le cas où le matériau présente une forte permittivité ne permettant pas de trouver facilement une relation analytique simple qui lié la permittivité avec l'admittance à cause de la dépendance des nombres de mode qu'on doit prendre en compte.

L'utilisation de logiciel HFSS permet de valider les programmes de calcul que nous avons développés pour déterminer l'admittance et la primitivité d'échantillon sous test et ainsi combler le vide du non disponibilité de matériel.

Conclusion générale

Comme perspectives au travail entrepris dans ce domaine, nous souhaitons :

- Continuer ce travail par une étude plus approfondie pour la détermination d'expression de l'admittance pour des matériaux à forte permittivité.
- Du point de vue de la précision de mesures, des simulations complémentaires seraient susceptibles d'être utiles, en particulier, nous ne savons pas évaluer précisément l'effet de lames d'air entre l'échantillon à caractériser et le conducteur externe de la cellule cylindrique. Des simulations complémentaires permettraient sûrement de quantifier l'amplitude de l'erreur de mesure résultante.
- L'utilisation de la méthode en transition ligne coaxiale-cellule cylindrique pour la caractérisation des matériaux hétérogènes en utilisant le logiciel HFSS.

ANNEXE A

ANNEXE A

Région A (Coaxiale)			Région B (cylindrique)	
Nombre de mode m/n	$k_A(m)$	$f_A(m)$	$k_B(n)$	$f_B(n)$
1	1.58666	75.70516	0.68709	32.78358
2	3.17333	151.41033	1.57717	75.25199
3	4.75999	227.11549	2.47249	117.97120
4	6.34665	302.82065	3.36901	160.74708
5	7.93331	378.52581	4.26598	203.54445
6	9.51998	454.23098	5.16316	246.35222
7	11.10664	529.93614	6.06047	289.16581
8	12.69330	605.64130	6.95785	331.98297
9	14.27997	681.34646	7.85528	374.80249
10	15.86663	757.05163	8.75274	417.62363
11	17.45329	832.75679	9.65023	460.44596
12	19.03996	908.46195	10.54774	503.26916
13	20.62662	984.16712	11.44526	546.09304
14	22.21328	1059.87228	12.34280	588.91744
15	23.79994	1135.57744	13.24034	631.74226
16	25.38661	1211.28260	14.13789	674.56742

ANNEXE B

Programme de calcul de l'admittance Y. (Méthode de la ligne coaxiale/ cellule cylindrique)

```
Clear["Global`*"]
eps0=8.85 10^-12;
mu0=4 π 10^-7;
b=1.52 10^-3;
a=3.5 10^-3;
ya0=-Sqrt[eps0/mu0];
deltaf=100*10^6;
f=Table[1.0 i*deltaf,{i,1,100}];
w=2 π f;
kb1=1000{0.687093,1.57717,2.47249,3.36901,4.26598,5.16316,6.06047,
6.95785,7.85528,8.75274,9.650234,10.54774,11.44774,13.34280,13.240
34,14.13789};
ka1=1000*{1.57326,3.166144,4.75513,6.34298,7.93037,9.51752,11.1045
3,12.69146,14.27832,15.86515,17.45195,19.03872,20.62548,22.21222,2
3.79896,25.38568};
c=3 10^8;
fcb=N[c kb/(2 π)];
k0=w/c;
gama=Sqrt[ka^2-k0[[1]]^2];
epst=Table[1-I*0,{i,1,100}];
gamb=Sqrt[kb^2-k0[[1]]^2 epst[[1]]];
fca=c ka/(2 π);
n=16
kb=Table[kb1[[i]],{i,1,n}];
ka=Table[ka1[[i]],{i,1,n}];
y=Table[0,{i,1,100}];

z1=BesselJ[1,ka a]-(BesselJ[0,ka a]/ Bessely[0,ka a]) Bessely[1,ka
a]
z2=BesselJ[1,ka b]-(BesselJ[0,ka b]/ Bessely[0,ka b]) Bessely[1,ka
b]
For[p=1,p<=100,

ya=i f[[p]]/fca /Sqrt[1-(f[[p]]/fca)^2];
yb=i f[[p]] epst[[1]] /fcb/Sqrt[1-(f[[p]]/fcb)^2 epst[[1]]];
g=2 BesselJ[0,kb b]/(kb a BesselJ[1,kb a])^2;
be=Table[0,{i,1,n},{j,1,n}];
z1=BesselJ[1,ka a]-(BesselJ[0,ka a]/ Bessely[0,ka a])
Bessely[1,ka a];
z2=BesselJ[1,ka b]-(BesselJ[0,ka b]/ Bessely[0,ka b])
Bessely[1,ka b];
For[i=1,i<= n ,

For [j=1, j<= n,
be[[j,i]]=g[[j]] b z2[[i]]/((ka[[i]]/kb[[j]])^2-1);j++];
i++];

ae=Table[0,{i,1,n},{j,1,n}];
For[i=1,i<= n,
```

ANNEXE B

```
For [k=1, k≤ n,
  ae[[i,k]]=yb[[k]]/ya[[i]](- 2 b)/(a^2 z1[[i]]^2 -b^2 z2[[i]]^2)
BesselJ[0,kb[[k]]b] z2[[i]] /((ka[[i]]/kb[[k]])^2-1);k++];
i++];
delta=Table[0,{i,1,n},{j,1,n}];
For[ j=1 , j≤ n,
  For[k=1,k≤ n,

    delta[[j,k]]=0;
    For[i=1,i≤n,
      delta[[j,k]]=delta[[j,k]]+be[[j,i]] ae[[i,k]];i++];
    delta[[j,k]]=If[ j=k,1+delta[[j,k]],delta[[j,k]]];
    k++];
  j++];
beta=Inverse[delta].g;

y[[p]]=0;
For[m=1,m≤ n,
  y[[p]]=y[[p]]+beta[[m]] yb[[m]] BesselJ[0,kb[[m]] b];m++]

; p++]
y=y/Log[a/b];

Export["C:\\Users\\Abderrahim\\Desktop\\check
all\\fr2QUENCE.txt",f/10^9]
Export["C:\\Users\\Abderrahim\\Desktop\\check
all\\Y0mode+16.txt",Im[y]]

ListPlot[Re[y],PlotRange→ALL]
ListPlot[Im[y],PlotRange→ALL]
```


ANNEXE C

Programme de calcul d0

```

Clear["Global`*"]
f=Table[i*10^9,{i,1,75}];
c=3 10^8;
l=c/f;
a=3.5 10^-3;
b=1.52 10^-3;
c0=a/b;
alph=1/c0;
x=2 a /l;
xp=(1-alph)x;
t=Table[0.01 * i, {i,1,6000}];
zj=BesselJ[0,t];
bi=Table[0,{i,1,16}]
j=1
For[i=2,i< 5000,i++,If[ zj[[i]]*zj[[i-1]]<0
,bi[[j++]]=i/100,]]
N[bi,6]
bn=N[bi/π]
S1j0=00
S1j0[100]
For[i=1,i < 16, S1j0=S1j0+ArcSin[x(1/bn[[i]]-1/16)],i++]
S1j0;
S1j1=0
For[i=1,i < 16, S1j1=S1j1+ArcSin[alph x(1/bn[[i]]-1/16)],i++]
S1j1;
ClearAll[z0]
t=Table[0.01 * i, {i,1,6000}];
z0=BesselJ[0,t]Bessely[0,c0 t]-Bessely[0,t]BesselJ[0,c0 t];
xi=Table[0,{i,1,16}]
j=1
For[i=2,i< 4000,i++,If[ z0[[i]]*z0[[i-1]]<0
,xi[[j++]]=i/100,]]
N[xi,6]
gn=N[(c0-1)xi/π]
S1z0=0
For[i=1,i < 16, S1z0=S1z0+ArcSin[xp(1/gn[[i]]-1/16)],i++]
d=(2 a(Log[1/(1-alph)]+alph Log[(1-alph)/alph]))/(2 π)+(S1j0
-S1j1 -S1z0)(1/2/π);
ListPlot[d*1000,PlotRange->{0,1},PlotStyle->Hue[.6]]

```

Bibliographie

- [1] R.NOZAKI,T.K.BOSE," Broadband complex permittivity measurements by time-domain spectroscopy ", IEEE Trans.Instrum. Meas, Vol. 39, pp 945 - 951, 1990.
- [2] Y. Feldman, A. Andrianov, E. Polygalov, I. Ermolina, G. Romanychev, Y. Zuev, and B. Milgotin, " Time domain dielectric spectroscopy: An advanced measuring system ", AIP Publishing,1996.
- [3] J. L. PUEYO," Thèse de doctorat en instrumentation et mesure", Bordeaux I,1983.
- [4] A.MERZOUKI," Etude et mise en œuvre d'une méthode de caractérisation diélectrique en domaine de temps, utilisant le changement d'admittance entre une ligne coaxial et une cellule cylindrique. Applications ", Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux I, 1992.
- [5] N. BOUZIT, " Caractérisation diélectrique de matériaux hétérogènes par spectroscopie temporelle: Application à l'étude de composites polyesters chargés par des titanates ", Thèse de doctorat d'état, institut d'électronique, Université de Sétif, 2002.
- [6] Y. DUTUIT," La transformation de Fourier discrète en spectroscopie temporelle ", Rev phys.Appl, 14.pp.639, 1973.
- [7] T.HERIHIRI, " Etude d'une nouvelle méthode de mesure pour la caractérisation diélectrique des matériaux solides en hyperfréquence par spectroscopie temporelle, application", Mémoire de Magister, Institut d'électronique, Université de Sétif, Juin 1998.
- [8] A. BOUTAUDON," Caractérisation électromagnétique de matériaux hétérogènes par techniques temporelles. Application à l'étude de matériaux du génie civil et de composites polymères chargés par des noirs de carbone ", Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I, Déc, 1996.
- [9] M. A. STUCLY," Coaxial line reflection method for measuring dielectric properties of biological substances at radio and microwave frequencies - A review ", IEEE Trans on Inst and Measu, Vol. 29, pp 176-183. Sep, 1980.
- [10] M. ADOUS," Caractérisation Electromagnétique Des Matériaux Traités de Génie Civil dans la Bande de Fréquences 50 Mhz – 13 GHz ", Thèse de Doctorat, Université de Nantes, Oct, 2006.
- [11] J. OBRZUT and A. ANOPCHENKO," Input Impedance of a Coaxial Line Terminated with a Complex Gap Capacitance—Numerical and Experimental Analysis ", IEEE trans on inst and meas, Vol. 53, No.4, Aug, 2004.
- [12] R. Zajíček, J. Vrba, K. Novotný , " Evaluation of a Reflection Method on an Open-Ended Coaxial Line and its Use in Dielectric Measurements ", Acta Polytechnica, Vol. 46 No. 5, 2006.
- [13] D. BERUBE , F. M, GHANNOUCHI, P., SAVARD, " A comparative study of four open-ended coaxial probe models for permittivity measurements of lossy dielectric/biological materials at microwave frequencies ", IEEE Trans, MTT, Vol. 44, no 10, pp. 1928 – 1934, Oct 1996.

- [14] G. P. OTTO, W. C. CHEW, " Improved calibration of large open-ended coaxial probe for dielectric measurements ", IEEE Trans on Inst and Meast. Vol. 39, no. 6, Aug 1991.
- [15] E.C. BURDETTE, F.L. CAIN, J. SEALS, " In Vivo Probe Measurement Technique for Determining Dielectric Properties at VHF through Microwave Frequencies ", Vol 28, pp 414-427,1980.
- [16] A.M BOTTREAU, A. MERZOUKI," Broadband Measurement Method Using the Admittance Change Between Two Standards: Interpretation of Measurement and Application ", IEEE Trans. Instrum. Meas, Vol. 42. No 5, Oct.1993.
- [17] F.GARDIOL," Electromagnétisme ", Traité d'électricité Lausanne: Presses polytechniques romandes, Vol. 3, 1989.
- [18] Pozar, David M." Microwave Engineering ", 4ème edition, John Wiley & Sons, 2012.
- [19] J.R WHINNERY, H, W. JAMISSON and TE ROBBINS, "Coaxial-Line Discontinuities ", Rroc.IRE, Vol.32, pp.695, Nov, 1944.
- [20] N. MARCUVITZ," Waveguide Handbook", Mc Graw Hill, 1951.
- [21] HFSS Ansoft, version-13.0.2, Ansoft Corp, Pittsburgh, PA, USA, 2011.
- [22] Wolfram Mathematica, version 9.0.1.0, 2013.
- [23] Y.M. AMOKRANE," Caractérisation Des Matériaux Solides Hétérogène Dans Le Domaine Des Hyperfréquences Par Les Techniques Temporelles ", Mémoire de Magister, Institut d'électronique, Université de Sétif, Juin, 1998.
- [24] N.E. BELHADJ-TAHAR et A. FOURIER-LAMER, " Broad-Band Simultaneous Measurement of Complex Permittivity and Permeability Using a Coaxial Discontinuity IEEE-M.T.T 38 ,No1, Jan,1990.
- [25] G.N. Watson," A Treatise on the Theory of Bessel Functions ", 2ème edition, Cambridge University Press, 1966.
- [26] Yudell L. Luke," Integrals of Bessel functions ", McGraw-Hill, 1962.
- [27] N.-E. Belhadj-Tahar, O. Dubrunfaut & A. Fourier-Lamer " Equivalent Circuit for Coaxial Discontinuities Filled With Dielectric Materials - Frequency Extension of the Marcuvitz's Circuit ", Journal of Electromagnetic Waves and Applications, Vol 15, pp 727-743, 2001.
- [28] E. Argence and T. Kahan, " Théorie des Guides et Cavités Electromagnétiques ". Paris, Dunod, 1964.

ملخص

من خلال هذه الدراسة التقنية، سنقوم بتحليل سبائك ترسكوبي في المجال الزمني لتحديد خصائص العوازل، وذلك بإستعمال تغير قبول الإنتشار بين وسطين.

الهدف الرئيسي من هذا العمل هو تحديد خصائص العوازل ذات الأشكال الأسطوانية وغير الحلقية - كما هو مستعمل في الخلايا المحورية. ولذلك قمنا بإستعمال التحويل المحوري - الأسطواني كخليفة للقياس أين يتم وضع العينة في الموجه الأسطواني.

في هذه الشروط الموجات الكهرومغناطيسية تنتشر في الموجه المحوري على شكل موجات أفقية رئيسية، حيث تصبح موجات مضمحلة في الموجه الاسطواني.

إذن المشكل يكمن في تعيين معادلات الحقول الكهرومغناطيسية في كافة البنيتين وكذلك إستمراريتهم عند واسطة التحول في وجود أو عدم وجود العينة في الموجه الأسطواني.

كلمات مفتاحية: التحليل الطيفي في المجال الزمني, خصائص العوازل, العوازل, النفاذية.

Résumé

Etude d'une technique de caractérisation diélectrique par la spectroscopie en domaine de temps, en utilisant le changement d'admittance entre deux milieux de propagation.

Ce travail a comme objectif, la mise en œuvre d'un dispositif et d'un protocole permettant de caractériser des matériaux diélectriques de formes cylindriques et non toroïdal comme l'impose l'utilisation des cellules coaxiales. C'est donc tout naturellement que nous allons chercher à utiliser la transition coaxial-cylindrique, comme outil de mesure, le guide cylindrique servant alors de cellule porte échantillon.

Dans ces conditions les ondes se propageant suivant le mode TEM dans la ligne coaxiale deviennent des ondes évanescentes dans le guide cylindrique. Le problème à résoudre se résume alors à définir les équations des champs dans les deux structures et leur continuité au niveau de l'interface guide coaxial - guide cylindrique en présence ou non d'un échantillon remplissant la cellule de mesure cylindrique.

Mots-clés : Caractérisation, Diélectrique, Spectroscopie en domaine de temps (S.D.T), Permittivité.

Abstract

Study of a dielectric characterization technique in time domain spectroscopy, by using the admittance change between two propagation media.

The aim of this work is the implementation of a device and a protocol for characterization of dielectric materials for cylindrical shapes and non-toroidal as required the use of coaxial cells. It is therefore obvious that we try to use the coaxial - cylindrical transition, as a measurement tool, the cylindrical guide then serving cell sample holder.

Under these conditions the waves propagating in the TEM mode in the coaxial line becomes evanescent waves in the cylindrical guide. The problem then reduces to solving the equations to define fields in both structures and continuity at the coaxial interface guide - cylindrical guide in the presence or absence of a sample filling the cylindrical measuring cell.

Keywords: Characterization, Dielectric, Time domain spectroscopy (T.D.S), Permittivity.