

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

Université Mouloud Mammeri de Tizi Ouzou  
Faculté de Génie Électrique & d'Informatique  
Département d'Electronique



# Mémoire

De fin d'études

En vue de l'obtention du **Diplôme de MASTER académique** ☐  
Option  **Télécommunications et réseaux** ☐ ☐

## Thème

*Caractérisation des matériaux  
diélectriques par des techniques  
micro-ondes*

Proposé Par :

Mr. EL KECHAI Hamid

Réalisé par :

Mr. ALKAMA Amrane

PROMOTION : 2010/2011

# *Remerciements*

*Gloires et louanges à Allah seigneur des mondes le miséricordieux, je le remercie de m'avoir donné la force et le courage pour terminer ce travail. Je tiens à remercier beaucoup M. EL KECHAI qui a proposé et dirigé ce travail qui m'a permis d'acquérir beaucoup de connaissances concernant la caractérisation des matériaux par des techniques microondes. je remercie également les membres du juré qui me feront l'honneur d'examiner ce travail. Mes remerciements s'adressent aussi à tous les enseignants de la faculté G.E.I notamment ceux du département d'électronique.*

*Je ne peux pas oublier de remercier vivement mes cousins pour leur énorme soutien.*

## *Dédicaces*

Je dédie ce modeste travail à :

- Ø **La mémoire de mon cher père**
- Ø **Ma chère mère**
- Ø **Mes frères (Saïd et Djamal)**
- Ø **Mes sœurs (Djamila et Djedjiga)**
- Ø **Mes proches**
- Ø **Mes amies et collègues**
- Ø **Mes copains de chambre**

**Et à tous ceux et celles qui m'ont soutenu durant mon cursus d'étude.**

# Sommaire

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

## Chapitre I

### Caractérisation des matériaux diélectriques dans le domaine des hyperfréquences

I.1.Introduction.....	3
I.2.Les matériau diélectriques .....	3
I.2.1.Phénomènes physiques dans les matériaux diélectriques .....	3
I.2.2. caractéristiques des matériaux diélectriques .....	5
I.2.2.1. permittivité diélectrique .....	5
I.2.2.1.1. dimensions.....	7
I.2.2.1.2. permittivité relative.....	7
I.2.2.1.3.permittivité complexe.....	8
I.2.2.2.angle de pertes :.....	8
I.2.2.3.la rigidité diélectrique.....	8
I.2.3.Utilisations des diélectriques .....	9
I.3.les micro-ondes .....	10
I.3.1.bandes de fréquences.....	10
I.3.2.domaines d'utilisation.....	11
I.4. caractéristiques de propagation des OEM dans un matériau diélectrique .....	11
I.5.Conclusion .....	15

## Chapitre II

### LES DIFFÉRENTES MÉTHODES DE CARACTÉRISATION DES MATÉRIAUX

II.1. Introduction .....	16
II.2. les différentes méthodes de caractérisation.....	17
II.3. méthodes des lignes de transmission .....	18
II.3.1. Paramètres de propagation dans le cas d'une ligne coaxiale.....	18
II.3.2. Différents modes de propagation dans la ligne.....	20
II.3.3. Extraction des paramètres.....	22
II.4. méthodes en guide d'ondes .....	25
II.4.1. Introduction .....	25
II.4.2. Cas de guide rectangulaire .....	26
II.4.2. 1. Caractéristiques de propagation dans un GOR.....	26
II.4.2.2. Extraction des paramètres.....	29
II.5. Méthodes résonantes .....	32
II.5.1. Caractéristiques d'une cavité.....	33
II.5.2. extraction des paramètres.....	35
II.6. Méthode en espace libre.....	38
II.7. Conclusion.....	39

**CHAPITRE III**  
**METHODE EN ESPACE LIBRE**

III.1.Introduction.....	40
III.2.Réflexion et transmission à l'interface entre deux milieux.....	42
III.2.1.Cas particulier (incidence normale).....	46
III.2.2.le coefficient de réflexion $\Gamma$ en fonction des impédances $Z_1$ (milieu 1) et $Z_2$ (milieu 2).....	46
III.3.Paramètres de propagation dans le matériau .....	47
III.4.Extraction des paramètres .....	48
III.5. contraintes de la mesure en espace libre .....	51
III.6. Avantages de la méthode en espace libre .....	53
III.7. Inconvénients de la méthode en espace libre .....	53
III.8.Conclusion.....	53
Conclusion générale.....	54
Annexes	
Bibliographie	

## INTRODUCTION GENERALE

Durant ces dernières années, les industriels ont continuellement eu besoin et produit des dispositifs d'électroniques intégrés aux grandes performances, mais de très petites tailles. Ces composants fonctionnent dans des plages de fréquences élevées que nous pouvons situer comme étant celles des hyperfréquences. Parmi les domaines industriels intéressés, nous pouvons citer les plus demandeurs qui sont ceux des secteurs de l'aéronautique, de l'aérospatiale, de l'automobile, de la radiocommunication, des radars et des télécommunications, etc.

Les dispositifs électroniques contiennent entre autre des matériaux isolants appelés « diélectriques ». Ces diélectriques fournissent l'isolation des circuits en métal, le stockage d'énergie pour les condensateurs, etc. Le paramètre pertinent, qui caractérise le matériau diélectrique est la « **permittivité relative** » notée  $\epsilon_r$ . Pour les diélectriques utilisés comme isolants, une permittivité relative faible suffit, alors que dans le cas où ils sont utilisés comme capacité, une permittivité relative forte est nécessaire. En microélectronique, on distingue souvent deux types de matériaux, à savoir : les matériaux high-k et les matériaux low-k. Avec les progrès de la technologie, les matériaux diélectriques deviennent de plus en plus minces et de plus en plus variés (dioxyde de silicium SiO<sub>2</sub>, Alumine Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Titane TiO<sub>2</sub>, etc.).

Caractériser ces matériaux s'avère très important pour le développement des nouveaux dispositifs. Pour cela, il va falloir adapter des méthodes d'extraction tenant compte de plusieurs aspects, parmi lesquels on cite : les propriétés physiques du matériau (isotrope ou anisotrope), la plage et le domaine de fréquence à explorer (radiofréquence, large bande ou bande étroite) ; la précision que l'on désire obtenir sur le paramètre privilégié, etc.

Il existe deux grandes classes de méthodes fondamentales pour caractériser un matériau diélectrique en haute fréquence :

- 1- Caractérisation à « bande étroite »
- 2- Caractérisation à « bande large »

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

- la méthode des lignes de transmission (Ligne coplanaire, ligne micro ruban, ligne coaxiale, ligne tri plaque, ligne bifilaire, etc.)
- la méthode en espace libre

- la méthode capacitive (cas des capacités M.I.M : Métal-Isolant-Métal ; etc.)
- la méthode résonante (Cavité, résonateur, réflectométrie temporelle, etc.)

Sachant que nous nous intéressons uniquement aux matériaux diélectriques, les paramètres que nous extrayons sont dits « paramètres diélectriques », à savoir la **permittivité relative ( $\epsilon_r$ )** et la **tangente des pertes ( $\tan \Phi$ )**.

Notre travail est développé sur trois chapitres :

**Chapitre I :** dans ce premier chapitre, Nous présentons dans un premier temps les matériaux diélectriques (caractéristiques physiques et différents domaines d'applications). par la suite on abordera les bases fondamentales liées à l'électromagnétisme (équations de Maxwell et paramètres de propagation).

**Chapitre II :** ce deuxième chapitre est consacré aux différentes méthodes et techniques de caractérisation dans leur globalité et les critères qui interviennent dans le choix de chacune de ces méthodes. On a choisi d'abord trois méthodes à savoir : la méthode des lignes de transmission la méthode en guide d'ondes et la technique résonante.

**Chapitre III :** pour ce dernier chapitre on l'a consacré pour la méthode en espace libre. Cette méthode se distingue des autres méthodes par le fait qu'elle n'est pas destructive du matériau à caractériser.

Enfin, On termine par une conclusion générale dans laquelle on résume un peu ce qu'on a fait en donnant les avantages et les limitations de chacune des méthodes abordées.

# Chapitre I

---

## **CARACTERISATION DES MATERIAUX DIELECTRIQUES DANS LE DOMAINE DES HYPERFREQUENCES**

### **I.1. INTRODUCTION :**

Aujourd'hui, Plusieurs domaines industriels portent un intérêt considérable pour les matériaux diélectriques en ce qui concerne la réalisation des différents systèmes et dispositifs. Pour prédire le bon fonctionnement de ces derniers il est nécessaire de caractériser ces matériaux pour accéder à leurs caractéristiques électromagnétiques.

En effet, du fait de la sensibilité des micro-ondes à un grand nombre de grandeurs physiques ou chimiques de matériaux diélectriques, les méthodes de caractérisation en hyperfréquences sont de bonnes candidates. Toutefois, l'application de ces méthodes nécessite la bonne connaissance des caractéristiques intrinsèques des matériaux diélectriques (significations physiques), mais aussi la connaissance des paramètres de propagation des ondes électromagnétiques puisque ces méthodes sont réalisées dans le domaine des hyperfréquences.

### **I.2. LES MATERIAUX DIELECTRIQUES :**

Un matériau est diélectrique s'il ne contient pas de charges électriques susceptibles de se déplacer de façon macroscopique. Autrement dit, c'est un milieu qui ne peut pas conduire le courant électrique. À ce titre, on l'appelle parfois isolant électrique, on compte parmi ces milieux : le vide, le verre et de nombreux plastiques.

Malgré l'impossibilité des matériaux diélectriques de conduire le courant, ils présentent de nombreuses caractéristiques électriques. En effet les atomes qui constituent le matériau peuvent présenter des dipôles électrostatiques qui sont susceptibles d'interagir avec un champ électrique. Cette interaction se traduit par la création d'une polarisation reliée à ce champ électrique, au niveau microscopique, par une polarisabilité et au niveau macroscopique, par la susceptibilité électrique.

#### **I.2.1. Phénomènes physiques dans les matériaux diélectriques :**

Les électrons présents dans un matériau diélectrique ne peuvent pas, par définition, se déplacer sur des grandes distances. Ils peuvent par contre présenter des mouvements d'amplitude très petite à notre échelle, mais qui peuvent être à l'origine de nombreux

phénomènes. Ces mouvements sont souvent des mouvements d'oscillation autour du noyau : le nuage électronique peut être déformé et ainsi créer un dipôle électrostatique. Il en va de même pour le déplacement global des atomes au sein du matériau (ils créent également des dipôles).

### a-Création d'une polarisation :

En soumettant le matériau à un champ électrique de tels dipôles peuvent être créés. S'ils existaient déjà, cela peut avoir comme effet de tous les aligner dans le même sens. D'un point de vue microscopique, on peut relier l'amplitude de l'onde au dipôle créé via la notion de dépolarisabilité, qui est une caractéristique propre à chaque atome. Il est cependant impossible de mesurer de telles grandeurs microscopiques. On préfère utiliser une grandeur macroscopique, la polarisation, qui vaut la somme de tous les dipôles du matériau. Cette polarisation vient donc de différents effets physiques :

- la polarisation électronique, toujours présente, est due au déplacement et à la déformation de chaque nuage électronique,
- la polarisation atomique est due aux déplacements des atomes,
- la polarisation d'orientation existe lorsque des dipôles déjà présents sont tous alignés entre eux.

La polarisation est souvent proportionnelle au champ électrique qui l'a créée (ce cas est dit linéaire) :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \mathcal{X} \vec{E} \quad (\text{I.1})$$

Avec :

$\epsilon_0$  est la permittivité du vide et  $\mathcal{X}$  la susceptibilité électrique du matériau, qui est un nombre complexe. Dans le cas d'un diélectrique anisotrope,  $\mathcal{X}$  est un tenseur de rang 2.

### b-Phénomènes de réfraction, de réflexion et d'absorption :

La polarisation créée dans le matériau diélectrique intervient dans des phénomènes mettant en jeu des ondes électromagnétiques, comme la lumière, car elles présentent un champ électrique. Les équations de Maxwell permettent alors de montrer que la partie réelle

de  $\mathcal{X}$  modifie la vitesse  $c$  d'une onde lumineuse se propageant dans le matériau par rapport à la vitesse  $c_0$  qu'elle aurait dans le vide selon la relation :

$$c_0 = c\sqrt{1 + R(\mathcal{X})} \quad (\text{I.2})$$

Cela correspond exactement à la définition d'indice de réfraction  $n$  d'un milieu :

$c_0 = c n$  , Cela explique donc le phénomène de réfraction de la lumière. D'autre part, la partie imaginaire correspond à une absorption de la lumière par le matériau. Lorsque le matériau est anisotrope, les relations ne sont pas aussi simples, et on voit apparaître le phénomène de biréfringence : deux rayons sont réfractés au lieu d'un seul.

La réflexion peut également être comprise de cette façon. On peut alors montrer que, au passage de la lumière à travers un dioptre séparant deux milieux différents, une partie de l'onde est réfléchie, et le reste est réfracté. Le calcul correspondant aboutit aux coefficients de Fresnel qui donnent les proportions de la lumière réfléchie et réfractée. Dans le cas où toute la lumière est réfléchie (réflexion totale), on peut observer une onde évanescente, c'est-à-dire une onde de très courte portée qui apparaît de l'autre côté du dioptre. On peut même, en plaçant un autre dioptre très proche du premier, récupérer cette onde évanescente : c'est le phénomène de réflexion totale frustrée.

## **I.2.2. caractéristiques des matériaux diélectriques :**

Les matériaux diélectriques sont caractérisés en particulier par :

- leur permittivité diélectrique  $\epsilon$ , ou constante diélectrique
- leur angle de perte ou tangente phi,  $\tan\phi$
- leur rigidité diélectrique

### **I.2.2.1. Permittivité diélectrique :**

La permittivité, plus précisément permittivité diélectrique, est une propriété physique qui décrit la réponse d'un milieu donné à un champ électrique appliqué. C'est une grandeur macroscopique, essentielle de l'électrostatique, ainsi que de l'électrodynamique des milieux continus. Elle intervient dans de nombreux domaines, notamment dans l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques, et en particulier la lumière visible et les ondes

utilisées en radiodiffusion. En électromagnétisme, le champ d'induction électrique  $\vec{D}$  représente la façon dont le champ électrique influe sur l'organisation des charges électriques dans un matériau donné, notamment le déplacement des charges (d'où la notation  $\vec{D}$ ) et la réorientation des dipôles électriques.

### a-Dans un milieu simple :

La relation des champs électrique et d'induction à la permittivité, dans le très simple cas d'un matériau linéaire, homogène, isotrope, et avec réponse instantanée aux changements du champ électrique, est :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (\text{I.3})$$

Où :  $\varepsilon$  désigne la permittivité sous forme scalaire.

### b-Dans un milieu plus complexe :

- Si le matériau n'est pas isotrope, la permittivité est un tenseur de rang 2, c'est-à-dire une matrice  $[\varepsilon]$ . Dans ce cas le champ de vecteur  $\vec{D}$  n'est pas colinéaire à  $\vec{E}$ .
- Si le matériau n'est pas homogène, les coefficients  $\varepsilon_{ij}$  de la matrice  $[\varepsilon]$  dépendent des coordonnées de l'espace  $x, y, z$ .
- Si le matériau n'est pas à réponse instantanée, les coefficients  $\varepsilon_{ij}$  de la matrice  $[\varepsilon]$  dépendent des coordonnées de temps  $t$  ou de fréquence  $\omega$ .
- Si le matériau n'est pas linéaire, la relation précédente  $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$  n'est plus valable.

D'une manière générale, la permittivité n'est pas une constante : elle varie suivant la position dans le matériau, la fréquence du champ appliqué, l'humidité, la température, et d'autres paramètres. Dans un matériau non linéaire, la permittivité peut dépendre de la force du champ électrique.

De plus, la permittivité en fonction de la fréquence des champs électriques et d'induction peut prendre des valeurs réelles ou complexes.

**I.2.2.1.1. Dimensions :**

Le champ vecteur  $\vec{E}$  est exprimé en volts par mètre ( $V \cdot m^{-1}$ ) et le champ vecteur  $\vec{D}$  est exprimé en coulombs par mètre carré ( $C \cdot m^{-2} = A \cdot s \cdot m^{-2}$ ). Pour conserver l'homogénéité de l'équation, la grandeur  $\epsilon$  doit donc s'exprimer en coulombs (c'est-à-dire ampère-secondes) par volt et par mètre ( $C \cdot V^{-1} \cdot m^{-1} = A \cdot s \cdot V^{-1} \cdot m^{-1}$ ).

**I.2.2.1.2. permittivité relative :**

La permittivité d'un matériau peut aussi être exprimée par une quantité adimensionnelle : la permittivité relative ou « constante diélectrique », normalisée par rapport à un milieu de référence tel que :

$$\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \quad (I.4)$$

Avec :

- $\epsilon$  la permittivité ;
- $\epsilon_0$  la permittivité d'un milieu de référence ;
- $\epsilon_r$  la permittivité relative ;

Le vide est choisi comme milieu de référence, car il est linéaire, homogène, isotrope, et avec réponse instantanée, et car avec ces propriétés, la permittivité du vide devient une constante :

$$\epsilon_0 = 8,854187 \cdot 10^{-12} A \cdot s \cdot V^{-1} \cdot m^{-1}$$

Ce vide de référence est un vide absolu et théorique, qui ne peut être obtenu en pratique de façon expérimentale. Dans nombre d'expériences, on admet cependant un gaz neutre à faible pression (comme l'air, ou bien un halogène) comme suffisant pour approcher le vide. Dans d'autres cas (notamment si le gaz peut être ionisé ou si la faible pression du vide approché expérimentalement est suffisante pour fausser les résultats), on tiendra compte de la permittivité relative de ce gaz.

**I.2.2.1.3. Permittivité complexe :**

Lorsque le matériau présente des pertes la permittivité s'écrit sous la forme suivante :

$$\varepsilon_r^* = \varepsilon_r (1 - j \tan \emptyset) = \varepsilon' - j \varepsilon'' \quad (I.5)$$

Ou :  $\varepsilon' = \varepsilon_r$  est la constante diélectrique et  $\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \tan \emptyset$  est le facteur de pertes.

La constante  $\varepsilon'$  représente l'aptitude d'un milieu à stocker de l'énergie électrique, alors que le facteur de pertes représente les pertes d'énergie du champ électrique dans le milieu.

**I.2.2.2. angle de pertes :**

Il traduit la dissipation d'une puissance dans le diélectrique. Cette puissance, en général non récupérable, constitue ce qu'on appelle les pertes diélectriques. Ces pertes peuvent avoir deux origines:

- le travail irréversible nécessaire à l'établissement de la polarisation (les facteurs de polarisation sont complexes)
- la conduction ohmique résiduelle du diélectrique

Dans le premier cas on parle plus particulièrement de pertes diélectriques de polarisation, dans le second, de pertes diélectriques de conduction.

**I.2.2.3. rigidité diélectrique :**

Il existe un champ électrique maximal que peut supporter un matériau diélectrique. Au-delà de ce champ, le matériau ne peut plus contenir les charges électriques sur ses électrodes et devient brusquement conducteur. Ce champ s'appelle le champ de rupture diélectrique ou de claquage.

La rigidité diélectrique représente la valeur maximum de ce champ que le matériau peut supporter avant le déclenchement d'un arc électrique (donc d'un court-circuit). Cette valeur dépend de beaucoup de facteurs comme la température, la présence d'humidité ou de contaminants, la géométrie, le volume d'isolant, etc. .Pour un condensateur quand cette valeur est dépassée, l'élément est détruit.

**I.2.3. UTILISATION DES DIELECTRIQUES :**

Les diélectriques étant de bons isolants électriques et thermiques, et sont donc utilisés pour gainer les câbles électriques afin d'éviter des contacts avec d'autres câbles ou des personnes. Ils sont aussi très utiles dans les condensateurs. Dans le cas, très simple, du condensateur plan, on peut rapprocher les plaques sans risque de contact ou de claquage. On insère ainsi des couches de diélectriques dans les condensateurs industriels, ce qui permet d'augmenter la capacité.

Évidemment, le matériau diélectrique, en plus d'un rôle d'isolation électrique sert aussi de support mécanique aux pièces métalliques en plus de devoir dissiper la chaleur produite par le conducteur.

La plupart des diélectriques sont également transparents dans de larges gammes de fréquences, et sont parfois utilisés pour constituer une couche antireflet, par exemple sur certains modèles de verres de lunette.

Dans le tableau suivant on donne quelques matériaux diélectriques usuels ainsi que leur utilisation :

<b>matériaux diélectriques usuels</b>	<b>Utilisation</b>
Le verre	utilisé pour faire des isolateurs de lignes hautes tension
La céramique	très utilisée pour les matériels HTB des postes électriques
la plupart des plastiques (polyéthylène, PVC...)	utilisés pour les câbles
le polypropylène	utilisé en particulier dans les condensateurs en HTA ou en HTB
le téflon	utilisé dans les appareils électroniques à basse tension
la bakélite	utilisé pour certaines pièces des disjoncteurs à haute tension

**Tableau 1** : Quelques matériaux diélectriques usuels et leurs utilisations

### I.3. LES MICRO-ONDES :

Les micro-ondes sont des ondes électromagnétiques de longueur d'onde intermédiaire entre l'infrarouge et les ondes de radiodiffusion. Cette longueur est comprise approximativement entre 30 centimètres (1 GHz) et 1 millimètre (300 GHz) . Le terme de micro-onde provient du fait que ces ondes ont une longueur d'onde plus courte que celles de la bande VHF, utilisée par les radars pendant la Seconde Guerre mondiale. .

Comme toutes les ondes électromagnétiques, les microondes se propagent dans l'espace vide à la vitesse de la lumière et avec une atténuation proportionnelle au carré de la distance parcourue selon l'équation des télécommunications. Elles sont atténuées ou déviées par les obstacles, selon leur longueur d'onde, la nature du matériau, sa forme et sa dimension. Pour simplifier, un matériau conducteur aura un effet de réflexion, alors qu'un matériau diélectrique produira une déviation (réflexion et transmission), et l'effet est lié au rapport entre la dimension de l'objet et la longueur d'onde.

### I.3.1. Bandes de fréquence :

Le spectre des micro-ondes est défini approximativement pour la plage de fréquences de 0,3 à 1000 gigahertz. Pour une fréquence d'utilisation entre 1 GHz et 100 GHz, on emploie en général le terme **d'hyperfréquences**, la plupart des applications communes utilisant la gamme de 1 à 40 gigahertz. La gamme hyperfréquence est découpée en différentes bandes, en fonction des différentes applications techniques (tableau ci-dessous) :

Désignation	Gamme de fréquences (GHz)	longueur d'onde
Bande L	[ 1 - 2 ]	30 à 15 cm
Bande S	[ 2 - 4 ]	15 à 7,5 cm
Bande C	[ 4 - 8 ]	7,5 à 3,75 cm
Bande X	[ 8 - 12 ]	3,75 à 2,5 cm
Bande Ku	[ 12 - 18 ]	2,5 à 1,6 cm
Bande K	[ 18 - 26 ]	16,6 à 11,5 mm
Bande Ka	[ 26 - 40 ]	11,5 à 7,5 mm
Bande Q	[ 30 - 50 ]	10 à 6 mm
Bande U	[ 40 - 60 ]	7,5 à 5 mm
Bande V	[ 46 - 56 ]	6,5 à 5,3 mm
Bande W	[ 56 - 100 ]	5,3 à 3 mm

**Tableau 2** : bandes de fréquences micro-onde.

### I.3.2. Domaines d'utilisation :

- les micro-ondes sont employées dans les transmissions par satellite parce que cette fréquence traverse facilement l'atmosphère terrestre et avec moins d'interférences pour les longueurs d'onde les plus élevées (c'est le cas notamment des GPS).
- Les radars emploient également le rayonnement micro-onde pour détecter la distance, la vitesse et d'autres caractéristiques des objets distants.
- Les protocoles de transmission sans fil pour réseaux locaux tels que Wifi, Bluetooth, DECT emploient également des micro-ondes dans la bande de 2,4 et 1,9 gigahertz respectivement, bien que quelques variantes emploient une bande de 5 gigahertz pour la communication.
- La télévision par câble et l'accès Internet par câble coaxial ainsi que la diffusion des émissions de télévision emploient certaines des fréquences micro-ondes inférieures.
- Des transmetteurs locaux de vidéo sans fil (surveillance de bébé, regarder la TV dans la chambre sans y disposer d'antenne filaire...) utilisent les micro-ondes.
- La téléphonie mobile repose sur les micro-ondes..
- Un four à micro-ondes utilise un magnétron comme générateur de micro-ondes à une fréquence approximative de 2,4 gigahertz afin de chauffer les aliments.
- Evidement, elles sont utilisées pour caractériser les matériaux diélectriques.

#### I.4. CARACTERISTIQUES DE PROPAGATION DES OEM DANS UN MATERIAU DIELECTRIQUE :

Les caractéristiques de propagation d'une onde électromagnétique dans un diélectrique isotrope, linéaire, non magnétique et avec pertes se déterminent à partir des équations de Maxwell suivantes :

$$\overrightarrow{\text{rot}}\vec{E} = -j \omega \mu \vec{H} \quad (\text{équation de Maxwell – Faraday}) \quad (\text{I.6})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}}\vec{H} = (\sigma + j\omega\epsilon)\vec{E} \quad (\text{équation de Maxwell-Ampère}) \quad (\text{I.7})$$

$$\text{Div}\vec{D} = \rho \quad (\text{équation de Maxwell –Gausse}) \quad (\text{I.8})$$

$$\text{Div}\vec{B} = 0 \quad (\text{équation de conservation de flux magnétique}) \quad (\text{I.9})$$

Avec :

$\vec{E}$  : Vecteur champ électrique.

$\vec{H}$  : Vecteur champ magnétique.

$\vec{B}$  : Vecteur induction magnétique.

$\vec{D}$  : Vecteur déplacement électrique.

$\rho$  : Densité de charge.

Pour avoir une équation qui dépend seulement du champ électrique  $\vec{E}$  on procède comme suit :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -j \omega \mu \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H}$$

$$\overrightarrow{\text{grad}} \text{Div} \vec{E} - \Delta \vec{E} = -j \omega \mu (\sigma + j \omega \epsilon) \vec{E}$$

$$-\Delta \vec{E} = -j \omega \mu (\sigma + j \omega \epsilon) \vec{E}$$

$$\Delta \vec{E} - j \omega \mu (\sigma + j \omega \epsilon) \vec{E} = 0 \Rightarrow [-k^2 - j \omega \mu (\sigma + j \omega \epsilon)] \vec{E} = 0$$

Avec :

$$k^2 = -j \omega \mu (\sigma + j \omega \epsilon) \quad (\text{I.10})$$

Et on a:

$$k^2 + \gamma^2 = 0, [2] \quad (\text{I.11})$$

Alors:

$$\gamma^2 = j \omega \mu (\sigma + j \omega \epsilon) \quad (\text{I.12})$$

$$\gamma = \sqrt{j \omega \mu (\sigma + j \omega \epsilon)} = \alpha + j \beta \quad (\text{I.13})$$

$\gamma$  : la constante de propagation

$\alpha$  : la constante d'atténuation

$\beta$  : la constante de phase

$\alpha$  et  $\beta$  sont en fonction de la permittivité et la perméabilité du milieu de propagation.

Considérant que le matériau est non magnétique ( $\mu_r = 1$ ),

Donc :

$$\gamma^2 = (\alpha + j\beta)^2 = j\omega\mu(\sigma + j\omega\varepsilon)$$

$$\alpha^2 - \beta^2 + j2\alpha\beta = j\omega\sigma\mu_0 - \omega^2\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r$$

$$\alpha^2 - \beta^2 = -\omega^2\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r$$

$$2\alpha\beta = \omega\sigma\mu_0$$

De ces deux équations, on tire

$$\alpha = \frac{\omega\sigma\mu_0}{2\beta} \quad (\text{I.14})$$

En remplace la valeur de  $\alpha$  :

$$\frac{\omega^2\sigma^2\mu_0^2}{4\beta^2} - \beta^2 = -\omega^2\varepsilon_0\varepsilon_r\mu_0$$

$$-\beta^4 + \omega^2\varepsilon_0\varepsilon_r\mu_0\beta^2 + \frac{\omega^2\sigma^2\mu_0^2}{4\beta^2} = 0$$

On pose :  $D = \beta^2$

Donc on aura :

$$-D^2 + \omega^2\varepsilon_0\varepsilon_r\mu_0D + \frac{\omega^2\sigma^2\mu_0^2}{4\beta^2} = 0$$

Equation de deuxième ordre et son  $\Delta$  est :

$$\Delta = \omega^4\varepsilon_0^2\varepsilon_r^2\mu_0^2 + \omega^2\sigma^2\mu_0^2$$

$$D_1 = \frac{\omega^2\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r + \mu_0\sqrt{\omega^4\varepsilon_0^2\varepsilon_r^2 + \omega^2\sigma^2}}{2}$$

On aura :

$$\beta = \sqrt{D_1}\beta = \sqrt{\frac{\omega^2\varepsilon_0\varepsilon_r\mu_0 + \mu_0\sqrt{\omega^4\varepsilon_0^2\varepsilon_r^2 + \omega^2\sigma^2}}{2}}$$

$$\beta = \sqrt{\frac{\omega^2\varepsilon_0\varepsilon_r\mu_0}{2} + \frac{\omega\mu_0\sqrt{\omega^4\varepsilon_0^2\varepsilon_r^2 + \omega^2\sigma^2}}{2}}$$

$$\beta = \sqrt{\frac{\omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0}{2} + \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon_0^2 \varepsilon_r^2}}\right)}$$

$$\beta = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon_0^2 \varepsilon_r^2}}\right)} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon_0^2 \varepsilon_r^2}}\right)} \quad (\text{I.15})$$

Avec :

$\lambda_0$  : est la longueur d'onde dans le vide.

En remplaçant l'expression de  $\beta$  dans (I-9) on obtient enfin :

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon_0^2 \varepsilon_r^2}} - 1 \right)} \quad (\text{I.16})$$

Ainsi, le calcul de  $\alpha$  et  $\beta$  à partir des équations de Maxwell permet de déterminer les propriétés intrinsèques du milieu de propagation ( $\varepsilon_r, \sigma$ ).

#### I.4.CONCLUSION :

Dans ce chapitre on a traité les deux volets de base de notre thème à savoir : les matériaux diélectriques et la propagation des ondes électromagnétiques. En effet, on a exposé dans un premier temps l'objet de notre étude qui est le matériau diélectrique en abordant les différentes caractéristiques électriques .par la suite on s'est intéressé aux paramètres de propagation d'une OEM en se basant sur les équations de Maxwell. Ces paramètres vont être exploités dans les différentes méthodes qui seront abordés dans ce manuscrit.

Pour conclure, on peut dire que le diélectrique est un matériau indispensable pour l'industrie au moins électronique, et la connaissance de ces caractéristiques est plus que nécessaire pour développer les différents dispositifs.

# Chapitre II

## LES DIFFERENTES METHODES DE CARACTERISATION DES MATERIAUX

### II.1.INTRODUCTION :

Chaque matériau a un ensemble de caractéristiques qui lui sont spécifiques. Afin de répondre à des exigences industrielles et d'intégrer dans des bonnes conditions les systèmes dans leurs environnements, la bonne connaissance des paramètres du matériau est indispensable. Pour cela plusieurs techniques de caractérisations ont été développées au fil des années dont chacune présente des avantages et des limitations, qui dépendent essentiellement du matériau à tester et du domaine de fréquence appliqué. Pour une application donnée le choix de la meilleure technique repose sur de nombreux critères qui sont les suivants :

#### a- La bande de fréquence :

On distingue deux classes :

- Les méthodes larges bandes : sont celles qui couvrent au moins une décade de fréquences. Elles sont appliquées aux lignes de transmission par exemple.
- Les méthodes à bandes étroites : elles utilisent une seule fréquence dite fréquence de résonance.

#### b- le type du matériau :

Le type de matériaux joue un grand rôle dans le choix de la méthode de caractérisation, on peut les classer en deux types:

- homogènes : les propriétés électromagnétiques sont les mêmes en n'importe quel point.
- multicouches et inhomogènes : les propriétés électromagnétiques varient d'une couche à une autre dans le matériau.

#### c- La destruction ou nom du matériau:

- Non destructives : elles ne nécessitent pas de contact entre l'échantillon et les outils de mesure.
- Destructives : dans ces méthodes on doit couper ou tailler les échantillons à caractériser.

**II.2.LES DIFERENTES METHODES DE CARACTERISATION:**

En plus des critères fondamentaux cités ci-dessus, Le choix de la méthode de caractérisation dépend aussi, du paramètre électrique privilégié, de la précision que l'on désire obtenir sur celui-ci, de la rapidité de la méthode ou sa simplicité, du genre du matériau (isolant, semi conducteur) et enfin du type de matériau à caractériser (gaz liquide, solide...).

Le tableau suivant résume quelques méthodes de caractérisation que nous allons aborder par la suite :

Cellule de mesure	Configuration de l'échantillon	Paramètres mesurés	Grandeurs physiques	Bande de fréquence
Cavité résonante	Seul	S11 ou S21	$\epsilon$ ou $\mu$	Mono fréquence
	Au centre de la cellule	S 11 et S21	$\epsilon$ ou $\mu$	Large bande
Lignes de transmission Ou guides d'onde	Devant un court circuit	S11	$\mu$	Basse fréquence
	Devant un circuit ouvert	S11	$\mu$	Large bande
	Au contacte d'une sonde	S11	$\epsilon$	Large bande
Espace libre	Devant un court circuit	S11	$\epsilon$ ou $\mu$	Large bande
	Seul	S11 et S11	$\epsilon$ ou $\mu$	Large bande

**Tableau 1 :** Tableau illustrant les différentes méthodes de caractérisation.

Les matériaux qu'on va caractériser par les méthodes qui viennent sont supposés : isotropes, linaires et non magnétiques.

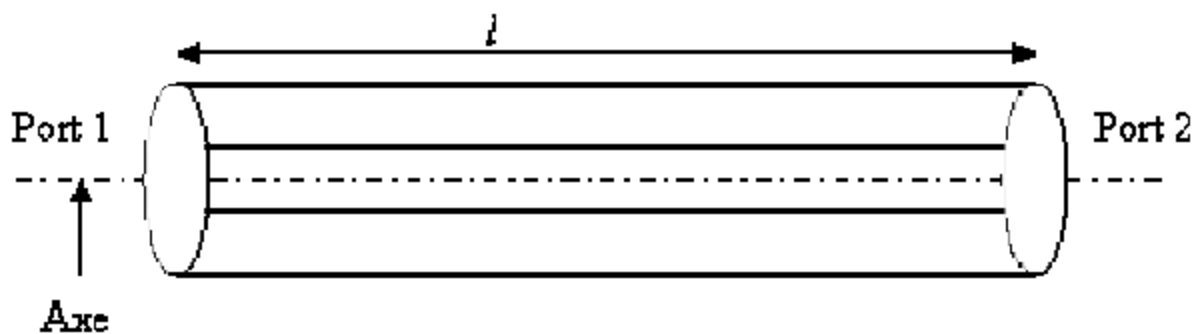
### II.3. METHODE DE LIGNES DE TRANSMISSION :

La méthode de lignes de transmission est basée d'une manière générale sur la détermination des paramètres de propagation ( $Z_c$  et  $\gamma$ ) en présence du matériau à caractériser. L'exploitation de ces paramètres va permettre de remonter aux caractéristiques diélectriques de ce matériau.

Il existe actuellement un grand nombre de structures en lignes de transmission (micro-ruban, coplanaire, coaxiale, bifilaire, etc.) Permettant la transmission des signaux électriques, ces structures peuvent être utilisées pour la caractérisation des matériaux. Le choix de la structure dépend des objectifs que l'on se fixe au départ: rapidité de la méthode, facilité de celle-ci et précision sur l'un des paramètres à caractériser.

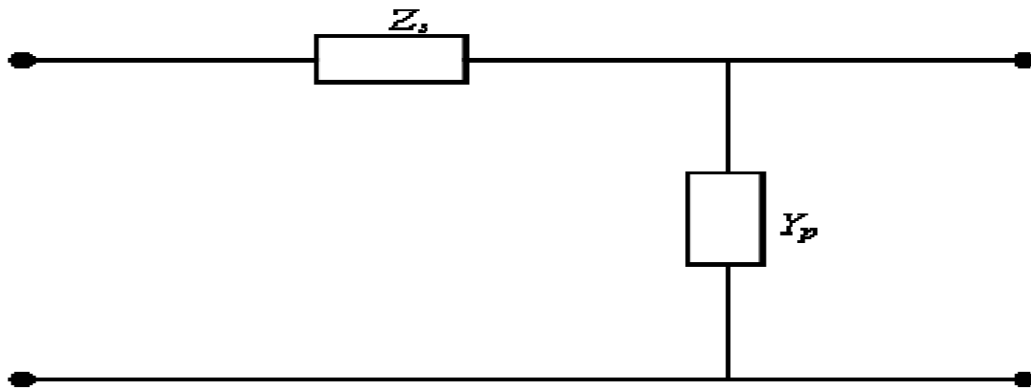
#### II.3.1. Paramètres de propagation dans le cas d'une ligne coaxiale :

Considérons un quadripôle défini par une entrée (Port 1) et par une sortie (Port 2). Nous pouvons alors définir les paramètres  $S_{ij}$  du quadripôle électrique équivalent. Dans le cas où la matrice  $S$  est telle que  $S_{12} = S_{21}$  (hypothèse de réciprocité) et  $S_{11} = S_{22}$  (hypothèse de symétrie), Brews a montré que l'on pouvait toujours, sur le plan mathématique, définir la propagation de l'énergie par le concept de ligne de transmission défini par son impédance caractéristique  $Z_C$  et sa phase globale  $\Phi$ .



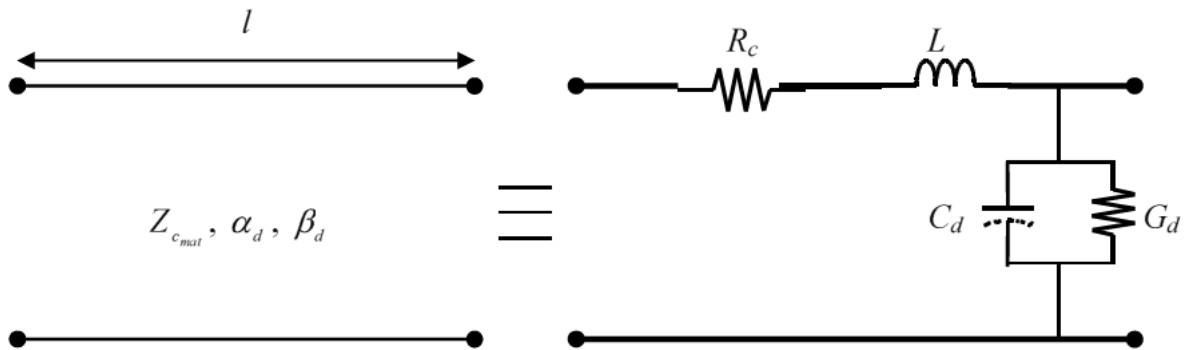
**Figure 1** : schéma d'un tronçon d'une ligne coaxial.

Cette configuration peut être simplifiée par un schéma électrique équivalent et nous introduisons les notions d'impédance série notée  $Z_s$  et d'admittance parallèle  $Y_p$  par unité de longueur.



**Figure 2:** schéma électrique équivalent.

Il convient de rappeler qu'une ligne de transmission peut être représentée non seulement par des constantes de propagation (constantes secondaires), mais aussi par les constantes primaires (R, L, C et G) comme cela est illustré sur la figure ci-dessous.



**Figure 3 :** modélisation de la ligne avec les constantes primaires.

Dans le cas d'un dispositif à deux conducteurs (ligne coaxiale),  $Z_s$  s'interprète à partir de l'inductance série (L), associée à son terme dissipatif (R) ;  $Y_p$  peut s'interpréter à partir de la capacité parallèle (C) associée à son terme dissipatif (G).

La valeur des paramètres R, L, C et G dépendes des hypothèses qui sont faites sur la géométrie de la ligne, ainsi que sur le mode d'onde qui se propage. On pose:

$$Z_c = \sqrt{\frac{Z_s}{Y_p}} \tag{II.1}$$

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{Z_s Y_p} \tag{II.2}$$

$$\Phi = \sqrt{Z_s Y_p} . l \tag{II.3}$$

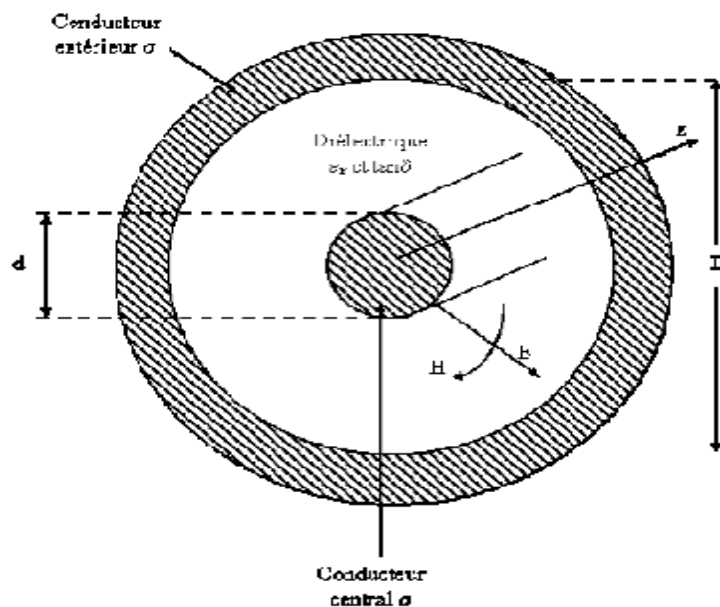
$Z_C$  et  $\gamma$  sont les paramètres de propagation d'une ligne de transmission.  $Z_n$  étant la résistance de normalisation, nous pouvons exprimer les coefficients de réflexion et de transmission par :

$$\Gamma = \frac{Z_C - Z_n}{Z_C + Z_n} \quad (\text{II.4})$$

$$T = |T| e^{j\Phi} \quad (\text{II.5})$$

### II.3.2. Différents modes de propagation dans la ligne :

La géométrie de référence est donnée sur la (figure 6). Dans cette configuration, le milieu est isotrope et homogène. Cette structure permet de démontrer les différentes relations de base, servant à caractériser un matériau.



**Figure 4 :** caractéristiques générales de la ligne coaxiale.

Tenant compte des différents modes de propagation ayant lieu dans une ligne de transmission, on établira les différentes relations d'extraction en fonction de ces modes.

**Ü Mode TEM pur :**

On suppose être dans l'hypothèse suivante :  $\sigma_c = \infty$  et  $\tan \Phi d = 0$ . Il n'y a pas de pénétration du champ électromagnétique dans les conducteurs. On a dans ce cas:

$$Z_s = j\omega L_0 \quad , \quad Y_p = j\omega C_0 \quad (\text{II.6})$$

Le champ a la même structure qu'en statique. Ainsi, les éléments  $L_0$  et  $C_0$  se déterminent par :

$$L_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{D}{d}\right) \quad (\text{II.7})$$

$$C_0 = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln\left(\frac{D}{d}\right)} \quad (\text{II.8})$$

Et on aussi : 
$$Z_c = Z_0 = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \quad , \quad (\text{II.9})$$

$$\gamma = j\omega \sqrt{L_0 C_0} = j\beta_0 \quad (\text{II.10})$$

Dans la suite, on exprimera par  $Z_0$  et par  $Z_c$  les impédances caractéristiques d'une structure respectivement en absence et en présence du matériau.

**Ü Mode quasi-TEM (avec pertes métalliques et pertes diélectriques) :**

Par rapport au cas précédent, on introduit les propriétés du diélectrique par :

$$\epsilon^* = \epsilon_0 \epsilon_r (1 - j\tan \phi d) \quad (\text{II.11})$$

De plus en présence de pertes métalliques, la conductivité du métal  $\sigma_c$  a une valeur finie,  $Z_s$  est modifié.

Dans ce cas, le calcul de  $Z_s$  et  $Y_p$  [1], conduit aux relations ci-dessous :

$$Z_s = j\omega L_0 (1 - j\tan \phi c) \quad \text{avec} \quad \tan(\phi c) = \frac{R}{\omega L_0} \quad (\text{II.12})$$

$$Y_p = j\omega C_0 (1 - j\tan \phi d)\epsilon_r \quad \text{avec} \quad \tan(\phi d) = \frac{G}{\omega C} \quad (\text{II.13})$$

Les caractéristiques de propagation deviennent :

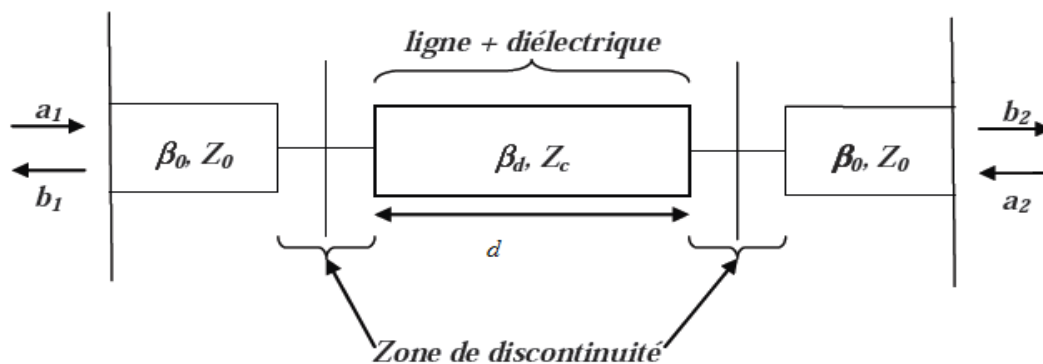
$$Z_c = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{\frac{1-j\tan\phi c}{1-j\tan\phi d}} \approx \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_r}} - j \frac{Z_0}{2\sqrt{\epsilon_r}} (\tan(\phi c) - \tan(\phi d)) \quad (\text{II.14})$$

$$\gamma = j\beta_0 \sqrt{\epsilon_r (\sqrt{1-j\tan(\phi c)} - j\tan(\phi d))} \approx \frac{\beta_0}{2} \sqrt{\epsilon_r} (\tan(\phi c) + \tan(\phi d)) + j\beta_0 \sqrt{\epsilon_r} \quad (\text{II.15})$$

On constate que la constante de propagation se compose d'une partie réelle notée  $\alpha$  (constante d'atténuation) traduisant les pertes et d'une partie imaginaire notée  $\beta$  (constante de phase) indiquant la variation de la phase de l'onde dans la direction de propagation.

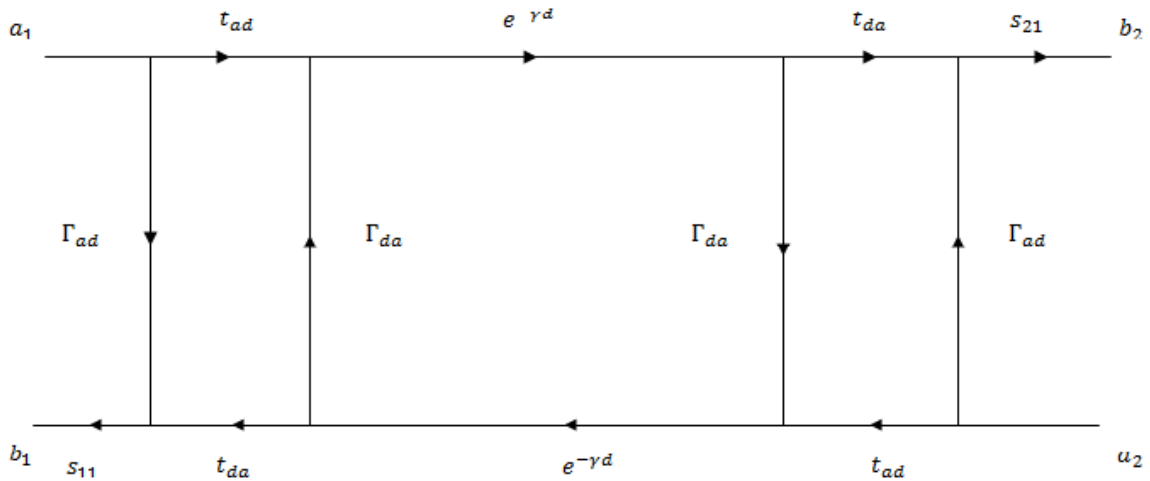
### II.3.3. extraction des paramètres :

La cellule de mesure en ligne coaxiale peut être représentée par le schéma suivant :



**Figure 5:** Schéma de principe de la cellule de mesure en ligne coaxiale.

Le graphe de fluence correspondant à ce schéma est représenté sur la figure suivante :



**Figure 6** : graphe de fluence correspondant au schéma de la cellule de mesure en ligne coaxiale.

Les indices (ad) et (da) indiquent l'interface air matériau et matériau air respectivement. Les coefficients de réflexion et de transmission sont tels que :

$$\Gamma_{ad} = \Gamma_{da} = \Gamma \quad \text{et} \quad t_{ad} \cdot t_{da} = 1 - \Gamma^2 \tag{II.16}$$

Les relations liant les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{22}$  aux constantes  $\Gamma$  et  $T$  sont obtenus par l'application des règles de Masson correspondant au graphe de fluence précédent.

Selon la règle de Masson on a :

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} = \frac{\Gamma_{ad} (1 - e^{-2\gamma d} \Gamma^2) + t_{ad} e^{-\gamma d} \Gamma_{da} e^{-\gamma d} t_{da}}{1 - e^{-2\gamma d} \Gamma^2} \tag{II.17}$$

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} = \frac{t_{ad} e^{-\gamma d} t_{ad}}{1 - e^{-2\gamma d} \Gamma^2} \tag{II.18}$$

En faisant les simplifications on obtient :

$$S_{11} = \frac{\Gamma(1 - T^2)}{1 - \Gamma^2 T^2} \tag{II.19}$$

$$S_{21} = \frac{T(1-T^2)}{1-\Gamma^2 T^2} \quad (\text{II.20})$$

Les coefficients  $\Gamma$  et  $T$  se déterminent par les relations ci-dessous :

$$\Gamma = \frac{Z_c - Z_n}{Z_c + Z_n} = K \pm \sqrt{K^2 - 1} \quad (\text{II.21})$$

$$\text{Avec : } K = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}}$$

$$T = \frac{S_{11} + S_{21} - \Gamma}{1 - (S_{11} + S_{21})\Gamma} = e^{-\gamma l} \quad (\text{II.22})$$

On constate de cette dernière équation que La mesure des paramètres  $S_{ij}$  permet d'accéder facilement à  $\gamma$ .

Pour la ligne coaxiale sans matériau (cellule vide), la constante de propagation s'écrit :

$$\gamma_0 = \gamma(\text{air}) = \frac{\beta_0}{2} (\tan(\phi c)) + j\beta_0 = \alpha_0 + j\beta_0 \quad (\text{II.23})$$

En présence du diélectrique dans la ligne, cette constante est donnée par la relation (II.15), soit :

$$\gamma_c = \gamma(\text{mat}) = \frac{\beta_0}{2} \sqrt{\epsilon_r} (\tan(\phi c) + \tan(\phi d)) + j\beta_0 \sqrt{\epsilon_r} = \alpha_c + j\beta_c$$

De ces deux dernières relations on déduit l'expression de  $\epsilon_r$  qui est donnée par :

$$\epsilon_r = \left( \frac{\beta_c}{\beta_0} \right)^2 \quad (\text{II.24})$$

De plus, l'on déduit les pertes conductrices et les pertes diélectriques tel que :

$$\alpha_0 = \frac{\beta_0}{2} (\tan \phi c) \quad (\text{II.25})$$

$$\alpha_c = \frac{\beta_0}{2} \sqrt{\epsilon_r} (\tan(\phi c) + \tan(\phi d)) \Rightarrow \tan(\phi d) = 2 \left( \frac{\alpha_c}{\beta_c} - \frac{\alpha_0}{\beta_0} \right) \quad (\text{II.26})$$

$\alpha_c$  et  $\beta_c$  Se déterminent en tenant compte du coefficient de transmission  $T$ , mesuré à l'aide des paramètres  $S_{ij}$ , et comme ces derniers sont complexes alors  $T$  est complexe et s'écrit :

$$T = e^{-\gamma_c l} = |T| e^{j\phi_T} = e^{-j\beta_c l} e^{-\alpha_c l} \Rightarrow |T| = e^{-\alpha_c l} \quad (\text{II.27})$$

$$\beta_c l = -\phi_T \quad (\text{II.28})$$

Donc :

$$\alpha_c = \frac{-\ln|T|}{l} \quad (\text{II.29})$$

$$\beta_c = -\frac{\phi_T}{l} \quad (\text{II.30})$$

$\alpha_0$  et  $\beta_0$  Sont obtenus de la même manière que  $\alpha_c$  et  $\beta_c$  et ont les expressions suivantes :

$$\alpha_0 = \frac{-\ln T_0}{l} \quad (\text{II.31})$$

$$\beta_0 = -\frac{\phi_{T_0}}{l} \quad (\text{II.32})$$

Avec :  $T_0$  est le coefficient de transmission dans la ligne vide .

$\phi_{T_0}$  est la phase de  $T_0$ .

Ainsi,

deux mesures du paramètre  $\gamma$  permettent d'accéder facilement aux paramètres  $\epsilon_r$  et  $\tan \Phi d$  du diélectrique.

## II.4. METHODE EN GUIDE D'ONDES :

### II.4.1.Introduction :

La méthode en guides d'ondes est une technique largement utilisée pour la caractérisation des matériaux, notamment pour les matériaux fortement dispersifs.

Le principe général consiste à placer l'échantillon à caractériser à l'intérieur du guide. La mesure des paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  d'une onde électromagnétique se propageant dans ce guide chargé, permet de déterminer les propriétés électromagnétiques de l'échantillon.

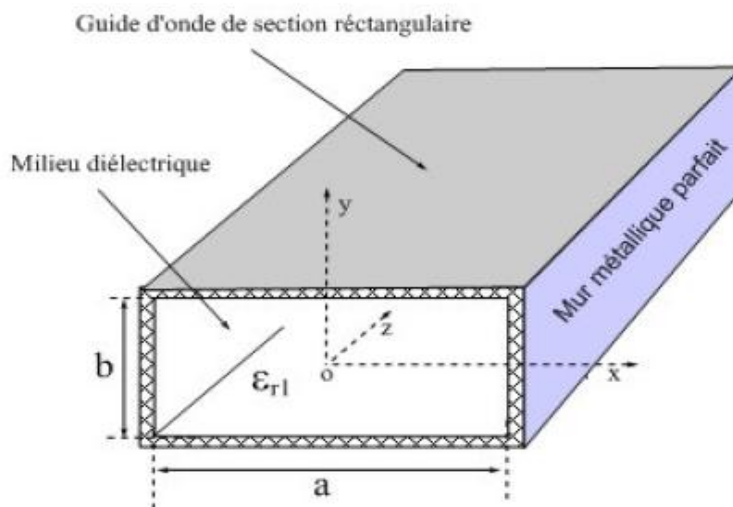
L'inconvénient de ces méthodes est qu'il faut, en général, usiner le matériau à tester de manière à ce qu'il puisse être parfaitement inséré en assurant un très bon contact avec les parois métalliques du guide.

## II.4.2. Cas de guide rectangulaire :

### II.4.2. 1. Caractéristiques de propagation dans un GOR :

Un guide d'onde rectangulaire (GOR) est une paroi métallique de forme rectangulaire, elle sert de support de propagation des ondes électromagnétiques grâce aux réflexions multiples qui se produisent à l'intérieur.

La figure suivante montre un GOR dimensionné :



**Figure 7 :** guide d'onde rectangulaire de dimensions  $a \times b$ .

Pour accéder aux caractéristiques de propagation dans un guide d'onde rectangulaire, on exploite les deux équations de Maxwell suivantes :

$$\overrightarrow{\text{rot}}\vec{E} = -j \omega \mu \vec{H} \quad (\text{II.33})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}}\vec{H} = (\sigma + j\omega\epsilon)\vec{E} \quad (\text{II.34})$$

Avec :

$\vec{E}$  : vecteur champ électrique

$\vec{H}$  : vecteur champ magnétique

$\sigma$  : vecteur conductivité,  $\omega$  : pulsation de l'onde ;

$\mu$  et  $\varepsilon$  : sont respectivement la perméabilité et la permittivité du milieu de propagation.

La résolution des ces deux équations permet d'avoir l'équation de propagation suivante :

$$\Delta \vec{E} - j\omega\mu(\sigma + j\omega\varepsilon)\vec{E} = 0 \Rightarrow \Delta \vec{E} - k^2 \vec{E} = 0 \quad (\text{II.35})$$

Où  $k = \sqrt{j\omega\mu(\sigma + j\omega\varepsilon)}$  : est le nombre d'ondes dépend du milieu de propagation.

En considérant que la propagation se fait suivant l'axe  $\vec{OZ}$  du guide, La solution de l'équation de propagation s'écrit sous la forme :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - kz)} \quad (\text{II.36})$$

$$k^2 = j\omega\mu j\omega\varepsilon \left(1 - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right) = -\omega^2\mu\varepsilon \left(1 - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right) = -\omega^2\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r \left(1 - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right) = -\omega^2\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r^* \quad (\text{II.37})$$

Avec :

$$\varepsilon_r^* = \varepsilon_r \left(1 - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right) = \varepsilon' - j\varepsilon'' \quad (\text{II.38})$$

$$\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \tan \phi \quad (\text{II.39})$$

Alors :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \varepsilon_r^* = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r (1 - j \tan^2 \phi) \quad (\text{II.40})$$

Calcul de  $\alpha$  et  $\beta$  :

$$\text{On a : } k^2 + \gamma^2 = 0, [2] \quad (\text{II.41})$$

$$k^2 = \alpha^2 - \beta^2 + j2\alpha\beta = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r (1 - j \tan^2 \phi) \quad (\text{II.42})$$

$$|kl|^2 = \alpha^2 + \beta^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r (1 + \tan^2 \phi) \quad (\text{II.43})$$

D'ou:

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon_0^2 \varepsilon_r^2}} - 1 \right)} \quad (\text{II.44})$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{2} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon_0^2 \varepsilon_r^2}} \right)} = \beta_0 \sqrt{a} \quad (\text{II.45})$$

Avec :  $a = \frac{\varepsilon_r}{2} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon_0^2 \varepsilon_r^2}} \right)$  (II.46)

Ø  $\beta$  de guide d'onde vide : en absence du diélectrique dans le guide on a :

$$\beta_{g0} = \sqrt{\beta_0^2 - \beta_c^2}, [3] \quad (\text{II.47})$$

$$\beta_{g0} = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2} \quad (\text{II.48})$$

avec :  $\beta_c = \frac{2\pi}{\lambda_c}$     où :  $\lambda_c = \frac{f_c}{c}$

$f_c$  : fréquence de coupure dans le guide.

$c$  : est la célérité de la lumière

Ø  $\beta$  de guide d'onde plein : lorsque on introduit l'échantillon dans le guide, on modifie les paramètres de propagation tel que :

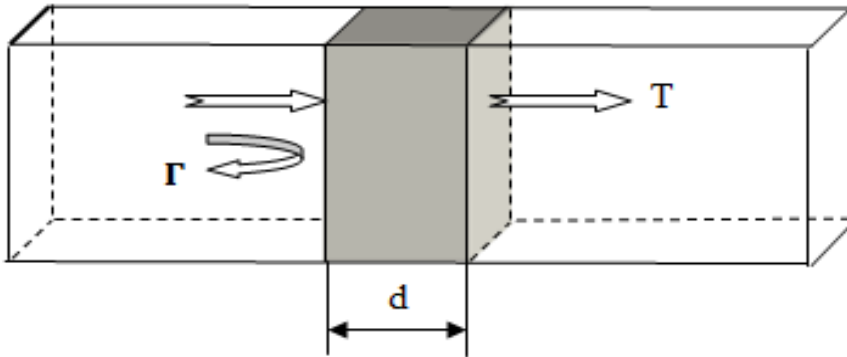
$$\beta_g = \sqrt{B^2 - \beta_c^2} \quad \text{avec: } \beta = \beta_0 \sqrt{a} \quad (\text{II.49})$$

$$\beta_g = \frac{\omega}{c} \sqrt{a - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2} \quad (\text{II.50})$$

$$\alpha_g = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon_0^2 \varepsilon_r^2}} - 1 \right)} \quad (\text{II.51})$$

#### II.4.2.2.Extraction des paramètres :

Dans la figure suivante on montre les coefficients  $\Gamma$  et  $T$  dans un guide chargé d'échantillon d'épaisseur  $d$ . Pour optimiser les mesures de ces coefficients l'échantillon doit remplir complètement la section droite du guide :



**Figure 8 :** coefficients de réflexion et de transmission.

Les coefficients de réflexion  $S_{11}$  et de transmission  $S_{21}$  s'expriment comme dans la ligne coaxiale en fonction de la première réflexion à l'interface air échantillon  $\Gamma$  et de la transmission dans le matériau  $T$  par :

$$S_{11} = \frac{\Gamma(1-T^2)}{1-\Gamma^2 T^2} \quad (\text{II.52})$$

$$S_{21} = \frac{T(1-T^2)}{1-\Gamma^2 T^2} \quad (\text{II.53})$$

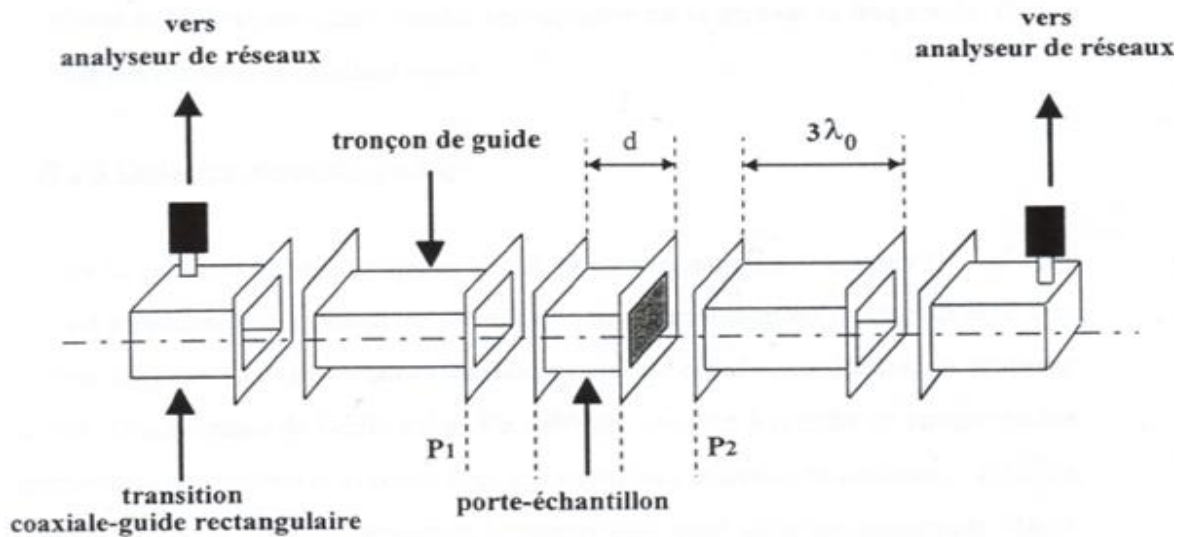
Où : les constantes  $\Gamma$  et  $T$  (figure 8) se déterminent par les relations ci-dessous :

$$\Gamma = \frac{Z_c - Z_n}{Z_c + Z_n} = K \pm \sqrt{K^2 - 1} \quad (\text{II.54})$$

$$\text{Avec : } K = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}} \quad (\text{II.55})$$

$$T = \frac{S_{11} + S_{21} - \Gamma}{1 - (S_{11} + S_{21})\Gamma} = e^{-j\Phi} = e^{-\gamma d} \quad (\text{II.56})$$

Pour la mesure des paramètres ci-dessus, on doit disposer d'une cellule de mesure en guide d'onde rectangulaire, dont les composantes sont données par la figure suivante :



**Figure 9:** composantes de la cellule de mesure en guide d'onde rectangulaire.

**a- Cas d'un diélectrique sans pertes :  $\alpha_0=0$**

Dans ce cas  $\sigma = 0$ , on remplace dans l'équation(II.51) et on aura :

$$a = \varepsilon_r \Rightarrow \beta_g = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_r - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2} \quad (\text{II.57})$$

D'autre part on a :

$$T=|T|e^{j\phi_T} = e^{-j\beta_g d} \Rightarrow \beta_g = -\frac{\phi_T}{d} \quad (\text{II.58})$$

$$\text{D'où : } -\frac{\phi_T}{d} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_r - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2} \quad (\text{II.59})$$

A partir de là on tire l'expression de  $\epsilon_r$  qui s'écrit sous la forme :

$$\epsilon_r = \left(\frac{\phi_T}{\beta_0 d}\right)^2 + \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2 \quad (\text{II.60})$$

**b- Cas d'un diélectrique avec pertes :**

$$\alpha_g^2 = \beta_0^2 \frac{\epsilon_r}{2} \left(\sqrt{1 + \tan^2 \phi} - 1\right) \quad (\text{II.61})$$

$$\beta_g^2 = \beta_0^2 \frac{\epsilon_r}{2} \left(\sqrt{1 + \tan^2 \phi} + 1\right) - \beta_c^2 \quad (\text{II.62})$$

En faisant la soustraction entre (II-63) et (II-62) on obtient :

$$\epsilon_r = \frac{\beta_g^2 + \beta_c^2 - \alpha_g^2}{\beta_0^2} \quad (\text{II.63})$$

Et le coefficient de transmission dans ce cas s'écrit :

$$T = |T| e^{j\phi_T} = e^{-j\beta_g d} e^{-\alpha_g d} \quad (\text{II.64})$$

$$|T| = e^{-\alpha_g d} \Rightarrow \alpha_g = \frac{-\ln |T|}{d} \quad (\text{II.65})$$

$$e^{j\phi_T} = e^{-j\beta_g d} \Rightarrow \beta_g = -\frac{\phi_T}{d} \quad (\text{II.66})$$

On remplace les expressions de  $\alpha_g$  et  $\beta_g$  dans (II-45) et on aura l'expression de  $\epsilon_r$  :

$$\epsilon_r = \frac{\left(\frac{\phi_T}{d}\right)^2 - \left(\frac{\ln |T|}{d}\right)^2}{\beta_0^2} + \left(\frac{\lambda_c}{\lambda_0}\right)^2 \quad (\text{II.67})$$

Pour les pertes :

$$\alpha_g^2 = \beta_0^2 \frac{\epsilon_r}{2} \left(\sqrt{1 + \tan^2 \phi} - 1\right) \Rightarrow \sqrt{1 + \tan^2 \phi} = \frac{2 \alpha_g^2}{\epsilon_r \beta_0^2} + 1$$

$$\Rightarrow \tan^2 \varnothing = \left( \frac{2 \alpha_g^2}{\varepsilon_r \beta_0^2} + 1 \right)^2 - 1$$

$$\Rightarrow \tan \varnothing = \sqrt{\left( \frac{2 \alpha_g^2}{\varepsilon_r \beta_0^2} + 1 \right)^2 - 1} \quad (\text{II.68})$$

Ainsi ;

L'exploitation des paramètres de propagation dans un guide d'ondes rectangulaire en présence de l'échantillon permet de remonter aux caractéristiques diélectriques de ce dernier.

### II.5. Méthode résonante :

La méthode de cavité résonnante fait partie des techniques de mesure les plus anciennes pour la détermination de la permittivité ou la perméabilité des matériaux. Une cavité résonnante peut avoir une forme géométrique quelconque, les plus classiques sont les cavités métalliques cylindriques et rectangulaires. Le principe de mesure repose en général sur la méthode des perturbations, d'où sa grande sensibilité concernant la mesure de paramètres des matériaux de faibles pertes.

Les principales sources d'erreurs de mesure pour cette technique viennent de la difficulté d'usinage de l'échantillon, ainsi que de la présence d'une lame d'air entre le matériau et les parois métalliques de la cavité. Cependant, Le handicap majeur qui limite l'utilisation de cette méthode vient du caractère mono fréquence de la mesure, en effet celle-ci s'effectue uniquement à la fréquence de résonance de la cavité.

La figure suivante présente l'image d'une cavité cylindrique :



**Figure 10:** cavité cylindrique démontée.

### II.5.1. Caractéristiques d'une cavité (cylindrique) :

§ fréquence de résonance :

La résolution des équations de Maxwell en présence des conditions aux limites au bord d'une enceinte conductrice fermée, nous donne plusieurs solutions distinctes, à chaque solution est associée une fréquence appelée fréquence de résonance.

Dans le cas d'une cavité cylindrique par exemple [2] les fréquences propres des différents modes sont données par :

Ø Pour Cavité cylindrique à section rectangulaire  $a \times b$  (modes TE et TM)

$$f_{mnk} = c \sqrt{\left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2a}\right)^2 + \left(\frac{k}{2L}\right)^2} \quad (\text{II.69})$$

Ø Pour Cavité cylindrique à section circulaire de rayon R :

$$f_{TE_{mnk}} = c \sqrt{\left(\frac{x'_{mn}}{2\pi R}\right)^2 + \left(\frac{k}{2L}\right)^2} \quad \text{pour les modes TE} \quad (\text{II.70})$$

$$f_{TE_{mnk}} = c \sqrt{\left(\frac{X_{mn}}{2\pi R}\right)^2 + \left(\frac{k}{2L}\right)^2} \quad \text{pour les modes TM} \quad (\text{II.71})$$

Avec :

L : la longueur de la cavité.

$X'_{mn}$  : est la  $n^{\text{ème}}$  racine de la fonction de Bessel de première espèce d'ordre m.

$X_{mn}$  : est la  $n^{\text{ème}}$  racine de la dérivée de la fonction de Bessel de première espèce d'ordre m.

m, n, k : entiers

§ facteur de qualité d'une cavité(Q) :

Le facteur de qualité d'une cavité est par définition :

$$Q = \frac{\omega_0 \cdot \text{valeur maximale de l'énergie emmagasinée}}{\text{puissance moyenne dissipée}}$$

Avec :

$\omega_0$  : pulsation de l'onde dans le vide

Pour une cavité chargée ce facteur (noté  $Q_c$ ) est la somme de trois facteurs qui sont :

$Q_{ext}$  : Facteur de qualité dû au couplage extérieur.

$Q_m$  : Facteur de qualité des parois métalliques entourant la cavité.

$Q_d$  : Facteur de qualité de l'échantillon introduit dans la cavité.

Et comme les pertes sont inversement proportionnelles aux divers facteurs de qualité on aura donc :

$$\frac{1}{Q_c} = \frac{1}{Q_{ext}} + \frac{1}{Q_m} + \frac{1}{Q_d} \quad (\text{II.72})$$

Le facteur de qualité  $Q_d$  est lié à  $\tan \delta$  (pertes dans le diélectrique) par la relation suivante :

$$\frac{1}{Q_d} = \tan\phi, [4] \quad (\text{II.73})$$

### II.5.2. Extraction des paramètres :

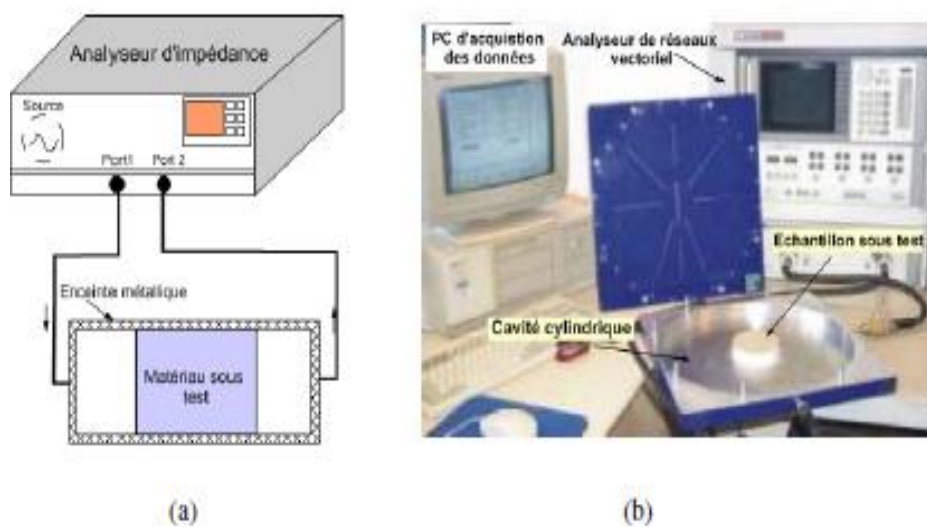
Considérant une cavité résonante ayant la forme cylindrique. Notre démarche consiste en l'acquisition des paramètres de résonance ( $f$  et  $Q$ ) dans deux cas différents à savoir :

1-Cavité vide (sans matériau)

2-Cavité avec matériau

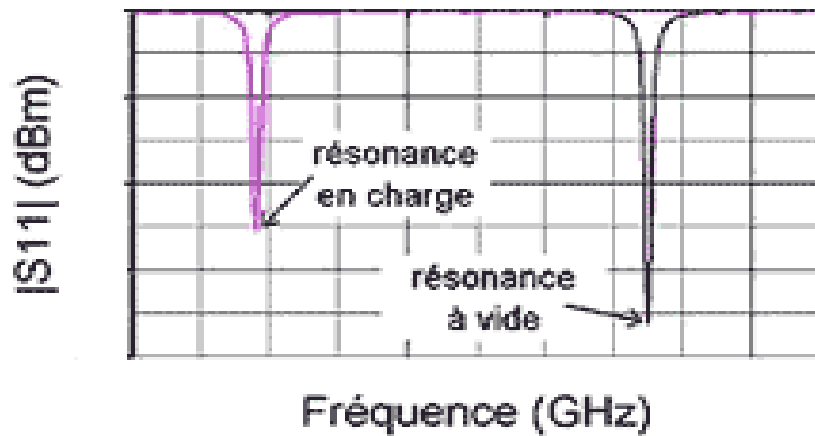
La mesure des paramètres de résonance va permettre par la suite de remonter aux caractéristiques du matériau (sa permittivité et ses pertes).

La figure suivante montre un schéma et une image de la cellule de mesure :



**Figure 11:** (a) schéma du dispositif de mesure en cavité résonnante (b) photo de la cavité résonnante cylindrique.

En mettant le matériau dans la cavité la fréquence de résonance change de valeur. La figure suivante présente les deux courbes de repense d'une cavité avec matériau et cavité sans matériau :



**Figure 12** : courbes de réponse pour cavité vide et cavité avec matériau.

a- fréquence de résonance de la cavité vide :

En absence du diélectrique à caractériser la fréquence de résonance dans la cavité ( $f_0$ ) est donnée par :

$$f_0 = \frac{c}{\lambda_0} \quad (\text{II.74})$$

Avec :

$C$  : vitesse de la lumière.

$\lambda_0$  : Longueur d'onde dans le vide.

b- fréquence de résonance en présence du matériau ( $f_d$ )

En présence du diélectrique la fréquence de résonance est notée  $f_c$  et son expression est la suivante :

$$f_c = \frac{v}{\lambda_0} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r} \lambda_0} \quad (\text{II.75})$$

Avec:

$\epsilon_r$ : permittivité du matériau.

Le décalage  $\Delta f$  entre  $f_0$  et  $f_c$  est égale à :

$$\Delta f = f_0 - f_c = \frac{c}{\lambda_0} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}}\right) = f_0 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}}\right) \quad (\text{II.76})$$

A partir de là on peut extraire le  $\varepsilon_r$  en faisant :

$$\frac{\Delta f}{f_0} = 1 - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}} \Rightarrow \sqrt{\varepsilon_r} = \left(1 - \frac{\Delta f}{f_0}\right)^{-1} \quad (\text{II.78})$$

On a :  $\frac{\Delta f}{f_0} \ll 1$ , (variation très petite)

Donc :

$$\sqrt{\varepsilon_r} = 1 + \frac{\Delta f}{f_0} \Rightarrow \varepsilon_r = \left(1 + \frac{\Delta f}{f_0}\right)^2 \quad (\text{II.79})$$

Concernant les pertes on exploite la variation de la courbe de repense :

En absence du matériau dans la cavité :

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_{ext}} + \frac{1}{Q_m} \quad (\text{II.80})$$

Et en présence du matériau :

$$\frac{1}{Q_c} = \frac{1}{Q_{ext}} + \frac{1}{Q_m} + \frac{1}{Q_d} \quad (\text{II.81})$$

En faisant : (II.71) - (II.70) on aura :

$$\frac{1}{Q_c} - \frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_d} \quad (\text{II.82})$$

Or :

La fréquence centrale  $f_0$  d'un mode de résonance correspondant à la fréquence pour laquelle la puissance sera maximale et le coefficient de qualité de la cavité vide  $Q_0$  sont reliés par :

$$Q_0 = \frac{f_0}{\Delta f} = \frac{f_0}{f_2 - f_1}, \quad [3] \quad (\text{II.83})$$

Ou :  $f_1$  et  $f_2$  sont les fréquences de part et d'autre de  $f_0$  pour lesquelles la puissance du signal est inférieure à 3dB.

De même pour  $Q_c$  qui se calcule avec :

$$Q_c = \frac{f_c}{\Delta f} = \frac{f_c}{f_2' - f_1'} \quad (\text{II.84})$$

Ou :  $f_1'$  et  $f_2'$  sont les fréquences de part et d'autre de  $f_c$  pour lesquelles la puissance du signal est inférieure à 3dB.

En exploitant ces deux dernières équations, on aura :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{Q_0} = \frac{\Delta f}{f_0} \\ \text{et} \\ \frac{1}{Q_c} = \frac{\Delta f}{f_c} \end{array} \right. \quad (\text{II.85})$$

$$\Rightarrow \frac{1}{Q_d} = \frac{\Delta f}{f_c} - \frac{\Delta f}{f_0} = \tan \varnothing = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon} \quad (\text{II.86})$$

Et comme  $\tan \varnothing$  connu et  $\varepsilon'$  connue aussi ( $\varepsilon' = \varepsilon_r$ ), alors on peut avoir le  $\varepsilon''$  qui est donné par l'équation suivante :

$$\varepsilon'' = \varepsilon' \tan \varnothing. \quad (\text{II.87})$$

Ainsi ;

La variation de la fréquence de résonance permet de calculer le  $\varepsilon_r$  du matériau alors que  $\varepsilon''$  se calcule à partir de l'élargissement de la courbe de réponse.

## II.6. METHODE EN ESPACE LIBRE :

Après avoir abordé les trois méthodes de caractérisation ( méthode en lignes de transmission, méthode en guides d'ondes et la méthode résonante), on va juste citer la méthode en espace libre, car elle fera l'objet du chapitre suivant.

**II.7.CONCLUSION :**

Comme on a vu dans l'exposé, il existe plusieurs méthodes pour caractériser les matériaux diélectriques (méthodes des lignes de transmission, méthodes en guides d'ondes, méthodes résonnantes, méthodes en espace libre, etc...), en générale ces méthodes sont basée sur l'acquisition des coefficients de réflexion et/ou de transmission d'une onde électromagnétique incidente sur l'échantillon à caractériser. A partir de la mesure de ces coefficients, réalisée à l'aide d'un analyseur de réseaux, et de l'analyse électromagnétique des discontinuités créées par l'échantillon et l'exploitation des différentes caractéristiques spécifiques pour chaque cellule de mesure, on remonte à la permittivité complexe de l'échantillon.

# Chapitre III

## METHODE EN ESPACE LIBRE

### III.1.INTRODUCTION:

La technique de mesure en espace libre est une technique relativement ancienne, elle a été proposée pour la première fois en 1948, mais abandonnée pendant plusieurs années vu la difficulté de disposer de grands échantillons et le manque de précision à cette époque.

Cette technique est basée sur l'acquisition des coefficients de réflexion et de transmission d'une onde électromagnétique incidente sur l'échantillon à caractériser. Ce dernier se présente sous forme d'une plaque plane d'épaisseur connue et positionnée perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde.

La mesure de ces coefficients à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel permet de remonter aux caractéristiques diélectriques du matériau.

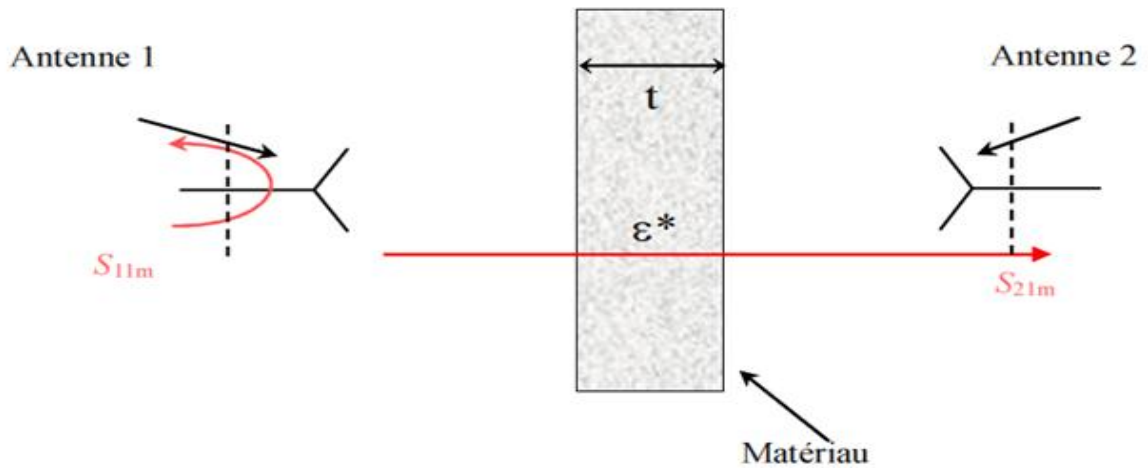
Cette méthode est large bande, non destructive et ne nécessite pas de contact entre l'échantillon et les outils de mesure (les antennes), elle demande peu de préparation de l'échantillon et elle est parfaitement adaptée pour des mesure en température élevée.

Pour ces raisons la méthode en espace libre est la méthode la plus adaptée au contrôle non destructif de matériaux en milieu industriel.

Il existe deux types de mesures :

- les mesures en transmission, dites bi statiques
- les mesures en réflexion, dites mono statiques

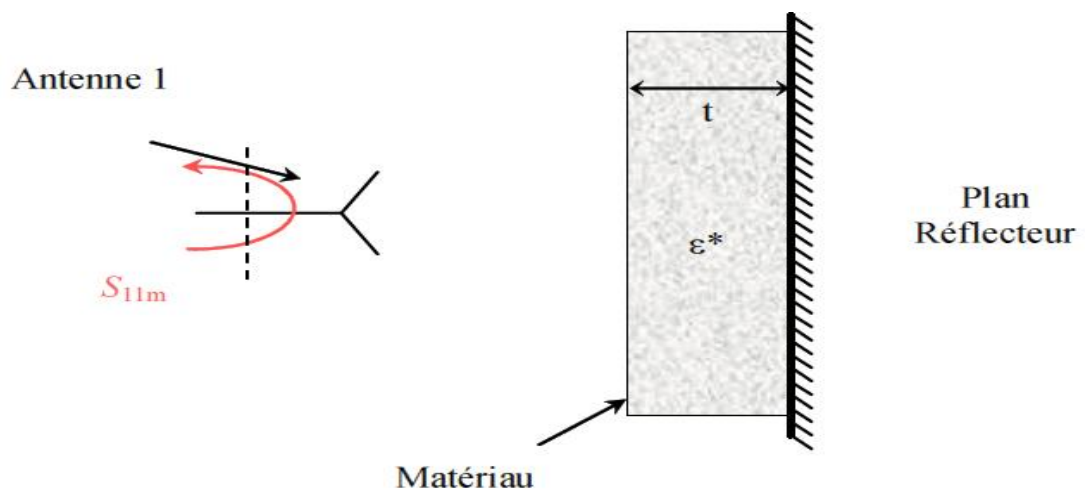
Les mesures bi statiques sont préférentiellement utilisées lorsque les deux cotés du matériau sous test sont accessibles (figure 1.).



**Figure 1** : principe de la mesure bi statique.

Dans ce cas il est nécessaire de disposer d'une antenne émettrice et d'une antenne réceptrice. En fait, le type d'antenne utilisé dépend de l'application considérée, de la fréquence de travail, de la distance entre l'antenne et l'objet sous test.

Dans le cas mono statique une seule des faces du matériau est accessible. Dans ce cas une seule antenne sert à la fois d'émetteur et de récepteur (figure 2).



**Figure 2** : principe de la mesure mono statique.

En règle générale, on préfère travailler en champ lointain et les caractéristiques diélectriques des matériaux sont déduites à partir des paramètres  $S_{ij}$  relevés.

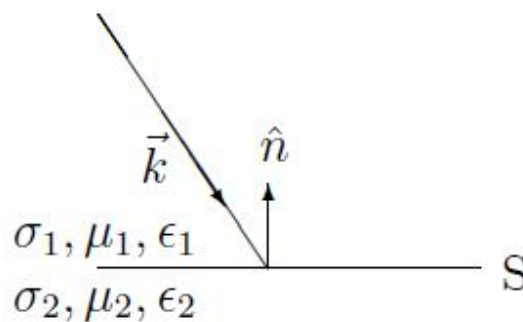
La surface des échantillons à caractériser doit être relativement grande afin d'éviter les effets de bords, sinon il faudra faire recours à des antennes focalisées en utilisant des lentilles.

Contrairement aux mesures en guide, pour lesquelles les trop petites dimensions de l'échantillon à caractériser deviennent problématiques en hautes fréquences, la mesure en espace libre est particulièrement adaptée aux tests dans ces bandes de fréquences.

### III.2. REFLEXION ET TRANSMISSION A L'INTERFACE ENTRE DEUX MILIEUX:

Pour mieux comprendre les notions de réflexion et de transmission, on propose d'étudier le comportement d'une onde électromagnétique à l'interface entre deux milieux.

La figure suivante montre les caractéristiques électromagnétiques des deux milieux.



**Figure 3 :** caractéristiques électromagnétiques des deux milieux.

Avec :

$\vec{k}$  : est le vecteur d'ondes.

$\vec{n}$ : est la normale.

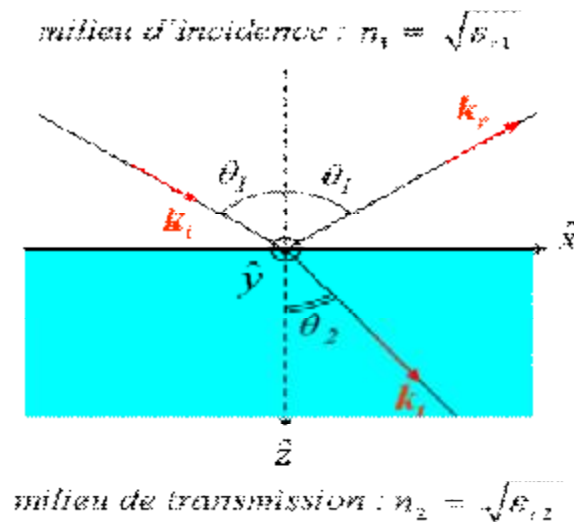
$\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  : sont respectivement les permittivités des milieux 1 et 2.

$\mu_1$  et  $\mu_2$  : sont respectivement les perméabilités des milieux 1 et 2.

$\sigma_1$  et  $\sigma_2$  : sont respectivement les conductivités des milieux 1 et 2.

S : le plan de l'interface

En fait, à l'interface entre les deux milieux. L'onde incidente se décompose en deux parties : une onde réfléchie et une onde transmise, la figure suivante montre ce phénomène :



**Figure 3** : comportement de l'onde à l'interface entre les deux milieux.

Les équations de Maxwell décrivant la propagation de l'onde, sont données au premier chapitre (I.2). On prend les deux premières équations qui sont les suivantes :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -j \omega \mu \vec{H} \quad (\text{III.1})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = (\sigma + j \omega \epsilon) \vec{E} \quad (\text{III.2})$$

L'opérateur rationnel s'exprime En fonction du vecteur d'ondes par :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -j \vec{k} \times \vec{E} \quad [3] \quad (\text{III.3})$$

En substituant dans l'équation (III-1) on obtient :

$$\vec{H} = \frac{1}{\omega \mu} \vec{k} \times \vec{E} \quad (\text{III.4})$$

$$\vec{E} = -\frac{\omega \mu \vec{k}}{k^2} \times \vec{H} \quad (\text{III.5})$$

Et Les solutions des équations de propagation (II.35), des champs électriques et magnétiques pour les différentes ondes (incidente réfléchie et transmise) sont les suivantes :

$$\vec{E}_i = \vec{E}_{0i} e^{-j(\vec{k}_i \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad , \quad \vec{H}_i = \frac{\vec{k}_i \times \vec{E}_i}{\omega \mu_1} \quad (\text{III.6})$$

$$\vec{E}_r = \vec{E}_{0r} e^{-j(\vec{k}_r \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad , \quad \vec{H}_r = \frac{\vec{k}_r \times \vec{E}_r}{\omega \mu_1} \quad (\text{III.7})$$

$$\vec{E}_t = \vec{E}_{0t} e^{-j(\vec{k}_t \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad , \quad \vec{H}_t = \frac{\vec{k}_t \times \vec{E}_t}{\omega \mu_2} \quad (\text{III.8})$$

Avec :

$\omega$ : est la pulsation de l'onde

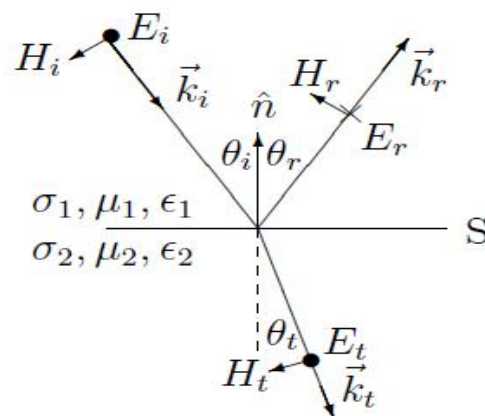
$\vec{r}$  : est le vecteur distance

$t$ : temps

$E_{0(i,r,t)}$  et  $H_{0(i,r,t)}$  : sont les amplitudes des champs.

### Ø Hypothèse : le mode se propageant est le mode TE

La figure suivante montre les différentes composantes des champs ( $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ) pour le mode TE :



**Figure 3** : les différentes composantes des champs ( $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ).

L'équation qui relie entre  $k_i$ ,  $\theta_i$ ,  $k_t$ ,  $\theta_t$  est donnée par :

$$k_i \sin \theta_i = k_t \sin \theta_t \quad (\text{Loi de Snell-Descartes}) \quad (\text{III.9})$$

D'autre part les équations de Fresnel reliant entre les différentes ondes sont les suivantes :

$$\vec{n} \times (\vec{E}_i + \vec{E}_r) = \vec{n} \times \vec{E}_t \quad (\text{III.10})$$

$$\vec{n} \times (\vec{H}_i + \vec{H}_r) = \vec{n} \times \vec{H}_t \quad (\text{III.11})$$

$$\vec{n} \times (\vec{k}_i \times \vec{E}_i + \vec{k}_r \times \vec{E}_r) \frac{1}{\mu_1} = \vec{n} \times (\vec{k}_t \times \vec{E}_t) \frac{1}{\mu_2} \quad (\text{III.12})$$

Prenons cette dernière équation :

Les trois produits vectoriels donnent :

$$\vec{n} \times \vec{k}_{i,r,t} \times \vec{E}_{i,r,t} = (\vec{n} \cdot \vec{E}_{i,r,t}) \vec{k}_{i,r,t} - (\vec{n} \cdot \vec{k}_{i,r,t}) \vec{E}_{i,r,t} \quad (\text{III.13})$$

Comme les  $\vec{k}$  et  $\vec{n}$  sont dans le plan d'incidence et que les deux milieux sont isotropes, alors :

$$\vec{n} \cdot \vec{E}_{i,r,t} = \vec{k}_{i,r,t} \times \vec{E}_{i,r,t} = 0 \quad (\text{III.14})$$

En se basant sur le schéma de la (figure 3) on peut exprimer les produits  $\vec{n} \cdot \vec{k}$ , comme suit :

$$\vec{n} \cdot \vec{k}_i = k_i \cos \pi - \theta_i = -k_i \cos \theta_i \quad (\text{III.15})$$

$$\vec{n} \cdot \vec{k}_r = k_r \cos \theta_r \quad (\text{III.16})$$

$$\vec{n} \cdot \vec{k}_t = k_t \cos \pi - \theta_t = -k_t \cos \theta_t \quad (\text{III.17})$$

Substituons le tout dans l'équation (III-13) et on aura :

$$(k_i \cos \theta_i \cdot \vec{E}_i - k_r \cos \theta_r \vec{E}_r) \frac{1}{\mu_1} = k_t \cos \theta_t \vec{E}_t \frac{1}{\mu_2} \quad (\text{III.18})$$

$$\text{mais : } \|k_i\| = \|k_r\| = k_1 \quad \text{et} \quad k_t = k_2, \quad (\text{III.19})$$

On obtient alors:

$$\cos \theta_i \vec{E}_i - \cos \theta_r \vec{E}_r = \frac{\mu_1 k_2}{\mu_2 k_1} \cos \theta_t \vec{E}_t \quad (\text{III.20})$$

La continuité des composantes tangentielles est exprimée par :

$$\vec{E}_i + \vec{E}_r = \vec{E}_t, [4] \quad (\text{III.21})$$

En combinant ces deux dernières relations on aura :

$$\vec{E}_r = \frac{\mu_2 k_1 \cos \theta_i - \mu_1 k_2 \cos \theta_t}{\mu_2 k_1 \cos \theta_r + \mu_1 k_2 \cos \theta_t} \vec{E}_i \quad (\text{III.22})$$

$$\vec{E}_t = \frac{\mu_2 k_1 (\cos \theta_i + \cos \theta_r)}{\mu_2 k_1 \cos \theta_r + \mu_1 k_2 \cos \theta_t} \vec{E}_i \quad (\text{III.23})$$

mais:  $\cos \theta_r = \cos \theta_i$  et  $\cos \theta_t = \sqrt{1 - \left(\frac{k_1}{k_2}\right)^2 \sin^2 \theta_t}$ , [2] (III.24)

À partir de là on peut avoir le coefficient de réflexion  $\Gamma$  (qui est le rapport entre l'onde réfléchie  $E_r$  et l'onde incidente  $E_i$ ), et s'exprime par :

$$\Gamma = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\mu_2 k_1 \cos \theta_i - \mu_1 (k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_t)^{1/2}}{\mu_2 k_1 \cos \theta_i + \mu_1 (k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_t)^{1/2}} \quad (\text{III.25})$$

### III.2.1. Cas particulier (Incidence normale) :

Si l'onde est en incidence normale par rapport au plan de l'interface S ( $\cos \theta_i = 0$ ), alors :

$$\Gamma = \frac{\mu_2 k_1 - \mu_1 k_2}{\mu_2 k_1 + \mu_1 k_2} \quad (\text{III.26})$$

### III.2.2. Le coefficient de réflexion $\Gamma$ en fonction des impédances $Z_1$ (milieu 1) et $Z_2$ (milieu 2) :

Pour exprimer le coefficient de réflexion en fonction des impédances  $Z_1$  (milieu 1) et  $Z_2$  (milieu 2) :

On multiplie dans l'équation (III.26) de part et d'autre par :  $\frac{\omega}{k_1 k_2}$ , et on obtient ;

$$\Gamma = \frac{\frac{\omega\mu_2}{k_2} - \frac{\omega\mu_1}{k_1}}{\frac{\omega\mu_2}{k_2} + \frac{\omega\mu_1}{k_1}} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (\text{III.27})$$

$$\text{Avec : } Z_1 = \frac{\omega\mu_1}{k_1}$$

$$Z_2 = \frac{\omega\mu_2}{k_2}$$

### III.3.PARAMETRES DE PROPAGATION DANS UN MATERIAU:

La constante de propagation de l'onde se propageant dans le matériau s'écrit :

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{j\omega\mu(\sigma + j\omega\varepsilon)} \quad (\text{III.28})$$

Si le matériau est non magnétique ( $\mu = \mu_0$ ) alors :

$$\gamma^2 = -\omega^2\mu_0\varepsilon + j\omega\mu_0\sigma = \alpha^2 - \beta^2 + j2\alpha\beta \quad (\text{III.29})$$

Les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  sont déduits dans le premier chapitre (I-9) et (I-10) et dont les expressions sont les suivantes :

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2\varepsilon^2}} - 1 \right)} \quad (\text{III.30})$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2\varepsilon^2}} + 1 \right)} \quad (\text{III.31})$$

Dans un milieu sans pertes ( $\sigma = 0$ ), l'onde n'est pas atténuée ( $\alpha = 0$ ) alors :

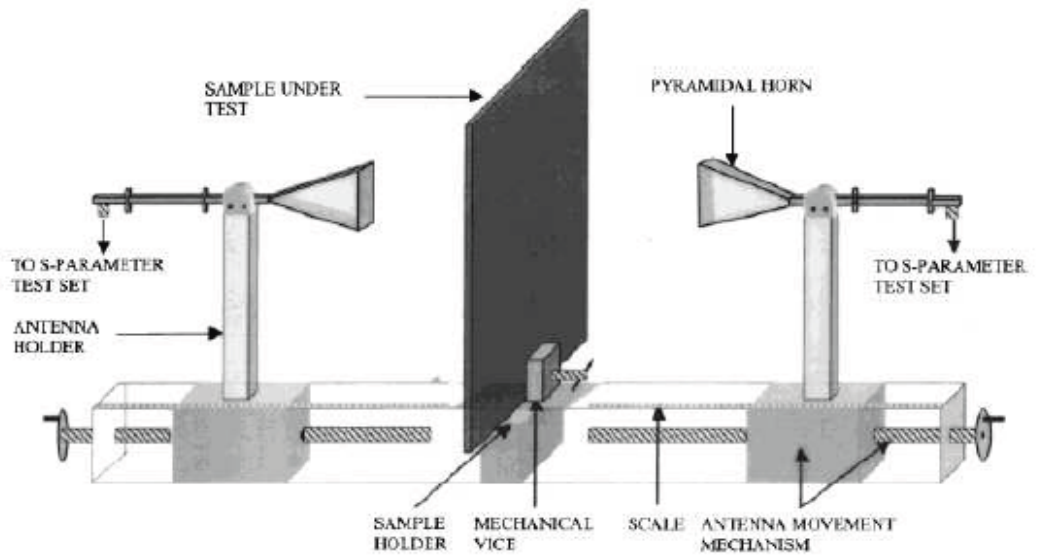
$$\gamma = j\beta \quad (\text{III.32})$$

$$\text{Avec : } \beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_r} \quad (\text{III.33})$$

Les grandeurs  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\lambda$  décrivent l'atténuation d'une onde électromagnétique dans un milieu donné car elles sont liées directement aux propriétés intrinsèques du matériau ( $\varepsilon, \sigma, \mu$ ).

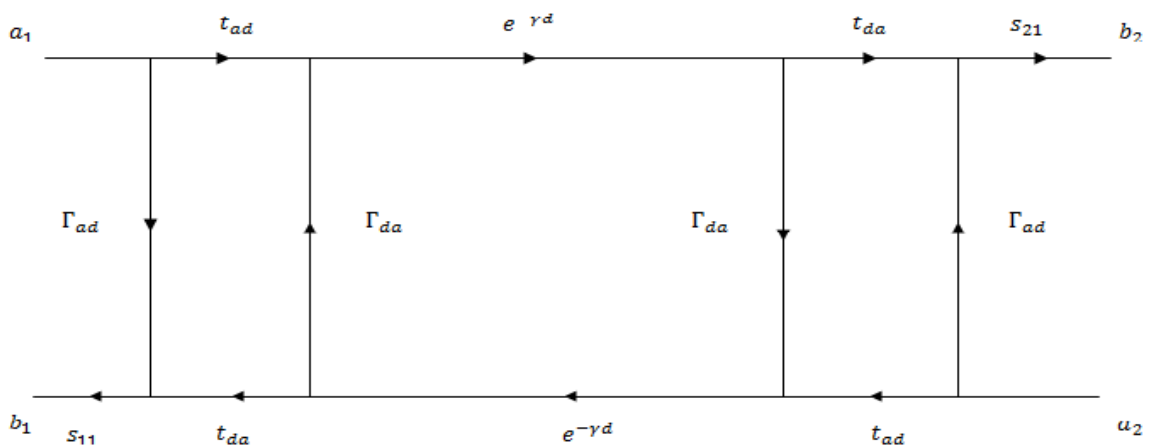
**III.4.EXTRAXION DES PARAMETRES :**

On suppose que le matériau à caractériser est avec pertes et ces deux cotés sont accessibles pour le test, alors on applique la mesure bi statique dont le banc de mesure est présentée par la figure suivante :



**Figure 4 :** banc de mesure de la méthode en espace libre.

Le graphe de fluence correspondant à ce banc de mesure est le suivant :



**Figure 5 :** graphe de fluence correspondant au banc de mesure.

Les indices (ad) et (da) sont relatifs à l'interface air matériau et matériau air respectivement. Les coefficients de réflexion et de transmission sont tels que :

$$\Gamma_{ad} = \Gamma_{da} = \Gamma \quad \text{et} \quad t_{ad} t_{da} = 1 - \Gamma$$

En appliquant la règle de Masson les paramètres :  $S_{11}$ ,  $S_{21}$ ,  $\Gamma$  et  $T$  se déduisent comme dans les méthodes précédentes (méthode en ligne coaxiale et méthode en guide d'ondes) et ont les expressions suivantes :

$$S_{11} = \frac{\Gamma(1-T^2)}{1-\Gamma^2 T^2} \quad (\text{III.34})$$

$$S_{21} = \frac{T(1-T^2)}{1-\Gamma^2 T^2} \quad (\text{III.35})$$

Et,  $\Gamma$  et  $T$  se déterminent par les relations ci-dessous :

$$\Gamma = \frac{Z-Z_0}{Z+Z_0} = K \pm \sqrt{K^2 - 1} \quad (\text{III.36})$$

$$T = \frac{S_{11}+S_{21}-\Gamma}{1-(S_{11}+S_{21})\Gamma} = e^{-\gamma l} \quad (\text{III.37})$$

$$\text{Avec :} \quad K = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}} \quad (\text{III.38})$$

$l$  : épaisseur de l'échantillon.

$Z$  et  $\gamma$  sont l'impédance caractéristique et la constante de propagation de l'échantillon. Nous notons par  $\gamma_0$  la constante de propagation et  $Z_0$  l'impédance caractéristique de la monture en absence du diélectrique.

$Z$  et  $\gamma$  se déterminent par les relations générales suivantes :

$$\gamma = \gamma_0 \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (\text{III.39})$$

$$Z = Z_0 \sqrt{\frac{\epsilon_r}{\mu_r}} \quad (\text{III.40})$$

$$\text{Avec :} \quad \gamma_0 = j \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad \text{et} \quad Z_0 = 120\pi.$$

En exploitant ces deux équations on aura :

$$\Gamma = \frac{Z-Z_0}{Z+Z_0} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}} - \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}}{\sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}} + \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}} \Rightarrow \Gamma = \frac{\sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} - 1}{\sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} + 1} \quad (\text{III.41})$$

$\sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}}$  se déduit facilement et s'écrit:

$$\sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} = \frac{1+\Gamma}{1-\Gamma} \quad (\text{III.42})$$

Pour déterminer  $\varepsilon_r$  et  $\mu_r$ , on résout le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} = \frac{1+\Gamma}{1-\Gamma} \\ \gamma = \gamma_0 \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \end{cases} \quad (\text{III.43})$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} = \frac{1+\Gamma}{1-\Gamma} \\ \sqrt{\mu_r \varepsilon_r} = \frac{\gamma}{\gamma_0} \end{cases} \quad (\text{III.44})$$

$$\Rightarrow \mu_r = \left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)^2 \frac{1}{\varepsilon_r} \quad (\text{III.45})$$

En remplaçant  $\mu_r$  dans (III.39) on obtient :

$$\varepsilon_r = \frac{\gamma}{\gamma_0} \left(\frac{1-\Gamma}{1+\Gamma}\right) \quad (\text{III.46})$$

$$\mu_r = \frac{\gamma}{\gamma_0} \left(\frac{1+\Gamma}{1-\Gamma}\right) \quad (\text{III.47})$$

- **Hypothèses :**

Dans notre cas on introduit les hypothèses suivantes :

- Ø Le matériau est non magnétique ( $\mu_r = 1$ ).
- Ø Le diélectrique est avec pertes c.à.d. la permittivité est complexe et s'écrit :

$$\varepsilon_r^* = \varepsilon_r(1 - j \tan\emptyset) \quad (\text{III.48})$$

Alors la relation (III-46) devient :

$$\varepsilon_r^* = \varepsilon_r(1 - j \tan\emptyset) = \left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)^2 = \left(\frac{1-\Gamma}{1+\Gamma}\right)^2 \quad (\text{III.49})$$

Et d'autre part, on a :  $T = |T|e^{j\emptyset_T} = e^{-\gamma l}$  (III.50)

Donc :  $\gamma = \frac{-\ln |T|}{l} - j \frac{\emptyset_T}{l}$  (III.51)

En remplaçant l'expression de  $\gamma$  dans (III-49) on aura :

$$\varepsilon_r^* = \varepsilon_r(1 - j \tan\emptyset) = \left(\frac{-\ln |T| - j\emptyset_T}{(l \gamma_0)^2}\right)^2 \quad (\text{III.52})$$

$$\Rightarrow \varepsilon_r - j \varepsilon_r \tan\emptyset = \frac{(\ln |T|)^2 - \emptyset_T^2}{(l \gamma_0)^2} + \frac{2 j \emptyset_T \ln |T|}{(l \gamma_0)^2} \quad (\text{III.53})$$

Et par identification des parties réelles et imaginaires on obtient enfin les expressions de  $\varepsilon_r$

Et de  $\tan\emptyset$  telles que :

$$\varepsilon_r = \frac{2 (\ln |T|)^2 - \emptyset_T^2}{(l \gamma_0)^2} \quad (\text{III.54})$$

$$\tan\emptyset = -\frac{2}{\varepsilon_r} \frac{\emptyset_T \ln |T|}{(l \gamma_0)^2} \quad (\text{III.55})$$

### III.5. CONTRAINTES DE LA MESURE EN ESPACE LIBRE :

#### a-structure du banc de mesure :

Le matériau est placé entre deux antennes cornets l'une pour l'émission de l'onde et l'autre pour la réception de la partie de l'onde transmise. On utilise un banc où les éléments sont alignés grâce à un rail. La plaque diélectrique est maintenue par des peignes sur un support. Afin de respecter les distances et d'aligner l'élément sous test, des chariots de déplacements millimétriques et des élévateurs permettent de régler chaque élément horizontalement et verticalement. Les deux antennes sont reliées à un analyseur de réseau vectoriel.

**b- calibrage et étalonnage du banc :**

Avant toute chose, il est nécessaire de vérifier l'alignement de l'ensemble car la taille des cornets varie d'une bande à l'autre et il est important d'ajuster la position du support pour des mesures optimales. Il existe deux possibilités pour étalonner le banc :

1. La première consiste à prendre comme référence uniquement une mesure à vide donc sans échantillon. Durant la mesure, on va prendre en compte tout le système et toutes les pertes provenant de l'adaptation des cornets, des pertes diélectriques de la lentille si elle existe, des pertes par Spill over, les perturbations du support, des câbles ou de la connectique. C'est un simple rapport de puissance basé sur la mesure unique du coefficient de transmission  $S_{21}$ . La vérification de cette mesure s'effectue simplement en mesurant le module et la phase du coefficient de transmission sans structure qui doivent être respectivement de 0dB et de  $0^\circ$  sur la bande de fréquence mesurée.

2. Le deuxième calibrage est appelé LRL (Line Réflexion Line)

. Il permet la mesure du coefficient de transmission et de réflexion en module et en phase.

LINE : la première longueur de ligne correspond à la longueur de la chaîne de mesure sans le matériau à tester (comme pour le premier calibrage).

REFLECTION : un plan réflecteur est placé dans un premier temps à l'endroit exact où l'onde émise par la voie 1 rencontrera le matériau.

LINE : La deuxième longueur de ligne est optimale pour un quart de longueur d'onde en plus de la première longueur. En effet, cela permet d'avoir un déphasage suffisant à toutes les fréquences de la bande afin de minimiser les incertitudes des mesures.

Ce dernier calibrage est plus difficile à mettre en place car aux fréquences considérées, une petite erreur de déplacement du matériau entraîne une forte modification de la phase.

**c- l emplacement de l'échantillon dans La zone en champs lointains :**

Pour que l'onde incidente sur le matériau soit une onde plane dont l'étude est relativement plus facile, on doit choisir soigneusement la distance entre l'antenne et l'échantillon, cette distance à partir duquel on est dans la zone en champ lointain est donnée par :  $R = \frac{2D^2}{\lambda}$

Avec :  $D$  est la plus grande des dimensions de l'antenne.

**III.6. AVANTAGES DE LA METHODE EN ESPACE LIBRE :**

La technique en espace libre permet d'effectuer des mesures sans contact et non destructive. Elle permet aussi de remonter à des informations relatives au cœur des matériaux diélectriques sous test. C'est une mesure qui peut être effectuée dans des milieux hostiles (haute et basse température, humidité, poussière...). Aussi, C'est une méthode sans danger pour l'utilisateur compte tenu des puissances utilisées (quelques mW).

**III.7. INCONVENIENTS DE LA METHODE EN ESPACE LIBRE :**

Ce type de caractérisation est sujet aux problèmes de diffraction de l'onde électromagnétique sur le bord des matériaux du fait qu'il n'est pas possible d'émettre un faisceau d'onde électromagnétique comparable, en optique, au faisceau laser.

La technique en espace libre nécessite le choix des antennes, de la fréquence de travail et de la puissance. Ajoutons qu'il est nécessaire de calibrer les systèmes hyperfréquences avant leur utilisation.

**III.8. CONCLUSION :**

La méthode en espace libre est ce qu'il y a de mieux pour la caractérisation des échantillons larges et plans qui doivent être testés sous hautes températures.

C'est une technique sans contact qui est habituellement non destructive mais il faut tenir compte de la calibration pour optimiser au maximum les résultats car les erreurs de mesure sont dues à la mauvaise acquisition des paramètres  $S_{ij}$ .

---

## CONCLUSION GENERALE

Dans ce manuscrit on a présenté les principales méthodes de caractérisation de matériaux par les techniques microondes (méthode des lignes de transmission la méthode en guides d'ondes, la méthode résonnante et la méthode en espace libre). Notre démarche consisté alors à présenter en générale les méthodes, par la suite on a fait des rappels théoriques pour chacune de ces dernières, et on procédant avec des moyens analytiques on est arrivé aux différentes expressions des paramètres recherchés.

Chacune des méthodes qu'on a abordé présente des avantages et des limitations, en effet, dans les méthodes en structures propagatrices (lignes de transmission et guides d'ondes) l'avantages c'est qu'elles couvrent une large bande de fréquence mais l'inconvénient réside dans la difficulté d'incrémenter les échantillons pour la méthode en lignes de transmission et l'usinage du matériau pour qu'il remplisse entièrement la section droite de la structure concernant la méthode en guide d'onde. Pour la méthode résonnante elle est meilleure en termes de précision mais l'inconvénient majeur réside dans le caractère mono fréquence de cette méthode. Enfin, concernant la méthode en espace libre son avantage principal est qu'elle n'est pas destructive de l'échantillon à caractériser ajoutant à cela qu'elle peut être appliquée dans des conditions hostiles (températures élevées .., etc.), mais elle n'est pas recommandée pour caractériser les échantillons de petites dimensions (effet de bord). Aussi, lors de la mesure nous sommes contraint de respecter certaines conditions (calibrage du banc de mesure, l'emplacement de l'échantillon dans la zone en champ lointain).

Concernant la mesure, tous les méthodes reposent sur l'extraditions des paramètres de réflexion et / ou de transmission grâce à un système de mesure qui est l'analyseur de réseau vectoriel qui donne le module et la phase des paramètres mesurées. Mais si on ne dispose pas de ce système, on fait appel aux coupleurs même si la majorité de ces derniers donnent seulement les modules des paramètres.

Enfin Après avoir illustré ses méthodes on peut dire que les techniques microondes sont des outils très efficaces pour la caractérisation de matériaux diélectriques nouveaux ou pour apporter des solutions là où les autres méthodes de caractérisation ne se sont pas révélées efficaces pour résoudre un problème particulier.

# Bibliographie

[1] F. MOUKANDA Mbango « Contribution à la caractérisation électrique de matériaux utilisés en microélectronique radiofréquence »; thèse soutenue Le 10 Novembre 2008.

[2] Mourad ADOUS « caractérisation électromagnétique des matériaux traités en génie civile dans la bande de fréquences 50MHZ -13Ghz », thèse soutenue le 05 octobre 2006.

[3] F. GARDIAUL« Hyperfréquences, volume XIII», collection : Traité d'électricité, 1990.  
Tanguy JAFFRE « Caractérisation des matériaux à bande interdite électromagnétique multi périodiques et leur application aux antennes », thèse soutenue le 04 Février 2005.

Mingming WANG « Contribution à la conception et à la réalisation de microscopes champ proche en bandes de fréquences microondes et millimétriques application à l'évaluation non destructive», thèse soutenue le 30 juin 2010.

Abdelkader BENABOU « Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ », thèse soutenue le 16 Décembre 2002.

David GLAY« Conception et réalisation de systèmes microondes destinés au contrôle non destructif de matériaux », thèse soutenue le 26 Novembre 1999.

Oussama BENZAIM « Techniques Multiport pour la Conception et la Réalisation de Systèmes Micro-ondes dédiés à l'Evaluation Non Destructive de matériaux », thèse soutenue le 7 Juillet 2009

K. Haddadi « Conception et réalisation d'un mesureur de paramètres S à 35GHz » ; mémoire de DEA, Lille, Juillet 2003

[4] « Chapitre 7 réflexion et réfraction d'une onde plane »  
<http://phineas.ustrasbg.fr/marquis/Enseignement/.../ReflRe>

# ANNEXES

## LES PARAMETRES $S_{ij}$

### I. INTRODUCTION:

Les paramètres S (de l'anglais *Scattering parameters*), coefficients de diffraction ou de répartition sont utilisés en hyperfréquences, en électricité ou en électronique pour décrire le comportement électrique de réseaux électriques linéaires en fonction des signaux d'entrée.

De nombreuses propriétés électriques peuvent être exprimées en utilisant les paramètres  $S_{ij}$ , comme le gain, les pertes en réflexion, le rapport d'ondes stationnaires (ROS) ou le coefficient de réflexion. Le terme 'diffraction' est plus communément utilisé en optique qu'en hyperfréquences, en référence à l'effet observé lorsqu'une onde plane est incidente sur un obstacle ou un milieu diélectrique. Dans le contexte des paramètres S, le terme 'diffraction' fait référence à la façon dont les signaux appliqués sur une ligne de transmission sont modifiés lorsqu'ils rencontrent une discontinuité causée par l'insertion d'un composant électronique sur la ligne.

Bien que le formalisme des paramètres  $S_{ij}$  soit applicable pour toutes les fréquences, ils sont utilisés régulièrement dans le domaine des hyperfréquences. Ces paramètres dépendent de la fréquence de mesure et peuvent être mesurés grâce à des analyseurs de réseaux. Ils sont généralement représentés sous forme matricielle et leurs manipulations obéissent aux lois de l'algèbre linéaire.

### II. MATRICE S :

On modélise un dispositif hyperfréquence par un ensemble de 'ports'. Chaque port correspond à une ligne de transmission ou l'équivalent d'une ligne de transmission d'un mode propagatif d'un guide d'onde. Le terme de 'port' a été introduit par H. A. Wheeler dans les années 1950. Lorsque plusieurs modes se propagent dans une ligne, on définit alors autant de ports que de modes propagatifs.

Les paramètres S relient les ondes incidentes avec les ondes réfléchies par les ports du dispositif. Ainsi, un dispositif hyperfréquence est décrit complètement comme il est « vu » au niveau de ses ports. Pour certains composants ou circuits, les paramètres S peuvent être calculés en utilisant des techniques analytiques d'analyse des réseaux ou bien mesurés avec

analyseur de réseau. Une fois déterminés, ces paramètres S peuvent être mis sous forme matricielle. Par exemple, pour un dispositif hyperfréquence à N ports :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & \dots & S_{1N} \\ \vdots & & \vdots \\ S_{N1} & \dots & S_{NN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_N \end{pmatrix}$$

Un élément spécifique de la matrice S peut être déterminé par :

$$S_{ij} = \left. \frac{b_i}{a_j} \right|_{a_k=0 \text{ pour } k \neq j}$$

C'est-à-dire qu'un élément  $S_{ij}$  de la matrice est déterminé en induisant une onde incidente  $a_j^+$  sur le port j et en mesurant l'onde réfléchie  $b_i^-$  sur le port i. Toutes les autres ondes incidentes sont égales à 0, c'est-à-dire que tous les ports doivent être terminés avec une charge adaptée pour éviter les réflexions.

Les paramètres  $a_i$  et  $b_i$  représentent des tensions complexes normalisées incidentes et réfléchies et sont parfois appelés *les ondes de puissances*. Elles peuvent être exprimées en fonction des tensions et intensités mesurées sur le i-ème port, par les relations suivantes:

$$a_i = \frac{V_i + Z_i I_i}{2\sqrt{|\Re[Z_i]|}} \quad b_i = \frac{V_i - Z_i^* I_i}{2\sqrt{|\Re[Z_i]|}}$$

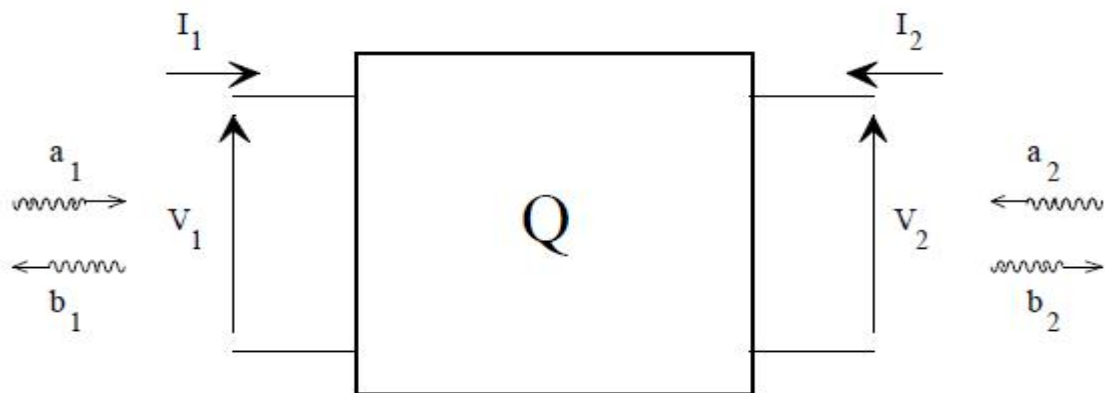
Où l'exposant \* représente le complexe conjugué.  $Z_i$  correspond à une impédance de référence choisie de façon arbitraire. Généralement, on admet que l'impédance de référence est la même pour tous les ports du réseau (par exemple l'impédance caractéristique de la ligne,  $Z_0$ , qui est positive et réelle) et on utilise alors les relations :

$$a_i = \frac{V_i + Z_0 I_i}{2\sqrt{|\Re[Z_0]|}} \quad b_i = \frac{V_i - Z_0 I_i}{2\sqrt{|\Re[Z_0]|}}$$

### ▼ Remarque :

- $S_{ii}$  correspond au coefficient de réflexion mesuré sur le port  $i$  lorsque **tous** les autres ports sont terminés par des charges adaptées.
- $S_{ij}$  correspond au coefficient de transmission entre le port  $i$  et le port  $j$  lorsque **tous** les autres ports sont terminés par des charges adaptées.
- Le signe - (moins) dans les relations exprimant les ondes réfléchies  $b_i$  provient de la convention de signe utilisée pour le courant. Le courant provenant de la sortie "rentre" dans le réseau : il est donc du signe opposé au courant "entrant" dans le réseau.

### II.1. Matrice S d'un quadripôle :



**Figure 1:** schéma d'un quadripôle.

L'utilisation la plus fréquente des paramètres S concerne les quadripôles, comme par exemple des amplificateurs. Dans cette situation, les relations entre les ondes incidentes, réfléchies et transmises sont décrites par la relation :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$$

soit :

$$\begin{cases} b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \\ b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2 \end{cases}$$

Les ondes a et b sont mesurées à partir des tensions incidentes  $V_i$  et réfléchies  $V_r$  sur chaque port par :

$$a_1 = \frac{V_{i1}}{\sqrt{Z_0}} = \frac{V_1 + Z_0 I_1}{2\sqrt{Z_0}} \quad a_2 = \frac{V_{i2}}{\sqrt{Z_0}} = \frac{V_2 - Z_0 I_2}{2\sqrt{Z_0}}$$

$$b_1 = \frac{V_{r1}}{\sqrt{Z_0}} = \frac{V_1 - Z_0 I_1}{2\sqrt{Z_0}} \quad b_2 = \frac{V_{r2}}{\sqrt{Z_0}} = \frac{V_2 + Z_0 I_2}{2\sqrt{Z_0}}$$

Où  $Z_0$  correspond à l'impédance caractéristique des lignes. Les paramètres S représentent alors physiquement :

- $S_{11}$  : coefficient de réflexion à l'entrée lorsque la sortie est adaptée ;
- $S_{12}$  : coefficient de transmission inverse lorsque l'entrée est adaptée ;
- $S_{21}$  : coefficient de transmission direct lorsque la sortie est adaptée ;
- $S_{22}$  : coefficient de réflexion à la sortie lorsque l'entrée est adaptée

### Réseaux réciproques :

Un multi pôle passif contenant des milieux isotropes est réciproque, c'est-à-dire que sa matrice S est symétrique :  $S = S^T$  ou  $S_{ij} = S_{ji}$ .

### Réseaux sans pertes

Un multi pôle passif sans pertes a une matrice S unitaire, c'est-à-dire telle que :  $(S^*)^T S = 1$  et  $S^T S^* = 1$

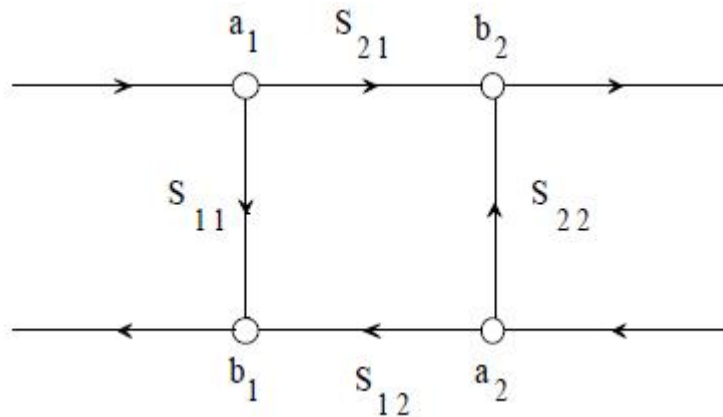
### II.2. Graphe de fluence :

Le graphe de fluence est un moyen élégant de représenter et d'analyser le phénomène de réflexion et de transmission dans un circuit microonde. En effet, une fois la topologie du graphe établie, les relations entre les variables peuvent être déterminées à partir des règles de Masson. Plusieurs définitions sont nécessaires à la construction d'un graphe de fluence :

- Chaque variable (dépendante ou indépendante) est associée à un nœud.
- Les paramètres S sont représentés par des branches.

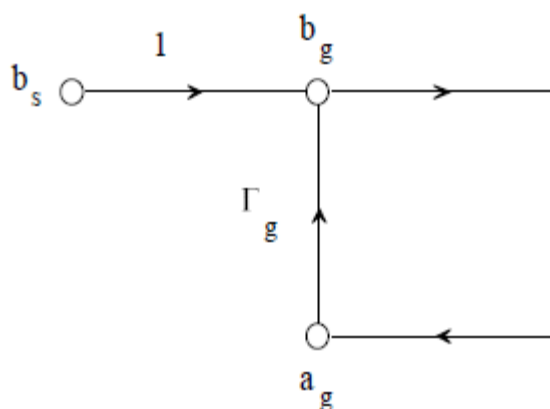
- Les branches sont orientées de la variable indépendante vers la variable dépendante. Les variables indépendantes (respectivement dépendantes) sont les ondes incidentes (respectivement réfléchies).
- Un nœud est égal à la somme des branches convergeant vers lui.

Le graphe de fluence d'un quadripôle caractérisé par ses paramètres S est représenté sur la figure suivante :

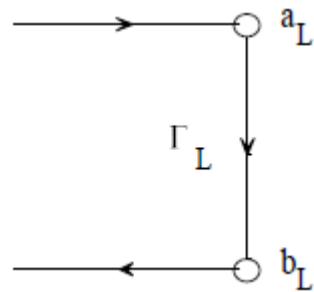


**Figure 2** : Graphe de fluence d'un quadripôle.

On peut également représenter les dipôles à l'aide des graphes de fluence, et notamment le générateur et la charge comme le montre les figures suivantes :

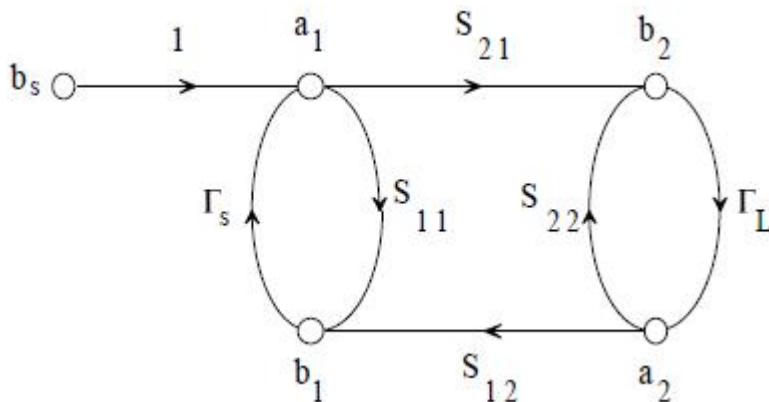


**Figure 3** : Graphe de fluence d'un générateur.



**Figure 4:** Graphe de fluence d'une charge.

On peut bien entendu combiner les trois représentations pour représenter un générateur débitant dans un quadripôle chargé (cas typique de l'amplificateur microonde). Le graphe correspondant est présenté ci-dessous :



**Figure 5 :** Graphe de fluence d'un quadripôle alimenté et chargé.

Pour déterminer la fonction de transfert d'une variable dépendante à une variable indépendante, on applique la **formule de Masson**.

### II.2.1.règle de Masson :

Pour illustrer cette théorie, nous allons calculer la fonction de transfert entre  $b_s$  et  $b_1$  (les conventions sont celles de la Figure 1).

$$T = \frac{C_1 [1 - \sum L_1^1 + \sum L_2^1 - \dots] + C_2 [1 - \sum L_1^2 + \sum L_2^2 + \dots] + \dots}{1 - \sum L_1 + \sum L_2 - \sum L_3 + \dots}$$

Les termes  $C_i$  sont les différents chemins possibles entre la variable indépendante et la variable dépendante. Un chemin est défini comme un circuit fermé que l'on parcourt dans le sens des flèches sans passer deux fois par le même nœud. Dans le cas qui nous intéresse, on aura :

$$C_1 = S_{11}$$

$$C_2 = S_{21} \Gamma_L S_{12}$$

Le terme  $\sum L_1$  représente la somme des boucles du premier ordre.

Une boucle du premier ordre est définie comme le produit des branches rencontrées lors du parcours fermé d'un nœud vers ce même nœud. Ici  $\Gamma_S S_{11}$ ,  $\Gamma_L S_{22}$  et  $S_{21} \Gamma_L S_{12} \Gamma_S$  sont les seules boucles du premier ordre.

Le terme  $\sum L_2$  représente la somme des boucles du deuxième ordre. Une boucle du deuxième ordre est le produit de deux boucles du premier ordre non adjacentes. La seule boucle du deuxième ordre de notre exemple vaut  $S_{11} \Gamma_S S_{22} \Gamma_L$ . De la même façon, une boucle du troisième ordre est égale au produit de trois boucles du premier ordre non adjacentes. Il n'y a pas de boucles du troisième ordre dans l'exemple qui nous intéresse.

Le terme  $\sum L_j^i$  représente la somme des boucles d'ordre  $j$  ne touchant pas le chemin  $C_1$ . Pour le graphe de la Figure 5, on obtient :

$$\sum L_1^1 = \Gamma_L S_{22}, \quad \sum L_1^2 = 0 \quad \text{et} \quad \sum L_2^1 = 0$$

La fonction de transfert recherchée s'écrit donc :

$$\frac{b_1}{b_S} = \frac{S_{11}(1 - S_{22} \Gamma_L) + S_{21} \Gamma_L S_{12}}{1 - (S_{11} \Gamma_S + S_{22} \Gamma_L + S_{21} \Gamma_L S_{12} \Gamma_S) + S_{11} \Gamma_S S_{22} \Gamma_L}$$

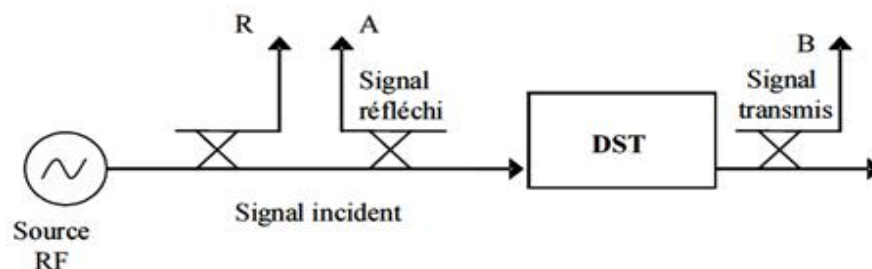
## SYSTEME DE MESURE DES PARAMETRES $S_{ij}$

Le principal appareil de mesure en hyperfréquence est l'analyseur de réseaux automatique. Il sert à déterminer les paramètres  $S$  d'un dipôle ou d'un quadripôle actif ou passif. Il existe deux grandes familles d'analyseurs de réseaux :

- les scalaires qui ne mesurent que le module des paramètres  $S$
- les vectoriels qui mesurent le module et la phase.

Ils permettent d'effectuer des mesures sur une large gamme de fréquences (de quelques MHz à plusieurs centaines de GHz pour les plus performants).

Il est nécessaire pour pouvoir calculer les paramètres  $S$  de connaître les signaux réfléchis et transmis mais aussi le signal incident. La (figure 1) montre un schéma simplifié du prélèvement des signaux.



DST : Dispositif Sous Test

**Figure 1:** Schéma de base de la mesure des différents signaux.

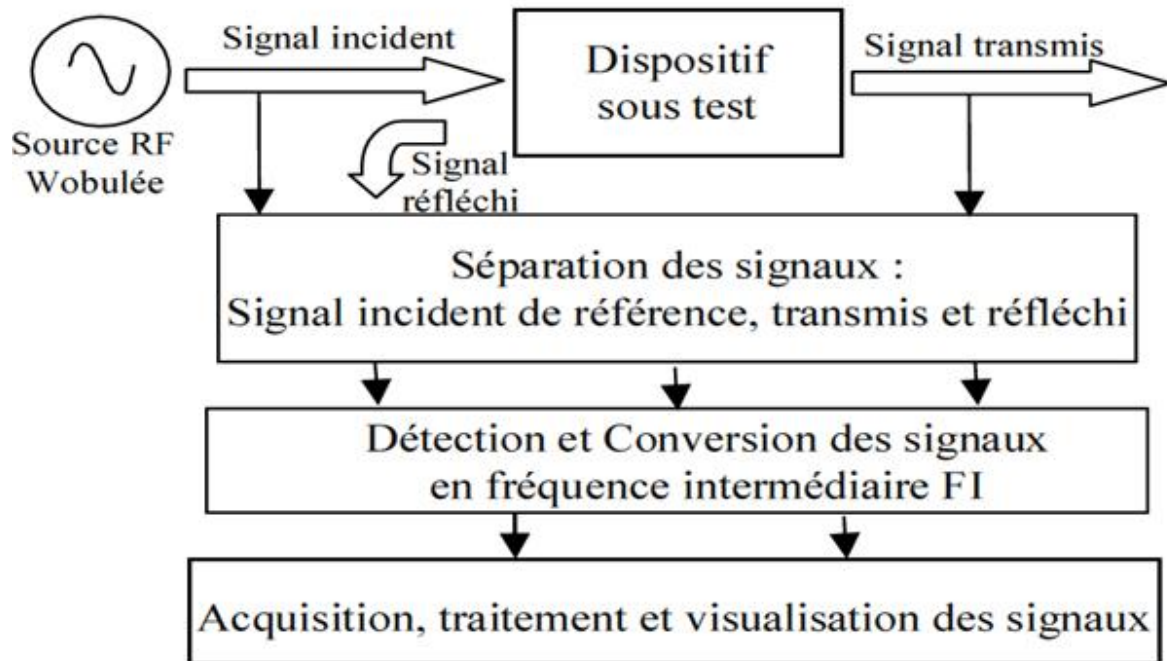
Le signal émis par une source RF est divisé en deux (en général à l'aide d'un diviseur Wilkinson). La partie prélevée servira de référence (R). L'autre partie attaque le DST (Dispositif Sous Test). Une partie est réfléchi et l'autre est transmise (en supposant que le quadripôle est sans pertes) au travers du DST.

Ainsi, à l'aide de coupleurs, nous dérivons une portion des signaux (A et B) qui nous permettent de calculer les paramètres  $S$  du DST par les formules suivantes :

$$S_{11} = \frac{A}{R}$$

$$S_{21} = \frac{B}{R}$$

Pour obtenir les deux autres paramètres ( $S_{12}$  et  $S_{22}$ ), on «retourne» le DST. L'ensemble du travail effectué par l'analyseur est représenté sur le schéma suivant (figure 2) :



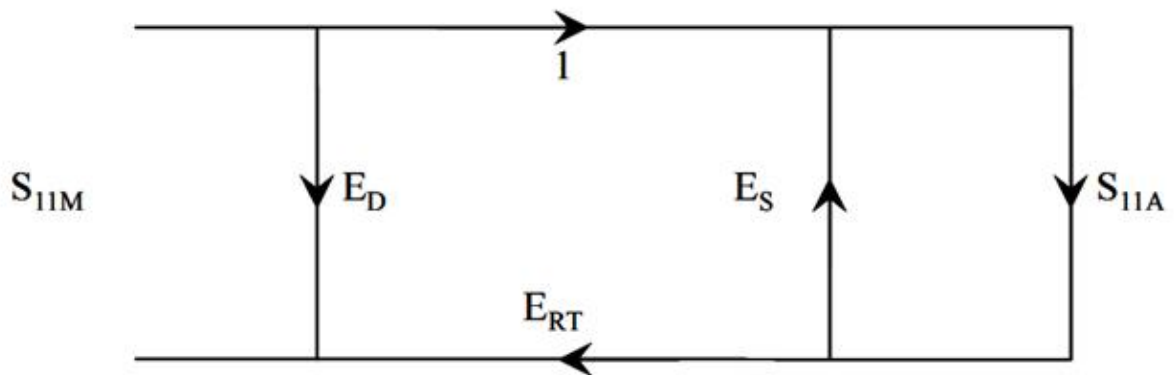
**Figure 2.** : Schéma de principe d'un analyseur de réseaux automatique.

En pratique, les mesures effectuées contiennent un certains nombres d'erreurs dues à l'imperfection des composants qui constituent l'analyseur. On peut citer parmi ces erreurs :

- ü la directivité,
- ü la diaphonie,
- ü les désadaptations de la source et des ports de mesure
- ü les réponses fréquentielles des détecteurs.

Pour corriger ces erreurs, il existe une étape de calibrage dite vectorielle. Ce calibrage va permettre de déterminer toutes les erreurs présentent lors d'une mesure. Son principe est d'obtenir un système d'équations exprimant les paramètres  $S$  vrais en fonction des paramètres  $S$  mesurés.

Par exemple, l'influence des erreurs dans le cas de mesure en réflexion (calibrage «one-port») est résumée sur le diagramme de fluence de la figure 2.



**Figure 3:** Diagramme de fluence de l'influence des erreurs sur la mesure de  $S_{11}$ .

La résolution de ce diagramme donne :

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

Avec :  $S_{11M} = S_{11}$  mesuré;

$S_{11A} = S_{11}$  du DST;

$E_D$  = erreur liée à la directivité du coupleur;

$E_S$  = erreur liée à la source;

$E_{RT}$  = erreur liée à la réponse fréquentielle.

L'équation obtenue lie le  $S_{11}$  vrai ( $S_{11A}$ ) au  $S_{11}$  mesuré ( $S_{11M}$ ) grâce à trois paramètres inconnus ( $E_D$ ,  $E_S$ ,  $E_{RT}$ ). Pour pouvoir déterminer ces trois valeurs d'erreur, il faut effectuer trois mesures (en général un court-circuit, un circuit ouvert et une charge adaptée).

Finalement, on obtient un système de trois équations à trois inconnues. Dans le cas du calibrage «full-2-port», il n'y a plus trois mais douze inconnues à déterminer, il faut donc réaliser douze mesures lors du calibrage.