

MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ MOULOUD MAMMÈRI, TIZI-OUZOU



FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE ET D'INFORMATIQUE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

Mémoire de fin d'études
Présenté en vue de l'obtention
du Diplôme d'Ingénieur d'Etat en Electronique

Option: Communication

Thème:

**La caractérisation micro-onde
des matériaux**

Proposé et dirigé par :

M^r: EL KECHAÏ.H

Présenté par :

M^{elle}: RABHI NADIA

Année universitaire 2008 /2009

Dédicaces

*Je dédie ce travail à tous ceux
qui ont contribué de près ou de loin à mon
évolution, commençant par mes chères parents
(père et mère) à qui je rend un grand
hommage, ainsi, mes oncles, mes frères, mes
cousins, à tous les membres de la famille
R.A.B.H.I, sans oublier tous mes amis qui
m'ont soutenu le long de mon cursus.*



Remerciements

*Je remercie mon promoteur
M. El kachai qui m'a proposé, dirigé, aidé et
orienté dans l'édification de ce projet, et tous
ceux qui m'ont encouragé à fin d'aboutir le
point ou je suis aujourd'hui.*

Sommaire

Introduction générale	1
I- Chapitre I :	
Les différentes méthodes de caractérisation de matériaux	
I.1- introduction	3
I.2 les méthodes de caractérisation des matériaux	3
I.3- la permittivité complexe d'un matériau	4
I.4 le choix des méthodes de caractérisation	4
I.5- la caractérisation des matériaux dans le domaine des Hyperfréquences	5
I.6- les différents types de matériau à caractériser	6
I.7- conclusion	10
II- Chapitre II :	
La méthode de mesure en espace libre	10
II.1- introduction	11
II.2- le principe de la mesure	11
II.3- étalonnage de la structure de mesure	12
II.4- caractérisation d'un matériau sous test	15
II.5- conclusion	22

III-Chapitre III :

Caractérisation des matériaux en utilisant des méthodes guidées

III.1-introduction	24
III.2-la mesure en guide d'onde rectangulaire	26
III.3- la méthode de mesure en utilisant des lignes coaxiale	31
III.3.a-introduction	32
III.3.b- le principe de la méthode-	29
III.4-conclusion	36

IV-Chapitre IV : la méthode en cavité résonante

IV.1-introduction	37
IV.2-historique	37
IV.3-principe de la méthode	38
IV.4-la théorie des faibles perturbations	40
IV.4.a-équation générale de perturbation	41
IV.4 b- le coefficient de remplissage	42
IV.4.c-perturbation d'un échantillon diélectrique	
Mesure de la permittivité	43
IV.4.d-perturbation d'un échantillon conducteur	
Mesure de la conductivité	45
IV.5-conclusion	46
Conclusion générale	47

INTRODUCTION GENERALE

Durant ces dernières années, les industriels ont continuellement eu besoin de produire des dispositifs d'électroniques intégrés aux grandes performances, mais de très petites tailles. Ces composants fonctionnent en plage de fréquence élevée que nous avons située comme étant celle des hyperfréquences. Parmi les domaines industriels intéressés, nous pouvons citer de l'aéronautique, de l'automobile, de radiocommunication, de la télécommunication, du bâtiment (ciment, biton, etc.), de l'électrotechnique, etc. Avec les progrès de la technologie, caractériser les matériaux est important pour des nouveaux dispositifs.

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

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

A partir de la mesure de ces coefficients, réalisés à l'aide d'un analyseur de réseaux, on remonte à la permittivité et la perméabilité de l'échantillon. Le choix d'une technique de caractérisation est d'abord déterminé par la bande de fréquence exploitée, puis par les propriétés physiques de matériau : Magnétique ou non, transparent ou absorbant, isotrope ou anisotrope, homogène ou hétérogène, dispersif ou non et enfin par la forme et la nature des échantillons de matière disponibles : plaquettes ou films minces, liquides ou solides, élastomères ou granulaires.

Notre travail est développé sur quatre chapitres. Nous présentons dans le chapitre I les bases fondamentales des différentes méthodes et techniques de caractérisation dans le globale.

Le chapitre II est consacré pour l'étude en espace libre, dont on utilise une seule antenne travaillons en émission et en réception. On exprime les différentes étapes de la mesure et son principe de fonctionnement pour aboutir aux caractéristiques d'un matériau sous test.

Dans le chapitre III, nous étalerons les méthodes en espace guidé, parmi les configurations, la technique en guide d'onde rectangulaire et en ligne coaxiale.

Le chapitre IV présente une autre technique d'extraction, c'est la technique en cavité résonante, on détermine le principe de celle-ci.

Pour terminer l'étude, une conclusion générale portera sur la synthèse de notre travail pour les différentes techniques de mesure pour la caractérisation micro-ondes des matériaux.

CHAPITRE I :

LES DIFFERNTES METHODES DE CARACTERISATION DES MATERIAUX

I.1 -INTRODUCTION :

Tous les matériaux ont un ensemble de caractéristiques qui leurs sont spécifiques. La bonne connaissance des paramètres est indispensable afin de répondre aux exigences industrielles et intégrer dans des bonnes conditions les systèmes dans leur environnement. Les méthodes de caractérisation des matériaux peuvent être classées en fonction de différents paramètres illustrés dans le tableau ci-dessous :

BANDE DE FREQUENCE		TYPE DE MATERIAUX		TYPE DE METHODE	
Bande étroite	Large bande	Massique et homogène	Multicouche inhomogène	Non destructives	destructives

Tableau1 : classification des méthodes de caractérisation.

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

La méthode à bande étroite appliquée aux structures résonantes, et la méthode à large bande appliquée aux méthodes des lignes de transmission. Ces deux méthodes peuvent être utilisées avec structures propagatrices.

Les méthodes à bande étroite sont souvent basées sur une seule fréquence dite fréquence de résonance, par contre les méthodes large bande sont celles qui couvrent au moins une décade de fréquences.

I.2- LES METHODES DE LA CARACTERISATION DES MATERIAUX :

La détermination des caractéristiques de matériaux dans le domaine s'étend aux micro-ondes a fait l'objet de développement des différentes méthodes de mesure suivant la bande de fréquence. Dans la partie du spectre correspondant aux ondes métriques, centimétriques et millimétriques, les dispositifs utilisés ont d'abord été des structures résonnantes, ensuite des structure guidées (rectangulaire, coaxiale, micro ruban ...).

Les mesures les plus anciennes ont été en cavité rectangulaire ou cylindriques résonnantes fermées : la variation de la fréquence de résonance, et de facteur de qualité, créée par l'introduction d'un petit échantillon, a permet de remonter à la permittivité du matériau grâce à l'approximation des faibles perturbations.

La mesure de base en onde stationnaire a été d'abord décrite pour les diélectriques puis pour les matériaux magnétiques. Un échantillon est placé à l'extrémité d'une ligne de transmission devant un circuit ouvert ou un court circuit. La mesure de taux d'ondes stationnaires et de la position des nœuds du champ électrique, permet de remonter aux caractéristiques de matériau.

Les mesures en espace libre ont été proposées en 1948, mais ont été abandonnées pendant plusieurs années, du fait de la difficulté à disposer de grands échantillons, et du manque de précision à cette époque.

Le développement des analyseurs de réseaux a ouvert des perspectives nouvelles pour la caractérisation des matériaux. Les techniques de calibrages se sont développées, permettant d'avoir de meilleures précisions.

Les mesures en ligne de transmission et en guide d'onde présentent l'avantage d'être rapide et simples.

I.3 -LA PERMITTIVITE COMPLEXE D'UN MATERIAU :

La permittivité ε d'un matériau est une mesure de la distorsion d'une distribution de charges électriques placées dans un champ électrique. Lorsque le matériau présente des pertes, elle s'écrit sous forme complexe :

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

Ou ε' est la constante diélectrique, ε'' est le facteur de perte.

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

La permittivité complexe d'un matériau, lorsqu'elle est normalisée à la permittivité de vide ϵ_0 , est appelée permittivité relative ϵ_r :

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \epsilon'_r - j\epsilon''_r = \epsilon'_r(1 - j \tan\delta) \quad 1.2$$

Où $\tan \delta$ est la tangente de perte, paramètre souvent employé pour indiquer les pertes d'un matériau donné, il est défini par :

$$\tan \delta = \frac{\epsilon''_r}{\epsilon'_r} \quad 1.3$$

$\tan \delta$ caractérise l'affaiblissement du champ dans un milieu.

$\tan \delta$ et ϵ'_r sont deux grandeurs sans dimension.

II.4 – LE CHOIX DES METHODES DE CARACTERISATION :

Dans ce paragraphe, nous résumons les différentes méthodes de caractérisation des matériaux sous un tableau. À savoir la méthode large bande et la méthode bande étroite ou la grandeur physique à chercher. Le choix de la méthode dépend de la précision recherchée sur les différents paramètres du matériau

Cellule de mesure	Configuration de l'échantillon	Paramètres mesurés	Grandeurs physiques	Bande de fréquence
Cavités résonantes	seul	Module de S_{11} et S_{21}	ϵ ou μ	mono fréquence
	Au centre de la cellule	S_{11} et S_{21}	ϵ et μ	Large bande
Lignes de transmissions Ou Guides d'ondes	Devant un court circuit	S_{11}	μ	Basse fréquence
	Devant un circuit ouvert	S_{11}	ϵ	Large bande
	au contacte d'une sonde	S_{11}	ϵ	Large bande
Espace libre	Devant un court circuit	S_{11}	ϵ ou μ	Large bande
	seul	S_{11} et S_{21}	ϵ et μ	Large bande

I. 5- LA CARACTERISATION DE MATERIAUX DANS LE DOMAINE DES HYPERFREQUENCE :

La propagation d'une onde électromagnétique dans un diélectrique à perte se détermine à partir des équations de Maxwell suivantes :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -j \omega \mu \vec{H} \quad (\text{équation de Maxwell-Faraday}) \quad \text{I.4}$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = (\sigma + j \omega \epsilon) \vec{E} \quad (\text{équation de Maxwell-Ampère}) \quad \text{I.5}$$

$$\text{Div} \vec{D} = \rho \quad (\text{équation de Maxwell-Gauss}) \quad \text{I.6}$$

$$\text{Div} \vec{B} = 0 \quad (\text{conservation de conservation de flux magnétique}) \quad \text{I.7}$$

E : est le vecteur champ électrique.

H : est le vecteur champ magnétique.

B : est l'induction magnétique.

D : est le déplacement électrique.

ρ : La densité de charge.

$$\overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -j \omega \mu \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} \quad \text{I.8}$$

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

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

$$\Delta \vec{E} - j \omega \mu (\sigma + j \omega \epsilon) \vec{E} = 0$$

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

Donc :

$$k^2 = -j \omega \mu (\sigma + j \omega \epsilon) \quad \text{I.9}$$

On a: $k^2 + \gamma^2 = 0 \Rightarrow k^2 = -\gamma^2$

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

$$\gamma = \sqrt{j \omega \mu (\sigma + j \omega \epsilon)} = \alpha + j \beta \quad \text{I.11}$$

γ : la constante de propagation.

α : la constante d'atténuation.

β : la constante de phase.

α et β sont en fonction de la permittivité complexe et la perméabilité complexe. Considérons que le matériau est non magnétique, donc $\mu_r=1$.

$$\begin{aligned}\gamma^2 &= (\alpha + j\beta)^2 = j\omega\mu(\sigma + j\omega\varepsilon) \\ \alpha^2 - \beta^2 + 2j\alpha\beta &= j\omega\sigma\mu_0 - \omega^2\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r\end{aligned}$$

Donc

$$\begin{cases} \alpha^2 - \beta^2 = -\omega^2\varepsilon_0\varepsilon_r\mu_0 \\ 2\alpha\beta = \omega\sigma\mu_0 \end{cases} \quad \text{I.12}$$

En tire α :

$$\alpha = \frac{\omega\sigma\mu_0}{2\beta} \quad \text{I.13}$$

En remplace la valeur de α :

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

On pose: $D = \beta^2$

Donc, on aura :

$$\begin{aligned}-D^2 + \mu_0\omega^2\varepsilon_0\varepsilon_rD + \frac{\omega^2\sigma^2\mu_0^2}{4} &= 0 \\ \Delta &= \omega^4\varepsilon_0^2\varepsilon_r^2\mu_0^2 + \omega^2\sigma^2\mu_0^2 \\ D_1 &= \frac{\omega\varepsilon_0\varepsilon_r\mu_0 + \mu_0\sqrt{\omega^4\varepsilon_0^2\varepsilon_r^2 + \omega^2\sigma^2}}{2}\end{aligned}$$

On aura: $\beta = \sqrt{D_1}$

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

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

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

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\varepsilon_0^2 \varepsilon_r^2 w^2}} \right)} \quad 1.14$$

En remplaçant l'expression de β dans (I.12), on obtient :

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\varepsilon_0^2 \varepsilon_r^2 w^2}} - 1 \right)} \quad 1.15$$

λ_0 étant la longueur d'onde dans le vide.

La résolution des équations (I.13) et (I.14) nous conduisons à des expressions de ε_r et σ :

$$\left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^2 = \frac{\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\varepsilon_0^2 \varepsilon_r^2 w^2}} - 1}{\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\varepsilon_0^2 \varepsilon_r^2 w^2}} + 1}$$

$$\sigma^2 = \left[\left(\frac{\alpha + \beta}{\beta - \alpha} \right)^2 - 1 \right] \varepsilon_0^2 \varepsilon_r^2 w^2$$

$$\varepsilon_r = \frac{\lambda_0^2 \alpha (\beta - \alpha)}{4\pi^2} \quad 1.16$$

Et

$$\sigma = \frac{w \alpha \varepsilon_0 \lambda_0^2}{4\pi^2} \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} \quad 1.17$$

Le calcul de α et β permet de déterminer les propriétés intrinsèques de milieu de propagation ε et σ .

I.6-LES DEFFERENTS TYPES DE MATERIAUX A CARACTERISER :

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

- Si $\sigma/\omega \varepsilon \gg 1$, le matériau est dit conducteur.

Les matériaux conducteurs ont une forte conductivité, ils atténuent rapidement l'onde incidente qui se propage. Ils sont souvent utilisés pour conduire un signal radiofréquence (RF) dans le multiple type de dispositifs.

- Si $\sigma/\omega \varepsilon \ll 1$, le matériau est dit diélectrique.

Ces matériaux sont en général peu conducteurs et se laissent pénétrer par une onde incidente. En général, on considère ceux-ci ayant une conductivité nulle.

- Si $\sigma/\omega \varepsilon \approx 1$, le matériau est dit semi-conducteur, il se situe entre les conducteurs et les diélectriques.

I.7-CONCLUSION :

Dans ce chapitre, nous avons introduit les différentes méthodes de caractérisation, et le choix de cette dernière. Présentons les différents paramètres recherchés et la bande de fréquence à utiliser. Nous développons quelques méthodes dans les chapitres suivants.

CHAPITRE II :

LA METHODE EN ESPACE LIBRE

II-1- INTRODUCTION :

Après avoir illustré des différentes méthodes de caractérisation de matériaux, dans ce chapitre nous intéressons à la mesure en espace libre. Cette technique est une technique relativement ancienne, elle est proposée en 1948. Elle utilise des antennes cornets permettent d'illuminer l'échantillon par une onde plane, ce dernier se présente sous forme d'une plaque plane d'épaisseur connue et positionné perpendiculairement à la direction de l'onde plane.

Cette méthode est basée sur l'acquisition des coefficients de réflexion et de transmission d'une onde électromagnétique incidente sur l'échantillon à caractériser, elle est large bande et non destructive d'une part et ne nécessite pas de contact entre l'échantillon et les outils de mesures (les antennes) d'autre part, elle demande peu de préparation de l'échantillon.

Les paramètres électriques de matériau sont définis à partir des coefficients de réflexion et de transmission. Cette technique est parfaitement adaptée pour des mesures en température élevée (possible sur des matériaux isotropes et anisotrope)

II.2- LE PRINCIPE DE LA METHODE :

Le principe de la méthode de mesure est représentée selon le synoptique donné dans la figure (II-1) suivante :

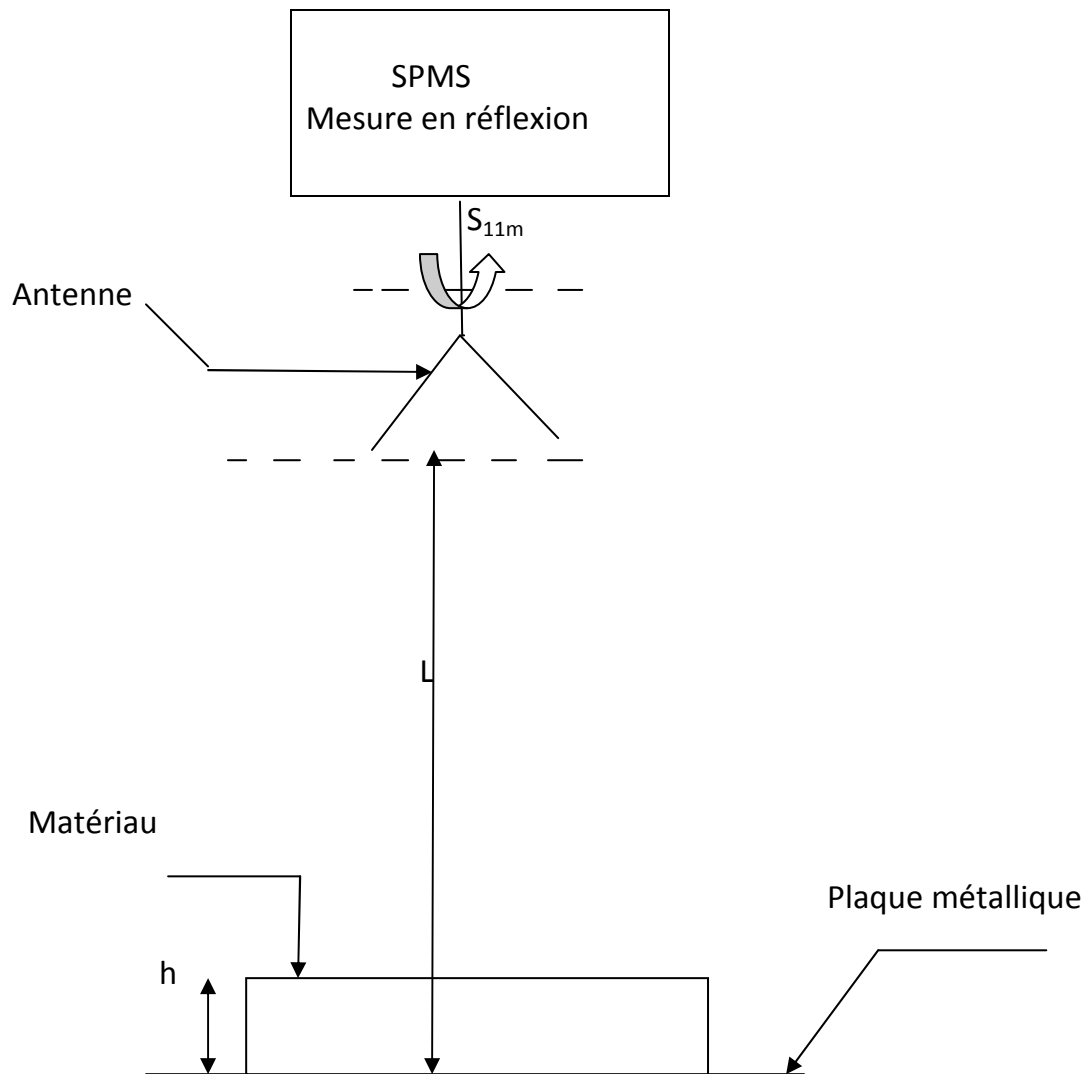


Figure II.1-synoptique de dispositif de mesure en espace libre.

Un SPMS est un système de mesure de coefficient de réflexion.

Dans cette configuration, un SPMS est associé à une antenne cornet pour réaliser la mesure de coefficient de réflexion d'un matériau déposé sur une plaque métallique situé à une distance L de l'antenne. Cette distance est choisie de telle manière à respecter les conditions de champ lointain. la plaque métallique permet d'utiliser qu'une seule antenne fonctionnant à la fois en émission et en réception.

II.3-ETALONNAGE DE LA STRUCTURE DE MESURE :

La détermination des caractéristiques de l'antenne (adaptation et gain) et la distance L entre l'antenne et la plaque métallique est nécessaire. Pour cela, on retire le matériau sous test. la distance L doit être choisie en respectant les conditions de champ lointain, ainsi considérons que l'onde électromagnétique arrivant sur le matériau est plane. on note L_{ref} , la distance pour la quelle le matériau est placé dans

les conditions de champ lointain. En deçà de cette distance, il nous difficile de mettre en équation la propagation de l'onde puisque nous somme en zone de champ proche. Nous modélisons celle-ci par un quadripôle $[\Gamma_1, T_1, \Gamma_2, T_2]$ caractéristique de l'antenne et aussi la propagation de l'onde guidée vers une onde plane.

Nous présentons un graphe de fluence associé à cette configuration afin de déterminer le coefficient de réflexion à vide. Le schéma suivant indique le synoptique de l'étalonnage du dispositif de mesure :

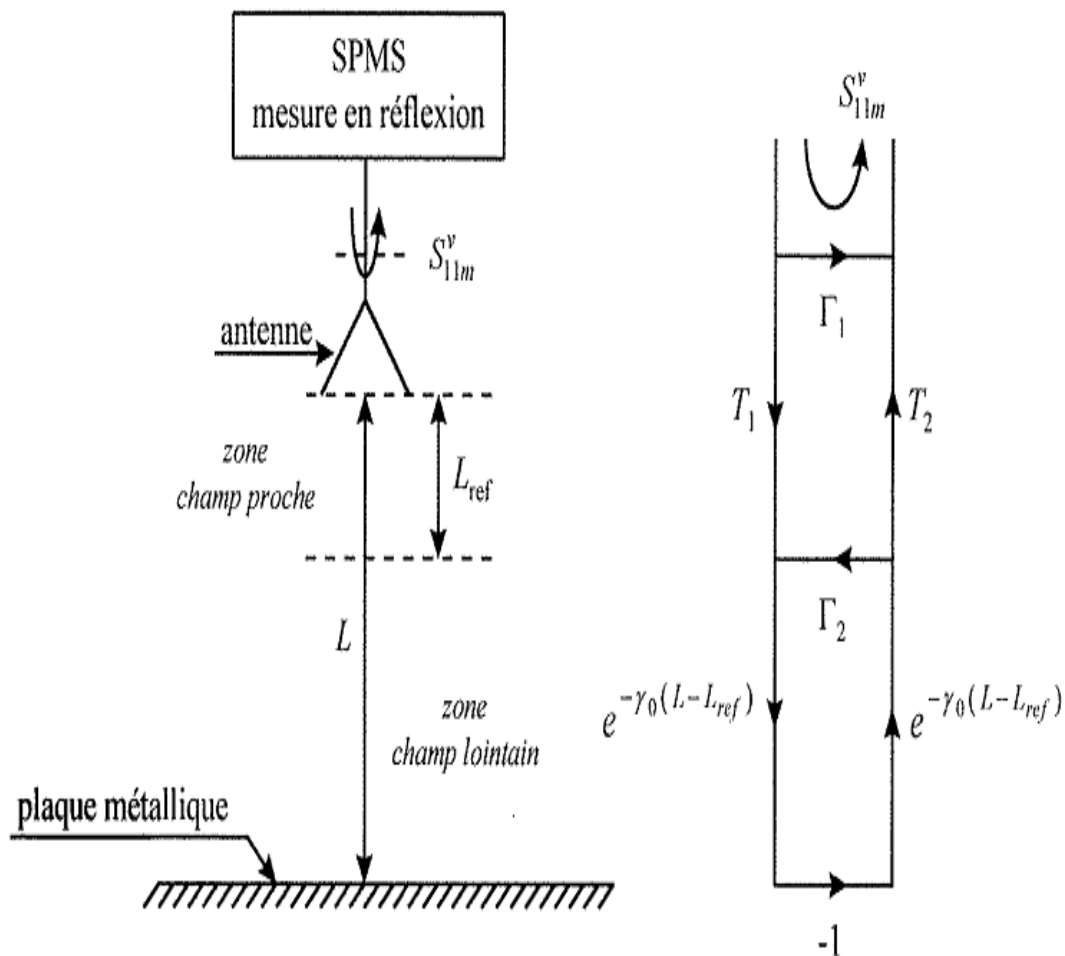


Figure II.2 synoptique de l'étalonnage de mesure et son graphe de fluence.

Le coefficient de réflexion est donné selon le graphe d fluence associé à cette configuration par la relation suivante :

$$S_{11m}^v = \frac{\Gamma_1(1 + \Gamma_2 e^{-2\gamma_0(L-L_{ref})}) - T_1 T_2 e^{-\gamma_0(L-L_{ref})}}{1 + \Gamma_2 e^{-\gamma_0(L-L_{ref})}}$$

$$S_{11m}^v = \Gamma_1 - \frac{T_1 T_2 e^{-2\gamma_0(L-L_{ref})}}{1 + \Gamma_2 e^{-2\gamma_0(L-L_{ref})}}$$

$$S_{11m}^v = \Gamma_1 - \frac{T_1 T_2}{\Gamma_2 + e^{2\gamma_0(L-L_{ref})}} \quad \text{II.1}$$

Avec $\gamma_0 = j \frac{2\pi}{\lambda_0}$ représente la constante de propagation dans le vide.

L'étalonnage de la structure de mesure consiste à mesurer le coefficient de réflexion pour trois positions de L à $L_0 - \Delta L$, L_0 et $L_0 + \Delta L$ à fin de déterminer les inconnues $\Gamma_0, \Gamma_2, T_0 \Gamma_1$. L_0 est la distance de référence autour de laquelle sont calculées ces grandeurs. ces trois mesures sont notées respectivement A, B, C.

D'où :

$$A = \Gamma_1 - \frac{T_1 T_2}{\Gamma_2 + e^{2\gamma_0(L_0 - \Delta L - L_{ref})}} \quad \text{II.2}$$

$$B = \Gamma_1 - \frac{T_1 T_2}{\Gamma_2 + e^{2\gamma_0(L_0 - L_{ref})}} \quad \text{II.3}$$

$$C = \Gamma_1 - \frac{T_1 T_2}{\Gamma_2 + e^{2\gamma_0(L_0 + \Delta L - L_{ref})}} \quad \text{II.4}$$

La résolution de ces trois équations, nous permet de déterminer Γ_1, Γ_2 et $T_1 T_2$ elles sont données par les relations suivantes [3] :

$$\Gamma_1 = \frac{A(C-B) + C(A-B)e^{2\gamma_0\Delta L}}{(C-B) + (A-B)e^{2\gamma_0\Delta L}} \quad \text{II.5}$$

$$\Gamma_2 = \frac{(B-A) + (B-C)e^{2\gamma_0\Delta L}}{(C-B) + (A-B)e^{2\gamma_0\Delta L}} e^{2\gamma_0(L_0 - L_{ref})} \quad \text{II.6}$$

$$T_1 T_2 = \frac{(C-B)(A-C)(B-A)(1 - e^{4\gamma_0\Delta L})}{[(C-B) + (A-B)e^{2\gamma_0\Delta L}]^2} e^{\gamma_0(L_0 - L_{ref})} \quad \text{II.7}$$

L_{ref} est la distance pour la quelle, nous estimons être dans les conditions du champ lointain (zone de Fraunhofer). cette distance est calculer en fonction de la plus grande dimension de l'ouverture de l'antenne par la relation suivante :

$$L_{ref} = \frac{2D_{max}^2}{\lambda_0} \quad \text{II.8}$$

D'où :

D_{max} : ouverture de l'antenne.

λ_0 : la longueur d'onde dans le vide.

II.4-CARACTERISATION D'UN MATERIAU SOUS TEST :

Après le calcul des paramètres Γ_1, Γ_2 et $T_1 T_2$ (caractéristiques de l'antenne) pour des distances variant autour d'une distance de référence L_{ref} choisie en tenant compte des conditions de champ lointain. On place le matériau à caractériser sur la plaque métallique séparée d'une distance L_0 de l'antenne.

La mesure de coefficient de réflexion en charge S_{11m} permet de déterminer la permittivité relative ϵ_r de l'échantillon à caractériser en connaissant son épaisseur h , et inversement la connaissance de la permittivité ϵ_r du matériau permet de déterminer l'épaisseur h . la figure (II. 3) présente le synoptique de l'étalonnage de la structure chargé par le matériau à tester, associé par graphe de fluence.

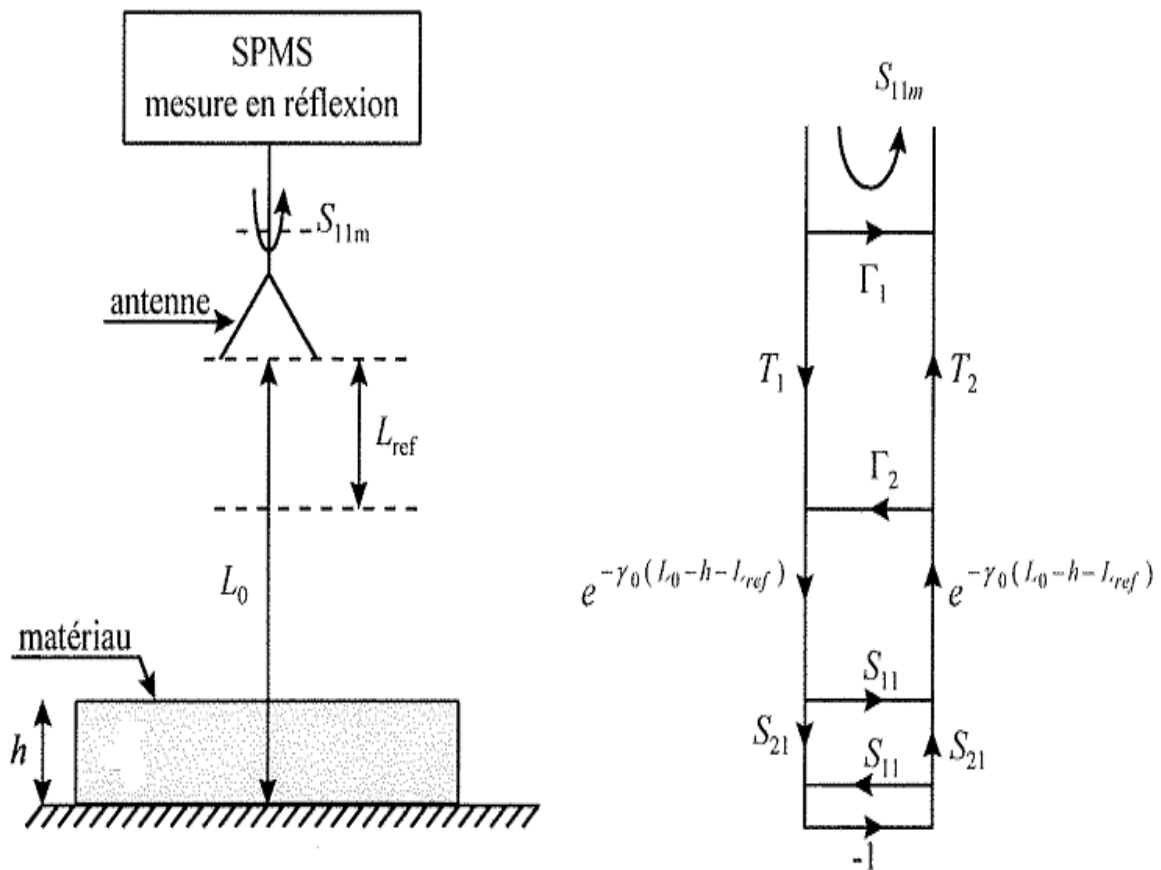


Figure II.3-synoptique de l'étalonnage de la structure chargé par le matériau et son graphe de fluence.

A partir du graphe de fluence, on aura :

$$S_{11m} = \frac{\Gamma_1 \left(1 - \Gamma_2 S_{11}' e^{-\gamma_0(L_0-h-L_{ref})} \right) + T_1 T_2 S_{11}' e^{-2\gamma_0(L_0-h-L_{ref})}}{1 - \Gamma_2 S_{11}' e^{-2\gamma_0(L_0-h-L_{ref})}}$$

$$S_{11m} = \Gamma_1 + \frac{T_1 T_2 S_{11}'}{e^{2\gamma_0(L_0-h-L_{ref})}}$$

$$S_{11m} = \Gamma_1 + \frac{T_1 T_2 S_{11}'}{e^{2\gamma_0(L_0-h-L_{ref})}}$$

D'où:

S_{11}' représente le coefficient de réflexion de l'onde sur le matériau.

a- La mesure de S_{11}' :

S_{11}' est déterminé à partir du graphe de fluence suivant :

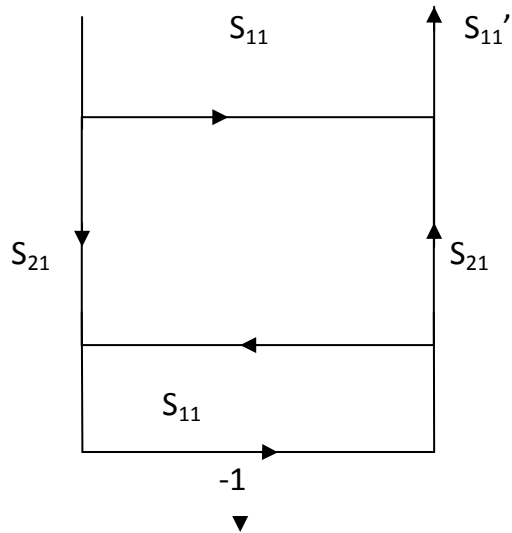


Figure II .4-graphe de fluence de la propagation dans le matériau.

D'après le graphe de fluence, on aura :

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

$$S_{11}' = S_{11} - \frac{S_{21}^2}{1+S_{11}} \quad \text{II.10}$$

D'où :

S_{11} et S_{21} présentent le coefficient de réflexion et de transmission dans les plans de référence du matériau, ils sont les caractéristiques de matériau sous test.

De l'équation (II.9) en retire S_{11}' :

$$S_{11m} = \Gamma_1 + \frac{T_1 T_2 S_{11}'}{e^{2\gamma_0(L_0 - h - L_{ref})}}$$

$$S_{11}' = \frac{(S_{11m} - \Gamma_1)e^{-2\gamma_0(L_0 - h - L_{ref})}}{\Gamma_2(S_{11m} - \Gamma_1) + T_1 T_2} \quad \text{II.11}$$

b-la mesure en transmission:

Considérons les paramètres r_{ij} et t_{ij} (les coefficients de réflexion et de transmission) des dioptries air-matériau et matériau-air. Soit une onde électromagnétique plane se propage sous incidence normale au travers d'une tranche de matériau dans l'air.

On peut schématiser cette configuration comme suit :

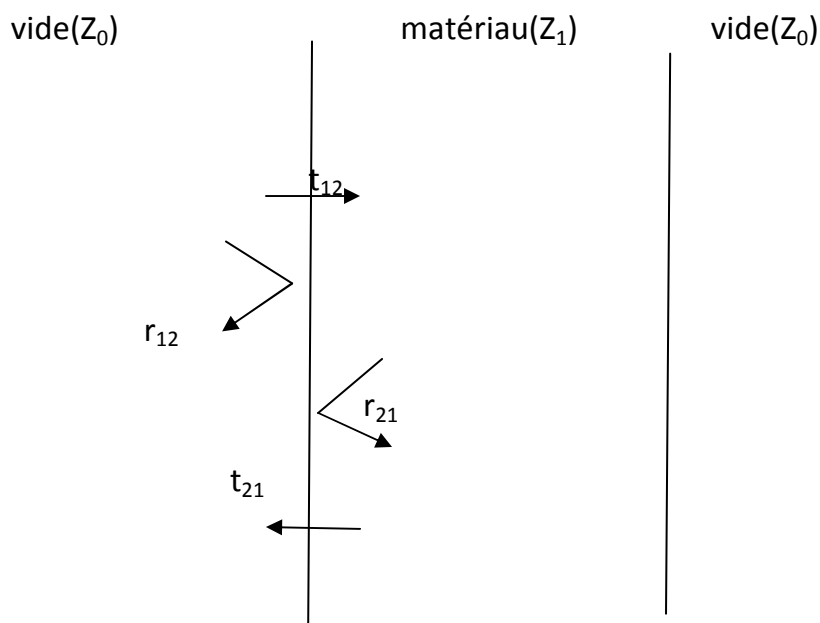


Figure II .5-configuration d'un matériau dans le vide.

D'où :

r_{12} : le coefficient de réflexion de l'onde propageant dans le vide sur l'interface vide-matériau.

r_{21} : le coefficient de réflexion de l'onde propageant dans le matériau sur l'interface matériau-vide.

t_{12} : le coefficient de transmission de l'onde propageant dans le vide vers le matériau.

t_{21} : le coefficient de transmission de l'onde propageant dans le matériau vers le vide.

On exprime les coefficients r_{12} , r_{21} , t_{12} et t_{21} en fonction des impédances caractéristiques de chaque milieu, on obtient :

$$\begin{aligned} r_{12} &= \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \\ r_{21} &= \frac{Z_0 - Z_1}{Z_0 + Z_1} \end{aligned} \quad \text{II.13}$$

$$t_{12} = \frac{2 Z_0}{Z_0 + Z_1} \quad \text{II.14}$$

$$t_{21} = \frac{2 Z_1}{Z_0 + Z_1} \quad \text{II.15}$$

De (II.12) et (II.13), on aura :

$$r_{11} = - r_{21} \quad \text{II.16}$$

En multipliant t_{12} et t_{21} , on aura :

$$t_{12}t_{21} = \frac{4Z_0Z_1}{(Z_0+Z_1)^2} \quad \text{II.17}$$

$$t_{12}t_{21} = \frac{(Z_0+Z_1)^2 - (Z_1-Z_0)^2}{(Z_0+Z_1)^2}$$

$$t_{12}t_{21} = 1 - \frac{(Z_1-Z_0)^2}{(Z_0+Z_1)^2}$$

$$t_{12}t_{21} = 1 - r_{12}^2 \quad \text{II.18}$$

On introduit ces relations pour déterminer les coefficients de réflexion et de transmission dans le plan de référence de matériau sous test.

Le schéma suivant représente le graphe de fluence de la propagation de l'onde plane traversant un matériau dans l'air.

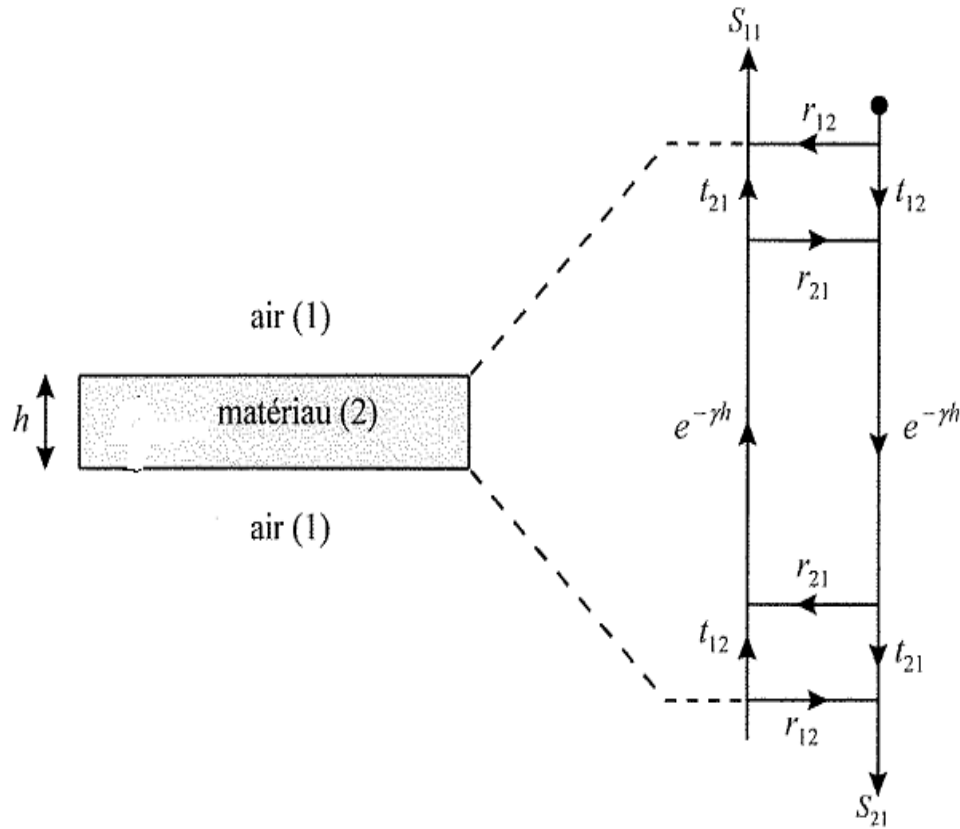


Figure II .6- graphe de fluence de la propagation de l'onde plane dans l'air.

Avec γ est la constante de propagation dans le matériau.

La mise en équation du graphe de fluence de cette configuration, permet d'écrire la relation suivante :

$$S_{11} = \frac{r_{12}(1-r_{21}^2 e^{-2\gamma h}) + t_{12}t_{21}r_{21}e^{-2\gamma h}}{1-r_{21}^2 e^{-2\gamma h}}$$

En remplaçant r_{21} et $t_{12} t_{21}$ en fonction de r_{12} , on aura :

$$S_{11} = \frac{r_{12}(1-r_{12}^2 e^{-2\gamma h}) + (1-r_{12}^2)r_{12}e^{-2\gamma h}}{1-r_{12}^2 e^{-2\gamma h}}$$

$$S_{11} = \frac{r_{12}(1-r_{12}^2 e^{-2\gamma h} - e^{-2\gamma h} + r_{12}^2 e^{-2\gamma h})}{1-r_{12}^2 e^{-2\gamma h}}$$

$$S_{11} = \frac{r_{12}(1-e^{-2\gamma h})}{1-r_{12}^2 e^{-2\gamma h}} \quad \text{II.19}$$

En exprime aussi le coefficient de transmission S_{21} :

$$S_{21} = \frac{t_{12}t_{21}e^{-\gamma h}}{1-r_{21}^2 e^{-2\gamma h}}$$

De la même manière, en remplace r_{21} et $t_{12}t_{21}$ en fonction de r_{12} , on aura :

$$S_{21} = \frac{(1-r_{12}^2)e^{-\gamma h}}{1-r_{12}^2 e^{-2\gamma h}} \quad \text{II.20}$$

La résolution des équations (II.19) et (II.20), nous donne [3] :

$$r_{12} = K \pm \sqrt{K^2 - 1} \quad \text{Avec } K = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}} \quad \text{II.21}$$

$$e^{-\gamma h} = \frac{S_{11} + S_{21} - r_{12}}{1 - (S_{11} + S_{21})r_{12}} \quad \text{II.22}$$

On a :

$$r_{12} = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r}} - \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}}{\sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r}} + \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}}$$

Donc :

$$r_{12} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} - 1}{\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} + 1} \quad \text{II.23}$$

D'où : μ_r et ϵ_r sont la perméabilité et la permittivité relative de matériau sous test. En remplaçant r_{12} par sa valeur dans (II.22), l'équation devienne :

$$e^{-\gamma h} = \frac{1 - S_{11}^2 + S_{21}^2 + \sqrt{1 + S_{11}^2 + S_{21}^2 + 4S_{21}^2}}{2S_{21}} = X \quad \text{II.24}$$

On a : $\gamma = \alpha + j \beta$

Donc : $\alpha = -\frac{\ln|x|}{h}$ et $\beta = -\frac{\arg X + 2\pi n}{h}$ avec n entier.

De (II.23), on aura :

$$\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} = \frac{1+r_{12}}{1-r_{12}} \quad \text{II.25}$$

On a $\gamma = \gamma_0 \sqrt{\mu_r \epsilon_r}$ avec $\gamma_0 = j \frac{2\pi}{\lambda_0}$ II.26

Pour déterminer μ_r et ϵ_r , en résoudre les équations suivantes :

$$\begin{cases} \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} = \frac{1+r_{12}}{1-r_{12}} \\ \gamma = \gamma_0 \sqrt{\mu_r \epsilon_r} \end{cases} \quad \text{II.27a}$$

$$\begin{cases} \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} = \frac{1+r_{12}}{1-r_{12}} \\ \sqrt{\mu_r \epsilon_r} = \frac{\gamma}{\gamma_0} \end{cases} \quad \text{II.27b}$$

$$\mu_r = \frac{\gamma^2}{\gamma_0^2 \epsilon_r}$$

En remplaçant μ_r dans (II.27b), on obtient :

$$\epsilon_r = \frac{\gamma}{\gamma_0} \frac{1-r_{12}}{1+r_{12}} \quad \text{II.28}$$

Donc :

$$\mu_r = \frac{\gamma}{\gamma_0} \frac{1+r_{12}}{1-r_{12}} \quad \text{II.29}$$

II- CONCLUSION :

Dans ce chapitre nous avons développé la méthode en espace libre, en utilisant les systèmes SPMS connecté à une antenne cornet. L'étalonnage de la structure de mesure

La méthode en espace libre

à vide est nécessaire pour la détermination des caractéristiques de l'antenne, ensuite la structure en charge pour la détermination des caractéristiques du matériau sous test.

C'est une technique la mieux adaptée pour des échantillons larges et plats qui ne sont pas faciles à fixer ou qui doivent tester sous hautes températures.

CHAPITRE III

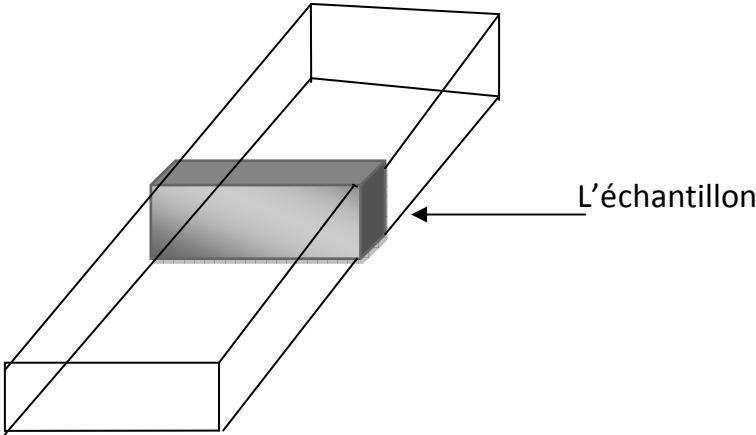
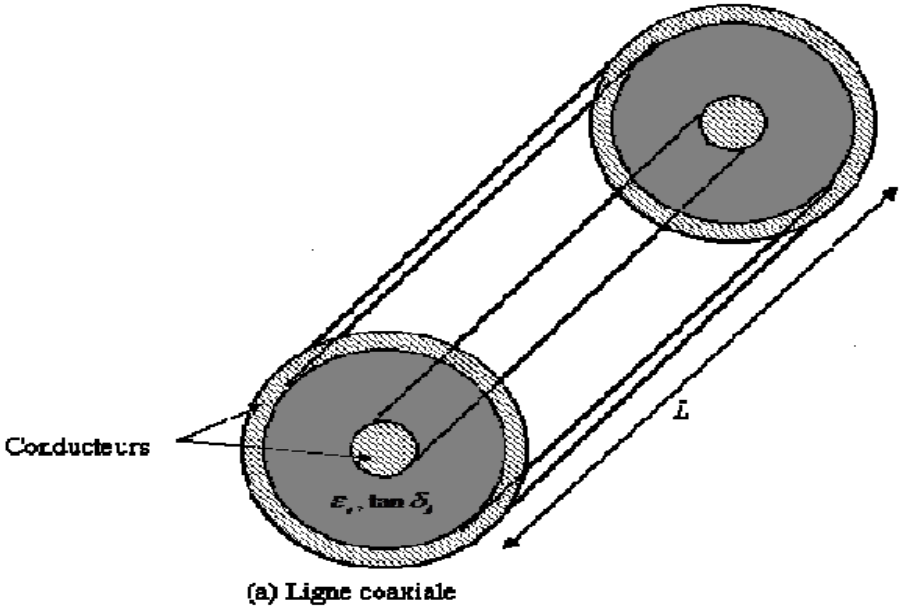
CARACTERISATION DE MATERIAUX EN UTILISANT DES METHODES GUIDEES

III.1- INTRODUCTION :

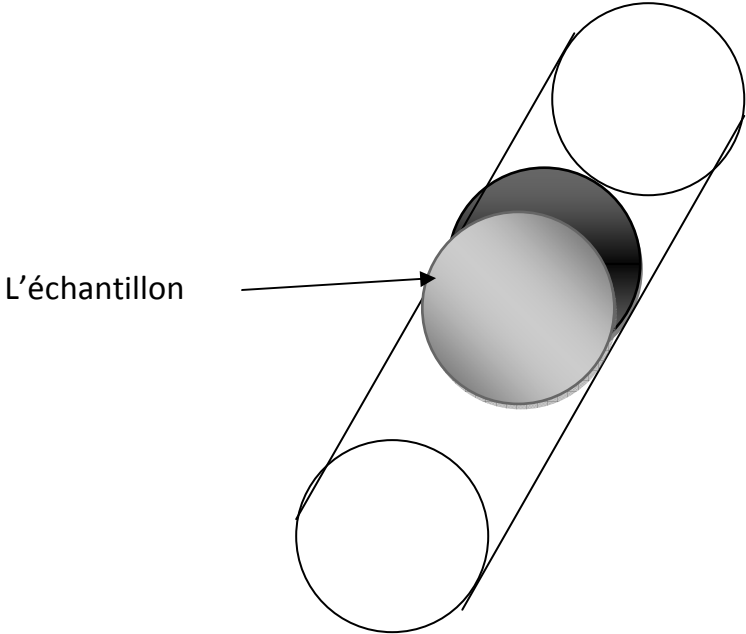
Les techniques de mesure en guide d'onde ont été largement utilisées pour la caractérisation électromagnétique des matériaux, elles sont basées sur la détermination des paramètres de propagation (une constante de propagation γ et une impédance caractéristique Z_c) en présence de matériau à tester. Pour la détermination de ces paramètres de propagation, on utilise les paramètres S en réflexion/transmission. Les techniques de mesure en guide d'onde sont adaptées à des mesures larges bandes notamment pour les matériaux fortement dispersifs et elles sont moins précises pour la caractérisation des matériaux de très faible pertes.

Le principe général de ces techniques consiste à placer l'échantillon à caractériser à l'intérieur de guide d'onde. La mesure des paramètres S de la cellule, équivalents aux coefficients de réflexion et de transmission, permet de déterminer les propriétés électromagnétiques de l'échantillon.

Il existe dans la littérature un grand nombre de structures propagatrices permettant la transmission des signaux électriques. Ces structures peuvent être utilisées pour la caractérisation des matériaux de manière générale. A partir des différentes structures propagatrices, on distingue plusieurs configurations (ligne coaxiale, guide d'onde rectangulaire, guide d'onde circulaire, etc.). Nous présentons quelques types de ligne de transmission.



(b) guide rectangulaire



(c) guide cylindrique

La préparation des échantillons est nécessaire, car l'existence des lames d'air entre l'échantillon et les parois de cellule devient extrêmement gênante pour la détermination de la permittivité élevée.

III.2-LA MESURE EN GUIDE D'ONDE RECTANGULAIRE :

La technique de mesure en guide d'onde rectangulaire figure parmi les techniques les plus utilisées, elle est basée sur la structure quadripôle. Lorsque la section droite de ligne est remplie complètement par le matériau à caractériser, un analyseur de réseaux permet de mesurer sur large bande de fréquences les coefficients de réflexion et éventuellement de transmission (S_{11} et S_{21}), dont on déduit les propriétés électromagnétiques (ϵ_r et μ_r) du matériau. La bande de fréquence dépend de la dimension géométrique du guide utilisé. Elle est limitée par la fréquence de coupure du mode fondamental.

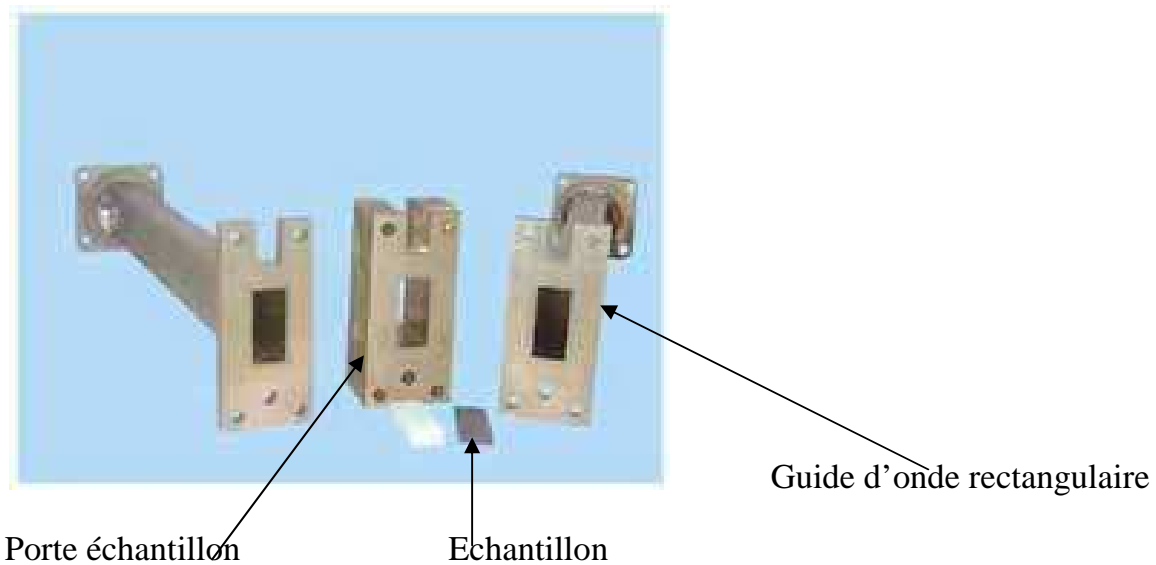


Figure III.1-la cellule de mesure en guide d'onde rectangulaire.

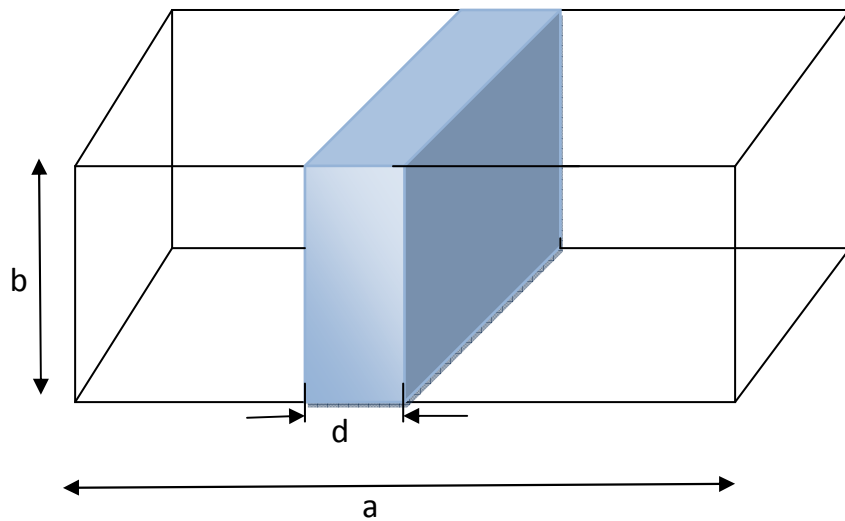


Figure III.2-emplacement de l'échantillon dans le guide rectangulaire.

Nous modélisons cette configuration par un schéma introduisons le graphe de fluence de celle-ci :

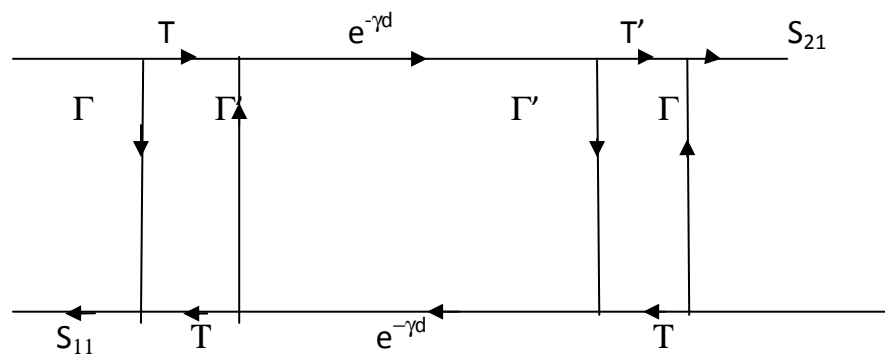


Figure III.3-graphe de fluence pour la propagation dans le guide.

Et comme nous avons dit dans le chapitre précédent, $\Gamma = -\Gamma'$ et $T = e^{-\gamma d}$

D'après le graphe de fluence, on aura :

$$S_{11} = \frac{\Gamma(1-\Gamma'^2 e^{-2\gamma d}) + T T' \Gamma' e^{-2\gamma d}}{1-\Gamma'^2 e^{-2\gamma d}}$$

En remplaçant Γ' et $T T'$ en fonction de Γ , on obtient :

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

Et

$$S_{21} = \frac{T\Gamma'e^{-\gamma d}}{1-\Gamma'^2e^{-2\gamma d}}$$

En remplaçant aussi Γ' et Γ' par Γ , on aura :

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

La résolution des équations (III.1) et (III.2), nous permet d'écrire :

$$\Gamma = K \pm \sqrt{K^2 - 1} \quad \text{Avec} \quad K = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}} \quad \text{III.3}$$

$$T = \frac{S_{11} + S_{21} - \Gamma}{1 - (S_{11} + S_{21})\Gamma} \quad \text{III.4}$$

Dans un guide d'onde rectangulaire, les modes TE et TM se propagent à partir de certaine fréquence dite fréquence de coupure, dont l'expression est donnée par la relation suivante en fonction de la largeur a et la hauteur b de la section droite du guide :

$$f_{c_{mn}} = c \sqrt{\left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2} \quad \text{III.5}$$

Avec c est la vitesse de la lumière.

Donc, on peut avoir la longueur de l'onde de coupure λ_c :

$$\lambda_c = \frac{c}{f_{c_{mn}}} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2}} \quad \text{III.6}$$

La longueur d'onde de coupure la plus basse est celle du mode TE_{10} , que l'appelle par conséquent le mode dominant, donc $\lambda_{10} = 2a$.

Considérons un guide d'onde rectangulaire dont la paroi est parfaitement conductrice. Il est rempli d'air.

On a : $\gamma_0 = j \frac{2\pi}{\lambda_0}$, $\gamma_c = j \frac{2\pi}{\lambda_c}$ et $\gamma_g = j \frac{2\pi}{\lambda_g}$

γ_0 : est la constante de propagation dans vide.

γ_c : est la constante de propagation de coupure.

γ_g : est la constante de propagation dans le guide.

On pose: $\gamma_0^2 = \gamma_g^2 - \gamma_c^2$

$$\gamma_g = \sqrt{\gamma_c^2 - \gamma_0^2}$$

$$\gamma_g = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2}$$

$$\gamma_g = j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}$$

Si le guide est rempli d'un matériau de permittivité ϵ_r et de perméabilité μ_r , on aura :

$$\gamma_0' = j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$$

γ_0' : est la constante de propagation dans le guide.

De la même façon :

$$\gamma_g' = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_r \mu_r}\right)^2}$$

$$\gamma_g' = j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_r \mu_r - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}$$

Tel que: γ_g' est la constante de propagation dans le guide chargé par le matériau

Dans notre cas, $\gamma_0 = \gamma_g$ et $\gamma = \gamma_g'$

On a γ et γ_0 la constante de propagation dans le matériau remplissant le guide et dans l'air respectivement, elles sont exprimées selon les relations suivantes :

$$\gamma_0 = j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2} \quad \text{III.7}$$

$$\gamma = j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_r \mu_r - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2} \quad \text{III.8}$$

D'autre part, La première réflexion à l'interface vide-matériau est calculée :

$$\Gamma = \frac{\gamma_0 - \gamma}{\gamma_0 + \gamma} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} - 1}{\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} + 1} \quad \text{III.9}$$

Tenant compte de coefficient de transmission dans une ligne de transmission, on peut l'exprimer par :

$$T = e^{-\gamma d} \quad \text{III.10}$$

Donc de (III.10), on aura :

$$\ln T = -\gamma d$$

En remplaçant par l'expression de γ , on obtient :

$$\begin{aligned} \ln T &= -j d \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_r \mu_r - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2} \\ \epsilon_r \mu_r &= \left(\frac{j \lambda_0 \ln T}{2\pi d}\right)^2 + \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2 \\ \epsilon_r &= \frac{\lambda_0^2}{\mu_r} \left[\left(\frac{j}{2\pi d} \ln T\right) + \frac{1}{\lambda_c^2} \right] \end{aligned} \quad \text{III.11}$$

De (III.9), on peut écrire :

$$\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} = \frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma}$$

En remplace par l'expression de ϵ_r :

$$\sqrt{\frac{\mu_r}{\frac{\lambda_0^2}{\mu_r} \left[\left(\frac{j}{2\pi d} \ln T \right) + \frac{1}{\lambda_c^2} \right]}} = \frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma}$$

$$\mu_r = \frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda_c^2}}} \frac{j \ln T}{2\pi d} \quad \text{III.12}$$

Avec une épaisseur d connue, la mesure des coefficients de réflexion et de transmission permet de remonter à la permittivité et la perméabilité complexe de matériau à caractériser.

III.3-Conclusion :

La précision de la méthode en guide d'onde rectangulaire dépend des erreurs de mesure sur S_{11} et S_{21} (mesurer à l'aide de l'analyseur de réseaux).

III.4-LA METHODE DE MESURE EN UTILISONS DES LIGNES COAXIALES :

III.4.a-introduction :

La méthode de mesure en ligne coaxiale est couramment utilisée aujourd'hui pour la mesure des propriétés électromagnétiques des matériaux, c'est une mesure en réflexion/transmission qui permet de calculer simultanément la perméabilité magnétique et la permittivité électrique complexe, à partir de mesure des paramètres de dispersion de la cellule coaxiale chargée par l'échantillon de matériau à tester. L'échantillon à caractériser est inséré à l'intérieur de la cellule dont il remplit complètement la section droite afin d'éviter la présence de lames d'air entre l'échantillon et les éléments conducteur de la cellule (âme centrale et conducteur extérieur). La caractérisation simultanée de la permittivité et de la perméabilité complexe s'effectue sur la bande de fréquences où se propage uniquement le mode fondamental TEM. Cette gamme de fréquence dépend de la géométrie de la ligne et des propriétés électromagnétiques remplissant cette dernière. Elle s'étend continuellement jusqu'à la fréquence de coupure du premier mode d'ordre supérieur.



Figure III.4 -la cellule de mesure de la ligne coaxiale.

III.4.b- Le principe de la méthode :

Le principe de la mesure large bande est le suivant :

Une source hyperfréquence génère une onde électromagnétique qui se propage dans une ligne coaxiale. L'onde interagit avec l'échantillon à caractériser et conduit à un signal réfléchi et transmis au niveau de matériau. On mesure ces deux signaux (coefficients de réflexion et de transmission) qui sont appelés les paramètres de dispersion S_{ij} à l'aide d'un analyseur de réseaux.

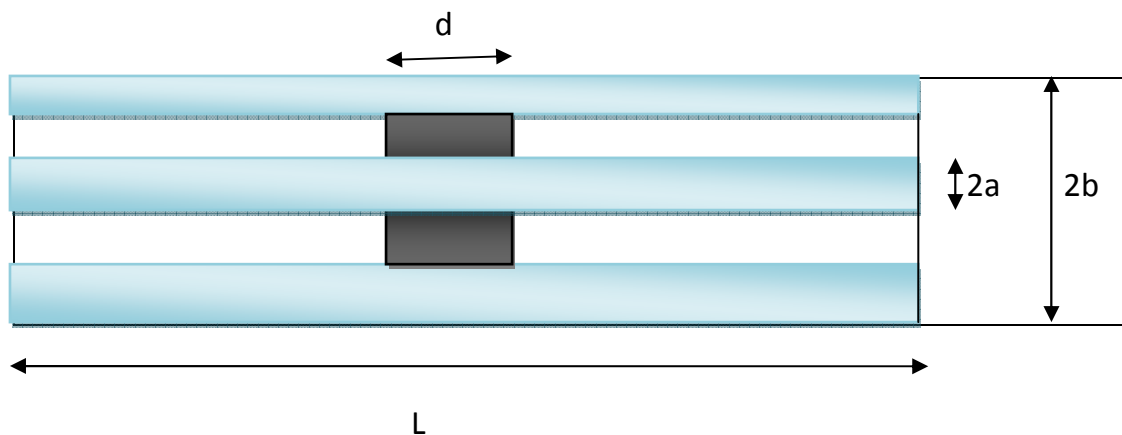


Figure III.5-dimension de la cellule de mesure.

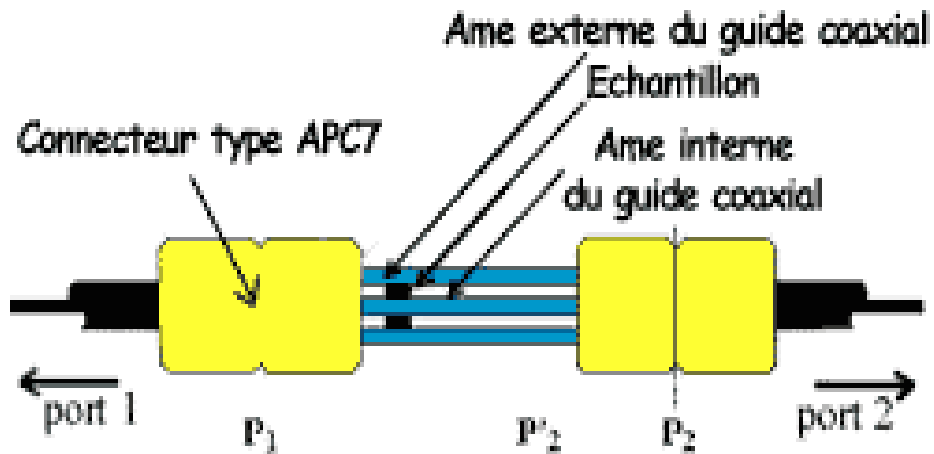


Figure III .6-cellule de mesure sous test.

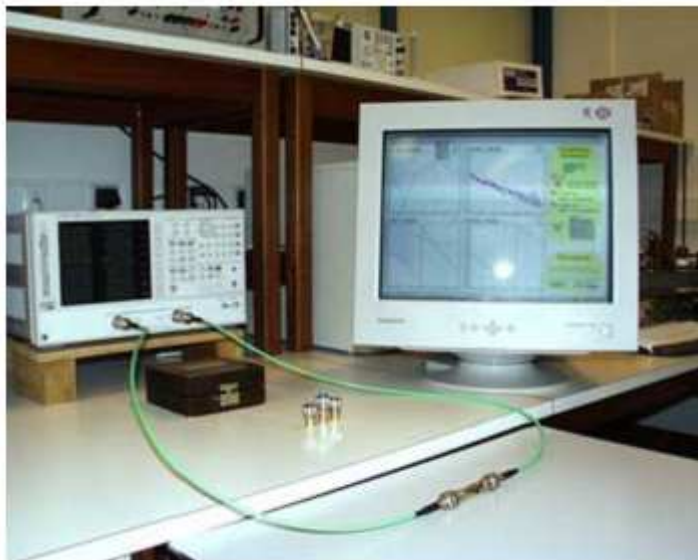


Figure III.7-schéma d'ensemble de dispositif de mesure.

L'analyse électromagnétique permet de relier les paramètres électriques mesurés (S_{ij}) aux paramètres intrinsèques des matériaux à étudier. Le schéma de principe, de la cellule de mesure peut être assimilé à une ligne de transmission chargé par l'échantillon à caractériser. La configuration de type quadripôle permet de la mesure simultanée des paramètres de réflexion S_{11} et de transmission S_{21} qui sont directement liés aux impédances du milieu à tester.

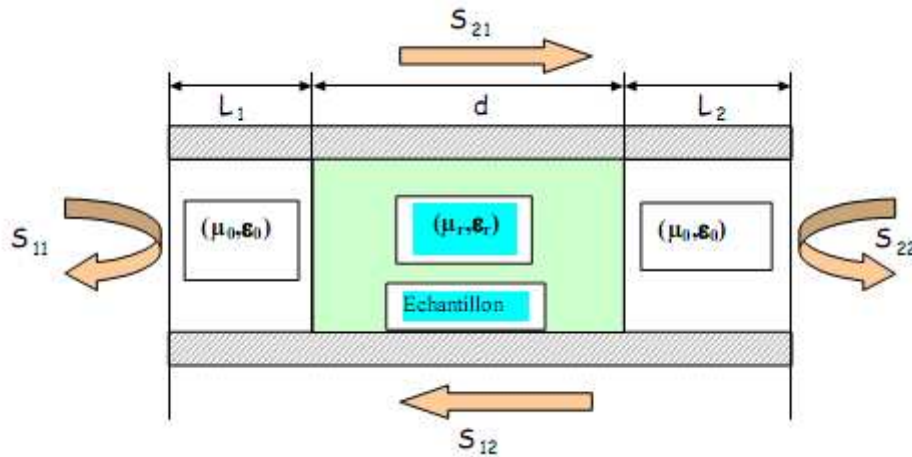


Figure III.8- cellule de mesure des paramètres S_{ij} .

Les expressions des coefficients de réflexion S_{11} et de transmission S_{21} sont obtenues de la même manière que dans le guide d'onde rectangulaire, en tenant compte des coefficients de réflexion et de transmission à l'interface vide-matériau. Ces coefficients sont calculés à partir de graphe de fluence par :

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

$$S_{21} = \frac{T(1 - \Gamma^2)}{1 - \Gamma^2 T^2}$$

La résolution de ces équations nous donne :

$$\Gamma = K \pm \sqrt{K^2 - 1} \quad \text{Avec} \quad K = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}}$$

$$T = \frac{S_{11} + S_{21} - \Gamma}{1 - (S_{11} + S_{21})\Gamma}$$

L'impédance caractéristique de la cellule coaxiale sachant que le milieu qui remplit cette dernière est le vide, est écrite comme suit :

$$Z_0 = \frac{1}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right) \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad \text{III.13}$$

Et si la section est remplie d'un matériau de permittivité ϵ_r et de perméabilité μ_r la formule de l'impédance caractéristique s'écrit comme suit :

$$Z_1 = \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{b}{a} \right) \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} \quad \text{III.14}$$

La réflexion à l'interface air-échantillon est donnée en fonction des impédances Z_1 et Z_0 selon la relation suivante :

$$\Gamma = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_0 + Z_1} \quad \text{III.15}$$

En remplaçant par les expressions de Z_0 et Z_1 , on obtient :

$$\Gamma = \frac{\frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{b}{a} \right) \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} - \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{b}{a} \right) \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}}{\frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{b}{a} \right) \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} + \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{b}{a} \right) \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}}$$

$$\Gamma = \frac{\sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} - 1}{\sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} + 1}$$

Tenant compte du coefficient de transmission dans une ligne de transmission ayant l'expression suivante :

$$T = e^{-\gamma d}$$

La résolution de ces deux dernières équations, avec l'expression de γ donnée en (III.8), nous conduit à des expressions de ε_r et μ_r comme suit :

$$\varepsilon_r = \frac{\lambda_0^2}{\mu_r} \left[\left(\frac{j}{2\pi d} \ln T \right) + \frac{1}{\lambda_c^2} \right]$$

$$\mu_r = \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda_c^2}}} \frac{j \ln T}{2\pi d}$$

La détermination des coefficients de réflexion et de transmission à l'interface vide-échantillon à partir des coefficients de réflexion S_{11} et de transmission S_{21} , permet de déterminer les caractéristiques électromagnétiques d'un matériau sous test.

La mesure des paramètres S du matériau sous test nécessite un étalonnage, dont un court circuit, un circuit ouvert et une charge adaptée qui sont placés aux extrémités des câbles de connexion pour corriger la phase des paramètres S et éliminer les erreurs systématiques dues aux instruments de mesure.

En pratique, la cellule de mesure en ligne coaxiale a été largement utilisée pour la caractérisation des matériaux de constructions. Cette cellule de mesure est utilisable dans la partie basses fréquences. De plus, une telle cellule permet d'accueillir des échantillons de tailles suffisamment importantes.

IV- CONCLUSION :

Dans ce chapitre, nous avons développé la méthode en espace guidé (ligne de transmission et guide d'onde). Parmi les configurations, on a exploité la technique de mesure en guide d'onde rectangulaire et la technique de mesure en ligne coaxiale.

La technique de mesure de la ligne de transmission permet de caractériser des matériaux de différentes formes (liquides, plaquettes, granules, etc.) avec une bonne précision, en particulier en ligne coaxiale.

Dans cette partie guidée, la configuration en guide d'onde rectangulaire ou cylindrique et en ligne coaxiale sont les plus utilisées.

CHAPITRE IV

LA METHODE EN CAVITE RESONANTE

IV.1-INTRODUCTION :

Les méthodes résonantes sont les méthodes de caractérisation les fiables en terme de précision, surtout pour les matériaux faible pertes. Cette méthode est en générale à bande étroite. Elles sont basées sur les paramètres de résonance, à savoir la fréquence de résonance f_r ou le coefficient de qualité Q à vide.

L'extraction de la fréquence de résonance et de facteur de qualité se fait à partir des paramètres de réflexion S_{11} et de transmission S_{21} . ϵ_r et μ_r sont déterminées à partir des dimensions de la cavité et de fréquence de résonance et les pertes sont calculées à partir de coefficient de qualité à la résonance.

IV.2- HISTORIQUE :

Les premières applications de la technique de perturbation pour la détermination des caractéristique d'un matériau furent développées par G.Birnbaum et J.Frameau en 1949 qui ont utilisé un échantillon cylindrique placé dans une cavité rectangulaire fonctionnant dans le mode TE_{106} . Des résultats sur ϵ' et ϵ'' pour des liquides et solides à faibles pertes, ont été obtenus.

En 1960, l'utilisation d'une cavité cylindrique en mode TM_{010} a permis d'avoir des coefficients de qualités plus élevés .plus tard en 1972, cette technique est utilisée aussi pour mesurer le conductivité d'un conducteur ionique . Dans ce cas des petites ouvertures peuvent être aménagées sur les parois de la cavité et permettent ainsi d'introduire l'échantillon et son support.

En 1979, ils ont développé une cavité dite accordable par la présence d'un champ électrique intense en certain zones, ce qui permet de déterminer des faibles conductivités grâce à une interaction entre champ et l'échantillon.les dimensions variable de cette cavité ont permet de mesurer une large gamme de permittivité.

Dans le cas des échantillons anisotropes, J. L Miane en 1985 a établi les relations qui nous permettent de déterminer le tenseur de permittivité .l'investigation des matériaux à faibles conductivité, caractérisés par une faible profondeur de

pénétration, a été réalisée en plaçant l'échantillon en un maximum de champ magnétique, ce qui entraîne un courant sur sa surface conductrice qui se traduit par des pertes par effet Joule et par suite une variation de facteur de qualité.

IV.3-PRINCIPE DE LA METHODE :

La méthode des petites perturbations consiste à placer le matériau dans une cavité résonante et à remonter aux valeurs de ϵ_r et μ_r à partir de la variation de la fréquence de résonance et de facteur de qualité de la cavité. Elle s'applique essentiellement à des matériaux à faibles pertes donc peu conducteurs, mais on peut aussi l'adapter à la mesure de conductivités élevées.

La méthode en cavité, adaptée aux matériaux à faibles pertes, présente l'avantage d'être précise. Cependant, la caractérisation des matériaux sur une large bande micro-ondes requiert l'usinage d'une série de cavités de dimensions variant de quelque mètre à quelques millimètres ainsi que des échantillons de tailles spécifiques, d'où limitation de cette technique à une bande plus petite.

En prenant un exemple d'une cavité cylindrique, dont le schéma suivant indique la cellule de mesure :

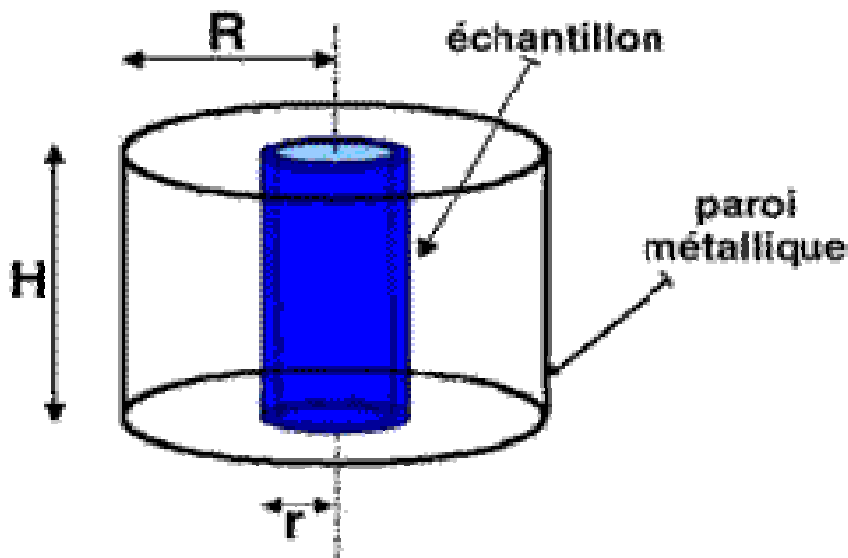


Figure1-schéma de la cellule de mesure en cavité cylindrique.



Figure2- le dispositif de mesure de la cavité cylindrique.

IV.4- LA THEORIE DES FAIBLES PERTURBATIONS :

La méthode des faibles perturbations permet la détermination de ϵ_r et μ_r grâce aux variations des paramètres définissant la résonance d'une cavité (F_0 et Q_0) lorsqu'un échantillon est placé dans celle-ci. Ensuite, l'inversion des formules de perturbation permet de remonter aux caractéristiques électriques ou magnétiques de l'échantillon perturbateur.

La détermination analytique de ϵ_r et μ_r n'est possible qu'en se plaçant dans l'approximation des faibles perturbations. Une certaine hypothèse sont alors introduites, ce qui limite la validité de cette méthode.les approximations de calculs posées permettent de simplifier les équations théoriques souvent complexes, et d'avoir des formules pratiques plus simples .elles peuvent être formulées ainsi :

- L'énergie électromagnétique additionnelle δW , emmagasinée dans l'échantillon est petite par rapport à l'énergie totale W dans la cavité.
- Le champ micro-onde non perturbé est uniforme dans la région où l'échantillon sera placé.
- La perturbation des champs $\delta \vec{E}$ et $\delta \vec{H}$ est faible par rapport aux champs non perturbés \vec{E} et \vec{H} .

- La profondeur de pénétration est très supérieure aux dimensions transverses de l'échantillon.

IV.4.a Equation générale de perturbation :

L'introduction d'un échantillon dans la cavité modifie la répartition du champ électromagnétique et provoque une variation de la pulsation complexe de la structure résonante ce qui permet d'écrire :

$$w = w_0 \left(1 + j \frac{1}{2Q} \right) \quad \text{IV.1}$$

w et w_0 Sont les pulsations de résonance respectivement de la cavité vide et de la cavité chargée.

Q est le facteur de qualité de la cavité .

La résolution des équations de Maxwell, dans l'approximation d'une faible modification du champ électromagnétique, abouti à l'équation générale de perturbation :

$$\frac{\delta w}{w_0} = - \frac{\iiint_{V_e} (\vec{E} \cdot \vec{P}_e + \vec{B} \cdot \vec{M}) dv}{\iiint_{V_c} (\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{B} \cdot \vec{H}) dv} \quad \text{IV.2}$$

\vec{E} et \vec{H} : sont les champs électrique et magnétique non perturbés dans la cavité.

\vec{D} et \vec{B} : Induction électrique et magnétique dans cavité.

\vec{p}_e et \vec{M} : Polarisation électrique et magnétique dans l'échantillon.

V_c et v_e : volumes de la cavité et de l'échantillon.

Dans le cas ou l'échantillon est placé dans une région ou le champ électrique est maximum et le champ magnétique est nul, l'équation (IV.2), devient :

$$\frac{\delta w}{w_0} = - \frac{1}{2} \frac{\iiint_{v_e} (\vec{E} \cdot \vec{P}_e) dv}{\iiint_{V_c} (\vec{E} \cdot \vec{D}) dv} \quad \text{IV.3}$$

Avec

$$\vec{P}_e = \varepsilon(\varepsilon_r - 1)\vec{E}_1 \quad \text{IV.4}$$

\vec{E}_1 : Est le champ électrique à l'intérieur de l'échantillon. Pour un échantillon de forme ellipsoïdale ayant un axe parallèle au champ dans la cavité est donné :

$$\vec{E}_1 = \frac{\vec{E}_0}{1+N(\epsilon_r-1)} \quad \text{IV.5}$$

Où N représente le coefficient de dépolarisation. en remplaçant \vec{P}_e par sa valeur, l'équation (IV.3) devient :

$$\frac{\delta w}{w_0} = -\alpha_0 \frac{(\epsilon_r-1)}{1+N(\epsilon_r-1)} v_e \quad \text{IV.6}$$

Où α_0 représente le coefficient de remplissage.

Si on place l'échantillon dans une région où le champ magnétique est maximum et le champ électrique est nul, nous obtenons :

$$\frac{\delta w}{w_0} = -\alpha_0 \frac{(\mu_r-1)}{1+N(\mu_r-1)} v_e \quad \text{IV.7}$$

Où N représente le coefficient de démagnétisation.

IV.4.b- Le coefficient de remplissage :

Le coefficient de remplissage est défini par la relation suivante :

$$\alpha_0 = \frac{\epsilon_0 E_0^2}{\iiint_{V_c} (\vec{E} \cdot \vec{D}) dv} \quad \text{IV.8}$$

\vec{E}_0 :Étant le champ dans lequel est placé l'échantillon.

La valeur de ce coefficient peut être connue si l'on connaît la structure du mode résonnant dans le cas général. Pour une cavité parallélépipédique fonctionnant dans le mode TE_{10p} :

$$\alpha_0 = \frac{2}{V_c} \quad \text{IV.9}$$

Et pour une cavité cylindrique opérant dans le mode TE_{10p} , nous avons :

$$\alpha_0 = \frac{2,09}{V_c} \quad \text{IV.10}$$

IV.4.c- Perturbation par un échantillon diélectrique :

-Mesure de permittivité

Dans le cas d'une cavité contenant un échantillon placé dans une région où, pour le mode considéré, le champ électrique est maximum et par suite le champ magnétique est nul, l'équation de perturbation s'écrit :

$$\frac{\delta w}{w_0} = \delta + j \frac{\Delta}{2} \quad \text{IV.11}$$

Avec :

$$\Delta = \frac{1}{\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0}} \quad \text{IV.12}$$

Donc, on peut avoir :

$$\delta + j \frac{\Delta}{2} = -\alpha_0 \frac{(\epsilon_r - 1)}{1 + N(\epsilon_r - 1)} v_e \quad \text{IV.13}$$

Et par inversion de cette équation, on obtient les valeurs de ϵ_1 et de ϵ_2 :

$$\left(\delta + j \frac{\Delta}{2} \right) (1 + N(\epsilon_r - 1)) = -\alpha_0 v_e (\epsilon_r - 1)$$

$$\epsilon_r = \frac{-\alpha V_e - \delta(1 + N) + j \frac{\Delta}{2} (1 + N)}{-\alpha V_e - N\delta + j \frac{N\Delta}{2}}$$

Si $\epsilon_r = \epsilon_1 + j\epsilon_2$, on peut déduire ces derniers selon les relations suivantes :

$$\varepsilon_1 = 1 + \frac{1}{N} \frac{\delta \left(\frac{\alpha}{N} - \delta \right) - \frac{\Delta}{2}}{\left(\left(\frac{\alpha}{N} - \delta \right)^2 + \left(\frac{\Delta}{2} \right)^2 \right)} \quad \text{IV.14}$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\alpha}{N^2} \frac{\frac{\Delta}{2}}{\left(\left(\frac{\alpha}{N} - \delta \right)^2 + \left(\frac{\Delta}{2} \right)^2 \right)} \quad \text{IV.15}$$

ε_r est la constante diélectrique complexe relative d'un matériau.

IV.4.d- perturbation par un échantillon conducteur :

-mesure de la conductivité :

Dans le cas où l'échantillon à caractériser est très conducteur, la profondeur de pénétration de l'onde hyperfréquence dans l'échantillon est faible. Par conséquent, les courants électriques situés à la surface de l'échantillon perturbent la répartition du champ électromagnétique dans la cavité, et les mesures ne sont pas possibles. Pour cela, les mesures en cavité d'un matériau très conducteur sont effectuées en plaçant le matériau en un maximum du champ magnétique.

L'échantillon est placé dans un ventre de champ magnétique \vec{H} , au centre d'une cavité fonctionnant dans le mode H_{012} . La surface de l'échantillon étant conductrice, il apparait une densité de courant en surface définie par :

$$\vec{j}_s = \vec{H} \times \vec{n} \quad \text{IV.16}$$

\vec{n} étant la normale à la surface.

Le champ micro-onde induit une densité de courant parallèle à la surface, il en résulte des pertes par effet Joule dans le milieu conducteur.

Ces effets sont définis par :

$$W_j = \frac{1}{2} \iiint_{V_e} \frac{|\vec{j}|^2}{\sigma} dv \quad \text{IV.17}$$

En introduisant la profondeur de pénétration δ , l'expression de la densité de courant surfacique s'écrit :

$$\vec{J}(x, y, z) = \vec{J}_0 e^{\frac{1+j}{\delta}x} \quad \text{IV.18}$$

\vec{J}_0 étant la densité de courant volumique à la surface du de l'échantillon. Il est obtenu à partir de vecteur densité de courant surfacique \vec{J}_s en intégrant \vec{J} le long de la direction x, ce qui donne la relation :

$$\vec{J}_s = \frac{\delta}{1+j} \vec{J}_0 \quad \text{IV.19}$$

La profondeur de pénétration δ de l'onde dans l'échantillon est définie comme suit :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \mu_r \omega \sigma}} \quad \text{IV.20}$$

μ_r est la perméabilité relative de l'échantillon.

ω est la pulsation de l'onde.

σ est la conductivité du milieu.

En substituant les équations (IV.19) et (IV.17) dans (IV.15), nous obtenons :

$$W_j = \frac{1}{2\delta\sigma} \iint_s |\vec{H}_\parallel|^2 ds \quad \text{IV.21}$$

Avec \vec{H}_\parallel la composante tangentielle du champ magnétique à la surface du l'échantillon.

Les pertes par effet de Joule dans l'échantillon vont augmenter la puissance dissipée dans la cavité, si bien que le coefficient de qualité va devenir Q_1 , tel que :

$$\Delta\left(\frac{1}{Q}\right) = \frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_0} = \frac{1}{\omega_0} \frac{W_J}{W_T} \quad \text{IV.22}$$

W_T s'exprime en fonction des champs existants dans la cavité non perturbée :

$$W_T = \frac{\mu_0}{2} \iiint_{V_c} |\vec{H}|^2 dv \quad \text{IV.23}$$

Dans ces conditions, la variation du coefficient de qualité s'écrit :

$$\Delta\left(\frac{1}{Q}\right) = \left(\frac{\mu_r}{2\mu W\sigma}\right)^{1/2} \frac{\iint_s |\vec{H}_y|^2 ds}{\iint_V |\vec{H}|^2 dV} \quad \text{IV.24}$$

d'où la formule de σ :

$$\sigma^{1/2} = \left(\frac{\mu_r}{2\mu W\sigma}\right)^{1/2} \frac{\iint_s |\vec{H}_y|^2 ds}{\Delta\left(\frac{1}{Q}\right) \iint_V |\vec{H}|^2 dV} \quad \text{I.25}$$

Le calcul des intégrales dépend de la forme de l'échantillon et du mode résonant dans la cavité.

IV.5- CONCLUSION :

Dans ce chapitre nous avons développé la méthode de mesure en cavité résonante avec la théorie des petites perturbations. L'avantage de cette méthode est le niveau de précision dans l'extraction des paramètres caractéristique d'un matériau sous test. Et le principal inconvénient est d'être une méthode à bande étroite, ce qui veut dire ne fonctionnant qu'à la fréquence de résonance.

CONCLUSION GENERALE

Le but de notre travail est de présenter les différentes méthodes de caractérisation des matériaux dans le domaine des micro-ondes. La première est basée sur la technique de mesure en espace libre. L'extraction des paramètres électromagnétiques d'un matériau sous test fait appel à la mesure des coefficients de réflexion et de transmission et en tenant compte de la propagation des ondes dans le vide et dans le matériau. Pour cela on a utilisé des antennes pour mesurer le coefficient de réflexion. Cette technique est non destructive

La deuxième méthode est la technique de mesure en espace guidé. Parmi ses configurations on a la méthode en guide d'onde rectangulaire et la méthode en ligne coaxiale. Ces deux configurations nécessitent une préparation de l'échantillon. Ce dernier doit remplir complètement la section droite de la cellule de mesure. Un étalonnage des dispositifs de mesures est important pour éliminer les erreurs dues aux instruments de mesure.

Finalement on a la technique de mesure en cavité résonante. Elle est précise mais à bande étroite. Elle n'est pas valable pour des mesures à des larges bandes de fréquence.

Connaitre les caractéristiques des différents matériaux est nécessaire pour l'amélioration des nouveaux dispositifs dans les différents domaines. Pour cela le développement des méthodes de caractérisations est important.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Franck. Moukanda. Mbango, «CONTRIBUTION A LA C RACTERISATION ELECTRIQUE DE MATERIAUX UTILISES EN MICROELECTRONIQUE RADIOFREQUENCE»

Thèse de doctorat présentée et soutenue le 10 Novembre 2008.

[2] Trabelsi Samir « CONTRIBUTION A LA CARACTERISATION DE LA MATIERE VEGETALE PAR DES TECHNIQUES MICROONDES .APPLICATION AUX CAPTEUR D'HUMIDITE.

Thèse de doctorat soutenue le lundi 8 Novembre 1993

[3] Gray David « CONCEPTION ET REALISATION DE SYSTEMES MICROONDES DESTINES AU CONTROLE NON DESTRUCTIF DE MATERIAUX »

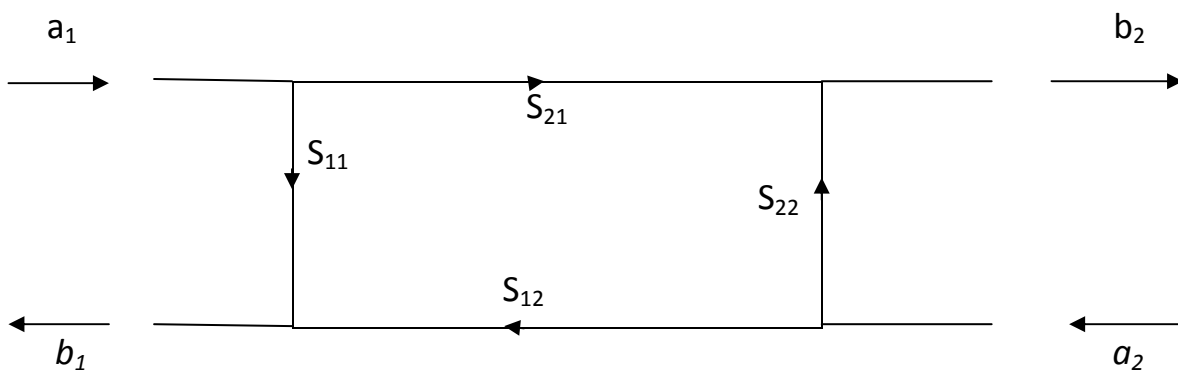
Thèse de doctorat, université de Lille1, Villeneuve-D'ascq, France.

Paul F. Combes : « micro- ondes. 10 lignes, guides et cavités. Cours et exercices »
2^{eme} cycle- écoles d'ingénieur.

Annexe I- la matrice de dispersion

Les paramètres S sont souvent utilisés pour décrire la réponse à l'entrée et la sortie d'un quadripôle placé en série dans une ligne.

Un quadripôle est représenté comme suit :



Si le quadripôle est composé d'éléments linéaires, on peut écrire :

$$b_1 = S_{11} a_1 + S_{12} a_2$$

$$b_2 = S_{21} a_1 + S_{22} a_2$$

et sous forme matricielle:

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

Lorsque la sortie de ligne est fermée sur son impédance caractéristique, donc $a_2 = 0$ et les équations deviennent :

$$b_1 = S_{11} a_1$$

$$b_2 = S_{21} a_1$$

$S_{11} = \frac{b_1}{a_1}$ est le coefficient de réflexion à l'entrée du quadripôle.

$S_{21} = \frac{b_2}{a_1}$ est le coefficient de transmission.

Annexes

Lorsque l'entrée est fermée par son impédance caractéristique, donc les équations deviennent

$$b_1 = S_{12} a_2$$

$$b_2 = S_{22} a_2$$

$S_{22} = \frac{b_2}{a_2}$ est le coefficient de réflexion à la sortie de quadripôle.

$S_{12} = \frac{b_1}{a_2}$ est le coefficient de transmission.