MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE FERHAT ABBAS-SETIF
UFAS (ALGERIE)

MEMOIRE

Présenté à la faculté des sciences de l'ingénieur

Département d'électronique

Pour l'obtention du diplôme de

MAGISTER

Option : Instrumentation

Par

M^me^ ZARRAL LAMIA

THEME

Les méthodes de mesure en propagation guidée et en espace libre de la permittivité complexe en hyperfréquences. Application à l'étude des matériaux hétérogènes

Soutenu le :05/07/2007 devant la commission d'examen

Mr. KHELLAF Abdelhafid	: Professeur à l'université de Sétif	Président
Mr. MERZOUKI Abdelaziz	: Professeur à l'université de Sétif	Rapporteur
Mr. BEKKA Raïs El'hadi	: Professeur à l'université de Sétif	Examinateur
Mr. DJAHLI Farid	: Professeur à l'université de Sétif	Examinateur
Mr. BOUZIT Nacerdine	: Maître de conférences à l'université de Sétif	Examinateur

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué à l'université FERHAT ABASS de Sétif, encadré par M^r^ A. MERZOUKI dans le laboratoire des Hyperfréquences. Des mesures d'apprentissages en espace guidé ont été faite au niveau de se laboratoire.
J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur A. MERZOUKI, professeur à l'université de Sétif, qui a su encadrer cette thèse tout en me montrant la voie du travail autonome. Je lui exprime ma sincère reconnaissance pour sa disponibilité, ses conseils toujours judicieux et pour ses qualités scientifiques, pédagogiques et humaines.

Des mesures ont été faite à la Faculté des Sciences, Techniques et Médecine de l'université Joseph Fourier de Grenoble, au sein de l' Institut Universitaire de Technologie, par la direction de Monsieur Fabien NDAGIJIMANA, professeur à l'université Joseph Fourier et chef de département du Génie Electrique et Informatique Industrielle . Je lui exprime ma gratitude pour m'avoir accueilli dans son laboratoire. J'ai beaucoup appris grâce à toi, merci !

Je remercie Dieu le tout puissant de m'avoir aidé à poursuivre mes études.

J'exprime mes remerciements à Monsieur A. KHELLAF Professeur à l'Université de Sétif, de me faire l'honneur de présider ce jury.
Je tiens également à remercier Monsieur R.H.BEKKA et M^r^ F.DJAHLI, Professeurs à l'Universités, Monsieur N.BOUZIT, Maître de Conférence à l'Universités, pour avoir accepté de siéger dans le jury en qualité d'examinateur.

J'adresse mes très vifs remerciements à *la famille DJAGHLOUL, Haroun enseignant en informatique à l'université, Mehdi étudiant en magistère en électrotechnique qui m'ont appris à programmer en MATLAB, YOUNESS enseignant en informatique à l'université, pour le temps précieux qu'il a consacré a me donné, l'attention, les remarques et les interrogations judicieuses*
qui m'ont permis d'améliorer la qualité de ce manuscrit, sans oublier leurs mère pour son soutient morale et sa générosité. Qu'ils trouvent ici toute ma gratitude.

A Naïma GHENNIFI, qui m'a mis en contacte avec le laboratoire et qui m'a appris beaucoup de choses. Je ne sais comment te remercier, Je te souhaite beaucoup de courage.
Merci à ma grande soeur Nora MESSAÏ, qui a été toujours à mes cotés, qui m'a toujours encouragé et aidé à résoudre mes problèmes.
Je remercie également Zahra ZERROUGUI, de m'avoir donné le premier saut en programmation, de m'avoir orienté, et pour ses conseils qui m'on beaucoup servi
Merci à tout le personnel, en particulier à Hikmatte, Sofia, Dalila, Nabila et à tout ceux qui ont participés dans ce travail
Je remercie mes chers parent de m'avoir donné autant d'amour et d'affection, de m'avoir aidé à parcourir ce chemin et je leurs demande de m'excuser de les avoir fatigué et inquiété. Dieu vous protége.
Un grand remerciement à mon cher mari, qui m'a toujours encouragé à poursuivre mes études, et à son soutien.
Merci à ma copine Zohra, et à toute ma famille.

L.ZARRAL

Nomenclature

σ_p : Densité superficielle des charges portées par les électrodes.

S : L'aire entre les armatures.

e : La distance entre les armatures.

$\vec{n}$: La normale aux armatures orientée dans le sens des potentiels décroissants.

ε : Permittivité diélectrique du matériau considéré.

χ_d : la susceptibilité diélectrique.

ε_r : Permittivité relative du diélectrique.

ρ : C'est la résistivité des conducteurs.

Z_m : c'est l'impédance caractéristique de la microbande.

W_e : largeur équivalente du ruban.

$\sigma_d = \omega\varepsilon_0\varepsilon_r tg\delta$ est la conductivité du diélectrique.

tg δ : est la tangente de l'angle de pertes.

H*** :**étant le complexe conjugué de H.

λ_g =longueur d'onde dans le guide vide.

$\lambda_{g\varepsilon}$ = Longueur d'onde dans le guide rempli de diélectrique.

L= longueur de morceau de diélectrique.

a=largeur du guide d'onde, le coté le plus grand(en bande X : a=22.86mm).

λ = longueur d'onde dans le vide.

λ_c =longueur d'onde de coupure du guide vide=2a.

Δl =déplacement des minima

Δx =distance entre les points à +3dB de part et d'autre du minimum, avec le guide court-circuité vide.

Δx_i = distance entre les points à +3dB de part et d'autre du minimum, avec le guide court-circuité chargé par le diélectrique.

γ^* : est la constante de propagation avec matériau.

Z_c^* :c'est l'impédance caractéristique de la ligne avec matériau.

γ_0^* : est la constante de propagation sans matériau.

Z_{c0}^* :c'est l'impédance caractéristique de la ligne sans matériau

l: est la longueur de la ligne.

Sommaire

1. Analyse des propriétés diélectriques en régime statique 5
   1.1. Etude macroscopique d'un diélectrique en régime statique 5
   1.2. Etude microscopique d'un diélectrique en régime statique 10
2. Analyse des propriétés diélectriques en régime variable 16
   2.1. les différents types de matériaux diélectriques 16
   2.2. Analyses diélectriques en circuit équivalent 18
   2.3. Polarisation totale des diélectriques, Caractéristiques classiques du spectre des diélectriques 23
3. Les lignes de transmissions 27
4. Propagation guidée 28
   4.1. Etude d'un guide coaxiale 28
   4.2. La ligne micro ruban 30
   4.3. Caractéristiques de propagation 34
   4.4. Conséquences sur une ligne 37
5. Propagation en espace libre 39
   5.1. Propagation dans les dielectriques 39
   5.2. Propagation des ondes EM dans un milieu non chargé ρ =0 et J =0 39
   5.3. Etude de différents types de milieux 40
   5.4. Vecteur de Poynting 42
   5.5. Réflexion et transmission 43
   5.6. Matrices d'ondes 46
6. Méthodes de mesures et rappels théoriques 50
   6.1. Méthode de minimum de puissance réfléchie 50
   6.2. Méthode du guide d'ondes court-circuité 51
   6.3. Description du montage de mesure 52
   6.4. Mesures 52
   6.5. Méthode de Mesure de la constante diélectrique complexe de matériaux aux fréquences radio 55
   6.6. Méthode de la cavité cylindrique 57
   6.7. Méthode de la sonde coaxiale 59
   6.8. Méthode de mesure en espace libre 61
   6.9. Méthode de la ligne microruban 63
   6.10. Méthode du stub microruban 65
7. Montage du banc de mesures en espace libres 68
   7.1. Description du dispositif utilisé 69
   7.2. Validation des antennes utilisées 70
   7.3. Montage du banc de mesures à l'intérieur de la chambre anéchoïde 75
   7.4. Mesures des paramètres (S) 76
   7.5. Extractions de la permittivité relative des matériaux 78
8. mesures en espace guidé en utilisant une structure basée sur la ligne micro ruban 80
   8.1. Principe de la méthode d'extraction : 80
   8.2. Extraction des paramètres 81

1. Analyse des propriétés diélectriques en régime statique

1.1. Etude macroscopique d'un diélectrique en régime statique

Introduction

Un diélectrique est une substance dont chaque élément de volume possède, ou est susceptible d'acquérir, sous l'action d'un champ électrique extérieur, un moment dipolaire. Cette substance peut être assimilée à une distribution volumique de dipôles ponctuels, et ces propriétés et sont comportement étudié comme tel. Le diélectrique est caractérisé par sont vecteur polarisation P défini comme étant le moment dipolaire par unité de volume [9]. C'est un milieu essentiellement isolant, c'est-à-dire un milieu dans le quel il n'y a pas a priori de charges libre et mobiles [10]. La description de ces milieux matériels est plus complexe que celle des milieux conducteurs pour la raison simple que, en plus des charges volumiques qui peuvent être apportées dans le milieu le matériau lui-même souvent moléculaire, est formé de dipôles qui sont susceptibles de varier en orientation et en valeur en fonction du champ électrique appliqué au système [11].

Cependant différents types de charges peuvent se trouver dans un diélectrique (Figure I- 1)

1.1.1.1 Nature des charges dans un diélectrique

- **Charges dipolaires :** Ce sont celles qui sont rattachées aux molécules constituant le milieu diélectrique. Ces charges sont indissociables, et sont appelées des charges liées [9].

-**Charges aux discontinuités :** Les diélectriques solides présentent des défauts, où des charges peuvent s'accumuler ; elles donnent lieu à des phénomènes électriques particuliers;

-**Homo charges** : Charges de même signe que les électrodes en regard des quelles elles sont distribuées ;

-**Charges d'espace :** charges localisées dans une région de l'espace :

-**Charges libres :** En principe il n'y en a pas dans un diélectrique ; elles peuvent cependant apparaître, suite à un claquage notamment; il en résulte alors le passage du courant électrique, qui lorsqu'il est faible, correspond à ce que l'on appelle un courant de fuite.

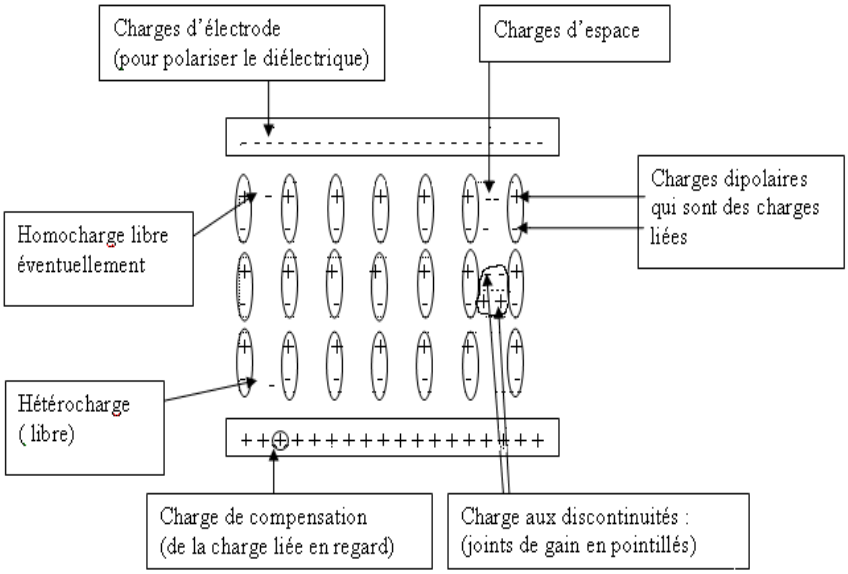


Figure I- 1: Les différents types de charges dans un diélectrique.

1.1.1.2 Diélectrique dans un condensateur

Cas des condensateurs avec le vide entre ces armatures

L'étude des condensateurs, dans le cadre des équations de l'électromagnétisme dans le vide, nous a amené par exemple à considérer que dans la capacité du condensateur plan; il existe entre le champ électrique, la différence de potentiel U entre les armatures et la charge Q accumulée par celle-ci, les relations simples[11] :

$$Q = \frac{\varepsilon_0 S}{e} \cdot U \qquad (I\text{-}1)$$

$$\overrightarrow{E} = \frac{U}{e}\vec{n} \qquad (I-2)$$

Le théorème de Gauss appliqué à travers la surface $\sum$ permet d'écrire :

$$\frac{Q}{\varepsilon_O} = \frac{\sigma_p . S}{\varepsilon_0}$$

On en déduit : $\dfrac{\sigma_p}{\varepsilon_0}$

Cependant la relation pratique de condensateur impose en général de remplir, au moins pour des raisons mécanique l'espace compris entre les armatures d'un matériau isolant ou diélectrique.

Dans ce cas, on constate toujours une augmentation de la capacité du condensateur par rapport au cas ou le vide est disposé entre les armatures, on décrit quantitativement cette propriété par les relations :

$$Q = C'\cdot U \qquad \text{(I - 3)}$$

$$C = \frac{\varepsilon S}{e} \qquad \text{(I - 4)}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r \qquad \text{(I - 5)}$$

La recherche d'une capacité élevée conduit à diminuer le plus possible la distance (e) qui sépare les armatures et à augmenté leur surface (S).

- Les condensateurs électrolytiques, que l'on doit correctement polariser, sont réalisés avec un diélectrique dont la constante diélectrique ε_r est relativement faible entre 8 et 27 ; ce diélectrique est constitué généralement de particules de tantale entourées d'une couche d'oxyde. Pour un volume déterminé. La capacité de ces condensateurs est plus grande que celles des condensateurs à céramique en raison de la grande valeur de la surface S des armatures et de la plus faible distance (e) qui les sépare.

- Les condensateurs électrolytiques au tantale et les condensateurs à céramique au titanate de baryum (BaTaO3) sont très utilisés dans les cartes mémoires d'ordinateur [12].

L'évolution considérable de la microélectronique a mis en évidence de nouveaux besoins en matériaux diélectriques de très haute permittivité High-K. Dans les cas des transistors CMOS des dernières générations ces matériaux sont utilisés comme oxyde de grille afin d'augmenter la valeur de la capacité de grille [13].

Existence d'un champ dépolarisant dans un diélectrique

On peut interpréter la situation précédente de deux façons ; soit on considère le condensateur comme plus efficace puis qu'il accumule des charges plus élevées pour un champ électrique donné, soit au contraire, on considère le milieu diélectrique comme plus résistant à l'application du champ électrique puisque, pour une charge électrique Q donnée sur les armatures. La différence de potentiel U et le champ électrique U/e sont moins intenses que si les armatures étaient séparées par le vide. Cette plus grande difficulté est liée à l'existence de charges liées aux molécules du matériau diélectrique [11].

- **Diélectrique non polarisé (***Figure I*-2 **-a).**

Si l'on introduit un diélectrique dans un condensateur, sans polariser ce dernier, les dipôles qui sont associés aux molécules constituant le milieu matériel diélectrique sont distribués au hasard : de façon statistique, les charges de signe opposé s'annulent deux à deux, et globalement le milieu est électriquement neutre.

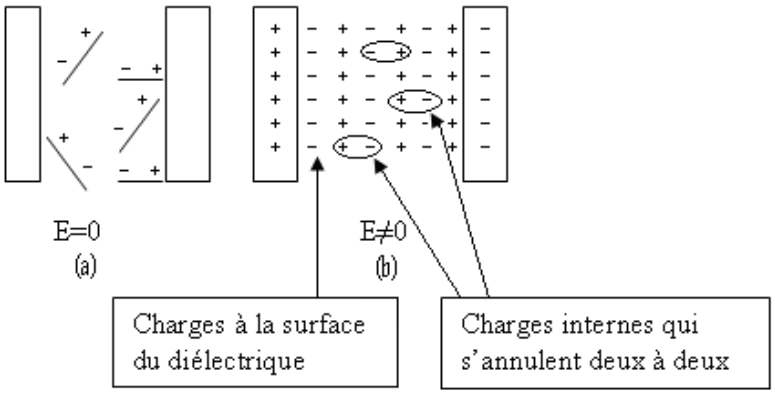


Figure I- 2:-Orientation des dipôles sans champ appliqué (a) puis avec champ Électrique (b)

- **En présence d'un champ électrique (***Figure I*-2 **-b)**; les charges positives des dipôles sont sollicitées dans un sens, et les charges négatives dans un autre; comme ces charges liées ne peuvent pas se déplacer librement, il en résulte une chaîne de dipôles. Du fait de l'orientation de ces dipôles, les charges dipolaires volumiques s'annulent deux à deux ; par contre à la surface du diélectrique, il apparaît des charges de signe contraire aux armatures en regard[10](Figure I- 3). On dit que l'effet des charges liées est dépolarisant [11].

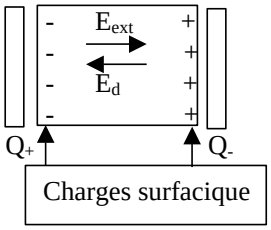


Figure I- 3: Charges à la surface du diélectrique

- **Champ dépolarisant**

Soumis à un champ, électrique polarisant E_0, un échantillon diélectrique se polarise. Cette polarisation est elle-même à l'origine d'un champ de « réaction » E_d, appelé champ dépolarisant. En conséquence, le champ macroscopique E_i existant à l'intérieur de l'échantillon est la somme de ces deux contributions [9]

$$E_i=E_0+E_d \qquad \text{(I-6)}$$

Le calcul de ce champ dépolarisant peut s'avérer difficile dans le cas général.

1.1.2. Polarisation diélectrique

Introduction

Les milieux diélectriques se polarisent dans un champ du fait que la densité de flux électrique D y est plus grande qu'elle ne le serait dans le vide, pour un même champ électrique E. On obtient une théorie simplifiée mais satisfaisante en considérant un atome du diélectrique comme la superposition d'une région chargée positivement et d'une autre chargée négativement, comme sur la Figure (I-4 (a)). Si on applique un champ électrique E, la région chargée positivement se déplace dans le sens du champ appliqué, tandis que la région chargée négativement se déplace en sens inverse. Ce déplacement peut être représenté par un moment dipolaire électrique, p=Q.dl, comme sur la Figure (I-4 -(c)).

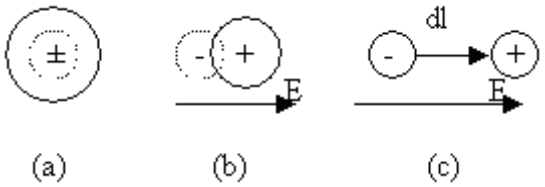


Figure I- 4: Moment dipolaire

Dans la plupart des milieux, les régions chargées reprennent leurs positions initiales superposées quand l'action du champ électrique appliqué cesse comme pour un ressort obéissant à la loi de Hooke, le travail effectué pendant la déformation est restitué quand le système peut revenir à sont état de départ. De l'énergie est emmagasinée pendant la déformation, de la même manière que dans le cas du ressort [14].

La polarisation P est, par définition, le moment dipolaire par unité de volume, la moyenne étant prise sur le volume de la maille cristalline. Le moment dipolaire total est défini par [15] :

$$P=\Sigma\, q_n\, dl_n \qquad \text{(I-7)}$$

1.1.2.1 Le vecteur polarisation

Considérons dans un diélectrique polarisé un petit élément de volume dτ, de longueur dl et de section ds parallèle aux surfaces des armatures (figure I- 5); si cet élément de volume correspond au volume libre rattaché à chaque dipôle en regard des armatures, on peut considérer que les charges élémentaires des dipôles sont de la forme $q=\sigma_p .ds$, où σ_p représente la densité superficielle des charges en regard des armatures, c'est-à-dire la densité superficielle des charges de polarisation.

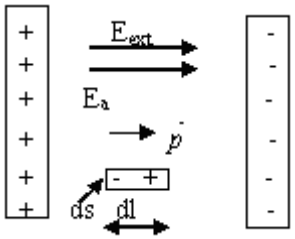


Figure I- 5: Polarisation et orientation dipolaire

$\vec{p} = q.d\vec{l} = \sigma_p ds d\vec{l}$, soit $p = \sigma_p .d\tau$, on peut écrire: $\sigma_p = \frac{p}{d\tau}$

C'est cette grandeur, caractéristique de la polarisation du diélectrique, qui sert à définir le vecteur polarisation $\vec{p}$ qui est telque $\left|\overrightarrow{p}\right| = \sigma_p = \frac{p}{d\tau}$, en module, il apparaît comme le moment dipolaire de l'unité de volume. Vectoriellement, on a [10]:

$$\vec{P} = \frac{\overrightarrow{p}}{d\tau} \qquad \text{(I-8)}$$

1.1.2.2 Vecteurs champ électrique $\vec{E}$ et déplacement électrique $\vec{D}$

L'intérêt du vecteur D est de n'être relié qu'aux charges extérieures au matériau contrôlées par l'expérimentateur. Notons qu'en réalité ce dernier contrôle le plus souvent le potentiel appliqué V_a, lequel donne simplement le champ appliqué par :

E_a=-grad V_a [14].

L'inconvénient d'une telle démarche est de supposer connu le vecteur polarisation [10].

Champ électrique

De façon simple, le champ électrique peut être défini en tout point 'p' comme étant la force par unité de charge qui s'exerce sur cette charge supposée de dimension très petite [10] :

$$\vec{E}(p) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r r^2}\vec{r} \qquad \text{(I-9)}$$

Pour un ensemble de charges Q_i, on a :

$$\vec{\overline{E}}'(p) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r}\sum_i q_i \cdot \frac{\vec{r_i}}{r_i^2} \qquad \text{(I-10)}$$

Vecteur déplacement électrique

Par définition, ce vecteur appelé aussi induction électrique s'écrit sous la forme :

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{E} \qquad \text{(I-11)}$$

1.2. Etude microscopique d'un diélectrique en régime statique

1.2.1. Relation entre le vecteur déplacement et le vecteur polarisation

1.2.1.1 Représentation du système diélectrique –armature.

Le diélectrique de permittivité ε, peut également être vu Comme le vide dans le quel baignent les charges dipolaires.

Ainsi, en regard des armatures, les charges dipolaires de densité surfacique ± σ_p annihilent une quantité de charges équivalentes portées par la surface des armatures (Figure I-6-a). Les charges appartenant à l'armature supérieure et non annihilées par les charges dipolaires ont ainsi une densité σ_0 telle que :

$$\sigma_T = \sigma_p + \sigma_0 \qquad \text{(I-12)}$$

Le problème résultant au niveau des charges (FigureI-6-b) est celui d'un condensateur dont les armatures portent une charge de densité ± σ_0, alors que le vide sépare les armatures.

Le champ électrique agissant entre les armatures est donc :

$$E_a = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \qquad \text{(I-13)}$$

On a donc*:*

$$\sigma_T = \sigma_P + \sigma_0 = \varepsilon E_a$$

Comme d'après (I-13) *:*

$$\sigma_0 = \varepsilon_0 E_a ,$$

On a aussi*:*

$$\sigma_P = \left|\vec{P}\right| = \sigma_T - \sigma_0 = \varepsilon E_a - \varepsilon_0 E_a = \left(\varepsilon - \varepsilon_0\right) E_a$$

Vectoriellement, on a finalement (avec $\vec{P}$ // $\overrightarrow{E_a}$):

$$\vec{P} = \left(\varepsilon - \varepsilon_0\right)\vec{E}_a \qquad \text{(I-14)}$$

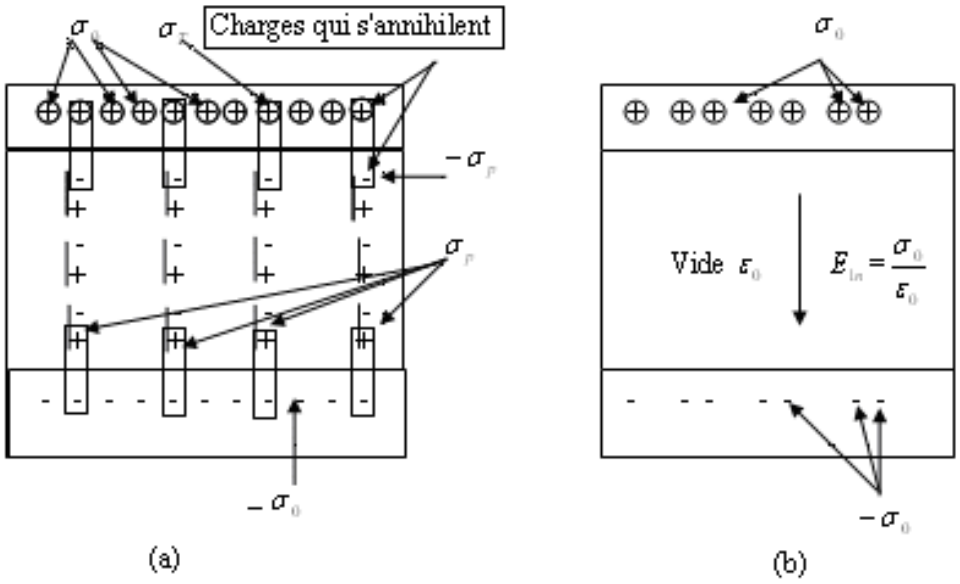


Figure I- 6: Analyse microscopique des charges dans un diélectrique polarisé (a) et charges résultantes baignant dans le vide (b).

1.2.1.2 Diélectrique linéaire homogène et isotrope.

C'est un diélectrique dans lequel la réponse à une excitation, est décrite par une relation:

-Linéaire: $\overrightarrow{D} = \varepsilon \overrightarrow{E_a}$

-Vraie en tout point du diélectrique : homogène,

- Vérifiée dans toutes les directions du diélectrique : isotrope.

La relation entre $\overrightarrow{P}$ et $\overrightarrow{E_a}$ est $\vec{P} = (\varepsilon - \varepsilon_0)\vec{E}_a$ et qui peut être écrite aussi:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 (\varepsilon_r - 1)\vec{E}_a$$

soit en posant:

$$\chi_d = (\varepsilon_r - 1) \qquad (I-15)$$

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi_d \overrightarrow{E_a} \qquad (I-16)$$

Le tableau (I.1) donne quelques valeurs caractéristiques de la permittivité relative de certains isolants. On voit que le farad est une unité forte, même pour des condensateurs à céramique. Le constituant de base de ces condensateurs est le plus souvent le titanate de baryum (Ba Ti O3) ou le niobate de magnésium (Mg Nb O4) [9].

Matériau	Air	nylon	mica	Verre	Céramique	Chlorure de sodium	Eau	Ba Ti O3
ε_r	1,0006	3	6	~6	$10 < \varepsilon_r < 3\times10^4$	5,8	78	1760

Tableau I- 1 : Valeurs de quelques permittivités relatives.

1.2.1.3 Diélectriques linéaires, non homogènes et non isotropes

Dans ce cas dans un repère cartésien, les composantes D_x, D_y, D_z de $\underline{\vec{D}}$, et les composantes E_x, Ey, E_z de $\vec{E}$ sont liées entre elles par une relation de la forme:

$$\begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_y \\ E_z \\ E_x \end{bmatrix}$$

On montre que la matrice des permittivités est symétrique: $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$, si bien qu'elle est diagonalisable dans un système d'axes ox, oy et oz: ce sont des axes électrique du milieu, et on peut écrire: $D_x = \varepsilon_{xx} E_x$; $D_y = \varepsilon_{yy} E_y$; $D_z = \varepsilon_{zz} E_z$.

1.2.2. Etude microscopique de la polarisation en régime stationnaire

Nous proposons dans cette partie qui suit l'interprétation microscopique de la polarisation à partir des moments dipolaires associés aux éléments microscopiques du diélectrique: atomes, molécules, ions.

Il convient d'abord de répertorier les différents mécanismes microscopiques de polarisation des milieux [14].

1.2.2.1 Mécanismes microscopiques de polarisation des diélectriques

a) polarisation induite et d'orientation

- **Polarisation induite**

Lors qu'on applique un champ électrique à un diélectrique, il agit sur les charges rattachées aux atomes constituant les molécules: les charges positives et négatives sont aussi déplacées, ce qui à pour but de polariser les molécules non initialement polaires, ou de modifier la polarisation de la molécule si elle est polaire.

Comme le montre les schémas du tableau I.2, différents types de polarisation sont en faite possibles [10].

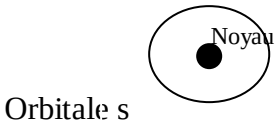
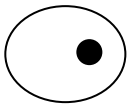
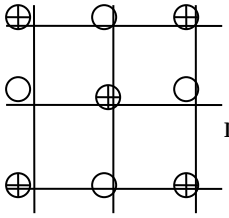
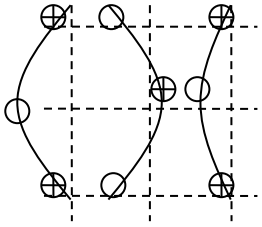
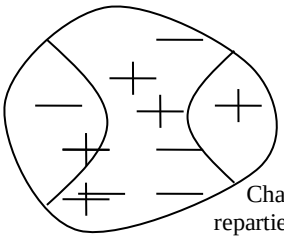
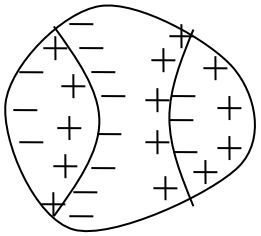
Type de polarisation		$\vec{E} \neq \mathbf{O}$
Electronique (et atomique)	 Orbitale s	
Ionique		
Interfaciale		

Tableau I- 2 : Mécanisme de la polarisation induite

Il existe quatre mécanismes de polarisation pour rendre compte des phénomènes macroscopiques: trois sont microscopiques, le quatrième est macroscopique car le déplacement des charges peut concerner tout le volume du matériau [14].

- La première cause de polarisation des matériaux est **la polarisation électronique**:elle est toujours présente quelque soit l'état du matériau, et due au déplacement de la position moyenne des électrons de chaque atomes lorsqu'on lui applique un champ électrique. Adoptant sur la figure ci-dessous un modèle classique, l'application d'un champ électrique local à l'atome provoque une modification des trajectoires électroniques, passant de la trajectoire initial en pointillé à une trajectoire décalée à l'envers du champ électrique. Ceci déplace le barycentre des charges négatives. Globalement, il apparaît alors un moment dipolaire électrique dans chaque atome; celui-ci est souvent **proportionnel** au champ local appliqué, sous la forme: $\vec{P} = \varepsilon_0 \alpha \overrightarrow{E_l}$ où le coefficient positif α porte le nom de polarisabilité de l'atome.

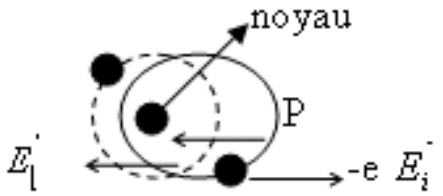


Figure I- 7: Polarisation électronique

- La polarisation atomique ou ionique: elle concerne les déplacements des atomes ou des ions par rapport à leurs positions d'équilibre dans l'édifice auquel ils appartiennent [14].les ions étant plus difficiles à déplacer, cette polarisation s'établit en temps plus long que la précédente: elle est rencontrée dans le domaine de fréquences allant des hyperfréquences à l'infrarouge [10].

- La polarisation d'orientation: En règle générale, une molécule formée par plusieurs atomes de types différents, possède un moment dipolaire spontané, qui existe même en l'absence de champ électrique appliqué. Cependant, et ainsi que nous l'avons vu, ces moments sont alors, en général, orientés de façon aléatoire sous l'effet de l'agitation thermique, de sorte qu'il n'y a pas de polarisation macroscopique observable.
  Par contre, en présence d'un champ, ces moments en tendance à l'aligner dans la direction et le sens du champ: en fait, les deux effets, d'orientation par le champ électrique, et de désorientation par l'agitation thermique, viennent en concurrence et aboutissent à un régime d'équilibre. Ce phénomène, appelé polarisation par orientation, se manifeste pour des fréquences typiquement comprises entre 1 KHz et 1 MHz [10]. La polarisabilité orientationnelle statique est donnée par la relation: $\alpha_0 = \frac{P^2}{KT}$ contrairement aux autres mécanismes de polarisation celui-ci dépend de la température selon la loi de curie.

La polarisation par déplacement macroscopique: elle provient de la migration , l'application du champ électrique stationnaire induit des déplacements des charges résiduelles qui se trouvent des domaines macroscopiques à l'échelle du matériau[10]. C'est le cas de la polarisation des conducteurs et de la polarisation d'une jonction p-n par exemple [14]. ce paramètre mobilité représente une des caractéristiques les plus pertinentes pour choisir les matériaux entrant dans la réalisation de dispositifs optoélectroniques,tel que les diodes électroluminescentes souples[16].

b) Etude de la polarisation induite d'une molécule

- On distingue deux types de molécules: Les molécules non polaires, c'est-à-dire celles qui, en l'absence de champ électrique, ne possèdent pas de moment dipolaire permanent, et les molécules polaires qui, au contraire, possèdent un moment dipolaire permanent p_0.
- Les molécules qui présente un centre de symétrie ne sont pas polaires c'est le cas des molécules diatomiques homo nucléaires.
- Les molécules polaires ne possèdent pas de centre de symétrie électronique. Par exemple la molécule diatomique hétéro nucléaire.

En général le moment dipolaire induit par un champ est faible devant p_0 , de sorte qu'on peut le négliger [14].

- Pour les milieux denses de molécules non polaire, le champ local est le champ de Lorenz [10]:

$$\overrightarrow{E_{al}} = \overline{E_L} = \overline{E_a} + \frac{\vec{P}}{3\varepsilon_0} \qquad (I-17)$$

$$\left.\begin{array}{l} \overline{P} = n\overline{p} = n\alpha_m\left(E_a + \dfrac{P}{3\varepsilon_0}\right) \\ \overline{P} = \left(\varepsilon - \varepsilon_0\right)\overrightarrow{E_a} \end{array}\right\} \Longrightarrow P_M = \frac{N\alpha_m}{3\varepsilon_0} = \frac{M_a}{\rho}\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r - 2} \qquad (I-18)$$

$$n = \frac{N}{V} = N\frac{\rho}{M_a}$$

Cette relation, appelée relation de Clausius- Mossoti, permet de relier une grandeur microscopique (αm), relative à la molécule, à la permittivité relative ε_r qui elle, est une grandeur macroscopique mesurée à partir d'un rapport de capacité:

$$\varepsilon_r = \frac{C}{C_o}$$

c) Etude de la polarisation par orientation

Si l'on considère une molécule polaire, de moment permanent $\vec{p}$, placée dans un champ électrique, la molécule tout entière tourne et tend à placer son dipôle dans le sens du champ, cette orientation étant limitée par l'agitation thermique.

Si le champ appliqué est constant, ce phénomène s'ajoute à la polarisation molaire devient:

$$P_M = \frac{M_a}{\rho}\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r - 2} = \frac{N}{3\varepsilon_0}\left[\alpha_m + \frac{P^2}{3KT}\right] = \frac{N}{3\varepsilon_0}\left(\alpha_m + \alpha_{or}\right) \qquad (I-19)$$

Avec :

$$\alpha_{or} = \frac{p^2}{3KT}.$$

Si le champ appliqué est alternatif, les dipôles sont soumis à une force qui provoque des oscillations accompagnées de frottements qui génèrent les pertes diélectriques.

Ce phénomène sera étudié lors des interactions ondes- diélectriques dans se qui suit.

2. Analyse des propriétés diélectriques en régime variable

2.1. les différents types de matériaux diélectriques

Introduction

Pour étudier la propagation d'une onde EM dans un milieu matériel, on doit prendre en compte en interactions entre le champ électromagnétique et le milieu. L'approche classique qui est considérée ici, s'appuie sur les équations de Maxwell en présence du milieu matériel constitué par un ensemble de charge et sur l'expression de la force de Lorentz. On adjoint alors aux équations des champs des relations de milieu qui rendent compte des différents mécanismes microscopiques d'interaction [14].

Nous nous intéressons dans cette partie aux modifications qu'induit un diélectrique sur la propagation d'une onde EM, sans nous préoccuper de l'émission ou de la réception de ce signal ni des conditions aux limites.

les différents types d'isolants

On peu citer:

- Les composés organiques naturels: papiers imprégnés pour des huiles, cires, coton;
- Les gaz électronégatifs: gaz dans les molécules contiennent des atomes d'halogènes : ces derniers ayant une forte affinité pour les électrons les décharges son réduites par la faible densité de charges libres;

Les matériaux inorganiques comme les céramiques, souvent obtenues par frittage; des céramiques techniques peuvent être utilisées dans des applications particulières. Des céramiques à forte teneur en alumine fixent les dépôts métalliques, d'où l'utilisation comme substrats pour circuits hybrides nécessitant des métallisations.

2.1.1. Permittivité absolue

D'une façon générale, on définit la permittivité absolue ε d'un matériau diélectrique isotrope indiquée dans l'équation (I-5):

$$\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$$

La relation de continuité concernant la composante normale de D qui permet d'écrire D = σréelle [17]:

$$\varepsilon = \frac{\sigma_{réelle}}{E} = \frac{Q/S}{V/d} = \frac{Cd}{S}$$

Quant une tension alternative $V = V_0 e^{j\omega t}$ est appliquée aux bornes d'un condensateur plan de capacité C_0 lorsque son diélectrique est le vide, l'intensité du courant qui circule lorsqu'on place entre ses armatures un diélectrique supposé parfait de permittivité ε_r est :

$$\underline{I} = \frac{dQ}{dt}$$

Avec :

$$Q = CV = \varepsilon_r C_0 V_0 e^{j\omega t}$$

On a :

$$\underline{I} = j\omega \varepsilon_r C_0 V \qquad (I-20)$$

2.1.2. Permittivité relative complexe

En réalité, les diélectriques que l'on utilise ne sont pas parfaits, mais sont le siège de courants, que l'on ne précisera pas pour l'instant, des causes différentes pouvant produire des effets similaires.

Un tel courant est entièrement dû au matériau diélectrique et on le caractérise par une composante imaginaire de la permittivité relative que l'on écrira alors :

$$\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon'_r - j\varepsilon''_r$$

L'intensité du courant dans le condensateur devient [12] :

$$\underline{I} = \omega\varepsilon''_r C_0 V + j\omega\varepsilon'_r C_0 V = I_R + jI_C \qquad (I-21)$$

Le deuxième terme qui correspond à un déphasage de $\frac{\pi}{2}$ entre la tension et le courant est purement capacitif : εr' caractérise donc la partie capacitive du diélectrique.

Le premier terme, qui correspond au fait que la tension V et l'intensité sont en phase, correspond à la partie résistive du diélectrique qui est ainsi caractérisée par ε_r ".

La puissance dissipée par effet Joule est alors :

$$P_J = \frac{1}{2}V_0 I_0 = \frac{1}{2}C_0\varepsilon''_r \omega V_0^2 \qquad (I-22)$$

La quantité ε_r" est appelée l'absorption diélectrique puisqu'elle intervient dans l'expression de l'énergie électrique convertie en chaleur dans le milieu, et ainsi perdue par le circuit électrique.

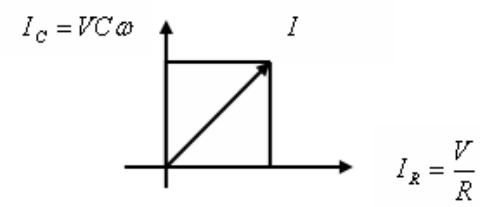


Figure I- 8: Définition de l'angle de perte δ

La quantité $\tan\delta = \frac{|i_R|}{|i_C|} = \frac{\omega\varepsilon''C_0V}{\omega\varepsilon'C_0V} = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}$ est la tangente de pertes ; elle permet de définir l'angle de perte δ, qui traduit le déphasage entre le courant résultant et la partie ''idéalement capacitive'' I_C de ce courant.

La quantité $Q = \frac{1}{\tan\delta}$ est le facteur de qualité du condensateur : il est d'autant plus grand que tanδ est plus petit.

2.2. Analyses diélectriques en circuit équivalent

Introduction

On a obtenu au paragraphe 2.1.3 comme forme générale de l'intensité dans un condensateur rempli par un diélectrique réel :

$$\div \underline{I} = \omega\varepsilon_r''C_0V + j\omega\varepsilon_r'C_0V = I_R + jI_C$$

L'impédance correspondante Z est telle que en notant Y l'admittance [18] :

Y = **Error! Error! Error!** (I-23)

Avec des notations évidentes, on peut également écrire l'intensité :

$$\underline{I} = jI_C + I_R = (j\omega C + G)V \qquad \text{(I-24)}$$

A ce niveau, il est toutefois prématuré de conclure qu'un diélectrique se comporte comme une capacité pure en parallèle avec une résistance : en effet, la conductance G n'est pas un terme correspondant à un seul type de pertes diélectriques, mais représente un des nombreux processus de consommation d'énergie dans un diélectrique, qui peuvent en fait être des diverses sortes.

C'est pourquoi il est trop simple de représenter un diélectrique réel par un simple circuit parallèle R_pC_p dans lequel R_p serait une simple résistance. En effet, un tel dipôle électrique conduit à un seul type de comportement que nous allons présenter dans ce qui suit.

Les autres types de comportements, et ils sont nombreux, correspondent à d'autres types de dipôles équivalents : nous les passerons en revue dans ce chapitre, avant d'étudier les principes des mesures diélectriques qui nécessitent aussi parfois le recoures à la formes des dipôles équivalents au diélectrique.

De plus, différentes analyses diélectriques peuvent être menées : il est de coutume de représenter non seulement $\varepsilon' = f(\log\omega)$, $\varepsilon'' = f(\log\omega)$ mais aussi $\varepsilon'' = f(\varepsilon')$.

2.2.1. Etude de différents circuits équivalents susceptibles de représenter un diélectrique réel.

Dans l'annexe on donne un récapitulatif des modèles équivalents circuit [19].

Cas du circuit parallèle

Le dipôle équivalent étant représenté sur la figure I-9(a), on a :

Error! = **Error!** + **Error!** (I-25)

Soit avec **Error!** :

Error! = **Error!** + **Error!** (I-26)

L'identification avec l'expression (I-23) conduit à :

$\omega\varepsilon_r''C_0 + j\omega\varepsilon_r'C_0$ **Error!** (I-27)

Soit par identification des parties réelles et imaginaires :

Error! (I-28)

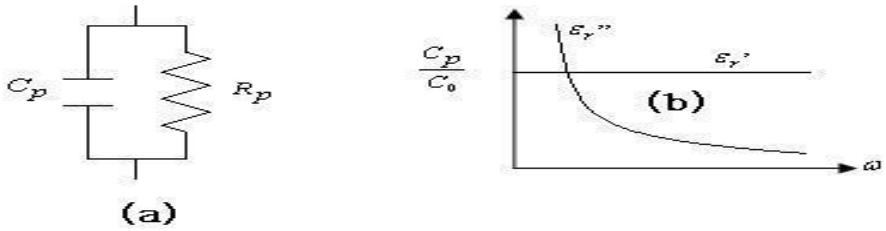


Figure I- 9: Schéma équivalent du circuit parallèle (a), et (b) représentation

$\varepsilon' = f(\log \omega)$ ***et*** $\varepsilon'' = f(\log \omega)$.

La représentation d'un diélectrique par le simple circuit parallèle implique donc un mécanisme de pertes diélectriques schématisé sur la figure (I-9(b)).

2.2.1.1 Cas du circuit série

Il peut apparaître plus intéressant de traiter les pertes par une résistance R_S en série avec une capacité pure C_S (figure I-10-(a)). L'impédance du dipôle est alors:

Error! (I-29)

Soit :

Error! (I-30)

Par identification avec (I-23), on a :

Error! (I-31)

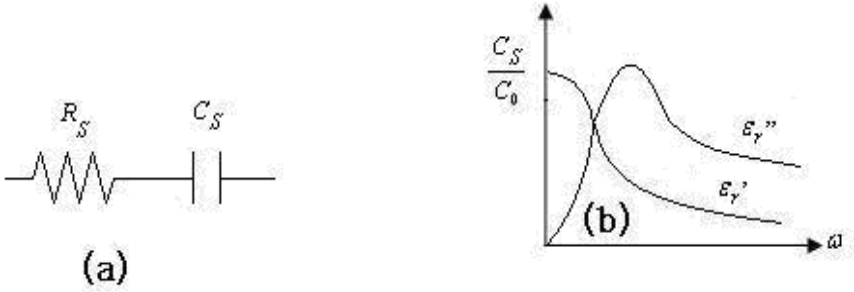


Figure I- 10: Schéma équivalent du circuit série (a) et (b) représentation

$\varepsilon' = f(\log \omega)$ ***et*** $\varepsilon'' = f(\log \omega)$.

2.2.1.2 Association des circuits parallèle et série

Ainsi, un circuit équivalent à un diélectrique ne peut que difficilement correspondre à un circuit RC à deux éléments.

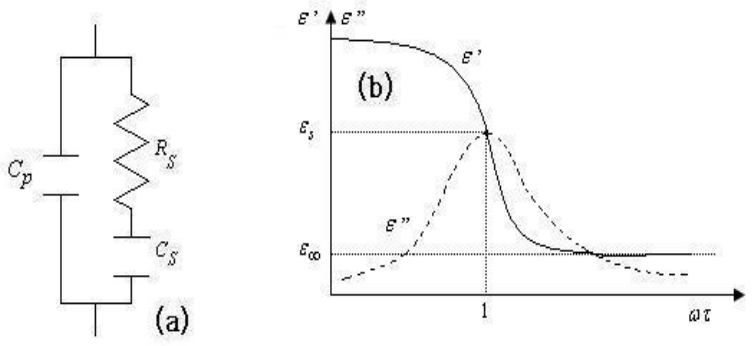


Figure I- 11: Schéma équivalent du circuit série- parallèle (a), et (b) représentation $\varepsilon' = f(\log\omega)$ et $\varepsilon'' = f(\log\omega)$.

En effet, le dipôle équivalent étant représenté sur la figure (I-11(a)), on peut écrire:

Error! ; Avec **Error!** et **Error!** (I-32)

On déduit :

Error! Error! (I-33)

En posant $\tau_S = R_S C_S$, l'identification avec (I-23) conduit à :

Error! (I-34)

On peut remarquer d'après ces équations que :

- si $\omega = 0$, $\varepsilon_r'' = 0$, alors que ε_r' est maximale; la dérivée **Error! Error! Error!** s'annule bien pour $\omega = 0$ et vaut :

$(\varepsilon_r')_{max}$ = **Error!** = **Error!** (I-35)

- si $\omega \to \infty$, $\varepsilon_r'' \to 0$ et ε_r' tend vers une valeur minimale :

Error! (I-36)

- la pulsation pour la quelle ε_r'' est maximale est donnée par la solution de l'équation :

Error! = **Error! Error! Error!** = 0

d'où l'on déduit :

Error! (I-37)

La valeur maximale de ε_r'' qui correspond donc à $\omega\,\tau_S = 1$ est alors :

$(\varepsilon_r'')_{max}$ = **Error!**

Soit aussi : $(\varepsilon_r'')_{max}$ = **Error! Error!**

On obtient ainsi les courbes de la figure I-11(b).

2.2.2. Etude du circuit résonant

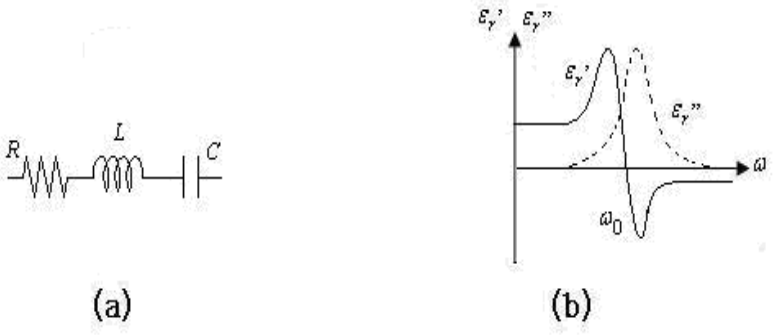


Figure I- 12: Circuit RLC résonnant (a) et courbe de résonance (b)

On a :

Error! $+ j\omega L =$ **Error!** (I-38)

Soit :

$$\frac{1}{Z} = \frac{\omega C\left[\omega RC + j\left(1-\omega^2 LC\ \right)\right]}{\omega^2 R^2 C^2 + \left(1-\omega^2 LC\ \right)^2} = \frac{\omega C\left[\omega RC + j\left(1-\omega^2 LC\right)\right]}{(LC)^2\left[\left(\frac{1}{LC}-\omega^2\right)^2 + \omega^2\frac{R^2C^2}{L^2C^2}\right]}$$

On posant : $\omega_0{}^2$ **Error!** et $\Gamma =$ **Error!** on a :

Error!

Par identification avec (I-23) en posant : $\omega_p{}^2 =$ **Error!** on obtient

$\varepsilon'_r =$**Error!** = **Error!** = **Error! Error!** (I-39)

$$\varepsilon_r'' = \textbf{Error!} = \omega_p^2 \frac{\omega\Gamma}{\left[\left(\omega_0^2-\omega^2\right)^2 + \omega^2\Gamma^2\right]} \qquad \text{(I-40)}$$

Les courbes, avec absorption à la résonance pour $\omega=\omega_0$, sont représentées sur la figure (I-12(b)).

2.2.3. Représentation d'un diélectrique hétérogène par le modèle en couches : deux circuits R-C parallèles en série. Effet Maxwelle-Wagner-Sillars

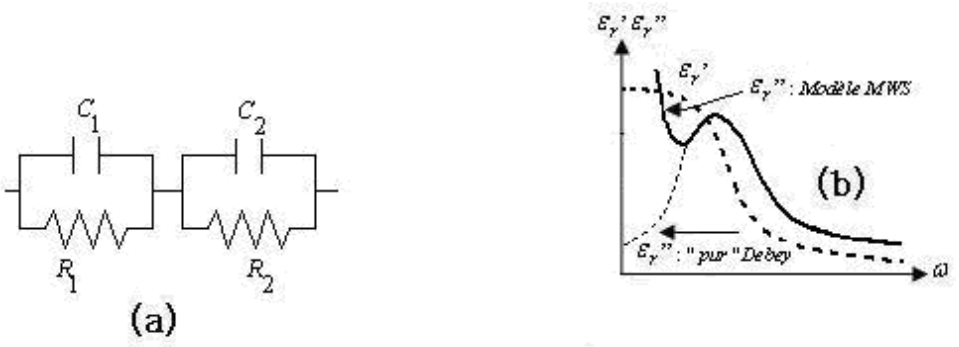


Figure I- 13: Circuit double couche (a) et courbes caractéristiques de l'effet Maxwelle-Wagner-Sillars MWS (b).

Lorsque le diélectrique est hétérogène,on peut représenter le diélectrique par une succession de dipôle électriques constitués pour chacun d'eux par une résistance en parallèle avec une capacité .Dans ce cas là, on se limite à l'étude du modèle à deux couches représenté sur la figure (I-13).

On pose :

$$C = C_1 + C_2$$

R =R **Error!**

$$\tau_1 = R_1C_1\tau_2 = R_2C_2\tau_3 = R_3C_3$$

1. On a là encore I = ωεr '' C_0 V + j ωεr' C_0 V, soit :

   Y**Error!** = ωεr'' C_0 + j ωεr' C_0 (I-41)

2. l'impédance du modèle deux couches est : Z = Z_1 + Z_2, soit :

$$Z = \frac{1}{\frac{1}{R_1} + j\omega C1}$$ **Error!** = **Error!**

= **Error!**

On en déduit :

Error! **Error!**

$$Y = \textbf{Error!}\ \frac{1-\omega^2\tau_1\tau_2+\omega^2\tau(\tau_1+\tau_2)-j\omega\tau(1-\omega^2\tau_1\tau_2)+j\omega(\tau_1+\tau_2)}{1+\omega^2\tau^2} \qquad \text{(I-42)}$$

L'identification avec (I-41) donne :

$$\begin{cases} \varepsilon_r' = \dfrac{1}{C_0(R_1+R_2)}\dfrac{\tau_1+\tau_2-\tau+\omega^2\tau_1\tau_2\tau}{1+\omega^2\tau^2} \\ \varepsilon_r'' = \dfrac{1}{C_0(R_1+R_2)}\dfrac{1-\omega^2\tau_1\tau_2+\omega^2\tau(\tau_1+\tau_2)}{1+\omega^2\tau^2} \end{cases} \qquad \text{(I-43)}$$

On obtient directement :Pour ω = 0, $\varepsilon_r' \rightarrow \varepsilon_S = \dfrac{\tau_1+\tau_2-\tau}{C_0(R_1+R_2)}$

Pour $\omega \rightarrow \infty$, $\varepsilon_r' \rightarrow \varepsilon_\infty$ = **Error!** **Error!**

En repostant ces valeurs dans les équations (I-43), on a :

$$\begin{cases} \varepsilon_r' = \varepsilon_\infty + \dfrac{\varepsilon_S-\varepsilon_\infty}{1+\omega^2\tau^2} \\ \varepsilon_r'' = \dfrac{1}{\omega C_0(R_1+R_2)} + \dfrac{(\varepsilon_S-\varepsilon_\infty)\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2} \end{cases} \qquad \text{(I-44)}$$

De façon générale, pour ce modèle en couche, dit de Maxwell-Wagner-Sillars (M.W.S), on a l'évolution donné à la figure (I-13(b)) pour $\varepsilon_r''(\omega)$.

2.3. Polarisation totale des diélectriques, Caractéristiques classiques du spectre des diélectriques

2.3.1. Polarisation électrique; relation entre la pulsation de résonance électronique et le gap d'un isolant

Lors de l'étude de la polarisation électronique, en considère a priori des électrons du type électrons de valence : ce sont les électrons des couches externes qui participent typiquement a la liaison chimique de covalence.

En fait, on doit tenir compte de tous les types d'électrons, notamment des électrons des couches profondes fortement liés aux noyaux. Bien que peut sensibles a l'action d'un champ électromagnétique externe, ils peuvent entrer en résonance à une forte énergie, ce qui correspond a un champ électromagnétique de pulsation extrêmement élevé.

La polarisation électronique comporte aussi autant de composante électronique qu'il existe de types d'électrons; sur les spectres, on ce limitera a porter trois pics d'absorption correspondant a trois types de pulsations : ω_{0e1}, ω_{0e2} et ω_{0p} caractéristiques pour les deux premières des électrons de valence et pour la troisième des électrons des couches profondes (figure I-14). une approche par la théorie quantique produit en fait un éclatement de ces niveaux alors précisés par les nombres quantiques caractéristiques des configurations électroniques associées au différents types d'électrons.

2.3.2. Polarisation ionique

Elle correspond aux déplacement des atomes ionisés : étant beaucoup plus lourds que les électrons, ils ne peuvent pas suivre des champs de fréquences aussi élevées : la pulsation propre des ions, que l'on notera ω_{oi}, est située en principe entre 5.10^{12} et 10^{14} rad/s, ce qui correspond au domaine infrarouge lointain/infrarouge.

Lorsqu'on se place à des pulsations suffisamment éloignées de la pulsation propre ω_{oi}, le système est faiblement amorti, et la susceptibilité diélectrique est réelle $\left(\chi_i'' \approx 0\right)$: la composante de la susceptibilité ionique présente ainsi une expression de forme:

- pour $\omega << \omega_{oi}$ (domaine des micro-ondes, radiofréquences :

$$\chi_i(\omega) \approx \chi_i'(\omega) = \chi_i'(0)\frac{\omega_{oi}^2}{\left(\omega_{oi}^2 - \omega^2\right)} \qquad \text{(I-45)}$$

Comme pour $\omega << \omega_{oi}$, on a $\chi_i'(\omega) \approx \chi_i'(0) = \varepsilon_{ri}'(0) - 1$: susceptibilité pratiquement constante;

- pour $\omega >> \omega_{oi}$, on obtient de même

$$\chi_i(\omega) \approx \chi_i'(\omega) \approx -\chi_i'(0)\frac{\omega_{oi}^2}{\omega^2} \qquad \text{(I-46)}$$

Comme $\omega >> \omega_{oi}$, $\frac{\omega_{oi}^2}{\omega^2} \approx 0 et \chi_i' \ (\omega >> \omega_{oi}) \to 0$.

En faite, comme pour les pulsations électroniques, les pulsations ioniques peuvent correspondre à différents types d'ions et aussi à différents types de déplacements ioniques; seuls la théorie quantique permet en suite d'affiner les niveaux d'énergie correspondants.

2.3.3. Polarisation résultante dans un isolant

De façon globale, on peut considérer que la polarisation résultante est la somme de toutes les composantes de polarisation susceptibles d'apparaître dans le milieu; on peut ainsi écrire:

$$\vec{P}_{Totale} = \vec{P}_{Dipolaire} + \vec{P}_{ionique} + \vec{P}_{électronique}$$

avec chaque composante qui peut elle-même être considérée comme la résultante de différentes contributions, comme nous venons de le décrire pour les électrons ou les ions; pour sa part, la polarisation dipolaire fait intervenir les différents types de relaxation dipolaire qui peuvent exister au sein d'un milieu donné : par exemple, les relaxations dites α, β, γ . Dans les polymères, caractéristiques de différents types de moment dipolaire ainsi que de leurs mouvements associés.

Lorsqu'on fait le bilan des mécanismes de polarisation, on doit également faire intervenir la polarisation associée aux champs d'espace, qui dans les systèmes hétérogènes, génèrent au niveau des interfaces une polarisation dite interfaciale.

Etant donné le large intervalle de temps nécessaire à la migration vers les interfaces de ces charges d'espace de faible mobilité, la polarisation interfaciale $P_{interface}$ met un temps élevé pour s'établir : elle n'apparaît ainsi que dans les domaines des basses ou très basses fréquences.

Aussi, l'expression précédente de la polarisation devra en définitive s'écrire :

$$\vec{P}_{Totale} = \vec{P}_{interface} + \vec{P}_{dipolaire} + \vec{P}_{ionique} + \vec{P}_{électronique}$$

Avec :

$$\vec{P}_{interface} = \varepsilon_0 \chi_{int} \vec{E}, \vec{P}_{dipolaire} = \varepsilon_0 \chi_{dip} \vec{E}, \vec{P}_{ionique} = \varepsilon_0 \chi_{ion} \vec{E}, \vec{P}_{électronique} = \varepsilon_0 \chi_e \vec{E}$$

on a :

$$\vec{P}_{Totale} = \varepsilon_0 \left(\chi_{int} + \chi_{dip} + \chi_i + \chi_e \right) \vec{E} = \varepsilon_0 \chi_{Tot} \vec{E}$$

La susceptibilité diélectrique totale apparaît elle aussi comme la somme des différentes composantes qui la constitue :

$$\chi_{Tot} = \chi_{int} + \chi_{dip} + \chi_i + \chi_e$$

2.3.4. Le spectre diélectrique résultant

Il est représenté sur la figure (I-14) finale, qui représente aussi bien la composante réelle que la composante imaginaire; courbe de la zone inférieure de la susceptibilité d'un matériau qui posséderait tous les types de polarisation envisagés .

Considérons ce matériau soumis à une onde électromagnétique de très haute fréquence $\omega > 10^{19}$ Hz : oscillant avec une trop grande rapidité, le champ n'a aucune

action sur quelque élément polarisable que ce soit, et la permittivité diélectrique relative et voisine de 1 : zone1 de la figure, où la permittivité absolue est voisine de ε_0 ; pour ces fréquences, le matériau se comporte comme le vide.

Autour des fréquences légèrement supérieur à 10^{19} Hz, le matériau présente une permittivité relative inférieur à1, indiquant que la vitesse de phase se propagent à une vitesse supérieur à c.

Pour une fréquence inférieur à 10^{19} Hz, les électrons des couches internes peuvent être excités par le champ électrique : il s'en suit une absorption à la fréquence de résonance, et une polarisation du milieu qui présente une permittivité plus élevée : $\varepsilon_r^{'}$ >1, zone2.

En diminuant à nouveau la fréquence, et en atteignant des fréquences voisines de celles du spectre optique, ce sont les électrons de valence qui contribuent à la polarisation, avec à nouveau augmentation de $\varepsilon_r^{'}$: zones3_1 et 3_2, relatives à deux types d'électrons de valence.

Avec des fréquences de l'ordre de 3.10^{12} Hz, ce sont les ions qui vont en plus apporter leur contribution à la polarisation avec en conséquence une nouvelle augmentation de la permittivité zone4.

Lorsqu'on atteint le domaine hertzien, les dipôles peuvent relaxer sous l'influence de forces internes au matériau : la polarisation dipolaire ainsi générée contribue à son tour à accroître la permittivité diélectrique : zone5.

Enfin, pour des fréquences inférieures à la centaine de hertz, ce sont les monocharges peu mobiles (typiquement des impuretés ioniques positives et négatives) qui sont suffisamment de temps pour atteindre les joints de grain (si le diélectrique est hétérogène) qui sont déplacées : une polarisation interfaciale est ainsi produite, avec accroissement final de la permittivité : zone6.

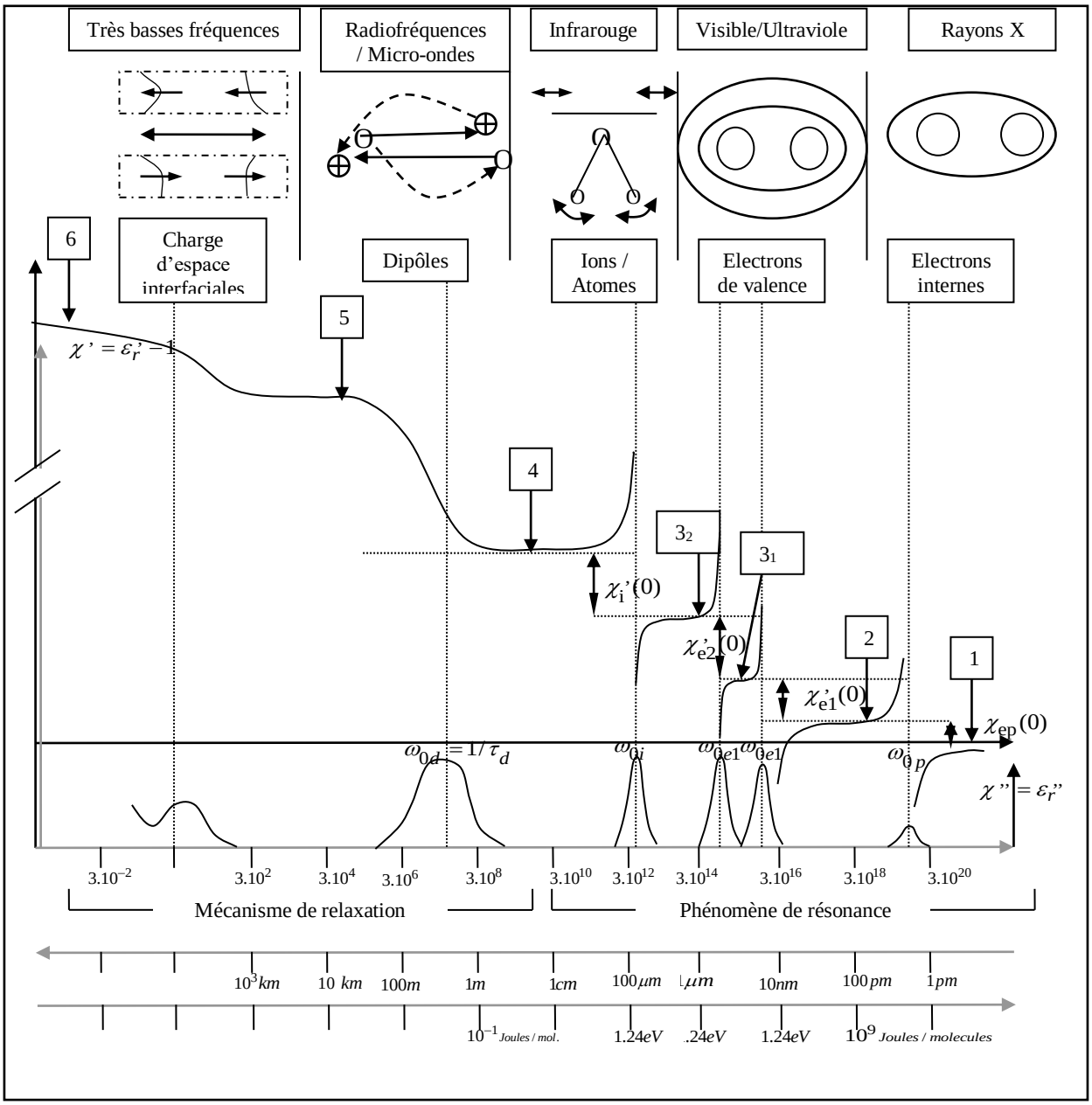


Figure I-14 : Le spectre diélectrique résultant

Introduction

Nous sommes parvenus aux prix d'efforts consistants à produire de l'énergie haute fréquence. Nous souhaitons que cette énergie soit rayonnée le mieux possible et ce sera le rôle de l'antenne que de réaliser ce prodige. Mais avant cela, il va falloir amener cette énergie à l'antenne dans les meilleures conditions possibles, nous allons confier cette mission à une ou des lignes de transmission. Dans la ligne de transmission, cette énergie va circuler et rayonner sous forme d'ondes électromagnétiques [20].

Une onde électromagnétique est formée comme son nom l'indique d'un champ électrique **E** et d'un champ magnétique **H**. Ces deux champs sont perpendiculaires entre eux (X-Y) et progressent suivant l'axe Z. Le champ magnétique est dû au courant tandis que le champ électrique est dû à la tension.

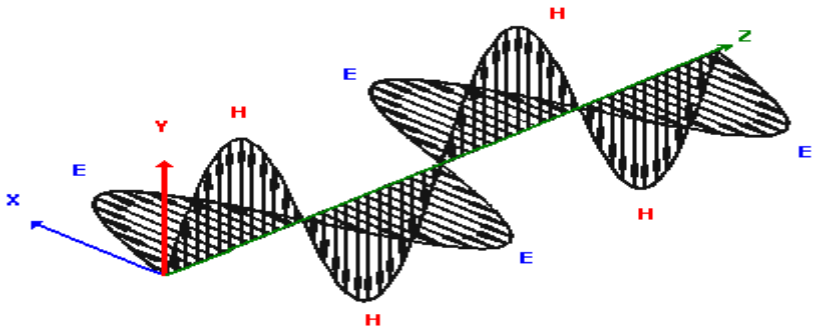


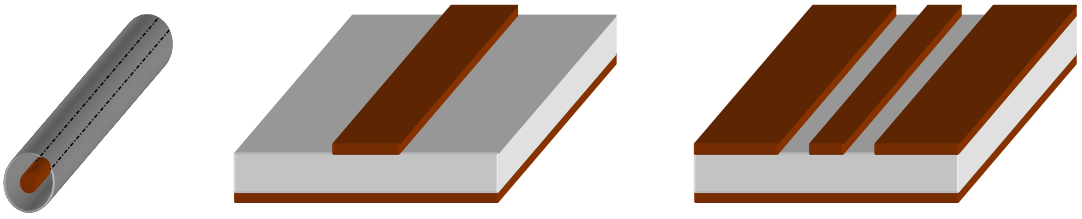
Figure II- 1: Représentation d'une onde électromagnétique qui se propage dans le vide.

Comme nous l'avons déjà décrit dans les chapitres précédents, c'est l'orientation du champ électrique qui définit l'orientation de la polarisation.

3. Les lignes de transmissions

La figureIII.2 décrit quelques topologies classiques de lignes de transmission. Le câble coaxial est utilisé pour relier des systèmes entre eux et peut supporter des puissances élevées de plusieurs centaines de watts. Il est limité à des fréquences de110 GHz actuellement du fait des dimensions qui deviennent alors microniques et nécessitent des précisions d'usinage extrêmes. La ligne microruban est utilisée à l'intérieure des systèmes, la structure planaire permet le montage de transistors ou de puces en surface.

Le guide d'onde coplanaire est également une structure planaire, il possède l'avantage par rapport à la ligne micro ruban d'être moins dispersif, mais demeure plus gourmand en dimensions transversales [21].



Câble coaxial Ligne microruban Guide d'onde coplanaire

Figure II- 2:Quelques lignes de propagation classiques

Pour des fréquences supérieures à la centaine de GHz, pour lesquelles on trouve essentiellement des applications radars ou spatiales, on utilise principalement les guides d'onde, rectangulaires ou cylindriques, du fait de leurs meilleures propriétés électriques ou mécaniques.

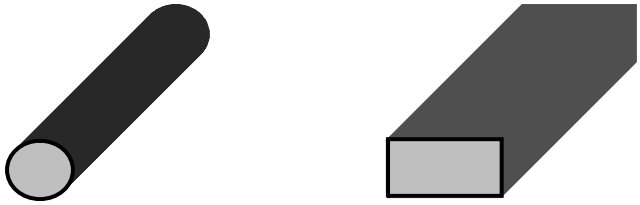


Figure II- 3: Guides d'ondes circulaire et réctangulaire

Dans le chapitre qui suit nous aurons besoin de plus de détaille sur les lignes coaxiales et lignes micro rubans, pour cela on donne une étude complète sur ces deux types de ligne.

4. Propagation guidée

4.1. Etude d'un guide coaxiale

On note la présence des deux conducteurs concentriques, le central est appelé âme, l'autre tresse [20].

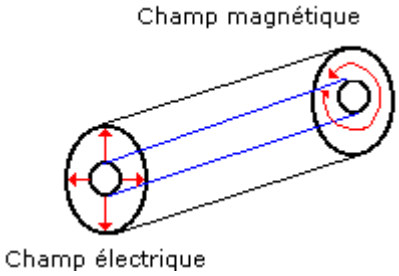


Figure II- 4: La forme des lignes de champ dans un guide coaxial

Remarquez comment se répartissent les lignes des champs. Le champ électrique part du centre et s'établit entre les deux conducteurs. Le champ magnétique forme des lignes de champs concentriques autour de l'âme.

Naturellement les deux champs coexistent simultanément, voyons l'équivalent électrique simplifié :

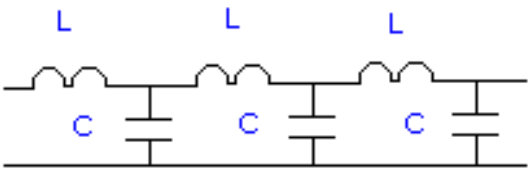


Figure II- 5: L'équivalent électrique simplifié d'un coax

Nous avons défini ce que c'est un condensateur, c'est à dire deux conducteurs séparés par un isolant appelé diélectrique, c'est rigoureusement le cas d'un coaxial. Et tout conducteur présente une inductance, c'est également le cas du coaxial.

Le conducteur central du câble véhicule du courant, il est entouré par un champ magnétique. Pour qu'il y ait courant il faut une différence de potentiel, cette ddp se matérialise par les lignes de forces du champ électrique dans le câble. Les deux champs existent simultanément et se croisent puisqu'ils sont orthogonaux.

Le schéma ci-dessus doit vous faire penser à un autre circuit que nous avons étudié. C'est la représentation d'un filtre passe bas et ceci vous permet de toucher du doigt une des propriétés essentielles du coaxial : C'est un filtre passe bas et ceci explique, entre autres, que l'atténuation augmente avec la fréquence dans un câble coaxial. Naturellement comme nous avons affaire au un courant alternatif, ils sont variables et suivent U et I.

Ces propriétés des lignes sont utilisées pour, par exemple, mesurer leur longueur ou déterminer l'endroit d'une coupure dans un câble de très grande longueur.

Les câbles coaxiaux ont une impédance caractéristique.

4.1.1. Impédance caractéristique d'un câble coaxial

C'est même une de leurs grandes qualités, car cette impédance est stable et constante sur un large spectre. Elle dépend essentiellement des caractéristiques mécaniques du câble, c'est à dire diamètres de l'âme et de la tresse, nature du diélectrique. On calculera l'impédance caractéristique d'un câble en appliquant cette formule :

$$Z0 = \frac{138}{\sqrt{\varepsilon}} \log \frac{\phi_{ext}}{\phi_{in}} \qquad (II-1)$$

Connaissant les caractéristiques électriques d'une ligne de transmission, on peut aisément calculer son impédance caractéristique par la formule (*II*-2). Cette formule démontre que l'impédance de la ligne est **indépendante** de la fréquence.

$$Z0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \qquad (II-2)$$

Les câbles ne sont pas les seuls à avoir une impédance caractéristique, le vide aussi. Nos ondes électromagnétiques circulent très bien dans le vide, c'est même grâce à cela que l'on peut communiquer avec un module lunaire. Et le vide ou plus généralement "l'espace libre" a une impédance car sans cela il serait impossible d'établir des communications. L'espace libre possède donc une inductance et une capacité et se comporte comme une ligne de transmission.

Et ce n'est pas tout, nous pouvons calculer aisément ces valeurs. Lors de l'étude du chapitre un, nous avions définis la permittivité du vide car elle va nous servir dans les calculs. La permittivité est la capacité à être le siège d'un champ électrique et a pour valeur dans le vide:

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{36}\pi 10^{-9} \text{ F/m}$$

De même on défini la perméabilité du vide qui est la capacité à être le siège d'un champ magnétique. Sa valeur est :

$$\mu_0 = 4\pi 10^{-7} H \text{ /m}$$

Maintenant nous pouvons appliquer une formule générique :

Nous remplaçons L par μ_0 et C par ε_0 , dans la formule (*II*-2).

Nous trouvons : $Z_0 = 377\Omega$

4.1.2. Constantes linéiques et résistance caractéristique

La capacité linéique C, est la capacité d'un condensateur cylindrique de hauteur unité, le diélectrique présentant une permittivité ε [22].

On a donc:

$$C = \frac{2\pi\varepsilon}{Ln\frac{R_2}{R_1}} \qquad (II-3)$$

Le produit LC étant égal à $\varepsilon\mu$ on en déduit immédiatement:

$$L = \frac{\mu}{2\pi} Ln\frac{R_2}{R_1} \qquad (II-4)$$

La résistance caractéristique R_c à pour valeur:

$$R_c = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} Ln\frac{R2}{R1} \qquad (II-5)$$

4.2. La ligne micro ruban

La ligne micro ruban est constituée par un ruban métallique déposé sur une plaque diélectrique entièrement métallisée sur l'autre face [23].

La ligne est caractérisée par la permittivité relative de son substrat ε_r qui est souvent élevée afin d'y concentrer le champ EM et de réduire ainsi les pertes de rayonnement, par l'épaisseur h de celui-ci, petit par rapport à la longueur d'onde à transmettre, par la largeur w du ruban qui détermine l'impédance caractéristique, en fin par l'épaisseur b du ruban qui est presque toujours petite (b/h<<1).

La ligne est inhomogène; deux diélectriques interviennent dans la structure [22].Le milieu de propagation n'est donc pas homogène, une partie des lignes de champ est située dans le substrat, l'autre partie dans l'air. En toute rigueur la propagation ne peut se faire suivant le mode TEM.

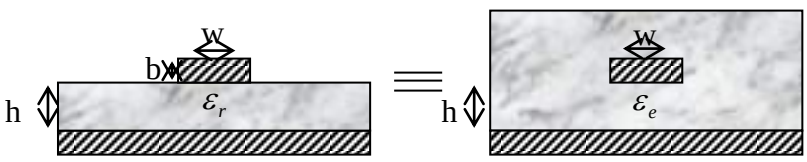


Figure II- 6: L'existence de deux diélectriques dans la ligne micro ruban.

Il existe obligatoirement des composantes longitudinales E_z et H_z des champs. Mais à condition de travailler à fréquence pas trop élevée, ces composantes sont faibles par rapport aux composantes transversales et peuvent être négligées. On utilise en général la ligne micro ruban dans le cadre de l'approximation quasi TEM [18].

On considère alors que la ligne est équivalente à une ligne homogène dont le diélectrique est caractérisé par une constante relative "effective" ε_e

4.2.1. Permittivité relative de la ligne micro ruban

On montre alors que la permittivité effective est égal à:

$$\varepsilon_e = 1 + q(\varepsilon_r - 1) \qquad (II-6)$$

Où q est un coefficient compris entre 0.5 et 1 qui dépend du rapport w/h.

Si w/h <<1 le ruban est étroit et considéré comme placé très haut. L'air a autant d'influence que le diélectrique de permittivité ε_r. La permittivité équivalente ε_e est donc la moyenne arithmétique de ε_r et de 1.

Soit:

$$\varepsilon_e = \frac{1+\varepsilon_r}{2} \qquad (II-7)$$

C'est évidemment la valeur que l'en obtient avec q égal à 0,5.

Si w/h>>1 le ruban est large et peut être considéré comme placé très bas. L'influence du diélectrique est prépondérante sur celle de l'air et l'on a:

$$\varepsilon_e = \varepsilon_r$$

On retrouve que la valeur obtenue pour q égal à l'unité [22].

Les efforts des chercheurs ont porté sur la détermination la mieux approchée de ε_e, pour les diverses valeurs de w/h.

Une formule explicite de ε_e a été donnée par Hammerstad [24].

- Pour les bandes telles que $w/h \geq 1$:

$$\varepsilon_e = \frac{1}{2}(\varepsilon_r + 1) + \frac{1}{2}(\varepsilon_r - 1)\left(1 + 12\frac{h}{w}\right)^{-\frac{1}{2}} \qquad (II-8)$$

- Pour les bandes telles que $w/h \leq 1$:

$$\varepsilon_e = \frac{1}{2}(\varepsilon_r + 1) + \frac{1}{2}(\varepsilon_r - 1)\left[\left(1 + 12\frac{h}{w}\right)^{-\frac{1}{2}} + 0.04\left(1 - \frac{w}{h}\right)^2\right]. \qquad (II-9)$$

Notons que, de cette permittivité effective, l'on déduit:

- La longueur d'onde λ_m sur la ligne microbande, d'après:

$$\lambda_m = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_e}} \; avec \; \lambda_0 = \frac{c}{f} \qquad (II-10)$$

Le paramètre de phase β, d'après:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_m} = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon_e}}{\lambda_0} \qquad (II-11)$$

- La vitesse de propagation d'après:

$$v_p = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_e}} \qquad (II-12)$$

4.2.2. Impédance caractéristique

4.2.2.1 Résultats de wheeler pour b=0

On sait, en effet, que pour un mode TEM. :

$$Z_m = \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_r}} \qquad (II-13)$$

Et que l'impédance caractéristique de la ligne micro ruban varie selon w/h.
Pour w/h>2:

$$Z_m = \frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_r}}\left[\frac{w}{h} + 0.883 + \frac{\varepsilon_r + 1}{\pi\varepsilon_r}\left[\ln\left(\frac{w}{2h} + 0.94\right) + 1.451\right] + 0.165\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r^2}\right]^{-1} \qquad (II-14)$$

Pour w/h<2:

$$Z_m = \frac{60\sqrt{2}}{\sqrt{\varepsilon_r + 1}}\left[\ln\left(\frac{8h}{w}\right) + \frac{1}{8}\left(\frac{w}{2h}\right)^2 - \frac{\varepsilon_r - 1}{2(\varepsilon_r + 1)}\left(\ln\frac{\pi}{2} + \frac{1}{\varepsilon_r}\ln\frac{4}{\pi}\right)\right] \qquad (II-15)$$

4.2.2.2 Résultats de Hammerstad pour b=0

Pour w/h>1:

$$Z_m = \frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_e}}\left[\frac{w}{h} + 1.393 + 0.667\ln\left(\frac{w}{h} + 1.444\right)\right]^{-1} \qquad (II-16)$$

Pour $w/h \leq 1$:

$$Z_m = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_e}}\ln\left(\frac{8h}{w} + \frac{w}{4h}\right) \qquad (II-17)$$

Cette ligne est très utilisée en électronique micro onde jusqu'à des fréquences de l'ordre de 60 GHz. Elle présente l'inconvénient: c'est que c'est une structure ouverte et elle est sujette à des pertes par rayonnement [22].

4.2.3. Facteur de correction

Bien que très faible, l'épaisseur de la bande n'est pas nulle. On peut en tenir compte, dans les relations précédentes, en substituant à la largeur réelle w du ruban, une largeur équivalente w_e un peu plus grande, donnée par:

$$w_e = w + \frac{b}{\pi}\left(1 + \ln\frac{2x}{b}\right) \qquad (II-18)$$

Avec : $x = h$ si $w > h/2\pi$ et $x = 2\pi\omega$ si $h/2\pi > w >$2b.

Par ailleurs, les formules de Z_m précédentes sont indépendantes de la fréquence. Il est possible d'en tenir compte de façon approchée en remplacent ε_e dans ces formules par:

$$\varepsilon_e(f) = \varepsilon_r - \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_e}{1 + G\left(\frac{f}{f_d}\right)^2} \qquad (II-19)$$

Avec :

$$f_d = \frac{10^7}{8\pi} \cdot \frac{Z_m}{h} \qquad (II-20)$$

Et : G=0,6+0,009 Z_m

Si $f << f_d$, il n'est pas nécessaire d'effectuer la correction.

4.2.4. Affaiblissement d'une ligne micro ruban

Il y a trois types de pertes dans les lignes microbandes: dans les conducteurs, dans le diélectrique, et par rayonnement. Le calcul étant assez long et complexe, nous ne donnons ici que les résultats.

4.2.4.1 Pertes dans les conducteurs

- Si w/h≤ 1: $\alpha_c(db/m) = 1.38A\frac{R_S}{hZ_m} \cdot \frac{32 - \left(\frac{w_e}{h}\right)^2}{32 + \left(\frac{w_e}{h}\right)^2}$ $(II-21.a)$

- Si w/h≥ 1: $\alpha_c(db/\ \ m) = 6.,1\cdot 10^{-5} A\frac{R_S Z_m \varepsilon_e}{h}\left[\frac{w_e}{h} + \frac{0.667\frac{w_e}{h}}{\frac{w_e}{h} + 1.444}\right]$ $(II-21.b)$

Avec: $A = 1 + \frac{h}{w_e}\left(1 + \frac{1.25}{\pi}\ln\frac{2B}{b}\right)$

Et :B=h si w/h$\geq 1/2\pi$ et B $2\pi w$ si w/h$\leq 1/2\pi$

$R_S = \sqrt{\pi\mu\rho f}$

Ces valeurs théoriques sont valables pour des conducteurs dans la surface qui est plane mais si la surface présente des rugosités, l'affaiblissement est nettement plus grand. En pratique, on obtient une limite supérieure de α_c en utilisant la formule approchée suivante :

$$\alpha_c(db/m) = 8{,}686\frac{R_S}{wZ_m} \qquad (II-22)$$

4.2.4.2 Pertes dans le diélectrique

$$\alpha_d(db/m) = 4{,}34\frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_e}}\cdot\frac{\varepsilon_e - 1}{\varepsilon_r - 1}\sigma_d \qquad (II-23)$$

ou :

$$\alpha_d(db/m) = 27{,}3\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_r - 1}\cdot\frac{\varepsilon_e - 1}{\sqrt{\varepsilon_e}}\cdot\frac{tg\delta}{\lambda_0} \qquad (II\text{-}24)$$

Sauf si le substrat est en semi-conducteur (Si ou AsGa), $\alpha_d << \alpha_c$

4.2.4.3 Pertes par rayonnement

Le rayonnement d'une ligne microbande est le fait des ordres supérieur qui sont engendrés par les discontinuités. D'après Hammerstad ces pertes sont proportionnelles à $(hf)^2/\sqrt{\varepsilon_r}$ pour une ligne de $50\,\Omega$.

La fréquence limite au-dessus de laquelle plus de 1% de la puissance est rayonnée à l'extrémité d'une ligne ouverte est donnée par:

$$f_M(GHz) = 2{,}14\frac{(\varepsilon_r)^{1/4}}{h(mm)} \qquad (II\text{-}25)$$

Par exemple, pour un substrat de h=1 mm, $f_M = 3GHz$ si $\varepsilon_r = 2.5$ et $f_M = 4GHz$ si $\varepsilon_r = 10.$

4.3. Caractéristiques de propagation

4.3.1. Ligne sans perte

$$\beta = \omega\sqrt{LC} = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda} \qquad Zc = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Cas général

4.3.1.1 Impedance caractéristique

$$Zc = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}} = Rc + jXc \qquad (II-26)$$

4.3.1.2 Constante de propagation

$$\gamma = \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)} = \alpha + j\beta \qquad (II-27)$$

- **Ondes progressives et ondes regressives**

Ligne chargée

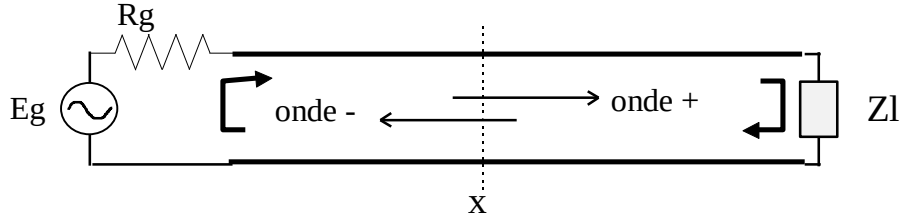


Figure II- 7 : Circuit électrique d'une ligne chargée

$$V(x,\omega) = Ae^{-j\beta x} + Be^{+j\beta x} \qquad (II-28)$$

$$I(x,\omega) = \frac{1}{Zc}(Ae^{-j\beta x} - Be^{+j\beta x}) \qquad (II-29)$$

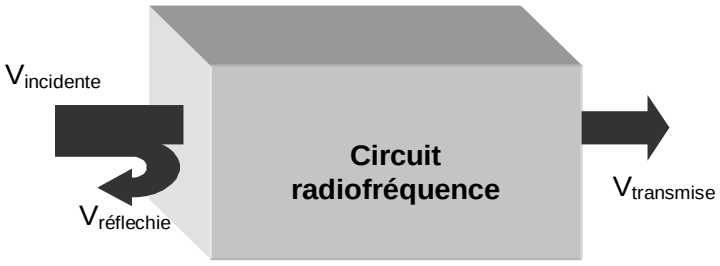


Figure II- 8:Incidence, transmission et réflexion d'une onde plane

- **Coefficients de réflexion**

$$\Gamma_G = \frac{R_G - Zc}{R_G + Zc} \qquad (II-30)$$

$$\Gamma_L = \frac{Z_l - Zc}{Z_l + Zc} \qquad (II-31)$$

4.3.1.3 Tensions aux extrémités

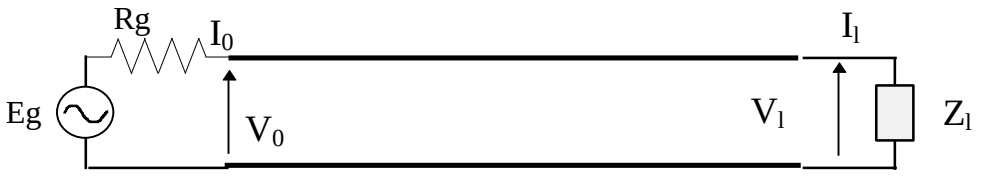


Figure II- 9 :Tensions aux extrémités d'une ligne chargée

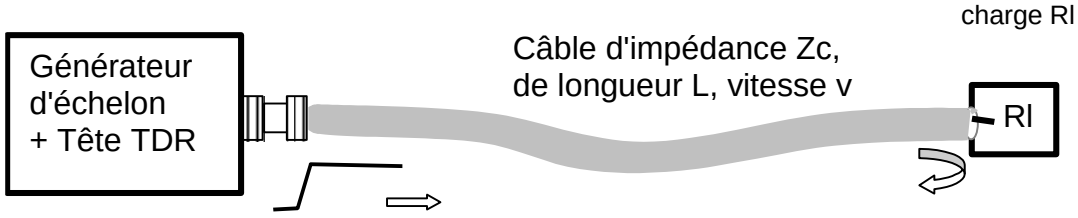


Figure II- 10 :Représentation d'une ligne chargée en TDR

$$V(0) = \frac{EgZc}{(Rg + Zc)} \frac{1 + \Gamma_L e^{-2\gamma l}}{(1 - \Gamma_l \Gamma_g e^{-2\gamma l})} \qquad I(0) = \frac{Eg}{(Rg + Zc)} \frac{1 - \Gamma_L e^{-2\gamma l}}{(1 - \Gamma_l \Gamma_g e^{-2\gamma l})} \qquad (II-32)$$

$$V(l) = \frac{EgZc}{(Rg+Zc)} \frac{(1+\Gamma_l)e^{-\gamma l}}{(1-\Gamma_l\Gamma_g e^{-2\gamma l})} \qquad I(L) = \frac{Eg}{(Rg+Zc)} \frac{(1-\Gamma_l)e^{-\gamma l}}{(1-\Gamma_l\Gamma_g e^{-2\gamma l})} \qquad (II-33)$$

- **Ligne adaptée en sortie : Rl=Zc ==> Gl=0**

$$V(0) = \frac{Eg\ Zc}{(Rg+Zc)}$$

$$V(l) = \frac{Eg\ Zc}{(Rg+Zc)} e^{-\gamma l}$$

- **Ligne adaptée en entrée : Rg=Zc ==> Gg=0**

$$V(0) = \frac{Eg}{2}(1+\Gamma_L e^{-2\gamma l})$$

$$V(l) = \frac{Eg}{2}(1+\Gamma_L)e^{-\gamma l}$$

4.3.1.4 Rapport d'onde stationnaire (ROS)

On considère : $\Gamma_g = 0 et \Gamma_L = Re^{j\phi}$

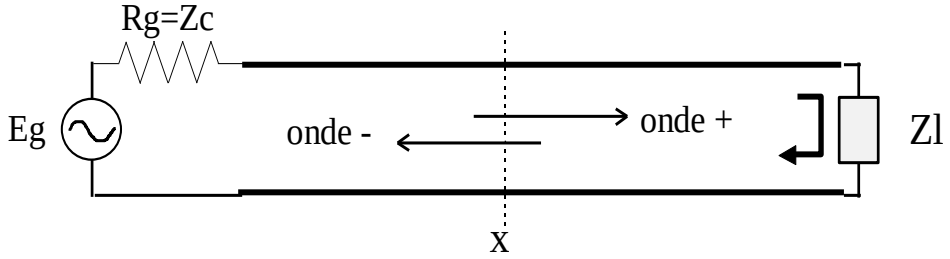


Figure II- 11 : Onde stationnaire dans une ligne chargée par un court circuit

$$|V(x)| = \frac{Eg}{2}\sqrt{1+R^2+2R\cos(\phi-2\gamma(l-x))} \qquad (II-34)$$

$$V\max = \frac{Eg}{2}(1+R) \qquad (II-35)$$

$$V\min = \frac{Eg}{2}(1-R) \qquad (II-36)$$

$$ROS = \frac{V\max}{V\min} = \frac{1+R}{1-R} \qquad (II-37)$$

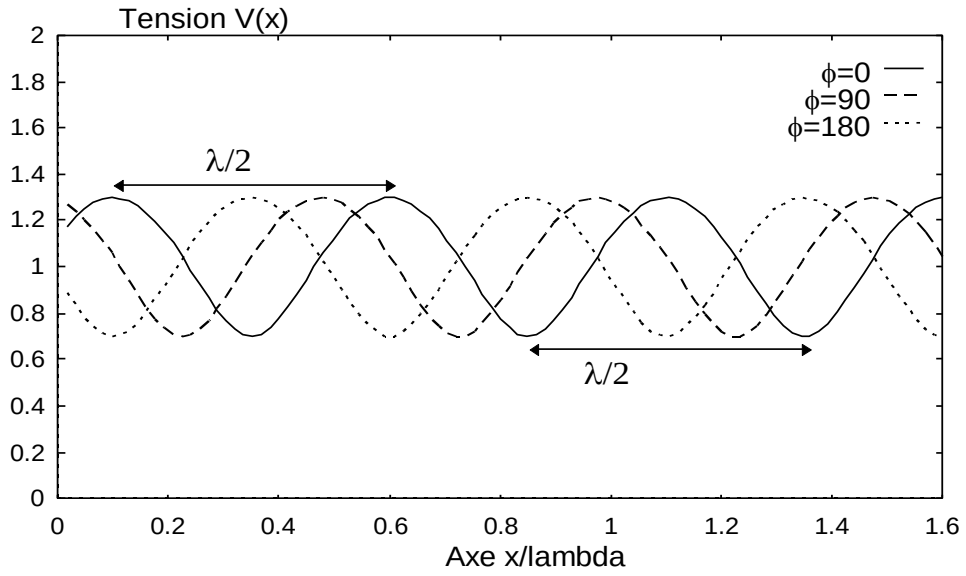


Figure II- 12 : Représentation d'une onde stationnaire en fonction de lambda

4.4. Conséquences sur une ligne

4.4.1. Définitions :

$$\Gamma = \frac{Zl - Zc}{Zl + Zc} \qquad (II-38)$$

$$VSWR = \frac{1+|\Gamma|}{1-|\Gamma|} = \frac{V\max}{V\min} \qquad (II-39)$$

$-1 < \Gamma < 1$
VSWR>1

4.4.2. Impédance ramenée

$$Ze = Z(0) = Zc\frac{1+\Gamma_L e^{-2\gamma l}}{1-\Gamma_L e^{-2\gamma l}} \qquad (II-40)$$

$$Ze = Zc\frac{Z_l + Zc\ \mathrm{j}tg(\beta l)}{Zc + Z_L\ \mathrm{j}tg(\beta l)} \qquad (II-41)$$

	$Z_l = Zc$ $Ze = Zc$	$Z_l = 0$ $Ze = jZc\,tg(\beta l)$	$Z_l = \infty$ $Ze = -jZc/tg(\beta l)$
$l/\lambda = 0$ $Ze = Z_l$	$Ze = Zc$	$Ze = 0$	$Ze = \infty$
$l/\lambda = (2n+1)1/4$ $Ze = Zc^2 / Z_l$	$Ze = Zc$	$Ze = \infty$	$Ze = 0$
$l/\lambda = n.1/2$ $Ze = Z_l$	$Ze = Zc$	$Ze = 0$	$Ze = \infty$

Tableau II- 1 :valeurs des impédances en fonction de la longueur d'onde

4.4.3. Ligne en circuit ouvert (Zl=infinie)

Le circuit électrique équivalent d'une ligne ouverte est le suivant[25]:

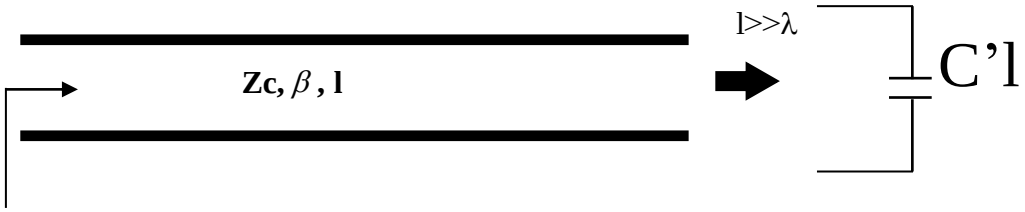


Figure II- 13:Circuit équivalent d'une ligne en circuit ouvert

$$Ze = \frac{Zc}{jtg(\beta l)} \qquad (II-42)$$

$$Ze \approx Zc\frac{v}{j\omega l} \approx \frac{1}{\mathrm{j}\,\omega C' l} \qquad (II-43)$$

Ces deux équations ont été obtenues en remplacent dans V(x) et I(x) se qui suit:

x=l, Z=∞ et I=0

4.4.4. Ligne en court-circuit (Zl=0)

Le circuit électrique équivalent d'une ligne ouverte est le suivant:

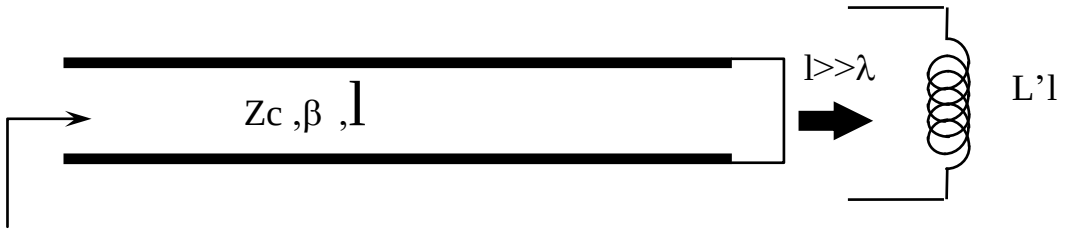


Figure II- 14: Circuit équivalent d'une ligne en court-circuit

$$Ze \approx j\, Zc \frac{\omega}{v} l \approx j\, \omega L' l \qquad (II-44)$$

$$Ze = j\, Zc\, tg(\beta l) \qquad (II-45)$$

Ces deux équations ont été obtenues en remplacent dans V(x) et I(x) se qui suit:

x=l, Z=0 et V=0

5. Propagation en espace libre

5.1. Propagation dans les dielectriques

Introduction

Cette partie est consacrée à l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques en espace libre, dans le vide mais aussi dans un milieu linéaire homogène isotrope[26].

5.2. Propagation des ondes EM dans un milieu non chargé ρ =0 et J =0

5.2.1. Equation de Maxwell dans un milieu avec ρ =0 et J =0

On a alors:

$$\begin{cases} \text{div}\,\vec{E} = 0 & (II\text{-}46) \\ \text{div}\,\vec{B} = 0 & (II\text{-}47) \\ \overrightarrow{rot}\ \vec{E} = -\dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t} & (II\text{-}48) \\ \overrightarrow{rot}\ \vec{B} = \varepsilon\mu \dfrac{\partial \vec{E}}{\partial t} & (II\text{-}49) \end{cases}$$

5.2.2. Équations générales de propagation

On peut, comme dans le vide, éliminer $\vec{B}$ entre (*II*-48) et (*II*-49): calculons le rotationnel de (*II*-48) et on abouti à l'équation (*II*-50') [10]:

$$\Delta\vec{E} = \varepsilon\mu \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0 \mu_r \qquad (II\text{-}50')$$

Avec $\varepsilon_0 \mu_0 = \dfrac{1}{c^2}$, on peut alors écrire:

$$\overrightarrow{\Delta\vec{E}} - \varepsilon_r \mu_r \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \qquad (II\text{-}50)$$

De même, on aura: $\overrightarrow{\Delta\vec{B}} - \varepsilon_r \mu_r \dfrac{1}{c^2} \dfrac{\partial^2 B}{\partial t^2} = 0$ (*II*-51)

5.2.3. Etude du cas des ondes plan progressives monochromatiques (OEMPPM)

Dans ce cas, l'amplitude complexe de l'onde est de la forme:

$$\underline{\overrightarrow{E_0}}(\vec{r}) = \underline{\overrightarrow{E_m}} \exp(-j\ \underline{\vec{K}}\ \vec{r}) \qquad (II\text{-}52)$$

Ici, le milieu pouvant être absorbant, de la même façon que nous avons pris $\varepsilon = \underline{\varepsilon}$, nous prendrons K sous sa forme complexe: $K = \underline{K}$

5.2.4. Relation de dispersion

Le calcul du Laplacien vectoriel de l'amplitude complexe de l'onde donne directement:

$$\overrightarrow{\Delta \vec{E}}(\vec{r}) = -\overrightarrow{K^2}\ \underline{\overrightarrow{E_0}}(\vec{r}) \qquad (II\text{-}53)$$

$$\overrightarrow{\Delta \vec{E_0}} = \frac{-\omega^2}{c^2}\ \varepsilon_r\ \underline{\overrightarrow{E_0}}(\vec{r}) \qquad (II\text{-}54)$$

et par division par $\exp(-j\ \underline{\vec{K}}\ \vec{r})$ on obtient: $[K^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\ \overrightarrow{\varepsilon_r}(\omega)]\ \underline{\overrightarrow{E_m}} = 0$

Avec $\underline{\overrightarrow{E_m}} \neq 0$. On obtient la relation dite de dispersion

$$\underline{K}^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\ \underline{\varepsilon_r}(\omega) \qquad (II\text{-}55)$$

5.3. Etude de différents types de milieux

5.3.1. Milieux non absorbants : cas successifs d'un milieu non dispersif, dispersif normal puis dispersif anormal – Indice

Les milieux non absorbants correspondent à $\varepsilon_r(\omega)$ réel; d'après la relation (*II*-55) , il en résulte que K est réel à condition aussi que $\varepsilon_r(\omega) > 0$; le cas $\varepsilon_r(\omega) > 0$; le cas $\varepsilon_r(\omega)$ réel négatif correspond au cas particulier d'une onde évanescente, pour le quel $K = \overline{K} = -K''$; la relation de dispersion (*II*-55) s'écrit plus simplement pour ces milieux non absorbants:

$$K = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_r(\omega)} \qquad (II\text{-}55')$$

La vitesse de l'onde (OEMPPM) de fréquence w) est alors donnée par :

$$V\varphi = \frac{\omega}{K} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r(\omega)}} \qquad (II\text{-}56)$$

Pour sa part, la vitesse de groupe de l'onde est donnée par:

$$Vg = \frac{d\omega}{dK} \qquad (II\text{-}57)$$

5.3.1.1 Cas du vide

On à $\varepsilon_r = 1$, et on retrouve avec (*II*-56) : $V\varphi = C$(vitesse de phase constante par rapport à w, et égal à C). Comme w= CK, on obtient selon (*II*-57): Vg = C, si bien que dans le vide :

$Vg = V\varphi = C$

5.3.1.2 Cas d'un milieu non dispersif

Dans un tel milieu, ε_r est considéré comme indépendant de la fréquence; selon (*II*-56), on a : Vφ = $\frac{C}{\sqrt{\varepsilon_r}}$ = A (constante)

Et aussi w=AK (Figure II-15)

Pour sa part, Vg = $\frac{d\omega}{dK}$ = A, si bien que pour un milieu non dispersif Vφ = Vg.

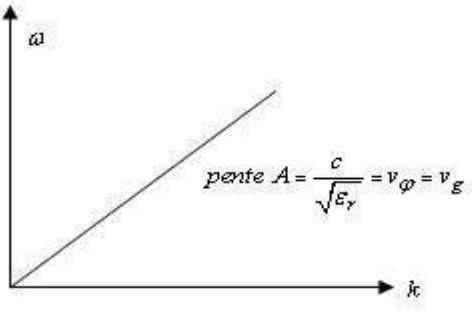


Figure II- 15:Droite w = f (K) pour un milieu non dispersif

5.3.1.3 Milieu dispersif normal

Il est tel que si w croît, $\varepsilon_r(\omega)$ croît aussi : (*II*-56) indique que Vφ décroît alors, soit : Vφ 2 > Vφ 1; la tangente ($\frac{d\omega}{dK}$) à la courbe de dispersion est alors au-dessus de cette courbe, si bien que Vg > Vφ (Figure II-16.a).

5.3.1.4 Milieu dispersif anormal

Ce milieu est tel que si w croît, $\varepsilon_r(\omega)$ décroît : (*II*-56) indique que Vφ croît alors, soit : Vφ 2 < Vφ 1; la tangente ($\frac{d\omega}{dK}$) à la courbe de dispersion est au – dessous de cette courbe, si bien que Vg < Vφ (Figure II-16. b).

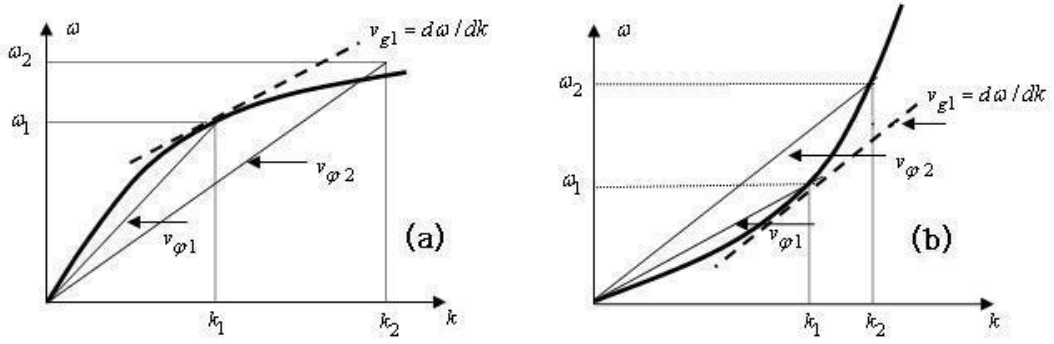


Figure II- 16: Courbe de dispersion w = f (K) pour un milieu dispersif normal (a) et dispersif anormal (b)

5.3.1.5 Indice

Il est défini par : $n = \frac{C}{V\varphi}$ (*II*-58)

Comme $V\varphi = V\varphi(\omega)$ (relation (*II*-56), on a $n = n(\omega)$.

Le rapport de (*II*-56) dans (*II*-58) donne :

$$n(\omega) = \sqrt{\varepsilon_r(\omega)} \qquad (II\text{-}58')$$

on en déduit d'après (*II*-55'):

$$K = \frac{\omega}{c} n = K_0 n \qquad (II\text{-}59)$$

le nombre d'onde dans le vide est : $K_0 = \frac{\omega}{c}$.

La longueur d'onde dans le milieu est telle que :

$$\lambda = V\varphi T = \frac{C}{n}\frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{K}$$

en introduisant la longueur d'onde dans le vide : $\lambda_0 = \frac{2\pi C}{\omega}$

on obtient:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n(\omega)} \qquad (II\text{-}60)$$

5.4. Vecteur de Poynting

5.4.1. Définition

Reprenons, en régime quelconque, les deux premières équations de Maxwell

$$\mathbf{rot\ H} = \nabla \mathbf{x\ H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

En multipliant scalairement la première par **H** et la seconde par **E** et en soustrayant membre à membre les deux relations, et compte tenu de la relation

$$\mathrm{div}(\mathbf{E\ x\ H}) = -\mathbf{E}\ .\ \mathbf{rot\ H} + \mathbf{H}\ .\ \mathbf{rot\ E}$$

On obtient

$$\mathrm{div}(\mathbf{E\ x\ H}) + \mathbf{J}.\mathbf{E} + \mathbf{E}.\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H}.\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$$

En introduisant le *vecteur de Poynting*

$$\mathbf{P} = \mathbf{E\ x\ H} \qquad (II\text{-}61)$$

Et la densité de puissance électromagnétique

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \mathbf{E}.\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H}.\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

La relation précédente s'écrit

$$\mathrm{div}(\mathbf{P}) + \mathbf{J}.\mathbf{E} + \frac{\partial w}{\partial t} = 0$$

Le produit scalaire **J. E** est la puissance par unité de volume, fournie aux charges libres par le champ **E**. L'intégration de l'équation sur un volume V conduit à

$$\iiint_V \mathrm{div}(\mathbf{P})\,dv + \iiint_V \mathbf{J}.\mathbf{E}\,dv + \iiint_V \frac{\partial w}{\partial t}\,dv = 0$$

soit, en appelant S la surface fermée limitant le volume V, et **n** la normale à S, orientée vers l'extérieur,

$$\iint_S \mathbf{P}.\mathbf{n}\, ds = -\iiint_V \mathbf{J}.\mathbf{E}\, dv - \iiint_V \frac{\partial w}{\partial t}\, dv$$

Cette relation exprime que le flux du vecteur de Poynting à travers une surface fermée S, délimitant le volume V, est égal à la variation de puissance induite par le champ électromagnétique dans le volume V. En d'autres termes, le flux du vecteur de Poynting à travers S est égal à la puissance transmise par le champ électromagnétique à travers cette surface.

5.4.2. Vecteur de Poynting complexe

Lorsque les champs électrique et magnétique de l'onde sont exprimés sous forme exponentielle, il est généralement plus intéressant de raisonner sur les valeurs moyennes, calculées sur une période, que sur les valeurs instantanées.

On sait que pour un élément de circuit soumis à une tension V et parcouru par un courant I

$$I = I_m e^{j\omega t} \qquad V = V_m e^{j\omega t+\phi}$$

La puissance complexe est

$$P = (1/2)\, VI^* = (1/2)\, V_m I_m [\cos\phi + j \sin\phi]$$

La partie réelle de P est la *puissance active*, c'est à dire la valeur moyenne de la puissance instantanée sur un nombre entier de périodes. La partie imaginaire la *puissance réactive*.

La puissance instantanée transportée par une onde plane électromagnétique est donnée par le flux du vecteur de Poynting:

$$\mathbf{P} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$$

L'application du même formalisme à la détermination de la puissance moyenne de l'onde conduit à définir le vecteur de *Poynting complexe*

$$\mathbf{P} = (1/2)\, \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \qquad (II\text{-}62)$$

La puissance moyenne traversant une surface S est alors donnée par le flux de la *partie réelle* du vecteur **P** à travers celle-ci. La partie imaginaire, quant à elle, représente l'énergie stockée par les champs électrique et magnétique.

5.5. Réflexion et transmission

5.5.1. Réflexion et transmission à l'interface entre deux milieux

Considérons l'espace, constitué de deux milieux diélectriques, de permittivités respectives $\varepsilon_1$et ε_2 et de perméabilité μ_0, séparés par le plan z = 0 (milieu 1: z < 0, milieu 2: z > 0). On se propose d'étudier le comportement d'une onde plane TEM, atteignant la discontinuité sous incidence normale (propagation parallèle à l'axe Oz). On admet que les ondes incidentes, réfléchies et transmises, de vecteurs d'onde respectifs $\mathbf{k_1}$, $-\mathbf{k_1}$ et $\mathbf{k_2}$, sont planes, monochromatiques et de même fréquence.

$\mathbf{k_1} = k_1\mathbf{u}$

$\mathbf{k_2}=k_2\mathbf{u}$ (**u** vecteur unitaire selon Oz)

$k_1^2 = \omega^2\varepsilon_1\mu_0$

$k_2^2 = \omega^2\varepsilon_2\mu_0$

Notons donc

$$\mathbf{E_i} = \mathbf{E_{0i}}\, e^{j(\omega t - k_1 z)} \qquad (II\text{-}63)$$

$$\mathbf{E_r} = \mathbf{E_{0r}}\, e^{j(\omega t + k_1 z)} \qquad (II\text{-}64)$$

$$\mathbf{E_t} = \mathbf{E_{0t}}\, e^{j(\omega t - k_2 z)} \qquad (II\text{-}65)$$

Respectivement les champs électriques incidents, réfléchis et transmis.

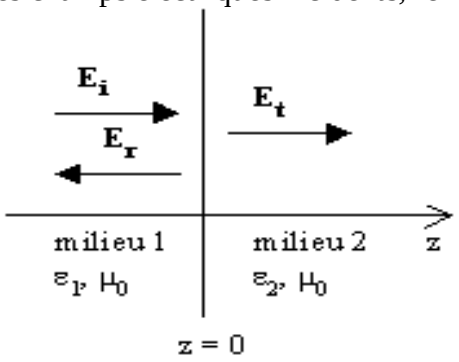


Figure II- 17 : Réflexion et transmission à l'interface entre deux milieux

Dans le vide l'onde électromagnétique est TEM, les champs électrique et magnétique des différentes ondes sont perpendiculaires à la direction de propagation Oz, et donc parallèles à la surface séparant les milieux 1 et 2. En l'absence de courants surfaciques à l'interface entre les deux milieux (z = 0), la continuité des composantes transversales des champs électrique et magnétique conduit aux relations:

$$\mathbf{E_{0i}} + \mathbf{E_{0r}} = \mathbf{E_{0t}}$$
$$\mathbf{H_{0i}} + \mathbf{H_{0r}} = \mathbf{H_{0t}}$$

D'après les relations précédentes entre les champs électriques et magnétiques, la seconde relation de continuité en z = 0 peut aussi s'écrire :

$$(k_1/\omega\mu_0)\ \mathbf{u} \times (\mathbf{E_{0i}} - \mathbf{E_{0r}}) = (k_2/\omega\mu_0)\ \mathbf{u} \times \mathbf{E_{0t}}$$

Ou

$$(1/Z_1)\ \mathbf{u} \times (\mathbf{E_{0i}} - \mathbf{E_{0r}}) = (1/Z_2)\ \mathbf{u} \times \mathbf{E_{0t}}$$

Le coefficient de réflexion R_1 est défini comme le rapport de l'amplitude de l'onde réfléchie sur celle de l'onde incidente, et le coefficient de transmission T_{12} comme celui de l'amplitude de l'onde transmise sur celle de l'onde incidente, soit sur l'interface.

$$\mathbf{E_{0r}} = R_1\, \mathbf{E_{0i}} \qquad \mathbf{E_{0t}} = T_{12}\, \mathbf{E_{0i}} \qquad \underline{\text{en } z = 0}$$

En introduisant ces nouvelles expressions de $\mathbf{E_{0r}}$ et $\mathbf{E_{0t}}$ dans les relations précédentes, après simplifications on en déduit

$$1 + R_1 = T_{12}$$
$$k_1 (1 - R_1) = k_2 T_{12} \quad \text{ou} \quad (\mathbf{1} - R_1)/Z_1 = T_{12}/Z_2$$

Soit

$$R_1 = (k_1 - k_2) / (k_1 + k_2) \qquad T_{12} = 2k_1 / (k_1 + k_2)$$

Ou en termes d'impédances

$$R_1 = (Z_2 - Z_1) / (Z_1 + Z_2) \qquad T_{12} = 2Z_2 / (Z_1 + Z_2)$$

Dans le cas de deux milieux sans pertes les constantes de propagation k_1 et k_2 sont des réels positifs.

- T_{12} est positif: la transmission se fait sans changement de phase;
- Si $k_1 < k_2$: $R_1 < 0$, la réflexion provoque un changement de phase de π;
- Si $k_1 > k_2$: $R_1 > 0$, la réflexion n'introduit pas de changement de phase.

Si l'un au moins des deux milieux est absorbant, k_1 et k_2 sont complexes. La réflexion et la transmission modifient l'amplitude et la phase de l'onde.

De manière similaire, pour une onde incidente se propageant du milieu 2 vers le milieu 1, on obtiendrait les coefficients de réflexion R_2 et de transmission T_{21}

$$1+R_2=T_{21}$$

$$R_2 = (Z_1 - Z_2) / (Z_1 + Z_2) = - R_1 \qquad T_{21} = 2Z_1 / (Z_1 + Z_2)$$

Enfin, il est facile de voir, à partir de l'expression de R_1, que l'impédance du milieu 2 peut s'écrire :

$$Z_2 = Z_1 (1 + R_1) / (1 - R_1) \qquad (II\text{-}66)$$

5.5.2. Impédance d'entrée dans un plan quelconque

Si on se place, dans le milieu 1, à une distance d de l'interface (abscisse z = -d), le rapport des amplitudes de l'onde réfléchie sur l'onde incidente est

$$R_1(-d) = | \mathbf{E_{0r}} |e^{-jk_1 d} / | \mathbf{E_{0i}} |e^{jk_1 d} = R_1 e^{-2jk_1 d} \qquad (II\text{-}67)$$

On peut alors définir l'*impédance d'entrée* dans le plan (z = -d) par :

$$Z(-d) = Z_1 [1 + R_1(-d)] / [1 - R_1(-d)] = Z_1 [1 + R_1 e^{-2jk_1 d}] / [1 - R_1 e^{-2jk_1 d}] \qquad (II\text{-}68)$$

en remplaçant R_1 par :

$$R_1 = (Z_2 - Z_1) / (Z_1 + Z_2) \qquad (II\text{-}69)$$

et après simplifications, on obtient :

$$Z(-d) = Z_1 [Z_2 + j Z_1 \tan (k_1 d)] / [Z_1 + j Z_2 \tan (k_1 d)] \qquad (II\text{-}70)$$

Cette notion d'impédance d'entrée peut s'avérer utile dans l'analyse des problèmes de propagation, et constitue une base pour l'analogie formelle entre la théorie des ondes guidées et la théorie des lignes de transmission. En effet, cette impédance se transforme comme l'impédance ramenée.

5.6. Matrices d'ondes

Introduction

Comme dans beaucoup de problèmes, il est souvent intéressant d'utiliser une description matricielle. Cette représentation permet, par exemple dans le cas d'une succession de milieux différents, de connaître les relations entre les grandeurs caractéristiques des ondes incidentes et réfléchies, au moyen d'un produit de matrices. En outre, cette approche pourra être aisément élargie à l'étude de la propagation des ondes guidées.

5.6.1. Matrices de transfert

a) Pour une discontinuité entre deux milieux

Considérons l'espace, constitué de deux milieux diélectriques, de permittivités respectives $\varepsilon_1$et ε_2 et de perméabilité μ_0, séparés par le plan z = 0 (milieu 1: $z_1 < 0$, milieu 2: $z_2 > 0$). Et supposons que l'interface entre les deux milieux soit atteinte par une onde incidente, sous une incidence nulle (propagation parallèle à l'axe Oz), d'amplitude c_1 dans la région 1 ($z_1 < 0$), progressant dans le sens positif des abscisses z, et une onde incidente d'amplitude b_2 dans la région 2 ($z_2 > 0$), se propageant, quant à elle, dans le sens négatif des z.

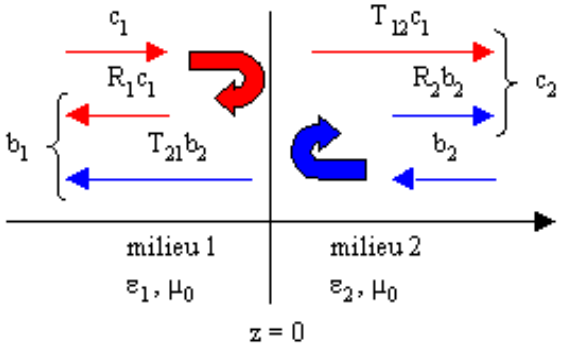


Figure II- 18: milieu de transfert

Au passage de l'interface, les ondes c_1 et b_2 sont partiellement réfléchies et transmises, et on peut écrire les relations suivantes:

$$b_1=R_1c_1+T_{21}b_2$$
$$c_2 = R_2b_2 + T_{12}c_1$$

R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion, T_{12} et T_{21} les coefficients de transmission à la limite entre les deux milieux.

On en déduit

$$b_1=(T_{21}-R_1R_2/T_{12})b_2+(R_1/T_{12})c_2$$
$$c_1 = (1 / T_{12})c_2 - (R_2 / T_{12})b_2$$

Sous forme matricielle, ces relations s'écrivent

$$\begin{bmatrix} c_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \frac{1}{T_{12}} \begin{bmatrix} 1 & -R_2 \\ R_1 & T_{12}T_{21} - R_1R_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_2 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_2 \\ b_2 \end{bmatrix}$$

La matrice [A] est la *matrice de transfert*. En se souvenant que

$$R_1=-R_2$$
$$T_{12}=2Z_2/(Z1+Z_2)$$
$$1 + R_1 = T_{12}$$
$$1 + R_2 = T_{21}$$

On obtient les relations entre les coefficients A_{ij} de [A]

$$A_{11} = 1 / T_{12} = (Z_1 + Z_2) / 2Z_2$$
$$A_{22}= 1/T_{12}=A_{11}$$
$$A_{12} = - R_2 / T_{12} = R_1 / T_{12}$$
$$= (Z_2 - Z_1) / 2Z_2$$
$$A_{21} = R_1 / T_{12} = A_{12}$$

La matrice de transfert se simplifie alors en

$$\begin{bmatrix} c_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \frac{1}{T_{12}} \begin{bmatrix} 1 & R_1 \\ R_1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_2 \\ b_2 \end{bmatrix}$$

Les remarques faites au sujet des coefficients R_1 et T_{12} se prolongent évidemment pour ce qui concerne les coefficients A_{ij}.

b) Pour une section de matériau sans discontinuité

Considérons un matériau diélectrique homogène caractérisé par une permittivité ε et une perméabilité μ_0, dans lequel se propagent deux ondes planes, l'une dans le sens positif des abscisses z (c_1), l'autre dans le sens négatif des z (b_1).

$$c_1=Ce^{j(\omega t-kz)}$$
$$b_1=Be^{j(\omega t+kz)}$$
$$k^2 = \omega^2\varepsilon\mu_0$$

Leurs amplitudes aux abcisses $z = z_1$ et $z = z_2$ sont liées par les relations

$$c_1 = c_2 \, e^{\,jk(z2\,-\,z1)} = c_2 \, e^{\,jkd}$$
$$b_1 = b_2 \, e^{-\,jk(z2\,-\,z1)} = b_2 \, e^{-\,jkd}$$
$$d = z_2 - z_1$$

La matrice de transfert traduisant la propagation à travers la section de matériau délimitée par les abscisses z_1 et z_2 est donc :

$$\begin{bmatrix} c_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{jkd} & 0 \\ 0 & e^{-jkd} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_2 \\ b_2 \end{bmatrix}$$

L'angle kd est la *longueur électrique* de la section [z_1, z_2]. Si le matériau est sans pertes, la constante de propagation k est réelle: la section comprise entre les abscisses z_1 et z_2 introduit simplement un déphasage.
Dans le cas d'un matériau absorbant, k est complexe: la phase et l'amplitude sont modifiées.

c) Pour une série de sections de matériaux différents

Imaginons l'espace divisé en plusieurs sections de matériaux diélectriques, caractérisés par des constantes de propagation k_i, séparés par des plans parallèles z =

z_i. La longueur électrique de la $i^{ème}$ section est $k_i d_i = k_i (z_{i+1} - z_i)$. Comme précédemment, les ondes planes positive (c_i) et négative (b_i) atteignent les plans de séparation sous incidence nulle (propagation parallèle à l'axe Oz) Les coefficients de réflexion et transmission sur le plan séparant la section (i - 1) de la section (i) sont notés respectivement R_i et T_i.

Avec ces hypothèses, on a

$$\begin{bmatrix} c_i \\ b_i \end{bmatrix} = \frac{1}{T_i} \begin{bmatrix} 1 & R_i \\ R_i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{jk_i d_i} & 0 \\ 0 & e^{-jk_i d_i} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{i+1} \\ b_{i+1} \end{bmatrix}$$

La détermination de la relation entre les amplitudes (c_n, b_n) de la section n, et (c_m, b_m) de la section m, s'obtient en itérant (m - n) fois l'expression, et se réduit donc à au produit des matrices de la forme précédente.

Ce traitement de la propagation dans le cas d'une telle succession de milieux reste valable tant que les éventuels champs évanescents créés à chaque interface n'interagissent pas entre eux. Elle peut être adaptée, avec les mêmes limites de validité, à l'étude de la propagation guidée, par exemple, dans les lignes de transmission ou les guides d'ondes.

5.6.2. Matrices de dispersion

a) Pour une discontinuité entre deux milieux

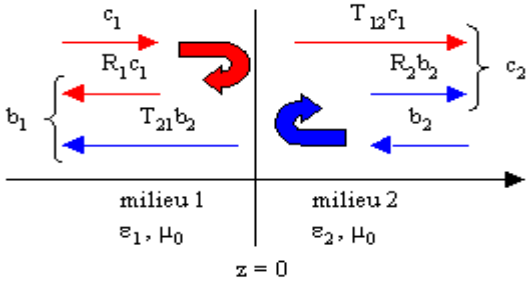


Figure II- 19 : milieu de dispersion

En conservant les conditions et les notations précédentes (rappelées sur le schéma), on peut aussi écrire, sous forme matricielle, les amplitudes des ondes réfléchies en fonction de celles des ondes incidentes.

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ c_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1 \\ b_2 \end{bmatrix}$$

Les coefficients S_{11} et S_{22} s'identifient aux coefficients réflexion, R_1 et R_2, et S_{12} et S_{21}, respectivement aux coefficients de transmission T_{21} et T_{12}. Cette matrice, appelée: *matrice de dispersion*, est communément utilisée en pratique, notamment lors de mesures par analyseurs de réseaux.

La comparaison à la matrice de transfert conduit aux relations

$$\begin{bmatrix} c_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_2 \\ b_2 \end{bmatrix}$$

$$A_{11} = 1 / S_{21} \qquad A_{12} = - S_{22} / S_{21}$$
$$A_{21} = S_{11} / S_{21} \qquad A_{22} = (S_{12}S_{21} - S_{11}S_{22}) / S_{21}$$

Ou inversement

$$S_{11} = A_{21} / A_{11} \qquad S_{12} = (A_{11}A_{22} - A_{12}A_{21}) / A_{11}$$
$$S_{21} = 1 / A_{11} \qquad S_{22} = - A_{12} / A_{11}$$

b) Pour une section de matériau sans discontinuité

En adoptant les mêmes conditions que pour la matrice de transfert, c'est à dire un matériau diélectrique homogène caractérisé par une permittivité ε et une perméabilité μ_0, dans lequel se propagent deux ondes planes, l'une dans le sens positif des abscisses z (c_1), l'autre dans le sens négatif des z (b_1).

$$c_1 = C\, e^{j(\omega t - kz)} \qquad b_1 = B\, e^{j(\omega t + kz)}$$
$$k^2 = \omega^2 \varepsilon \mu_0$$

On a, aux abscisses $z = z_1$ et $z = z_2$

$$c_2 = c_1\, e^{-jk(z_2 - z_1)} = c_1\, e^{-jkd} \qquad b_1 = b_2\, e^{-jk(z_2 - z_1)} = b_2\, e^{-jkd}$$
$$d = z_2 - z_1$$

La matrice de dispersion traduisant la propagation à travers la section de matériau délimitée par les abscisses z_1 et z_2 est donc :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ c_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & e^{-jkd} \\ e^{-jkd} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1 \\ b_2 \end{bmatrix} \qquad (II\text{-}71)$$

5.6.3. Signification physique des paramètres S

La signification des paramètres S est la suivante[27] :

$S_{11} = \left[\frac{b_1}{a_1} \right]_{a2=0}$: C'est le facteur de réflexion à l'entrée, la sortie étant adaptée.

$S_{21} = \left[\frac{b_2}{a_1} \right]_{a2=0}$: C'est le facteur de transmission entrée $\rightarrow$ sortie, la sortie étant adaptée.

$S_{22} = \left[\frac{b_2}{a_2} \right]_{a1=0}$: C'est le facteur de réflexion en sortie, l'entrée étant adaptée.

$S_{12} = \left[\frac{b_1}{a_2} \right]_{a1=0}$: C'est le facteur de transmission sortie $\rightarrow$ entrée, l'entrée étant adaptée.

Introduction

En hyperfréquences, les diélectriques sont très fréquemment utilisés, par exemple dans les câbles coaxiaux, dans les circuits microrubans, pour charger des cavités, etc. Il est donc très important de connaître leurs caractéristiques, et en particulier leur permittivité. Il existe actuellement de nombreuses méthodes permettant la mesure de la permittivité; les plus simples restent celles où l'on introduit dans un guide d'ondes un échantillon convenablement usiné du diélectrique à étudier.

Ce sont évidement des mesures destructives, mais elles présentent l'avantage de nécessiter peu de calculs et de donner des résultats relativement précis. On n'envisagera ici que ce type de mesures.

6. Méthodes de mesures et rappels théoriques

6.1. Méthode de minimum de puissance réfléchie

Supposons un guide d'ondes rectangulaire travaillant dans son mode dominant (TE_{10}) rempli d'un morceau de diélectrique parfait de longueur L, et terminé par une charge adaptée[26].

Les puissances réfléchies et transmises par rapport à la puissance d'entrée valent respectivement:

$$P_{réflechie} = \frac{\frac{1}{4}\left(\frac{\lambda_g}{\lambda_{g\varepsilon}} - \frac{\lambda_{g\varepsilon}}{\lambda_g}\right)\sin^2\left(\frac{2\pi L}{\lambda_{g\varepsilon}}\right)}{1+\frac{1}{4}\left(\frac{\lambda_g}{\lambda_{g\varepsilon}} - \frac{\lambda_{g\varepsilon}}{\lambda_g}\right)\sin^2\left(\frac{2\pi L}{\lambda_{g\varepsilon}}\right)} P_{émise} \qquad (III\text{-}1)$$

$$P_{transmise} = \frac{1}{1+\frac{1}{4}\left(\frac{\lambda_g}{\lambda_{g\varepsilon}} - \frac{\lambda_{g\varepsilon}}{\lambda_g}\right)\sin^2\left(\frac{2\pi L}{\lambda}\right)} P_{émise} \qquad (III\text{-}2)$$

On voit dans (*III*-1) que la puissance réfléchie par le diélectrique est minimum quand:

$$L = \frac{n\lambda_{g\varepsilon}}{2} \qquad \text{n : entier} \qquad (III\text{-}3)$$

Expérimentalement, on modifiera la longueur d'onde de façon à obtenir un minimum de puissance réfléchie; on satisfera alors la relation (*III*-3).

On sait d'autre part que :

$$\lambda_{g\varepsilon} = \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon_r - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \qquad (III\text{-}4)$$

A partir des relations (*III*-3) et (*III*-4), on peut tirer ε_r :

$$\varepsilon_r = \left[\left(\frac{n}{2L}\right)^2 + \left(\frac{1}{2a}\right)^2\right]\lambda^2 \qquad (III\text{-}5)$$

Rappelons que la permittivitéε_r comprend une partie réelle et une partie imaginaire : $\varepsilon_r = \varepsilon^{'} - j\varepsilon''$

L'angle de perte $tg\delta$ représente les pertes diélectriques dans le matériau; il est donné par :

$$tg\delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \qquad (III\text{-}7)$$

La méthode de mesure considérée ci-dessus ne permet pas de mesurer $tg\delta$ en fait, on avait supposé un diélectrique parfait, donc $\varepsilon'' = 0$. Pour pouvoir mesurer $tg\delta$, il faut recourir à une autre méthode de mesure.

6.2. Méthode du guide d'ondes court-circuité

Dans un guide d'ondes vide court-circuité, les minima se trouvent à $n\lambda_g / 2$ du plan du court-circuit. Si on introduit le morceau de diélectrique contre le court-circuit, les minima se déplacent vers le court-circuit (voir Figure *III*-1). Le déplacement des minima et la permittivité sont reliés par les relations (*III*-8) et (*III*-9) [28]:

$$\frac{tgx}{x} = \frac{\lambda_g}{2\pi L} tg\left(\frac{2\pi(\Delta l + L)}{\lambda_g}\right) \qquad (III\text{-}8)$$

x étant non univoque, il y a théoriquement une infinité de solutions possibles; il faut par conséquent connaître la valeur approximative de la permittivité pour pouvoir choisir la valeur correcte de x dans les tables donnant $\frac{tgx}{x}$. Cette information est donnée par la mesure selon le paragraphe6.1. Après avoir choisi la valeur correcte de x, on peut calculer la permittivité par la relation suivante:

$$\varepsilon' = \left(\frac{x\lambda}{2\pi L}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2 = \frac{\left(\frac{a}{\pi}\right)^2\left(\frac{x}{L}\right)^2 + 1}{\left(\frac{2a}{\lambda_g}\right)^2 + 1} \qquad (III\text{-}9)$$

$tg\delta$ sera calculée par la relation :

$$tg\delta = \frac{\Delta x_i - \Delta x}{\varepsilon' L}\left(\frac{\lambda}{\lambda_g}\right)^2 \qquad (III\text{-}10)$$

Les mesures des positions des minima et des points à +3 dB seront faites à l'aide de la ligne fendue et du SWR-mètre.

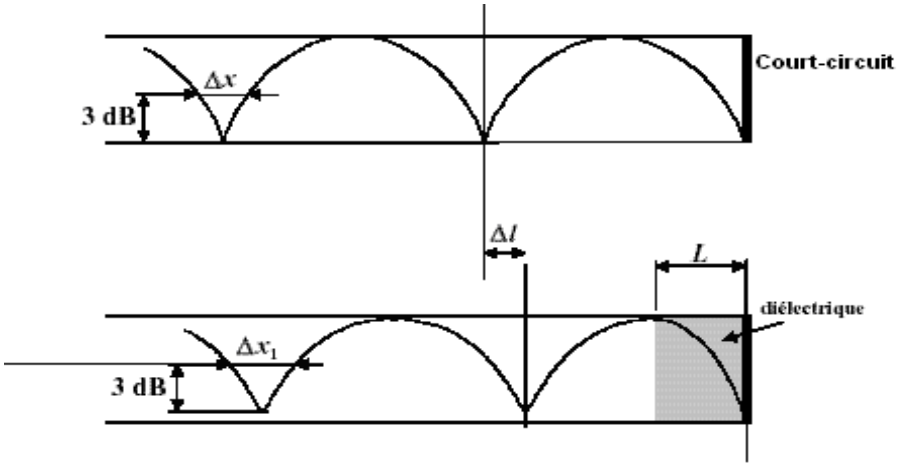


Figure III- 1: ondes stationnaires dans le guide d'ondes vide et chargé de diélectrique

6.3. Description du montage de mesure

Le signal(Figure *III*-2), amené au guide d'ondes par l'intermédiaire d'un câble coaxial et d'un adaptateur, est fourni par un générateur à balayage. Le niveau est réglable par un affaiblisseur intégré au générateur. Un isolateur protège le générateur des réflexions éventuelles. L'ondemètre permet une mesure précise de la fréquence.

L'affaiblisseur de précision sera utilisé pour la détermination des points à +3 dB dans la méthode du guide d'ondes court-circuité. Le coupleur directif de 3 dB, muni d'un détecteur connecté à l'axe y de l'oscilloscope, sert à visualiser le signal réfléchi, dans la première méthode de mesure.

La ligne fendue, associée au SWR-mètre, est utilisée dans la deuxième méthode pour trouver la position des minima et mesurer les points à +3 dB.

Un petit tronçon de guide d'ondes de précision reçoit les échantillons de diélectriques.

Un court-circuit et une charge adaptée complètent le banc de mesure.

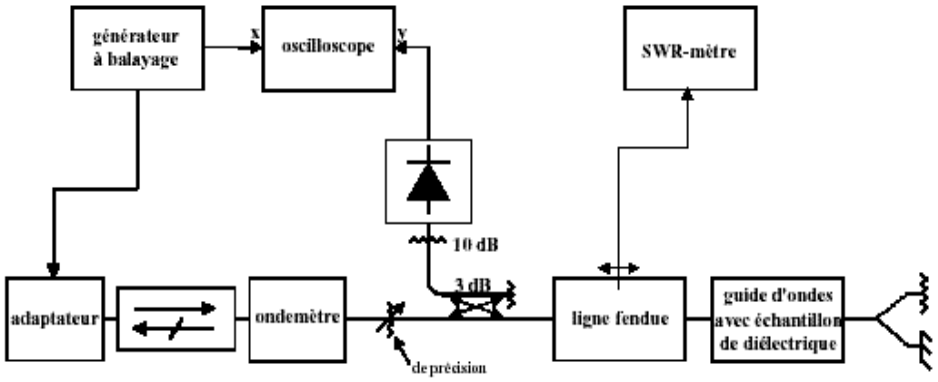


Figure III- 2:Montage pour la mesure de la permittivité

6.4. Mesures

6.4.1. Méthode du minimum de puissance réfléchie

Enclencher le générateur à balayage, le mettre en balayage entre 8 et 12 GHz, vitesse de balayage sur 0,03 s, modulation 1 KHz sur "off", ALC "int.", vérifier que la diode luminescente "unleveled" soit juste éteinte.

Enclencher l'oscilloscope (mode normal) en fonction X-Y (le balayage X est commandé par le générateur). Retirer la sonde de la ligne fendue. Régler l'affaiblisseur de précision sur 0 dB.

Placer un échantillon de diélectrique dans le guide d'ondes ad hoc (pas dans la charge adaptée!), terminer la ligne par la charge adaptée.

Régler la sensibilité sur l'oscilloscope et la largeur du balayage en fréquence pour avoir une trace (autour de la fréquence du minimum) remplissant tout l'écran. Pour mesurer la fréquence de ce minimum, on peut:

- Utiliser directement le "dip" de l'ondemètre s'il est bien visible (cas des diélectriques avec suffisamment de pertes)
- Centrer le minimum sur l'écran de l'oscilloscope, mesurer à l'ondemètre deux fréquences équidistantes de part et d'autre du minimum et calculer la fréquence du minimum par interpolation (le balayage du générateur est linéaire!).
- Mettre le générateur en mode "CW", et ajuster avec précision le point sur l'écran au minimum.

On peut aussi utiliser le SWR-mètre pour cette opération : connecter le SWR-mètre au détecteur, enclencher la modulation 1 kHz du générateur, régler la fréquence au minimum du SWR-mètre. Mesurer exactement la fréquence à l'aide de l'ondemètre.

A partir de cette fréquence et de la longueur L de l'échantillon (mesurée au pied à coulisse ou au micromètre), calculer ε_r par la formule (*III*-5).

Procéder de même pour les autres échantillons.

6.4.2. Méthode du guide d'onde court-circuité

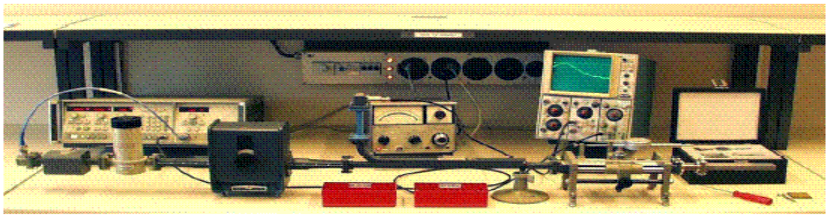
Déclencher l'oscilloscope. Enclencher la modulation 1 kHz du générateur, enclencher le SWR-mètre, replacer la sonde dans la ligne fendue, complètement enfoncée. Mettre le générateur en mode "CW", régler la fréquence sur le SWR-mètre pour avoir un maximum. Régler la fréquence du générateur à la valeur exacte trouvée en (*III*-1) pour l'échantillon correspondant, et la puissance au maximum. Repérer (sur le cadran du comparateur) les positions des minima. Régler l'affaiblisseur de précision sur 0 dB, ajuster l'aiguille du SWR-mètre à une valeur adéquate. Ajuster l'affaiblisseur de précision à 3 dB, et rechercher de part et d'autre du minimum les points pour lesquels on retrouve la valeur ajustée sur le SWR-mètre. Mesurer précisément la position de ces points, et calculer Δx.

Répéter plusieurs fois cette mesure, et faire la moyenne. Introduire le diélectrique dans le guide d'ondes, replacer le court circuit en veillant à ce que le diélectrique soit bien plaqué contre le court-circuit.

Ne pas dérégler la butée du comparateur ! Mesurer comme ci-dessus la position des minima et la valeur de Δx. CalculerΔl (voir Figure *III*-1). A partir des valeurs trouvées, et à l'aide de (*III*-8), (*III*-9) et (*III*-10), calculer ε' et $tg\delta$.

Procéder de même pour les autres échantillons de diélectriques.

Comparer pour ε' les résultats trouvés par les deux méthodes de mesure.



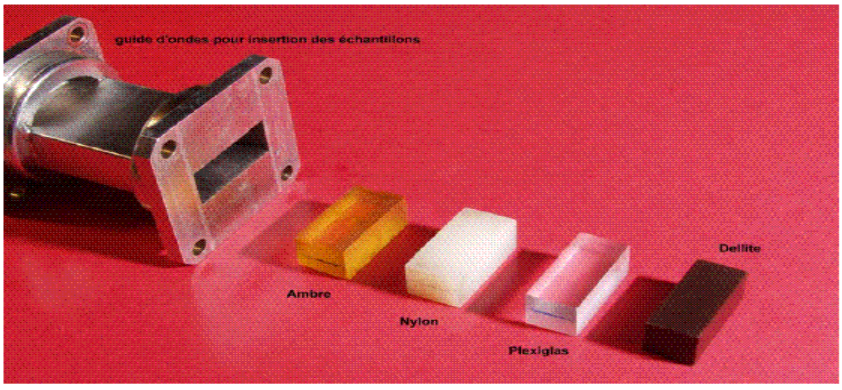


Figure III- 3: Banc de mesure avec guide rectangulaire

Cette méthode peut être réalisée à l'aide de différents montages mais le principe reste toujours le même. La seule chose qui change d'un montage à un autre, c'est le matériel utilisé. Chaque application à l'étude nécessite sont propre matériel, si par exemple l'étude et en fonction de la variation manuel de la fréquence; on doit utilisé un outil qui permet d'effectuer cette fonction.

Nous avons débuté notre travail à l'aide de deux banc de mesure basé sur cette méthode; afin de comprendre cette dernière, de la maîtrisée, de reconnaître le rôle de chaque appareil et la nécessité de chaque élément du banc.

Le premier banc a été utilisé pour la mesure de permittivité à fréquence fixe 9,45GHz[4], en utilisant :

- un générateur hyperfréquence composé d'un oscillateur accordable en bande X, qui délivre une puissance ajustable de 10mW à 30mW.Le signal délivré est modulé par un signal carré de fréquence 1KHz.
- d'une ligne fondue, cette dernière est munie d'une règle qui permet la mesure du déplacement effectué correspondant à un minimum et un maximum de champ, Un chariot que l'on peut déplacer avec une grande précision, le long du tronçon de ligne fondue et d'une sonde capacitif pour la capture de l'onde dans le guide.
- d'une diode détectrice, qui nous permet de relever les valeurs du champ dans le guide.
- un TOS mètre qui nous indique la valeur du taux d'onde stationnaire en décibel,pour un maximum et un minimum de déplacement. Et c'est à partir de ces deux valeurs que nous pouvons déterminer la permittivité relative complexe, en les introduisant dans l'équation transcendante.

Des études ont été faite sur la précision de cette méthode[5], et ils ont trouvé que la précision de la mesure est reliée à l'épaisseur de l'échantillon. Plus l'épaisseur de l'échantillon augmente et plus la précision est meilleure.

Le deuxième banc est composé :

- D'un TOS mètre muni d'une alimentation, avec la quelle on alimente l'oscillateur GUNN ; qui est sous forme d'une cavité résonante dans la quel ils ont mis une diode GUNN pour la production d'une onde. Ce générateur travail avec une fréquence fixe de 9,40GHz.

Si on désir changer la fréquence ont doit utilisé un court circuit variable du coté fermé de la cavité.

-A la sortie du générateur ont place un diaphragme rectangulaire pour obtenir un spectre pur.

- nous avons placé après le diaphragme, un isolateur pour protéger le générateur des réflexions ; qui peuvent agir sur la fréquence du générateur. La modulation se fait à l'intérieur du générateur à l'aide d'un modulateur intégré,avec un signal carré et à une fréquence de 1KHz.
- après l'isolateur nous avons placé la ligne fendue équipée d'une règle de déplacement, où on place la sonde qui contient la diode détectrice. Cette dernière a été relier au TOS mètre pour la lecture de la valeur du TOS correspondant au maximum et au minimum du déplacement de la ligne.

6.5. Méthode de Mesure de la constante diélectrique complexe de matériaux aux fréquences radio

Introduction

Une méthode non destructive pour déterminer la permittivité complexe de matériaux est présentée. La technique nécessite la mesure de l'admittance d'un guide d'onde ouvert rayonnant dans un échantillon diélectrique adossé d'une plaque conductrice. La dérivation de l'expression analytique de l'admittance, la technique numérique d'inversion et quelques résultats expérimentaux seront présentés[29].

Lors de la construction du modèle d'un corps multi-couches ou de la conception d'une antenne, la connaissance précise de la constante diélectrique des matériaux est une condition absolue.

Malgré l'existence de plusieurs méthodes de mesure, celles-ci requièrent l'altération du matériau ou que celui-ci occupe tout le demi-espace infini.

Dans cette étude, une expression existante de l'admittance d'un guide d'onde ouvert rayonnant dans un échantillon diélectrique adossé d'une plaque conductrice (voir figure*III*-4) est utilisée. Pour que celle-ci soit valide, on considère que seul le mode dominant TE10 se propage dans un matériau homogène et isotrope. Utilisant une méthode de résolution d'équations non linéaires à plusieurs dimensions, l'extraction de la permittivité à partir de la mesure de l'admittance en présence d'un échantillon d'épaisseur connue est possible et précise.

On peut montrer que l'expression de l'admittance prend la forme suivante:

$$Y_n = \frac{Y_{ap}}{Y_0} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} E_y^*(x,y,0)\times H_x(x,y,0)}{Y_0\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} E_y^2(x,y,0)} \qquad (III\text{-}11)$$

Où Y0 est l'admittance de l'onde TE10.

En utilisant une décomposition dans le domaine des nombres d'onde avec vérification des conditions aux frontières, on peut exprimer Yn comme :

$$Y_n = \frac{j}{(2\pi)^2\sqrt{1-\left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}}\int_0^{\infty}\int_0^{2\pi} G(K^2-\chi_x^2)\left(2c_\Phi + j\frac{G}{\chi_z}\right)R\,d\theta\,dR \qquad (III\text{-}12)$$

Où les définitions suivantes sont introduites

$$G = \sqrt{\frac{2A}{B}}\frac{(4\pi)\sin\left(\frac{\chi_y B}{2}\right)\cos\left(\frac{\chi_x A}{2}\right)}{\chi_y l\pi^2 - (\chi_x A)^2} \qquad C_\phi = \frac{Ge^{j\chi_z D}}{2\chi_x\sin(\chi_z D)}$$

$$A = k_0 a \qquad B = k_0 b \qquad D = k_0 d$$

$$\chi_x = R\cos\theta \qquad \chi_y = \sin\theta \qquad \chi_z = \sqrt{K^2 - R^2}$$

a et b sont respectivement la largeur et la hauteur du guide d'onde , et d l'épaisseur de l'échantillon diélectrique.

L'expression de l'admittance peut-être intégrée numériquement avec la méthode de Gauss- Legendre. Pour extraire ε_r du système non linéaire à deux équations (Re(Yn). Im(Yn)), on utilise la méthode de multi-secante de Broyden. Cette méthode approxime le Jacobinen, appelé continuellement par l'algorithme. Dans le cas in fortuit où l'algorithme se retrouve dans un minimum local, la situation peut-être remédiée en donnant un nouveau point de départ.

L'étape critique de la méthode, qui consiste à assurer l'unicité de la solution, est réalisée à l'aide de deux mesures additionnelles autour de la fréquence centrale. Supposant que la permittivité d'un matériau est constante pour une bande étroite de fréquences, on ne devrait pas retrouver la situation où plus d'une permittivité présente les mêmes admittances mesurées.

Une expérience préliminaire a été effectuée pour une plaque de Plexiglas d'épaisseur d = 0.92 cm. A partir de mesures avec un analyseur de réseau HP-8703A, les admittances sont entrées dans le programme pour trois fréquences différentes. Les résultats du tableau 1 concordent avec la théorie.

Fréquenc (GHz)	Admittance mesurée	ε' (calculé)	tan δ (calculé)
9.5	0.3884+j2.9712	2.5982	0.005
10.0	1.0986+j5.5666	2.5886	0.008
10.5	10.1753-j3.8989	2.5883	0.007

Tableau III- 1 : Valeurs mesurées pour le Plexiglas($\varepsilon^{'} = 2.60, \tan g\delta = 0.008$)

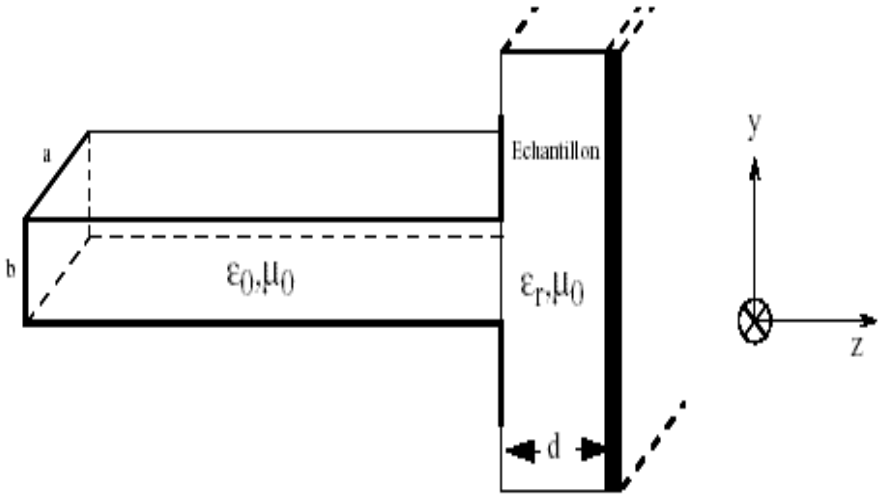


Figure III- 4: Ligne chargée par un diélectrique et court circuitée

6.6. Méthode de la cavité cylindrique

Introduction

La cavité développée permet de mesurer la permittivité complexe $\varepsilon' - j\varepsilon''$ et donc des pertes associées $(\tan \delta)$.

Il s'agit d'une mesure mono fréquence. Les matériaux caractérisés sont isotrope, et peuvent se présenter aussi bien sous la forme solide, liquide ou de poudre[30], [31], [32].

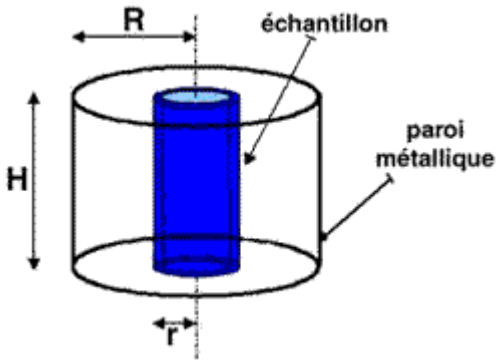


Figure III- 5: Guide circulaire chargé par un diélectrique

6.6.1. Principe

La cavité résonnante utilisée est de forme cylindrique à section circulaire. Les modes propres exploités sont de type transverse magnétique (TM_{010} et TM_{020}).

L'échantillon de forme cylindrique (bâtonnet) est inséré au centre de la cavité (figure *III*-5), où le champ électrique est maximum et quasi-constant dans un rayon de quelques millimètres.

La constante diélectrique et la tangente de pertes sont calculées à partir de la variation de la fréquence de résonance Δf et de la modification du facteur de qualité ΔQ de la cavité dues à la présence de l'échantillon dans la cavité.

6.6.2. Dépouillement des mesures

Le programme de dépouillement des mesures est basée sur la théorie des faibles perturbations. Cette approche consiste à utiliser des hypothèses simplificatrices afin d'exprimer analytiquement $\varepsilon' et \varepsilon''$ en fonctions des paramètres mesurés (Δf et ΔQ).

Pour respecter les hypothèses initiales, la variation relative de la fréquence de résonance ne doit pas dépasser 10%.

Les principaux paramètres sont les volumes de la cavité et de l'échantillon, les fréquences de résonance à vide et en charge, ainsi que les facteurs de qualité à vide et en charge.

Pour la mesure des poudres et des liquides, l'étude électromagnétique prend en compte la présence du porte échantillon.

6.6.3. Résultats

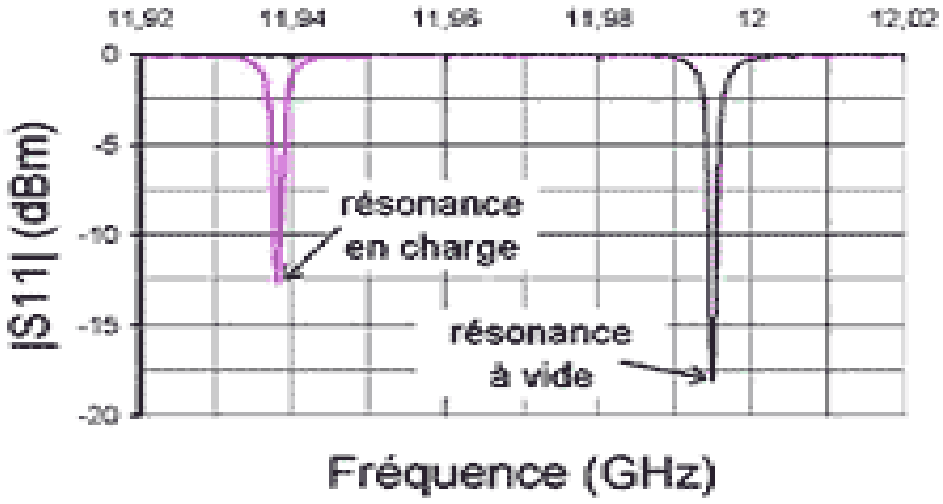


Figure III- 6:Module du coefficient de réflexion

- Fréquences exploitées voisines de **5** et **12GHz** (analyseur de réseaux HP 8720A).
- Matériaux testés : **diélectriques** faibles pertes (tan d < 10^{-3}).
- Précision des résultats : **erreurs relatives < 2%** pour ε', et erreur absolue de 5.10^{-4} pour tan d.
- Dimensions des échantillons testés :

  22mm < hauteur < 24mm
  4mm < diamètre < 6mm
  volume liquide ou poudre : environ 0.3cl.

La cellule est en cours de modification pour améliorer la reproductibilité des mesures et par conséquent sa précision.

Il s'agit notamment du changement du métal constituant les parois de la cellule et de l'automatisation du processus de mesure.

Cette méthode de caractérisation a été développée dans le cadre d'un contrat avec la société Thomson Multimédia, site de Rennes.

6.7. Méthode de la sonde coaxiale

Introduction

Méthode de mesure en fréquence large bande et en température de la permittivité complexe de matériau isotropes se présentant sous la forme liquide, de poudres, de milieux mous ou solides[33].

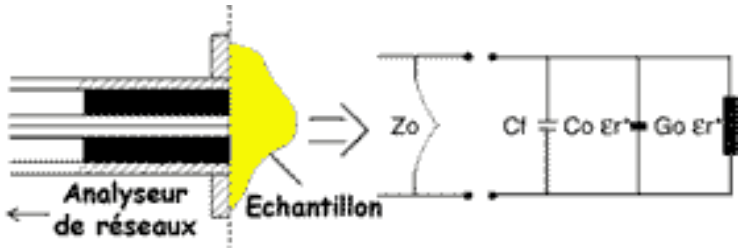


Figure III- 7:Ligne coaxial chargée par un échantillon de diélectrique

6.7.1. Principe

Cette méthode de caractérisation est basée sur la détermination du coefficient de réflexion d'une discontinuité abrupte entre une ligne coaxiale et le matériau à étudier.

Le coefficient de réflexion de la discontinuité est mesuré à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriels sur une large bande de fréquence 200 MHz - 20 GHz.

La représentation de la discontinuité à partir d'un schéma électrique équivalent permet de déterminer simplement la permittivité du matériau.

6.7.2. Dépouillement

L'analyse électromagnétique de la discontinuité ligne coaxiale/matériau est basée sur une modélisation électrique par éléments localisés.

Un programme de dépouillement des mesures effectue le calcul de la permittivité complexe à partir de la mesure du coefficient de réflexion (S11).

Le domaine de validité de ce modèle s'étend jusqu'à la fréquence d'apparition du premier mode supérieur, c'est à dire autour de 20GHz.

Une procédure d'étalonnage est nécessaire pour compenser les erreurs de mesures liées aux imperfections de la cellule (désadaptation, joint en plexiglas,...) et du câble de jonction.

Une mesure sur des matériaux de permittivité connue (éthanol et eau distillée pour les liquides et le téflon et le polyéthylène) est également effectuée afin de valider la procédure d'étalonnage.

6.7.3. Résultats

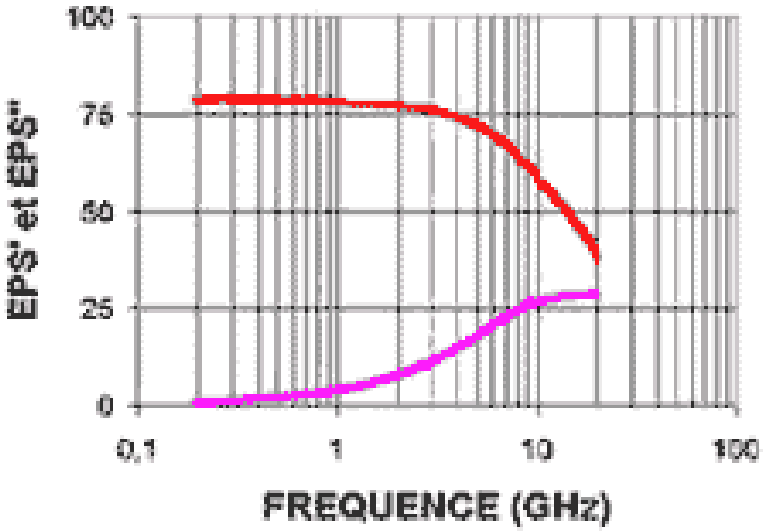


Figure III- 8: Réel et imaginaire de la permittivité relative

Mesure de la permittivité de l'eau distillée en fonction de la fréquence.

- Gamme de fréquences exploitée : **200 MHz - 20 GHz** (analyseur de réseaux HP 8720A).
- Gamme de températures exploitée : **0°C - 60°C** .
- Matériaux testés : matériaux **diélectriques (ε'< 100)**, à pertes moyennes à fortes (tan d > 0.05).
- Précision des résultats : **erreurs relatives < 5%**.
- Procédure **Circuit, Eau Distillée.** d'étalonnage de l'analyseur de réseaux : **Circuit Ouvert, Court- Circuit, Eau Distillée.**
- Procédure d'étalonnage de la sonde coaxiale : **Ethanol et eau distillée pour les liquides et le téflon et le polyéthylène pour les solides.**
- Dimensions des échantillons testés : 5 cl pour les liquides et les poudres, > 20 mm pour le diamètre et < 20/ ($\left|\varepsilon_r^*\right|$)$^{0.5}$ pour l'épaisseur.

Les résultats obtenus par cette cellule de mesure sont en accord avec ceux publiés dans la littérature pour plusieurs types de liquides et de solides. Pour les solides comme pour les liquides, l'erreur relative sur la mesure de la permittivité est inférieure à 5%. Le dispositif de test permettant de réaliser des mesures à des températures basses (0°C) ou élevées (60°C) a été mis au point dans le cadre d'un contrat passé avec la société MOULINEX.

6.8. Méthode de mesure en espace libre

Introduction

Méthode de mesure large bande en ondes millimétriques de la permittivité complexe des matériaux diélectriques se présentant sous la forme de plaquette. La méthode utilise un banc en espace libre dit "quasi-optique" et des antennes à cornet rainuré focalisant (Figure *III*-9) [34].

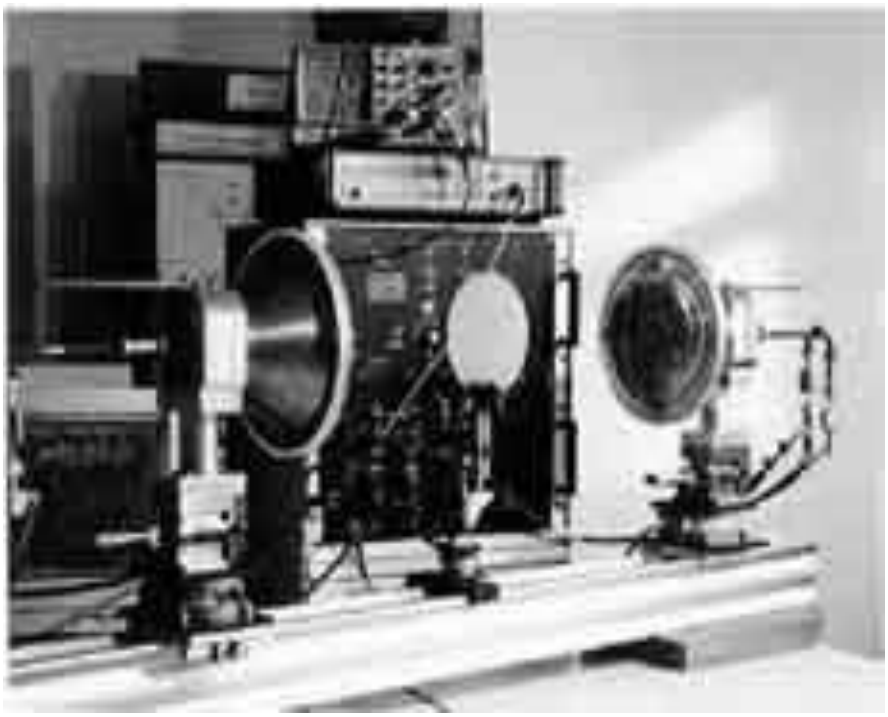


Figure III- 9:banc de mesure en espace libre

6.8.1. Principe

Un banc de mesure linéaire en espace libre a été développé en bandes Ka et W au laboratoire. En même temps que la conception du matériel spécifique (antennes), une méthodologie de caractérisation a été définie pour obtenir une précision maximale sur les phases des paramètres S mesurés.

Le banc se prête ainsi facilement à la caractérisation de matériaux diélectriques et ce sans filtrage temporel.
La plaquette diélectrique à caractériser est positionnée sur le banc quasi-optique perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde.

Les coefficients de réflexion et de transmission du dispositif sont mesurés dans les bandes Ka et W à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriels de type AB millimètre.

La procédure de dépouillement des mesures de paramètres S, directement implantée sur l'ordinateur pilotant l'analyseur, permet d'exploiter directement les résultats de mesure et de juger rapidement et facilement les résultats obtenus ainsi que l'expérimentation proprement dite (réglages, étalonnage,...).

6.8.2. Dépouillement des mesures

La théorie utilisée pour dépouiller les mesures de paramètres S est basée sur l'hypothèse de la propagation d'un faisceau gaussien. Les antennes à cornet rainuré focalisant ont été conçues de telle manière à vérifier cette hypothèse en bande Ka et W.

L'échantillon à caractériser doit être placé à l'endroit où l'onde peut être considérée comme étant plane (onde T.E.M.). Compte tenu de la taille des faisceaux en bande Ka et W, les échantillons doivent avoir des diamètres minimaux afin d'éviter les problèmes d'incertitude liés aux effets de bord.

La caractérisation consiste à extraire la permittivité complexe de l'échantillon diélectrique à partir de la mesure du coefficient de transmission, ceci connaissant son épaisseur.

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

  Diamètre = minimum 10 cm en bande W

  Diamètre = 22 cm en bande Ka.

  Epaisseur = de quelques centaines de micromètres à quelques millimètres.

6.9. Méthode de la ligne microruban

Introduction

Méthode de mesure large bande de la permittivité et de la perméabilité complexes des matériaux solides isotropes.

Les échantillons testés se présentent sous la forme de plaquettes rectangulaires ou de films minces déposés sur un support rectangulaire[35], [36], [37].

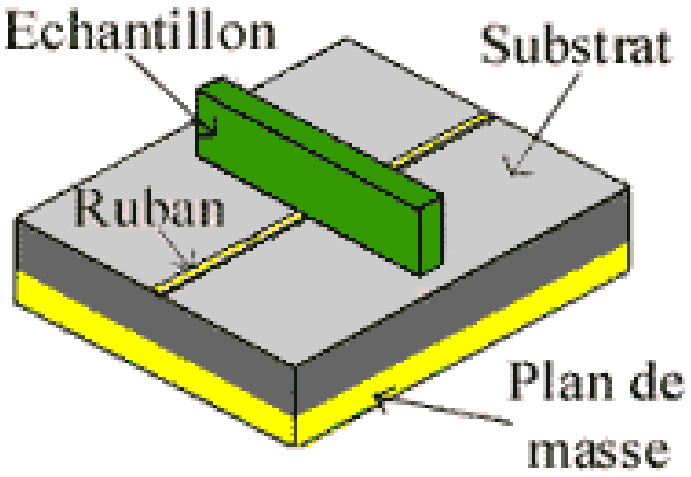


Figure III- 10: Echantillon placé sur une ligne microruban.

6.9.1. Principe

La méthode est basée sur la mesure des paramètres de répartition (paramètres S_{ij}) d'une ligne microbande contenant le matériau à étudier (figure *III*-12). Les paramètres S_{ij} sont mesurés à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriels.

L'échantillon testé est de forme rectangulaire (plaquette ou film mince). L'originalité de la méthode réside dans le fait que l'échantillon est directement posé sur le substrat de la ligne, sans être obligé de remplir entièrement la section transverse de la cellule. Ceci permet un processus de mesure simple et reproductible.

De plus, les contraintes d'usinage du matériau sont minimisées.

6.9.2. Dépouillement des mesures

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

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

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

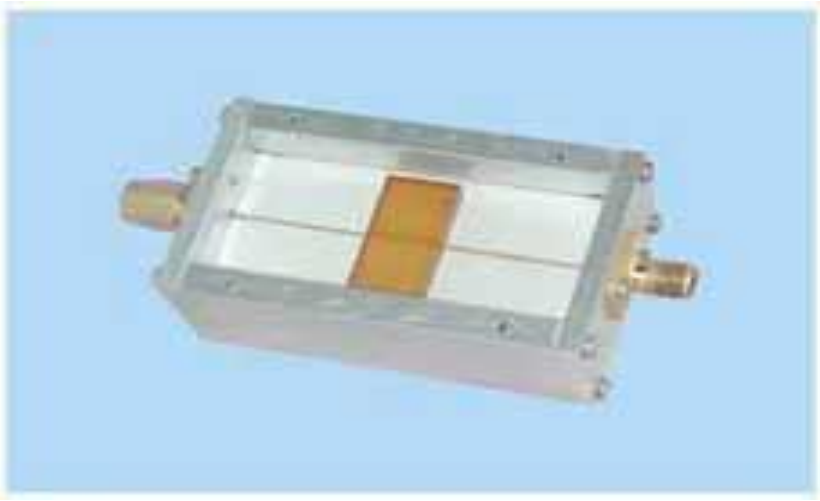


Figure III- 11: Ligne micro ruban

6.9.3. Résultats

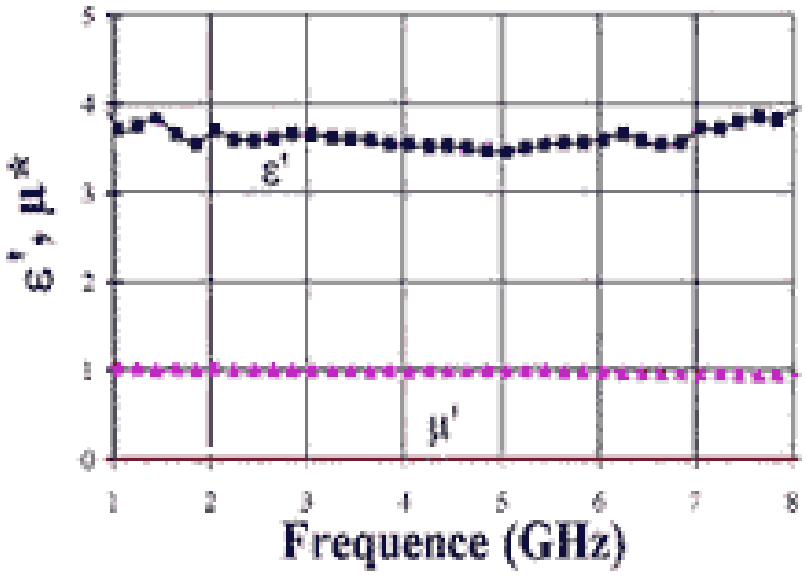


Figure III- 12: Permittivité et perméabilité d'un diélectrique étalon.

- Gamme de fréquences exploitée : **300 kHz - 15 GHz** (analyseurs de réseaux HP 8753ES et HP 8510B).

- Matériaux testés : matériaux **diélectriques**, **ferromagnétiques** et **ferrocomposites**, présentant des pertes moyennes à fortes($\tan\delta > 10^{-3}$).
- Précision des résultats : **erreurs relatives < 5%**.

- Procédure d'étalonnage de l'analyseur de réseaux : **SOLT** jusqu'à 8 GHz et **TRL** jusqu'à 15 GHz.

- Epaisseurs des échantillons testés : de quelques dizaines de micromètres à quelques millimètres.
-

La comparaison des résultats de mesure à ceux donnés dans la littérature pour plusieurs types de diélectriques et de ferrites a permis de confirmer la validité des résultats obtenus. Pour des épaisseurs d'échantillon supérieures à 500 µm, l'erreur relative sur la permittivité est inférieure à 5% et celle sur la perméabilité est inférieure à 2%. Cette méthode a été mise au point dans le cadre d'un contrat DRET (Ministère de la Défense), et elle a fait l'objet de plusieurs publications dans des revues scientifiques internationales.

6.10. Méthode du stub microruban

Introduction

Méthode de mesure résonante, mono fréquence, permettant la caractérisation de matériaux diélectriques, solides et isotropes, se présentant sous forme de plaquettes ou de couches épaisses[38].

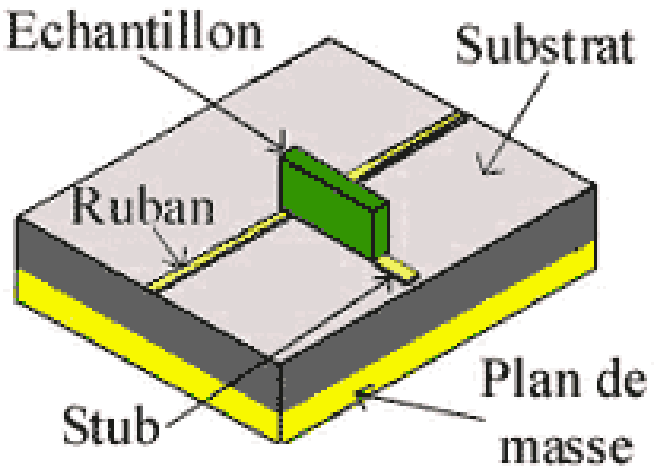


Figure III- 13:Stub micro ruban

6.10.1. Principe

L'échantillon à caractériser est directement posé sur une ligne mise en dérivation par rapport à une ligne principale réalisée en technologie microruban (Figure *III*-13).

Les paramètres de répartition S_{ij} du dispositif de mesure sont mesurés par un analyseur de réseaux vectoriels associé à une monture de test universelle(Figure*III*-14).

L'avantage de la méthode de mesure, outre l'absence de problèmes d'usinage de l'échantillon, réside en la simplicité de l'analyse électromagnétique associée à la cellule qui permet, à partir des paramètres S_{ij}, de remonter aux caractéristiques diélectriques du matériau sous test.

6.10.2. Dépouillement des mesures

L'exploitation des paramètres S_{ij} du dispositif sous test permet la mesure de la fréquence de résonance et le calcul du facteur de qualité en charge (en présence de l'échantillon diélectrique).

La connaissance de cette fréquence de résonance permet de remonter à la partie réelle $\varepsilon_{eff}^{'}$ de la permittivité effective complexe $\varepsilon_{eff} = \varepsilon_{eff}^{'} - j\varepsilon_{eff}^{''}$ de la structure résonante.

La détermination du facteur de qualité nous amène à la valeur de la partie imaginaire $\varepsilon_{eff}^{''}$.

Les permittivités $\varepsilon_{eff}^{'}$ et $\varepsilon_{eff}^{''}$ étant calculées, nous utilisons une procédure d'optimisation pour remonter aux valeurs$\varepsilon^{'} et \varepsilon^{''}$du matériau diélectrique à caractériser.

6.10.3. Résultats

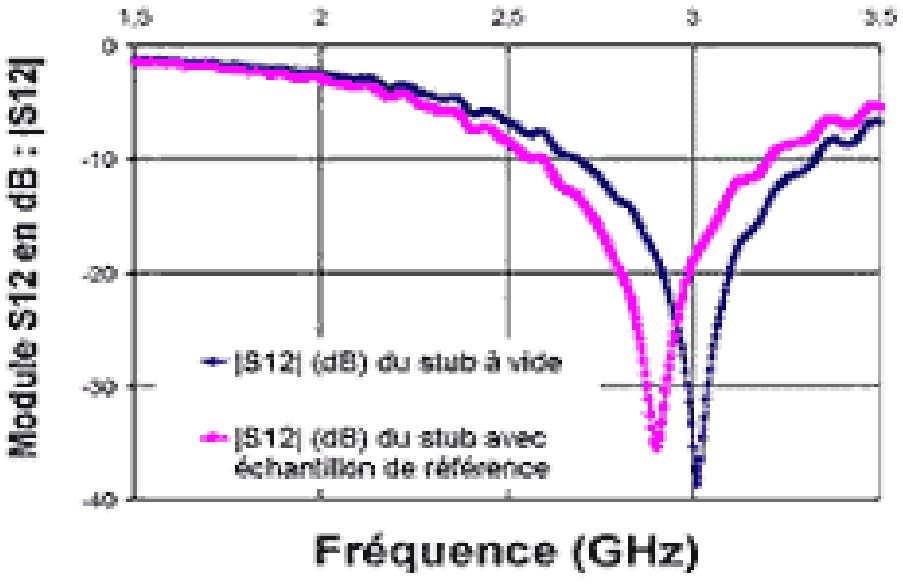


Figure III- 14: Décalage de la fréquence de résonance du stub dû à l'introduction de l'échantillon

- Fréquences exploitées : voisines de **3GHz**, **8,82GHz** et **14,35GHz** (analyseur de réseaux HP8510B et d'une cellule Wiltron de mesure sous pointes).

- Matériaux testés : matériaux **diélectriques** à pertes moyennes à fortes (tand $>10^{-3}$).

- Précision des résultats : **erreurs relatives < 6%.**

- Procédure d'étalonnage de l'analyseur de réseaux : **TRL.**

- Dimensions des échantillons testés : Longueur maximum de 10 mm, Largeur de quelques millimètres, Epaisseur de quelques dizaines de micromètres à quelques millimètres.

La comparaison des valeurs de permittivité données dans la littérature aux résultats de mesures effectuées à partir du paramètre de répartition S_{12} (Figure ci dessus), pour plusieurs matériaux diélectriques, a permis de valider les résultats expérimentaux obtenus.

Parmi toutes ces méthodes nous avons choisie deux pour l'extraction de la permittivité relative des matériaux, et qui vont être détailler dans le chapitre qui suit:

- La première méthode faite à l'aide d'un banc de mesure en espace libre.
- la deuxième en propagation guidée à l'aide d'une ligne micro ruban .

Introduction

Notre travail se présente en deux parties qui servent à deux applications différentes :

La première partie sera utilisée pour la détermination de la permittivité relative des matériaux en espace libre par la méthode de transmission, sur une gamme de fréquence allant de 500MHz à 6GHz. Cette méthode a été faite à l'aide d'un banc de mesure que nous avons optimisé pour des applications radiofréquences, dans la plate forme Radio test.

La deuxième partie est destinée aux mesures en propagation guidée, en utilisant une méthode basée sur une ligne micro ruban mais avec une structure modifiée. Cette étude a été faite sur une gamme de fréquence de0.5-6GHz. Suite au temps pris par les étapes de simulation et de réalisation de la méthode en espace libre, le technicien n'a pas pu terminer de fabriquer la ligne.

Donc nous avons pris les mesures sur une ligne qui a été faite par un doctorant qui travaille sur le même sujet, dans la même plate forme et avec le même professeur.

Le déroulement de la simulation et la réalisation est le même que celui en espace libre.

Les étapes vont être détaillé dans chaque partie d'étude séparément.

7. Montage du banc de mesures en espace libres

Introduction

Les mesures ont été faites à l'intérieur d'une chambre ANECHOIDE, le banc est composé de deux antennes cornet imprimées large bande entre lesquelles le matériau à tester est inséré. L'utilité de la chambre anéchoïde réside dans l'absorption de tous les trajets multiples.

Dans cette situation, le diagramme de rayonnement de l'antenne peut être mesuré en s'approchant des conditions de propagation en espace libre. Ainsi, le signal capté est dû seulement au chemin direct.

Généralement, les trajets multiples sont causés par des réflexions sur les différents obstacles existants autour de l'antenne. Pour les éviter, les six côtés de la chambre anéchoïde sont couverts par des absorbants ayant la forme pyramidale comme montre la figure (IV-1).

Ces derniers sont serrés les uns aux autres, leurs sommets sont distants de $\lambda/2$ où λ est la longueur d'onde de la plus petite fréquence mesurable dans la chambre. Alors chaque chambre anéchoïde est destinée à une bande bien limitée [39].

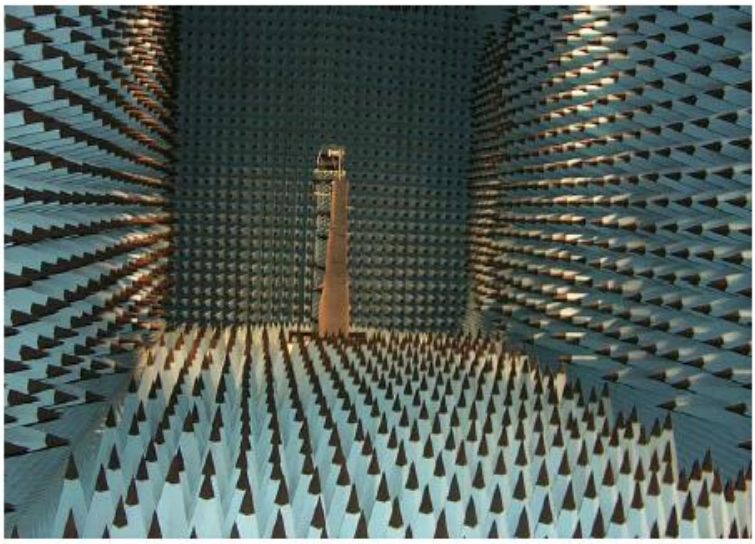




Figure IV- 1: la chambre anéchoïde et les instrument de mesure.

La caractérisation est de type Paramètres S et les mesures sont réalisées à l'aide d'un analyseur vectoriel dans la bande de fréquence 500MHz à 6GHz.

7.1. Description du dispositif utilisé

Le schéma synoptique de notre banc de mesure comporte trois parties principales:

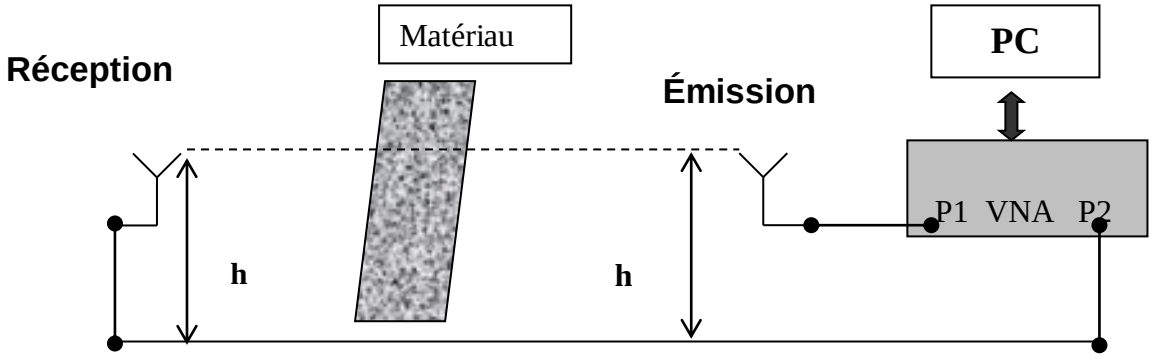


Figure IV- 2: Schéma synoptique du banc de mesure en espace libre

- La première partie est la source d'une onde plane incidente, générée par une antenne d'émission large bande, et qui assure un bon rayonnement pour cela nous avons choisi une antenne de type Vivaldi qui répond à nos besoins [40]. Cette dernière doit être reliée à son entrée à un générateur hyperfréquence (Analyseur de réseau).
- La deuxième partie est utile pour la détection d'une onde transmise à l'aide d'une antenne réceptrice, ont a pris le même type d'antenne (Vivaldi), puis transformé cette onde sous forme d'un signal ou d'un graphe qui s'affiche sur un appareil de mesure et qui est l'analyseur de réseau.

L'analyseur de réseau est l'appareil de base dans les mesures micro-ondes. En gros, il s'agit d'un voltmètre vectoriel et d'une source micro-onde combinée. Cet analyseur est capable de mesurer tant le rapport d'amplitude que le déphasage entre un signal émis et un signal réfléchi ou transmis. Il mesure donc le coefficient de réflexion ou de transmission (complexe).

L'analyseur de réseau que nous avons utilisé est de type VNA 8753D, il permet la mesure des paramètres S des dispositifs quelconques fonctionnant en très hautes fréquences. Cet analyseur fonctionne dans une bande de fréquence allant de 30Khz à 6GHz.

L'analyseur effectue un balayage entre les fréquences Fstart, Fstop et envoi une puissance bien définie à chaque fréquence. Il mesure ainsi les puissances transmises aux autres accès du dispositif.

- Une troisième partie qui est la partie d'acquisition et d'enregistrement des résultats, pour cela nous avons utilisé un PC.

7.2. Validation des antennes utilisées

L'antenne de l'émission a les mêmes dimensions et les mêmes caractéristiques que celle à la réception. Il s'agit d'une antenne imprimée de type Vivaldi, constituée d'une ligne micro ruban ou d'une ligne à fente qui s'évase progressivement comme un cornet.

Dans ce travail l'antenne basée sur une ligne micro ruban a été choisie, cette dernière a été simulée d'une façon à obtenir un bon rayonnement sur une largeur de bande de fréquence qui va de 500MHz jusqu'à 6GHz. L'antenne Vivaldi est une antenne très utile, car elle est simple à réaliser, son gain est très élevé, et elle a une large bande de fréquence [41]. La qualité du rayonnement de l'antenne est vérifiée par son diagramme de rayonnement après simulation.

La forme de l'antenne Vivaldi est représentée sur la figure (IV-3) [42].

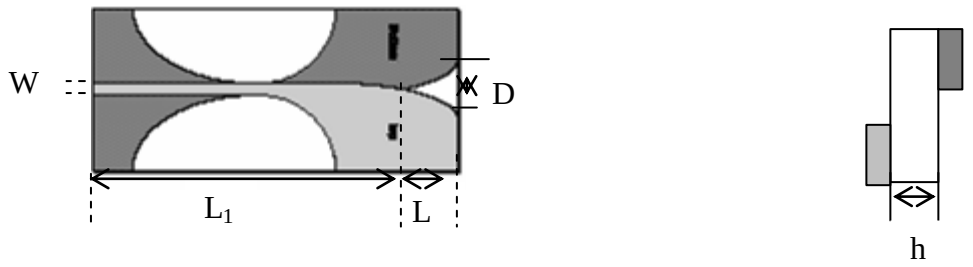


Figure IV- 3: Schéma de l'antenne Vivaldi

La courbure de l'ouverture de l'antenne suit la forme de l'équation :

$$x = (az + b) * \exp(mz).$$

La validation des antennes a été étudiée en deux grandes parties:

7.2.1. Adaptation d'entrée des antennes

7.2.1.1 Simulation d'une ligne adaptée

Elle consiste à simuler une ligne adaptée (50Ω) dans le but d'utiliser ses dimensions comme point de départ pour la réalisation des antennes cornets imprimées (l'adaptation d'entrées des deux antennes).

Le substrat sur lequel l'antenne est imprimée est l'Epoxy d'épaisseur 1.6mm et de permittivité relative égal à 4.6. Dans un premier temps nous utilisons l'air comme substrat afin de valider les logiciels.

Pour cela nous avons utilisé deux logiciels de simulation:
Linpar: logiciel de simulation 2Dimonsions qui donne les impédances pour une section droite de ligne multiconducteurs.

Ansoft Designer (Planar EM): Logiciel de circuits RF avec un module de simulation électromagnétique de circuits planaires. Ce logiciel donne les paramètres S du dispositif simulé.

- **Simulation de la ligne d'entrée avec le logiciel "LINPAR"**

le premier c'est le simulateur « LINPAR ». Nous l'avons utilisé pour l'estimation de la largeur 'W' de la ligne à utiliser pour avoir 50 Ohms.

Tel que : Zeff= 2. (Z11- Z21).

En effet ce logiciel simule cette configuration comme deux lignes couplées au dessus d'un plan de masse.

Avec:
Z11: impédance de la première ligne formée par le ruban et le plan de masse.
Z21: est l'impédance de couplage.

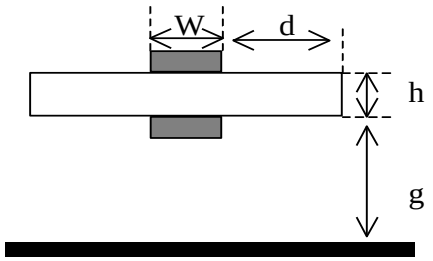


Figure IV- 4: Simulation de la ligne adaptée avec le logiciel « LINPAR »

On pose:
d = 50mm
h=1.6mm
g= 100mm

Après avoir fait l'analyse pour plusieurs valeurs de W, les résultats sont affichés dans une fenêtre. On est arrivé à trouver la matrice de l'impédance caractéristique:

$$Zc = \begin{vmatrix} 255.7 & 280.8 \\ 280.3 & 255.7 \end{vmatrix}$$

et qui donne :

Zeff = 50Ω.
Pour une valeur de :
W= 4.15mm

- **Simulation de l'antenne avec le logiciel Ansoft Designer**

Ce logiciel Linpar étant limité quant à la simulation d'un model complet d'une antenne, ces résultats ont servi comme des Input pour le deuxième simulateur utilisé « Ansoft Designer ». Nous avons simulé une ligne complète, mais cette fois ci les résultats sont représentés sous forme de courbe (S11 en fonction de la bande de fréquence utilisée).

7.2.1.2 Réalisation de la ligne adaptée

Une fois que le résultat de la simulation a été vérifié et qu'on est sur que la ligne est à 50Ω, on passe à la réalisation. On commence en un premier lieu par la réalisation de la ligne 50Ω pour effectuer des mesures d'abord sur cette ligne, voir ses résultats, puis exploiter ces résultats pour réaliser les antennes cornets.

Pour cela, nous avons utilisé un logiciel pour concevoir des circuits imprimés «ARES6 Professional» .La figure suivante illustre la forme de la ligne et ses dimensions.

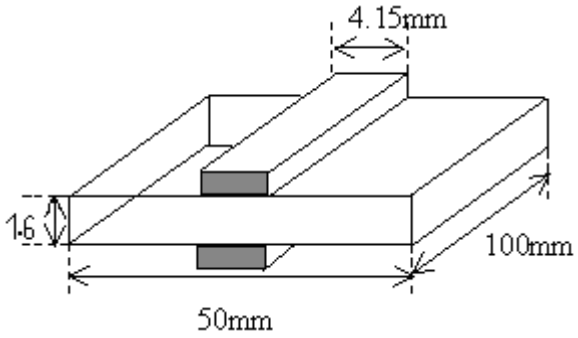


Figure IV- 5: ligne adaptée imprimée

7.2.1.3 Connecteurs / transitions en hyperfréquences

Un connecteur est utilisé afin de faire passer le signal entre deux lignes de transmission de géométries différentes. Le connecteur ne participe pas à la fonction réalisée par le circuit, il ne sert que de transition. En effet, les défauts de positionnement ou de soudure lors de la réalisation de la transition rajoutent des discontinuités et favorisent les pertes (rayonnement, désadaptation du système)[19].

Après avoir conçu la ligne, il faut la tester. Dans l'objectif de réaliser des mesures, les câbles coaxiaux et les systèmes de connexion ont été développés afin de fonctionner dans le domaine hyperfréquence.

Afin de pouvoir tester l'antenne, on la relie à des connecteurs de type SMA ou 2,92mm, cela facilite la liaison avec les appareils de mesure.

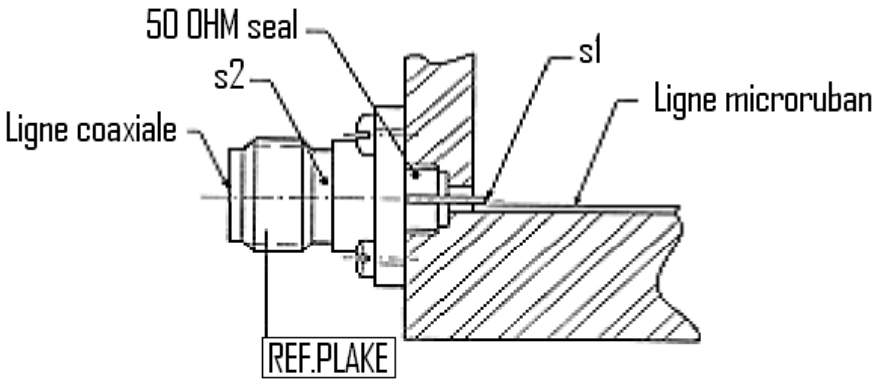


Figure IV- 6: Exemple de transition coaxiale/microruban via un connecteur

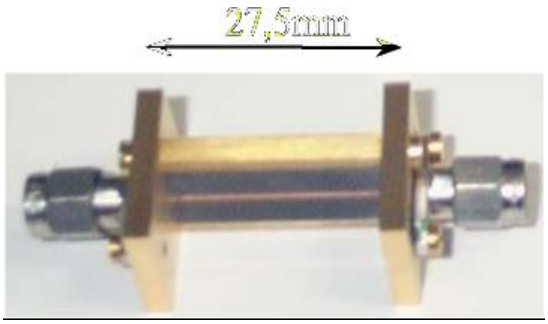


Figure IV- 7: Exemple d'une ligne micro ruban reliée à ses deux extrémités par des connecteurs SMA

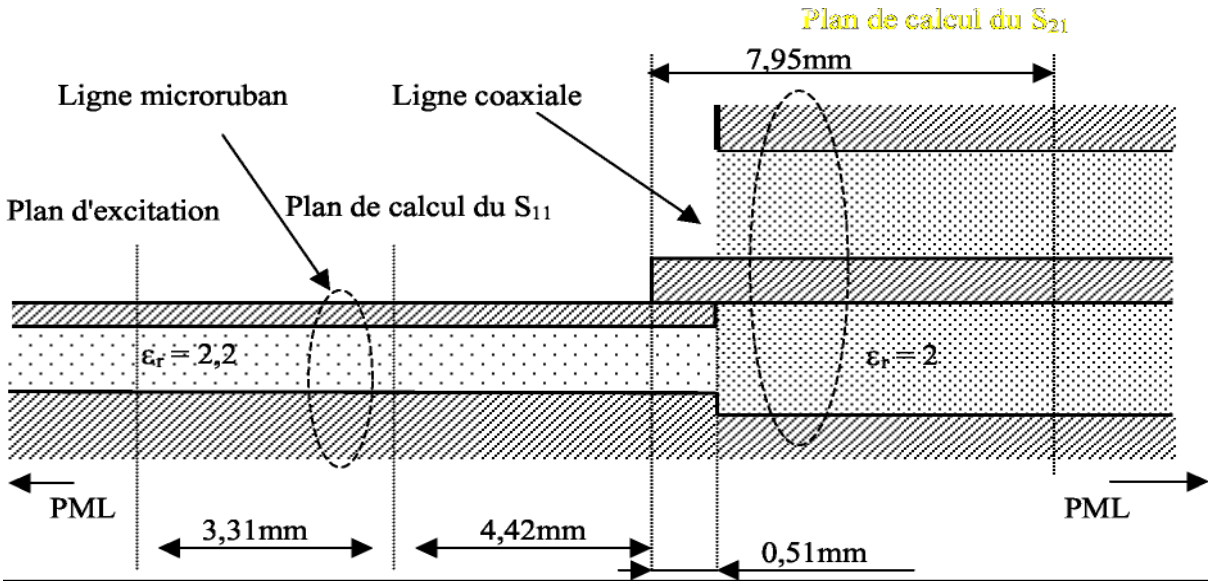


Figure IV- 8: Exemple pour la transition, vue en coupe, les lignes sont dans le même axe.

7.2.1.4 Mesure de la ligne adaptée

Avant d'utiliser l'analyseur de réseau, il est nécessaire de le calibrer afin de tenir compte de la propagation des signaux dans les divers éléments qui ne font pas parti de la mesure. Dans la mesure en espace libre seule le coefficient de transmission est pris en considération.

7.2.1.5 Mesure de la transmission dans la ligne (50Ω)

Après avoir simulé la ligne 50Ω, on doit vérifier la transmission en branchant les deux connecteurs de la ligne sur le port d'entrée et de sortie de l'analyseur de réseau et nous obtenons le résultat représenté sur la figure (IV- 9) :

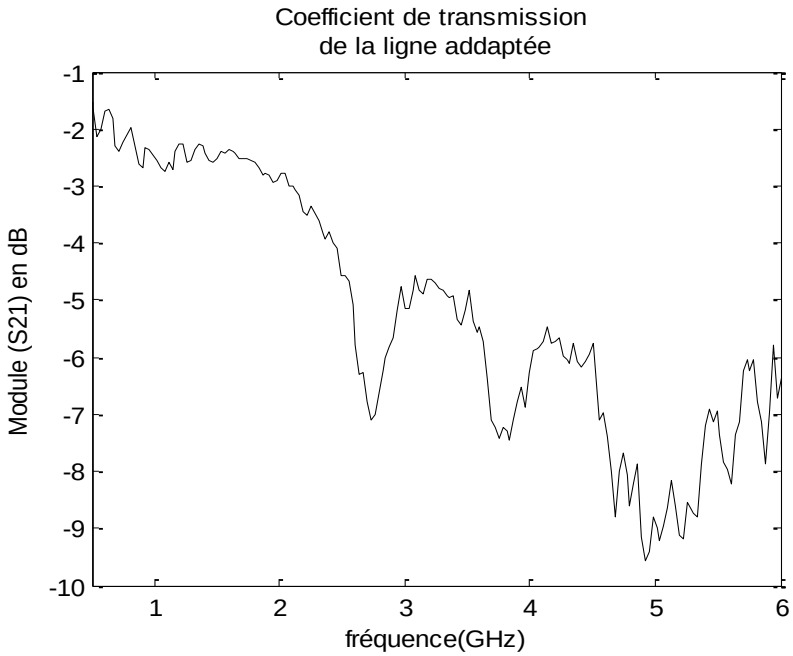


Figure IV- 9: Courbe du coefficient de transmission de la ligne

Les pertes d'insertion sont de l'ordre de 1,6dB vers 630MHz. Ce résultat est tout à fait satisfaisant puisque cela ne représente que 0,8dB de perte par connecteur.

Maintenant qu'on a vérifié que la transmission est bonne. On va utiliser deux antennes cornets dont leurs entrées sont adaptées. Pour cela ont doit prendre les mêmes dimensions que celles de la ligne50Ω. (Les entrées des cornets ont les même dimensions que la ligne étudiée pour les adapter à 50Ω).Et cela pour effectuer une mesure en espace libre, puis insérer des plaques de différents matériaux entre ces deux antennes et extraire des paramètres « S» à l'aide du VNA pour en déduire les paramètres εr et l'angle des pertes.

7.3. Montage du banc de mesures à l'intérieur de la chambre anéchoïde

Pour pouvoir mettre les cornets à distance, on doit ajouter des câbles coaxiaux ce qui nécessite un autre calibrage le même que le premier mais les résultats sont différents. Cette fois ci on trouve des pertes dues aux câbles rajoutés.

Une fois qu'on place les cornets, une comme émettrice sur le port (1) d'entrée, l'autre comme réceptrice sur le port (2) de sortie, et de les espacer d'environ 200mm on fait l'analyse suivante:

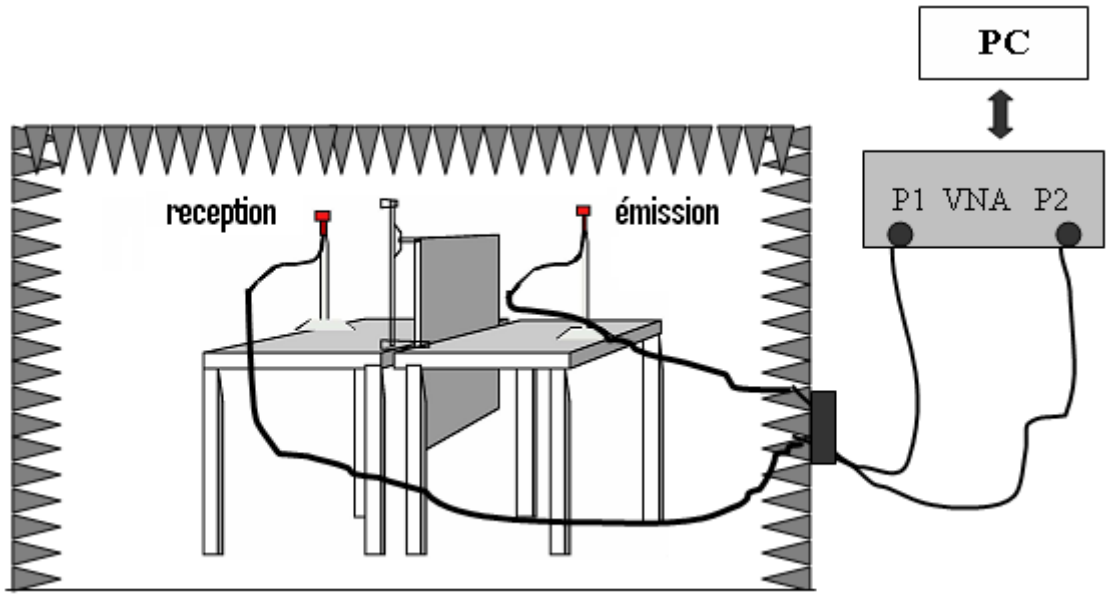


Figure IV- 10: Montage de mesure

Après avoir terminé le montage de l'expérience, sans avoir oublié de refaire le calibrage ; puisqu'on a rajouté d'autre câble dans la chambre anéchoïde. On relie l'analyseur à un PC en utilisant un connecteur de réseau de type GPIB, On glisse à chaque mesure un matériau différent, on fait l'enregistrement et l'acquisition à l'aide d'un logiciel appelé « VNA-S2P03-06-04 » réalisé à la plate forme Radio test et qui est installé sur le PC.

7.4. Mesures des paramètres (S)

Après avoir terminé avec le calibrage, on branche les ports de l'analyseur de réseau sur le montage. On glisse les matériaux un après l'autre entre les deux antennes, bien sûr en enregistrant à chaque fois l'acquisition du logiciel de chaque matériau placer .

A la fin de ces mesures, nous avons des résultats sous forme de Matrice des paramètres S enregistrés sous forme de fichiers textes.

Pour tracer les courbes de ces résultats, on utilise un programme en Matlab qui se trouve dans l'annexe. Nous obtenons les courbes qui montrent les paramètres S en fonction de la fréquence.

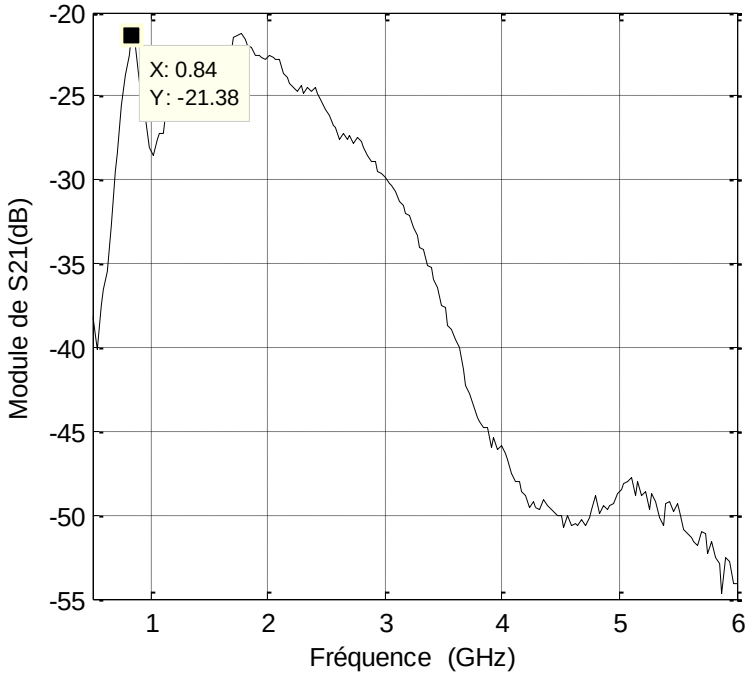


Figure IV- 11: Module du coefficient de transmission S21 en fonction de la fréquence à l'air libre

D'après le coefficient de transmission on peut savoir la valeur maximal de la puissance qui a traversé le diélectrique et à partir de laquel nous pouvons extraire la permittivité relative. Comme indique la Figure(IV- 11) nous avons (21.38dB) à la fréquence 840MHz.

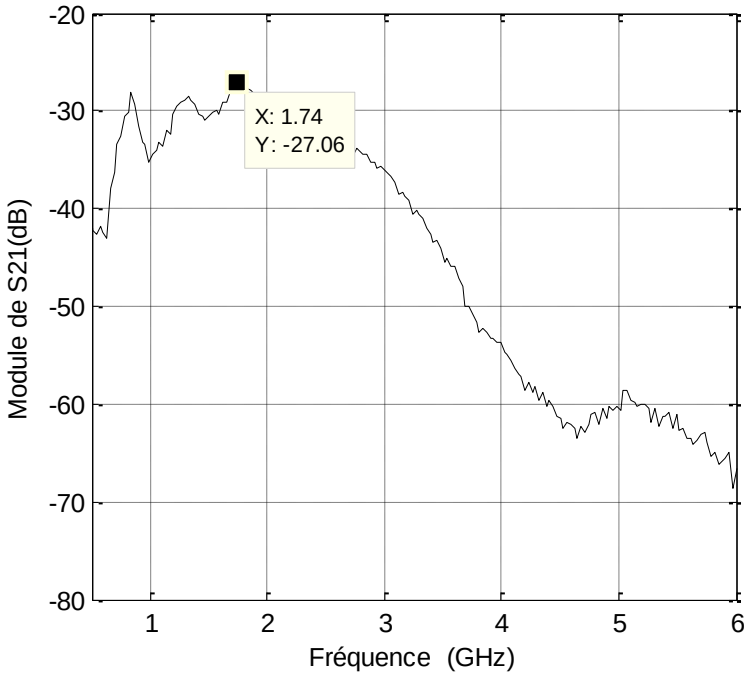


Figure IV- 12: Module de S21 en fonction de la fréquence en insérant une plaque de Bakélite avec e=1mm.

Après avoir inséré le matériau, nous avons remarqué que la puissance s'est atténuée par rapport à celle en espace libre. La fréquence de résonance aussi elle a changé, le maximum est obtenu à une fréquence de 1.74 GHz et qui vaut -27.06 dB.

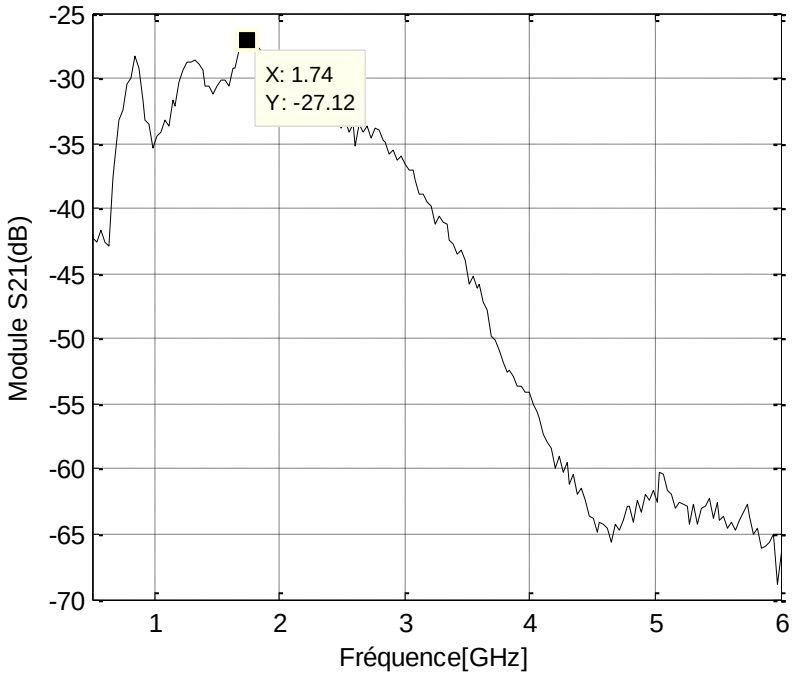


Figure IV- 13: Module de S21 en fonction de la fréquence en insérant une plaque de fibre de verre avec résine e=4.34mm.

Cette courbe est presque la même que celle du Bakélite, pour 1.74GHz nous avons une puissance transmise de 27.12dB.

D'ici nous avons constaté qu'une fois l'onde incidente est en face à un objet, la puissance transmise est atténuée suivant le type de matériau.

Nous avons placé un métal entre les deux antennes, on a vu que la puissance est devenue presque nulle.

7.5. Extractions de la permittivité relative des matériaux

Une fois qu'on a abouti à ces résultats, on peut extraire la permittivité relative en construisant un programme en Matlab. Ce dernier doit accumuler, toutes les équations mathématiques qui relient cette permittivité à nos résultats ; aux paramètres S obtenus.

La matrice de dispersion (III-70) traduisant la propagation à travers la section de matériau délimitée par les abscisses z1 et z2 est donc :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ c_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & e^{-jkd} \\ e^{-jkd} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1 \\ b_2 \end{bmatrix}$$

On peu tiré la valeur de K qui est :

$$K=(j/d).\ln(S21) \qquad \text{(IV-1)}$$

D'après l'équation (*II*-59), on obtient :

$$\varepsilon_r(\omega) = (K/\ K_0)^2 \qquad \text{(IV-2)}$$

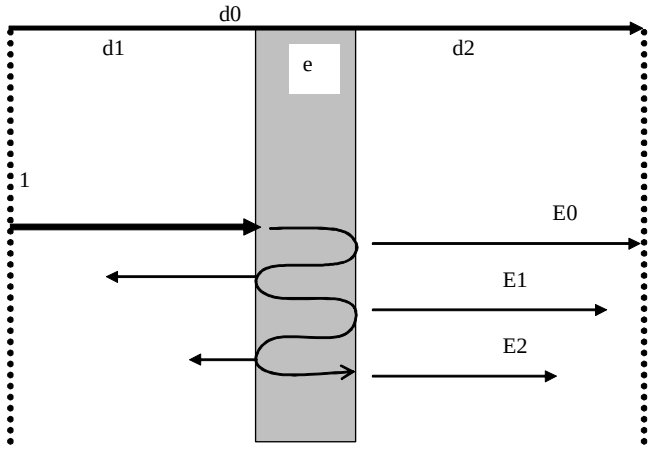


Figure IV- 14 : Propagation à travers un slab diélectrique

La mesure de transmission sans matériau permet d'éliminer le coefficient de phase constant.

La mesure avec le matériau permet de calculer la permittivité à partir de la phase ou du module.

Suite à un développement des équations généralisées en électromagnétique [42] nous avons constaté qu'il est préférable de faire l'analyse avec le module du coefficient de transmission.

Après avoir mis ces deux équations dans un programme Matlab ; qui se trouve dans Annexe D. on obtient les courbes des permittivités de chaque matériau utilisé.

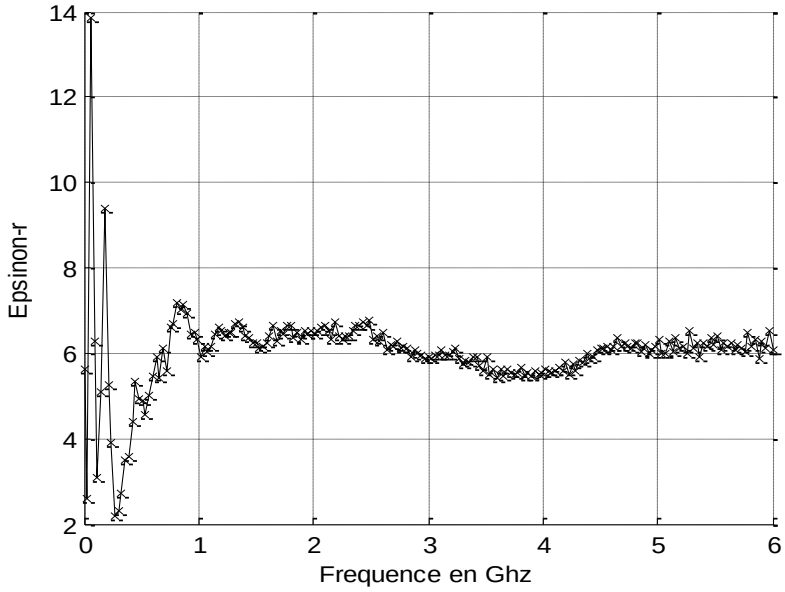


Figure IV- 15: La permittivité relative d'une plaque de Bakélite Avec e=1mm en fonction de la fréquence.

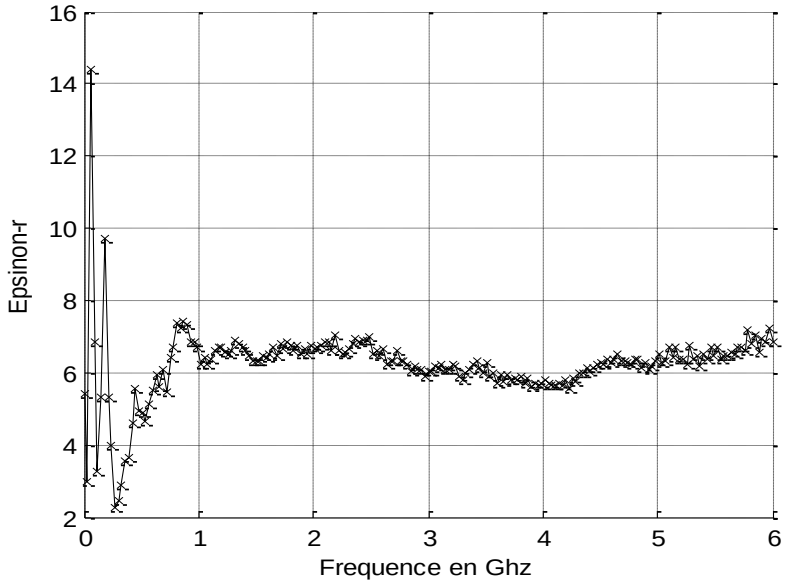


Figure IV- 16: La permittivité relative d'une plaque en fibre de verre avec résine e=4.34mm en fonction de la fréquence.

8. mesures en espace guidé en utilisant une structure basée sur la ligne micro ruban

Introduction

L'évolution considérable de la microélectronique a mis en évidence de nouveaux besoins en matériaux diélectriques de très haute permittivité (high-k).

Du fait de leur permittivité élevée, ces matériaux peuvent être aussi de très bons candidats pour d'autres applications en hyperfréquences surtout si leurs pertes diélectriques sont faibles.

Une nouvelle application d'antennes miniatures réalisées sur ces matériaux high-k et destinées à un nouveau concept d'interconnexions sans fils.

Une bonne utilisation de ces matériaux nécessite une parfaite connaissance de leurs caractéristiques diélectriques. Pour se faire, une méthode rigoureuse de caractérisation de ces matériaux a été mise en place [43], et que nous avons utilisée pour caractériser nos matériaux.

Nous présentons dans cette partie une technique d'extraction de la permittivité ε_r et de la perméabilité μ_r de matériaux high-k à partir de mesures de lignes de transmission planaires.

8.1. Principe de la méthode d'extraction :

Le principe de la méthode proposée est schématisé en figure (IV- 17).

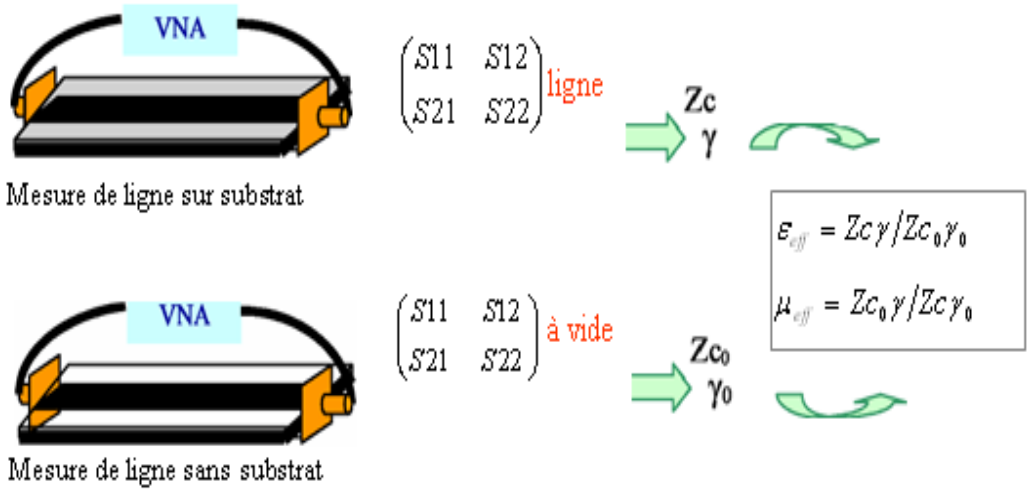


Figure IV- 17: Schéma de principe de la méthode d'extraction proposée.

Le principe repose sur la mesure des paramètres S d'une ligne planaire déposée sur le substrat à caractériser. En plus de la mesure de la ligne sur substrat, une deuxième mesure de ligne à vide est nécessaire (figureIV-17) [45].Cette méthode, nous renseigne aussi sur les angles de pertes diélectrique $tg\delta_E$ et magnétique $tg\delta_M$ dans le substrat. Cette méthode est très rigoureuse [15], mais dans notre cas nous avons remplacé le ruban « w » par un conducteur central de diamètre intérieur d=3mm, d'un diamètre extérieur D=4mm et d'une longueur l=110mm.

Il existe de nombreux guides creux à sections, non rectangulaires. Les plus répondus ont une section circulaire ou elliptique. Leur étude est analogue à celle du guide à section rectangulaire et les résultats voisins, même si mathématiquement elle est plus laborieuse. On montre que tous ces guides ont une fréquence de coupure, dès lors que leur section transversale est simplement connexe. On obtient une estimation de cette fréquence, à partir de la relation de dispersion, en remplaçant la longueur d'onde de coupure λ_c par le diamètre D de la section [14] :

$$\omega^2 = \frac{c^2}{\varepsilon_r}(k_z^2 + k_c^2)$$

Avec : $k_c = \frac{2\pi}{\lambda_c} \approx \frac{2\pi}{D}$

D'où : $f_{\min} = \frac{\omega_{\min}}{2\pi} = \frac{ck_c}{2\pi\varepsilon_r^{1/2}} et f_{\min} \frac{c}{\varepsilon_r^{1/2} D}$

Pour D=10cm, fonctionnant dans l'air $(\varepsilon_r \approx 1)$, $f_{\min} = 3GHz.$

8.2. Extraction des paramètres

Les mesures ont été réalisées avec l'analyseur vectoriel 8720, qui permet d'obtenir les paramètres [S] de la structure à caractériser. Par ailleurs, l'application des formules liant la matrice [S] et les constantes secondaires d'une ligne de transmission est la base de notre méthode [18].

$$\mu_R^* = \frac{\gamma^* Z_c^*}{\gamma_0^* Z_{c0}^*}$$

$$\varepsilon_R^* = \frac{\gamma^* Z_{c0}^*}{\gamma_0^* Z_c^*}$$

$$\gamma^* = \frac{1}{l}\ln\left(A^* \pm \sqrt{A^{*2} - 1}\right)$$

$$A^* = \frac{\left(1 - S_{11}^*\right)\left(1 + S_{22}^*\right) + S_{21}^* S_{12}^*}{2 \cdot S_{12}^*}$$

$$Z_c^* = 50\sqrt{\frac{\left(1 + S_{11}^*\right)\left(1 + S_{22}^*\right) + S_{21}^* S_{12}^*}{\left(1 - S_{11}^*\right)\left(1 - S_{22}^*\right) - S_{21}^* S_{12}^*}}$$

Le matériau à caractériser étant directement mis dans la structure, ces constantes sont obtenues par les relations suivantes [45] :

$$Z_c^* = Z_n \sqrt{\frac{\left(1+S_{11}^*\right)\left(1+S_{22}^*\right)+S_{21}^* S_{12}^*}{\left(1-S_{11}^*\right)\left(1-S_{22}^*\right)-S_{21}^* S_{12}^*}}$$

$$\gamma \cdot l = \cosh^{-1}\left(\frac{\left(1+S_{11}^*\right)\left(1-S_{22}^*\right)+S_{12}^* S_{21}^*}{2 \cdot S_{21}^*}\right)$$

Pour extraire la permittivité et la perméabilité effective, on utilise les relations suivantes[46]:

$$\varepsilon_{eff}^* = \frac{\gamma_{mat}^* Z_{air}^*}{\gamma_{air}^* Z_{mat}^*} \qquad \mu_{eff}^* = \frac{\gamma_{mat}^* Z_{mat}^*}{\gamma_{air}^* Z_{air}^*}$$

Notre étude est consacrée aux propriétés des diélectriques seulement, pour cela on ne prend que les équations concernant la permittivité relative.

Avec les équations qu'on a jusqu'à présent, nous devons rajouter des équations qui relient la permittivité effective à la permittivité relative.

Dans le chapitre deux, nous avons donné une étude détaillée sur la ligne micro ruban. Et delà nous allons tirer que les équations demandées, tel que :

Sachant que : $\frac{W}{h} \geq 1 \Rightarrow a = \left(1+12\frac{h}{W}\right)^{-1/2}$ alors, on peut démontrer que :

$$\varepsilon_r = \frac{2.\varepsilon_{eff} + a - 1}{1+a}$$

Par déduction, on a :

$$\mathrm{Re}(\varepsilon_r) = \frac{2.\varepsilon_{eff}^{'} + a - 1}{1+a} \quad \text{et} \quad \mathrm{Im}(\varepsilon_r) = \frac{2.\varepsilon_{eff}^{''}}{1+a}$$

$$Tan\delta_e = \frac{\varepsilon_r^{''}}{\varepsilon_r^{'}}$$

Avec ces équations nous avons construit un programme en Matlab, qui nous a aidé à trouver les courbes des résultats de cette méthode.

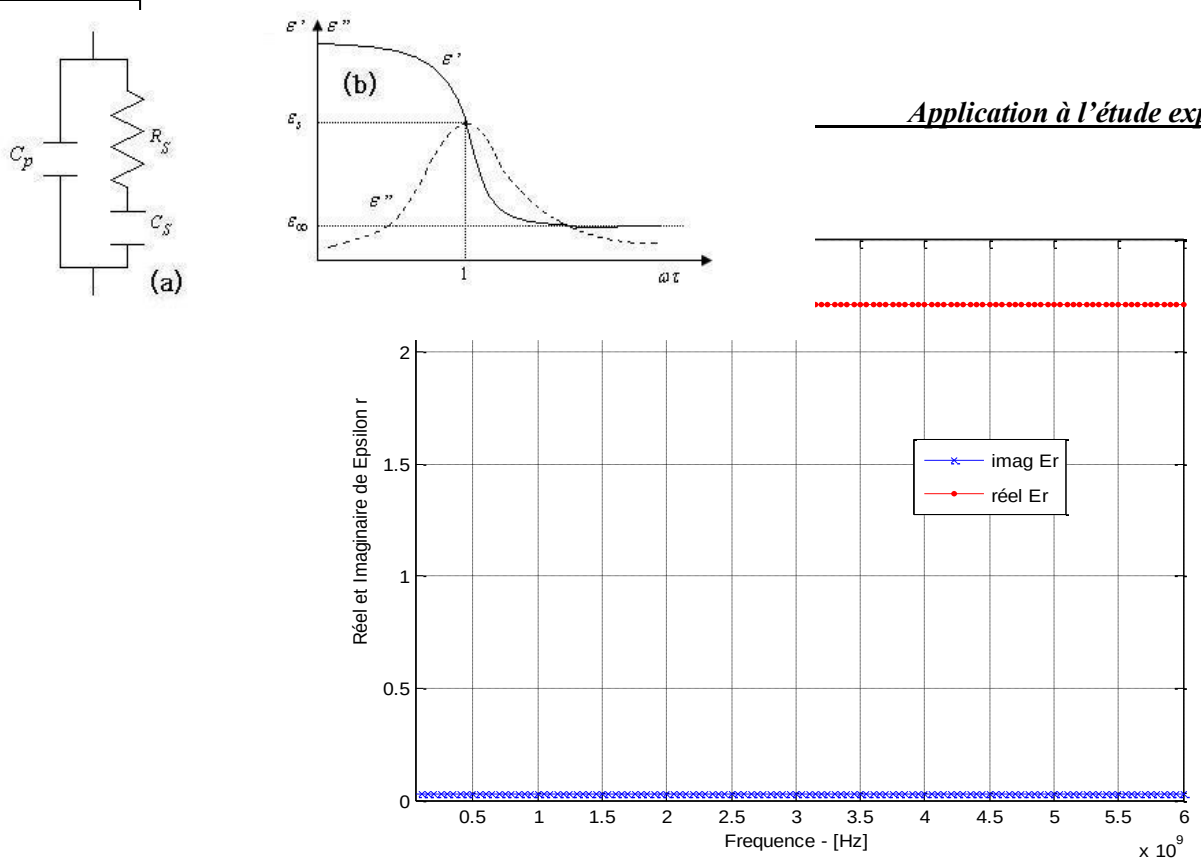


Figure IV- 18: Partie réel et imaginaire de la permittivité relative du Téflon

Cette courbe nous montre que ε" est presque nul ce qui implique que les pertes diélectriques sont nulles.

Avantages de la méthode

Simplicité et facilité de la méthode dans la caractérisation du matériau avec une erreur qui est autour de 5%.

Extraction possible pour des matériaux ayant une épaisseur allant jusqu'à 100µm pour cette monture.

Les discontinuités sont bien corrigées, mais il faut utiliser des structures de lignes ayant un conducteur central assez long pour éviter d'obtenir des résultats erronés.

Grande couverture de la bande de fréquence, mais en utilisant seulement des structures aux longueurs des conducteurs assez grandes (longueur des discontinuités près de 10% de la longueur centrale).

Possibilité d'extraire des matériaux ayant des pertes diélectriques allant jusqu'à 5.10^{-3}. C'est une très bonne chose.

Possibilité de corriger ou de dissocier les pertes par conduction d'avec les pertes du diélectrique (cas de l'air seulement).

Elle nous renseigne sur le niveau que l'on peut atteindre pour extraire la tangente des pertes diélectriques sur une certaine mesure.

Elle nous renseigne sur le fait de réaliser des montures de tout type, mais pas celle qui est totalement couverte, c'est à dire, ayant le comportement d'une cavité raisonnante pratiquement.

Utiliser des largeurs de ligne de la taille du μ_m permet d'aller au-delà de 10GHz.