

N°d'ordre :26/2008-M/PH

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche scientifique
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENE
«U.S.T.H.B»

Faculté de Physique



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

EN : PHYSIQUE

Spécialité : Matériaux & Composants

Par : **Melle: KERMI Samia**

Sujet :

**ETUDE DES MELANGES D'ALCOOLS PAR ANALYSE
FREQUENTIELLE**

Soutenu le : 23/06/2008, devant le Jury composé de :

Mr. H.DJELOUAH.	Professeur, USTHB.	Président.
Mr. A. SOUALMIA.	Professeur, USTHB.	Directeur de Thèse.
Mr. S.SEBIH.	Professeur, USTHB.	Examineur.
Mr. N.HAINE.	Maître de conférence, USTHB.	Examineur.
Mr. D.BARAMA.	Maître de conférence, USTHB.	Examineur.

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

Dédicaces

A ma mère, mon père,

A mes frères et sœurs,

A ma belle sœur et beaux frères

A mes nièces et neveux

A toute ma famille

A tous ceux qui me sont chers.

Je dédie ce travail.

Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein du laboratoire de Physique des Matériaux « Equipe spectroscopie diélectrique » de la Faculté de Physique U.S.T.H.B.

En tout premier lieu, je remercie ALLAH le tout puissant de m'avoir donné courage, patience et force durant toutes ces années d'étude.

Je remercie chaleureusement Monsieur A.SOUALMIA. Professeur à l'U.S.T.H.B, pour m'avoir proposé ce sujet et pour tous les efforts qu'il a consentis pour la correction de cette thèse.

Mes vifs remerciements vont à Monsieur H.DJALOUAH, professeur à l'U.S.T.H.B, pour avoir accepté la présidence du jury de cette thèse.

Je remercie Monsieur N. HAINE ; Maître de Conférence à l'U.S.T.H B, Monsieur D. BARAMA, Docteur à l'U.S.T.H.B et Monsieur S. SEBIH, Professeur à l'U.S.T.H.B pour avoir accepté de participer au jury.

Je tiens également à remercier Melle F. DERBIL, Ingénieur d'état en biologie au L.N.C.P.P pour les échantillons qu'elle m'a procurés. Je n'oublierai pas de citer notamment Melle B.ALILI, Docteur à l'U.S.T.H.B pour son aide, Mr. F.AMMARI et Mr. D.SEMAM pour leur disponibilité et leur gentillesse.

Je tiens enfin à remercier mes collègues de l'équipe de spectroscopie diélectrique: C.A.GUERBI, R.SAOUD, SAMIA, ABLA, KARIMA, OUIZA, ainsi que mes amies de la faculté de physique : Faiza, Chahra, Sihem, Zahra, Wahiba, Sonia, Assia... et tous ceux qui m'ont aidée de près ou de loin pour réaliser ce travail.

SOMMAIRE



SOMMAIRE

Introduction	1
--------------------	---

CHAPITRE 1 : PROPRIETES DIELECTRIQUES DE LA MATIERE 3

I.1- Introduction	3
I.1.a. Effets de la polarisation électronique_.....	3
I.1.b.Effets de la polarisation atomique_	4
I.1.c.Effets de la polarisation dipolaire (ou d'orientation).....	4
I.2- Relation entre grandeurs macroscopiques et paramètres moléculaires.....	5
I.3- Relaxation diélectrique.....	9
I.3. a -Cas d'un seul temps de relaxation (modèle de Debye)	9
I .3.b- Cas d'une distribution des temps de relaxation	12
I.3-c.Cas de milieux diélectriques légèrement conducteurs	16
I.4-Les lois de mélanges	18
I.4 1-Formalisme de Reynolds et Hoogh	19
I.4 2-Loi Bruggman	19
I.4 3-Loi de Looyenga	20
I.4.5- Loi de Brichack	20
I.4.6-Loi de Bottcher.....	21

CHAPITRE II : PROPAGATION D'ONDES ELECTROMAGNITIQUES. DANS LES LIGNES DE TRANSMISSION.....22

II.1- Introduction.....	22
II.2- Constantes localisées et constantes réparties	22
II.3- Equations de propagation	24
II.4- Cas d'une ligne sans pertes.....	25

II.6- Propagation d'une onde sinusoïdale dans une ligne de transmission	
de transmission.....	25
II.7- Ligne fermée sur une impédance quelconque.....	27
II.7.1- Coefficient de réflexion	27
II.7.2- Expression de l'impédance en un point quelconque de la ligne	28
*Cas particuliers.....	29
➤ Cas d'une ligne court-circuitée	29
➤ Cas d'une ligne ouverte	29
➤ Cas d'une ligne adaptée.....	30
II.8- Configuration ligne adaptée.....	30
1-ligne court-circuitée	32
2-ligne ouverte	32
3-ligne adaptée.....	32

CHAPITRE III : TECHNIQUES DE MESURE ET METHODES UTILISEES POUR LA DETERMINATION DE LA PERMITTIVITE DIELECTRIQUE 34

III.1-Introduction	34
III.2-Methodes de non-resonance	34
III.2.1.a Méthode de la première réflexion	34
III.2.1.b Méthode de la réflexion totale	35
III.3 -Méthodes de résonance	37
III.2. 2 a Méthode du Q-mètre	37
III.2. 2 b Cavité résonante	37

CHAPITRE IV : LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL 38

IV.1- Introduction	38
IV-2- L'analyseur d'impédance HP4191A.....	38
IV.2.1-Principe de mesure	38
IV.3- Formules de conversion	40
IV.4-Calibration de l'analyseur	41
• Calibration avec le court circuit (0Ω)	44

• Calibration avec circuit ouvert ($\infty \Omega$)	44
• Calibration avec charge adaptée (50Ω).....	45
IV.5- Montage expérimental et mode opératoire.....	45
IV.6-La cellule de mesure.....	48
 CHAPITRE V : RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION.....	49
 V. I- Introduction	49
Préparation des mélanges.....	49
V.2- Calibration de l'analyseur d'impédance	49
V.3- Résultats et discussions.....	50
V.3.1- Mesures sur les échantillons étalons.....	50
V.3.2- Mesure sur les alcools purs.....	53
1-le Méthanol.....	53
2-l'Ethanol	55
3-le Propanol.....	56
4-le Butanol.....	58
5-le Pentanol	59
V.3.3- Mesures sur les mélanges binaires d'alcools.....	64
V 4- Essai d'interprétation	86
CONCLUSION	91
 BIBLIOGRAPHIE.....	93

INTRODUCTION



INTRODUCTION

L'utilisation très large des mélanges dans divers domaines a permis le développement de nombreuses techniques de mesures destinées à l'étude de leurs propriétés physico-chimiques et de l'orienter vers des caractérisations spécifiques telles que mécaniques, thermiques, diélectriques, etc. [1-3]

L'objectif de notre travail consiste en la détermination de la permittivité complexe $\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon''$ et la fréquence de relaxation de matériaux diélectriques en utilisant la méthode fréquentielle. Cette dernière constitue un outil précieux pour l'étude du comportement diélectrique des liquides aussi bien que celui des solides.

La caractérisation diélectrique des matériaux dans le domaine des hautes fréquences peut être abordée selon deux techniques, la technique fréquentielle et la technique temporelle.

Dans les techniques fréquentielles, le matériau testé est soumis à un champ sinusoïdal de fréquence f , la réponse à ce champ permet la connaissance des caractéristiques du matériau à cette fréquence. Parmi ces techniques, nous citons en exemple la technique des cavités résonnantes dans le domaine des micro-ondes [4], le Q-mètre dans le domaine des fréquences radio [5,6] et le pont général radio dans le domaine des basses fréquences [4].

Dans notre laboratoire de « Spectroscopie Diélectrique », les deux dernières techniques ont été déjà utilisées. Ces méthodes ont permis dans leur temps l'obtention d'assez bons résultats [6,7].

Les techniques temporelles sont apparues au début des années 70 [8]. Elles étaient connues sous le nom de «Spectroscopie en domaine de temps » ou «SDT». Plusieurs auteurs se sont intéressés à ces techniques pour la caractérisation des milieux diélectriques [9,10]. Leur principe consiste à faire propager dans une ligne à air coaxiale un échelon de tension de temps de montée très bref de l'ordre de 35 ps et d'en étudier les réflexions qu'il peut y avoir sur un matériau placé dans cette ligne ; la réponse obtenue est temporelle. Le passage au domaine fréquentiel se fait à l'aide de la transformée de Fourier [9,10].

Notre mémoire comporte cinq chapitres :

Le premier est consacré à l'interaction de l'onde avec la matière où nous rappelons quelques notions de base sur la polarisation de la matière et le phénomène qui en découle.

Dans le second chapitre, nous introduisons les bases théoriques de la propagation des ondes électromagnétiques dans les lignes de transmission.

Nous développons dans le troisième chapitre, une analyse des différentes techniques de mesure utilisées pour la caractérisation diélectrique des matériaux.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons le dispositif expérimental que nous avons utilisé pour déterminer les paramètres diélectriques des matériaux et des mélanges.

Enfin, dans le cinquième chapitre, les résultats expérimentaux des alcools et leurs mélanges sont présentés, discutés et comparés à certains des résultats trouvés dans la littérature issus des lois de mélanges.

Nous achevons notre travail par une conclusion générale.

CHAPITRE I

PROPRIÉTÉS DIÉLECTRIQUES DE LA MATIÈRE

Chapitre I

PROPRIETES DIELECTRIQUES DE LA MATIERE

I.1 INTRODUCTION

La caractérisation diélectrique des matériaux est basée sur l'étude de l'interaction onde-matière qui se traduit principalement par la polarisation en présence d'un champ électrique. Le phénomène de la polarisation englobe trois principaux processus que nous rappelons ci-dessous

I.1.a. Effets de la polarisation électronique

La polarisation électronique $\vec{P}_e$ se manifeste par suite du déplacement de la position moyenne des électrons de chaque atome au moment de l'application du champ électrique $\vec{E}$.

En l'absence de champ électrique, le moment dipolaire de l'atome est nul.

Sous l'action d'un champ électrique, les centres de gravité du nuage électronique et du noyau se séparent, créant ainsi un moment dipolaire induit et une polarisation induite ayant pour valeur [11-13]:

$$\vec{P}_e = N \vec{\mu}_e \quad (I.1)$$

Où :

$$\vec{\mu}_e = \alpha_e \vec{E}_L \quad (I.2)$$

D'où :

$$\vec{P}_e = N \vec{\mu}_e = N \alpha_e \vec{E}_L \quad (I.3)$$

Où

$\vec{E}_L$: Le champ local agissant au niveau de l'atome

α_e : Polarisabilité électronique

$\vec{\mu}_e$: Moment dipolaire

N : Nombre de dipôles par unité de volume.

I.1.b.Effets de la polarisation atomique

La polarisation atomique est provoquée par les déplacements d'un atome par rapport à ceux qui l'entourent dans un cristal ionique, créant ainsi un moment dipolaire ayant pour expression :

$$\vec{\mu}_a = \alpha_a \vec{E}_L \quad (I.4)$$

Où $\vec{E}_L$ est le champ local agissant au niveau de la molécule et α_a la polarisabilité atomique. La polarisation atomique est alors donnée par :

$$\vec{P}_a = N \alpha_a \vec{E}_L \quad (I.5)$$

Les deux types de polarisations (polarisation électronique et polarisation atomique) constituent ce que l'on appelle la polarisation induite:

$$\vec{P}_i = \vec{P}_e + \vec{P}_a = N \alpha_i \vec{E}_L \quad (I.6)$$

Où $\alpha_i = \alpha_e + \alpha_a$ est la polarisabilité totale.

I.1.c.Effets de la polarisation dipolaire (ou d'orientation)

La polarisation dipolaire apparaît dans les milieux à molécules polaires possédant des moments dipolaires permanents comme l'exemple de la molécule d'eau et de nombreux alcools primaires [13].

En l'absence de champ, les dipôles permanents sont orientés aléatoirement de sorte que le moment dipolaire résultant ait une valeur moyenne nulle.

En présence d'un champ extérieur, les dipôles permanents auront tendance à s'orienter dans la même direction que celle du champ, le moment dipolaire prend alors une valeur moyenne $\bar{\mu}$ selon la distribution de Boltzmann [11, 12,14]:

$$\bar{\mu} = \frac{\mu^2}{3KT} \vec{E}_L \quad (I.7)$$

Où

$K=1,38.10^{-23}$ J/K est la constante de Boltzmann,

T : la température absolue du milieu considéré,

μ : moment dipolaire permanent d'une molécule.

L'expression de la polarisation dipolaire $\bar{P}_\mu$ est donnée par [11, 12,14]:

$$\bar{P}_\mu = N \frac{\mu^2}{3KT} \vec{E}_L \quad (I.8)$$

I.2. RELATION ENTRE GRANDEURS MACROSCOPIQUES ET PARAMETRES MOLECULAIRES

La polarisation totale est la somme des deux polarisations induite et dipolaire

$$\vec{P} = \vec{P}_i + \vec{P}_\mu \quad (I.9)$$

Un matériau diélectrique se polarise lorsqu'on lui applique un champ électrique à cause du déplacement en sens opposés des charges positives et négatives. Plus précisément, le vecteur $\vec{P}$, moment dipolaire par unité de volume, et la permittivité sont liés par la relation macroscopique [12,15] :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 (\varepsilon_r - 1) \vec{E} \quad (I.10)$$

Où ε_0 est une constante qui vaut $8.25 \cdot 10^{-12}$ F/m et ε_r la permittivité relative du matériau considéré.

En désignant par ϵ_s et $\vec{P}_s$ respectivement, la permittivité relative statique et la polarisation à très basses fréquences et par ϵ_∞ et $\vec{P}_\infty$ respectivement celles mesurées à très hautes fréquences, on peut écrire :

$$\vec{P}_s = \vec{P}_i + \vec{P}_\mu = \epsilon_0(\epsilon_s - 1)\vec{E} \quad (I.11)$$

$$\vec{P}_\infty = \vec{P}_i = \epsilon_0(\epsilon_\infty - 1)\vec{E} \quad (I.12)$$

En combinant les relations (I.11), (I.12) et (I.8), il vient :

$$(\epsilon_s - \epsilon_\infty) = \frac{N \mu^2}{3 \epsilon_0 K T} \quad (I.13)$$

Dans le cas où les dipôles interagissent entre eux (cas des phases condensées), il n'est plus possible de confondre le champ macroscopique $\vec{E}$ avec le champ local $\vec{E}_L$, ce dernier étant égal à la somme du champ macroscopique et du champ microscopique. On peut alors écrire [11,16] :

$$\vec{E}_L = \vec{E} + \vec{E}' \quad (I.14)$$

Où:

$$\vec{E}' = \frac{\vec{P}}{3 \epsilon_0} \quad (I.15)$$

$\vec{E}_L$: Champ local,

$\vec{E}$: Champ macroscopique,

$\vec{E}'$: Champ microscopique créé par toutes les charges du matériau.

Ces deux relations entraînent :

$$\vec{E}_L = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3 \epsilon_0} \quad (I.16)$$

En introduisant (I.11) dans (I.16), on trouve :

$$\vec{E}_L = \frac{\epsilon + 2}{3} \vec{E} \quad (I.17)$$

A partir de (I.8), (I.11) et (I.12), et en tenant compte de (I.17), on obtient [11.12] :

$$\epsilon_s - \epsilon_\infty = \left(\frac{(\epsilon_s + 2)(\epsilon_\infty + 2)}{9} \right) \left(\frac{N \mu^2}{3 \epsilon_0 K T} \right) \quad (I.18)$$

La comparaison de (I.13) et (I.18) montre que le facteur $\frac{(\epsilon_s + 2)(\epsilon_\infty + 2)}{9}$ tient compte du champ local $\vec{E}_L$ et apparaît comme un facteur de correction.

Onsager a établi une autre relation qui tient compte non seulement des interactions des dipôles entre eux mais aussi avec leur environnement, l'expression (I.18) ainsi corrigée devient [12,16] :

$$\epsilon_s - \epsilon_\infty = \frac{\epsilon_s (\epsilon_\infty + 2)^2}{3(2 \epsilon_s + \epsilon_\infty)} \frac{N \mu^2}{3 \epsilon_0 K T} \quad (I.19)$$

La relation (I.19) diffère de (I.13) d'un facteur de correction $\left[\frac{\epsilon_s (\epsilon_s + 2)^2}{3(2 \epsilon_s + \epsilon_\infty)} \right]$

Dans le cas du vide, la relation entre le déplacement électrique (ou induction) $\vec{D}$ et le champ électrique $\vec{E}$ est donnée par :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} \quad (I.20)$$

Lorsqu'on considère un milieu polarisable de permittivité ϵ_r , la relation (I.20) devient :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (I.21)$$

$\vec{P}$ étant la polarisation totale telle que

$$\vec{P} = \vec{P}_i + \vec{P}_\mu = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (I.22)$$

Où χ est la susceptibilité.

Lorsque le champ appliqué $\vec{E}$ est périodique de pulsation ω , $\vec{P}$ et $\vec{E}$ ne sont plus en phase et l'on rend compte de ce déphasage en introduisant la susceptibilité diélectrique complexe χ^* .

La relation (I-20) devient

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \chi^* \vec{E} = \epsilon_0 (1 + \chi^*) \vec{E} \quad (I.23)$$

Ou encore

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r^* \vec{E} \quad (I.24)$$

$\epsilon_r^* = \frac{\epsilon_r}{\epsilon_0} = (1 + \chi^*)$ est la permittivité relative complexe qui s'écrit sous la forme :

$$\epsilon_r^* = \epsilon_r' - j \epsilon_r'' \quad (I.25)$$

ϵ_r' étant le facteur de dispersion et ϵ_r'' le facteur d'absorption.

Dans la suite nous omettons l'indice r pour alléger l'écriture.

Le déphasage entre $\vec{D}$ et $\vec{E}$ est donné par l'angle de pertes δ défini par :

$$\tan \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \quad (I.26)$$

I.3.RELAXATION DIELECTRIQUE :

Dans les matériaux polaires le mouvement d'orientation des dipôles est un phénomène de relaxation du fait que l'équilibre n'est pas atteint au moment de l'application du champ extérieur. En effet, la polarisation dipolaire ne s'établit pas instantanément après l'application du champ et son évolution au cours du temps obéit comme tout système physique à relaxation à l'équation différentielle suivante [12]:

$$\frac{d\vec{P}_\mu(t)}{dt} = \frac{1}{\tau} [(\vec{P}_\mu)_s - \vec{P}_\mu(t)] \quad (I.27)$$

$(\vec{P}_\mu)_s$ est la valeur statique de la polarisation dipolaire $\vec{P}_\mu$.

τ est le temps de relaxation qui dépend de la nature des dipôles et de l'influence de leur environnement.

I.3. a. Cas d'un seul temps de relaxation (modèle de Debye)

Dans le cas théorique de Debye, le matériau est supposé formé d'éléments polarisables identiques sans interaction ni entre eux, ni avec leur environnement.

A l'équilibre la polarisation totale $\vec{P}_s$ est donnée par :

$$\vec{P}_s = \vec{P}_\infty + (\vec{P}_\mu)_s \quad (I.28)$$

A partir des relations (I-11), (I-12) et (I-28), on obtient :

$$\vec{P}_s - \vec{P}_\infty = \epsilon_0(\epsilon_s - \epsilon_\infty)\vec{E} = (\vec{P}_\mu)_s \quad (I.29)$$

Ou encore :

$$(\vec{P}_\mu)_s = \epsilon_0(\epsilon_s - \epsilon_\infty)\vec{E} \quad (I.30)$$

L'équation (I-27) devient :

$$\frac{d\vec{P}_\mu(t)}{dt} + \frac{\vec{P}_\mu(t)}{\tau} = \frac{\epsilon_0}{\tau}(\epsilon_s - \epsilon_\infty)\vec{E} \quad (I.31)$$

Sa solution est :

$$\vec{P}_\mu(t) = (\vec{P}_\mu)_s [1 - e^{-t/\tau}] \quad (I.32)$$

L'expression du champ appliqué en fonction du temps est donnée par :

$$\vec{E}^*(t) = \vec{E}_0 e^{j\omega t} \quad (I.33)$$

Où ω est la fréquence angulaire du champ appliqué

La solution de l'équation (I-31) se met sous la forme complexe suivante :

$$\vec{P}_\mu^*(t) = A e^{-t/\tau} + \epsilon_0 \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} \vec{E}_0 e^{j\omega t} \quad (I.34)$$

Où A est une constante d'intégration.

Généralement le premier terme disparaît très rapidement compte tenu de la faible valeur de τ , seule la solution harmonique qui représente le régime stationnaire est retenue :

$$\vec{P}_\mu^*(t) = \epsilon_0 \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} \vec{E}_0 e^{j\omega t} \quad (I.35)$$

Par ailleurs, comme

$$\vec{P}^* = \vec{P}_\infty + \vec{P}_\mu \quad (I.36)$$

On a alors:

$$\vec{P}^* = \epsilon_0 (\epsilon^* - 1) \vec{E}^* \quad (I.37)$$

Où:

$$\vec{P}_\infty = \epsilon_0 (\epsilon_\infty - 1) \vec{E}^* \quad (I.38)$$

La combinaison entre les relations (I-36), (I-37) et (I-38), permet d'exprimer la permittivité relative complexe :

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} \quad (I.39)$$

Avec :

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon'(\omega) - j\epsilon''(\omega) \quad (I.40)$$

Sa décomposition en parties réelle et imaginaire donne :

$$\epsilon'(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (I.41)$$

$$\epsilon''(\omega) = \omega\tau \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (I.42)$$

L'évolution en fonction de la fréquence f ($f=\omega/2\pi$) des termes de dispersion ϵ' et d'absorption ϵ'' est reportée dans la figure (I.1).

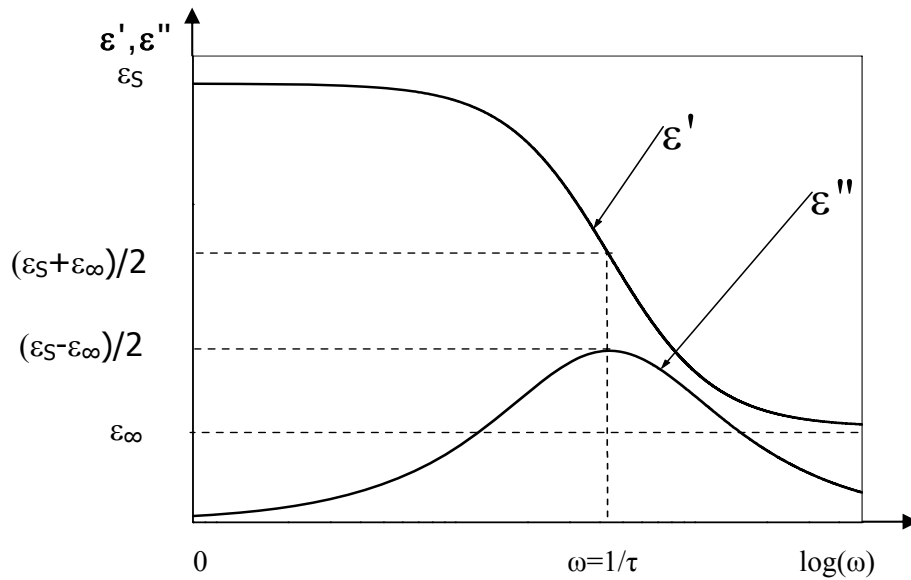


Fig.I.1 : Spectres de dispersion et d'absorption pour le temps de relaxation unique.

La représentation de ε'' en fonction ε' dans le plan complexe est un demi cercle de centre de coordonnée $[(\varepsilon_s + \varepsilon_\infty)/2, 0]$ et de rayon $(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)/2$; cette représentation est également connue sous le nom de diagramme d'Argand figure(I.2), elle permet de savoir dans certains cas que le diélectrique est à un seul temps de relaxation et dans cette situation on a alors:

$$\varepsilon''^2 = (\varepsilon_s - \varepsilon')(\varepsilon' - \varepsilon_\infty) \quad (I.43)$$

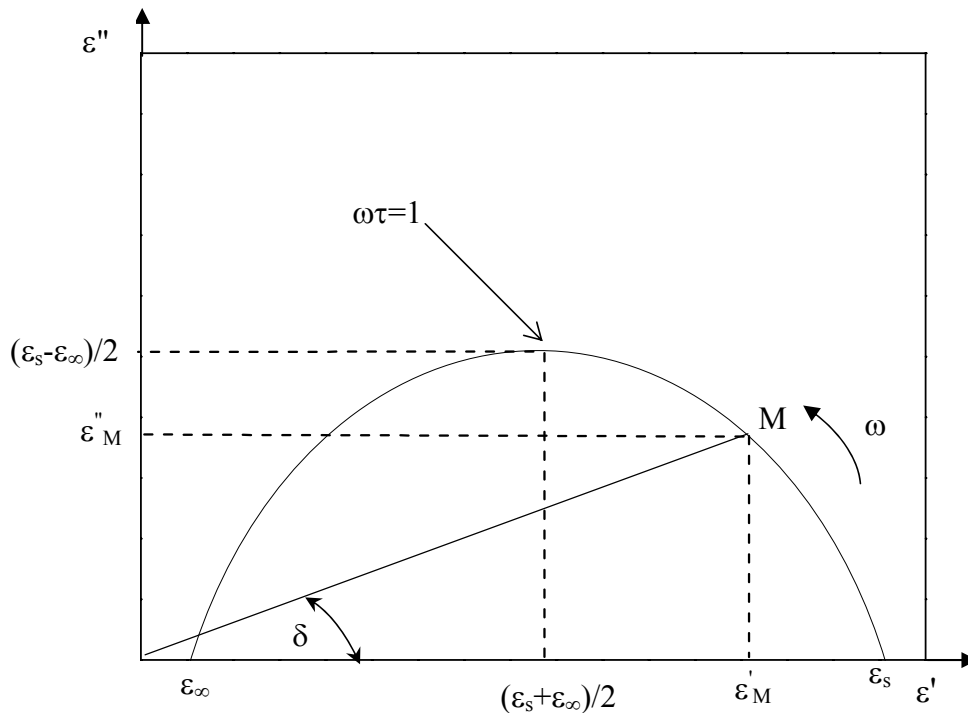


Fig.I.2 : Diagramme d'Argand dans le modèle de Debye

I.3.b.Cas d'une distribution des temps de relaxation

Il arrive que des résultats expérimentaux soient incompatibles avec les prévisions du modèle de Debye. Ceci s'explique par le fait que les dipôles ne sont pas tous identiques (n'ont pas le même temps de relaxation), il existe donc une distribution des temps de relaxation liée à la rotation d'une particule qui varie en fonction de ses dimensions et de sa position par rapport à ses voisins et à son environnement.

Pour obtenir un meilleur accord avec l'expérience, COLE et COLE ont proposé une expression empirique de la permittivité relative complexe [15, 17,18]:

$$\varepsilon^* = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + (i\omega\tau_m)^\alpha} \quad (I.44)$$

τ_m étant le temps de relaxation le plus probable tel que : $\tau_m = \frac{1}{\omega_r} = \frac{1}{2\pi f_r}$

f_r est la fréquence de relaxation.

α : est un paramètre de distribution, de valeur inférieure à l'unité ($0 < \alpha < 1$).

Si $\alpha=1$ on trouve le cas de DEBYE pour un seul temps de relaxation.

A partir de la relation (I.44), on peut exprimer les parties réelle et imaginaire comme suit :

$$\varepsilon' = \varepsilon_{\infty} + (\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}) \frac{1 + (\omega\tau_m)^\alpha \cos(\alpha\pi/2)}{1 + 2(\omega\tau_m)^\alpha \cos(\alpha\pi/2) + (\omega\tau_m)^{2\alpha}} \quad (I.45)$$

$$\varepsilon'' = (\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}) \frac{(\omega\tau_m)^\alpha \sin(\alpha\pi/2)}{1 + 2(\omega\tau_m)^\alpha \cos(\alpha\pi/2) + (\omega\tau_m)^{2\alpha}} \quad (I.46)$$

La représentation de $\varepsilon^*(\omega)$ dans le diagramme d'Argand est dans ce cas, un arc de cercle centré en dessous de l'axe des abscisses (fig. (I.3)). L'intersection de cet arc avec l'axe des abscisses nous permet de déterminer ε_s et ε_{∞} .

Pour déterminer la fréquence de relaxation f_r géométriquement on utilise la formule déduite de l'expression de COLE et COLE, à savoir :

$$X/Y = (f_M/f_r)^\alpha \quad (I.47)$$

Où f_M est la fréquence correspondant à un point de mesure quelconque pris sur l'arc, X et Y sont les longueurs des segments représentés sur la figure. (I.3)
L'axe des abscisses et le rayon forment un angle φ tel que :

$$\varphi = \alpha (\pi/2) \quad (I.48)$$

Donc il est possible de déterminer graphiquement la fréquence de relaxation f_r ou le temps de relaxation τ_m .

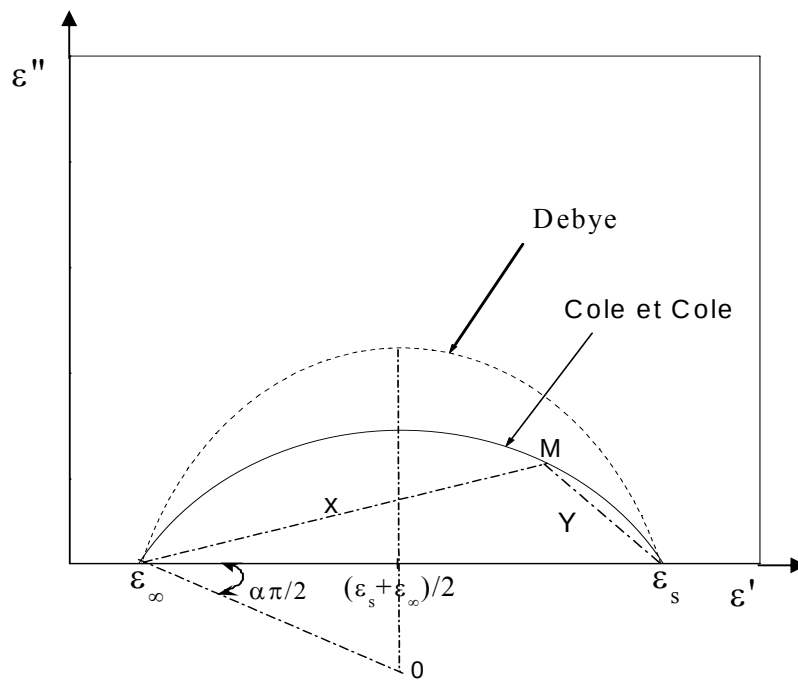


Fig. I.3: Diagramme d'Argand dans le modèle de Cole et Cole

Il existe d'autres types de formules empiriques donnant ε^* qui ont été proposées par DAVIDSON et COLE, ainsi que par HAVRILLAK et NEGAMI [19]. Ces formules permettent d'étudier le caractère de distribution des temps de relaxation dans les polymères.

Plus généralement, la théorie de JONSCHER (loi universelle) permet de vérifier tous les différents cas de modèles de relaxation. Cette loi est donnée par l'expression suivante :

$$\varepsilon''(\omega) = \varepsilon''_{\max} / \left(\left(\omega / \omega_r \right)^{-m} + \left(\omega / \omega_r \right)^{l-n} \right) \quad (I.49)$$

ω_r est la fréquence de relaxation,

m et n sont des constantes de valeurs comprises entre zéro et un.

La représentation bi logarithmique de $\varepsilon'' / \varepsilon''_{\max}$ en fonction de ω / ω_r est illustrée sur la figure.(I.4).

On notera deux cas particuliers :

$\omega / \omega_r \ll 1$: L'expression (I.49) devient :

$$\varepsilon''(\omega) = \varepsilon''_{\max} (\omega / \omega_r)^m \quad (I.50)$$

Ou encore:

$$\log(\varepsilon'' / \varepsilon''_{\max}) = +m \log(\omega / \omega_r) \quad (I.51)$$

On obtient dans ce cas une représentation linéaire de pente m.

$\omega / \omega_r \gg 1$: L'expression (I.49) devient :

$$\varepsilon''(\omega) = \varepsilon''_{\max} (\omega / \omega_r)^{n-1} \quad (I.52)$$

Ou encore :

$$\log(\varepsilon'' / \varepsilon''_{\max}) = (n-1) \log(\omega / \omega_r) \quad (I.53)$$

On obtient ici une représentation linéaire de pente (n-1)

On retrouve la loi de Debye dans le cas où m=1 et n=0. Les autres cas possibles correspondent aux différentes valeurs de m et n comprises entre zéro et l'unité

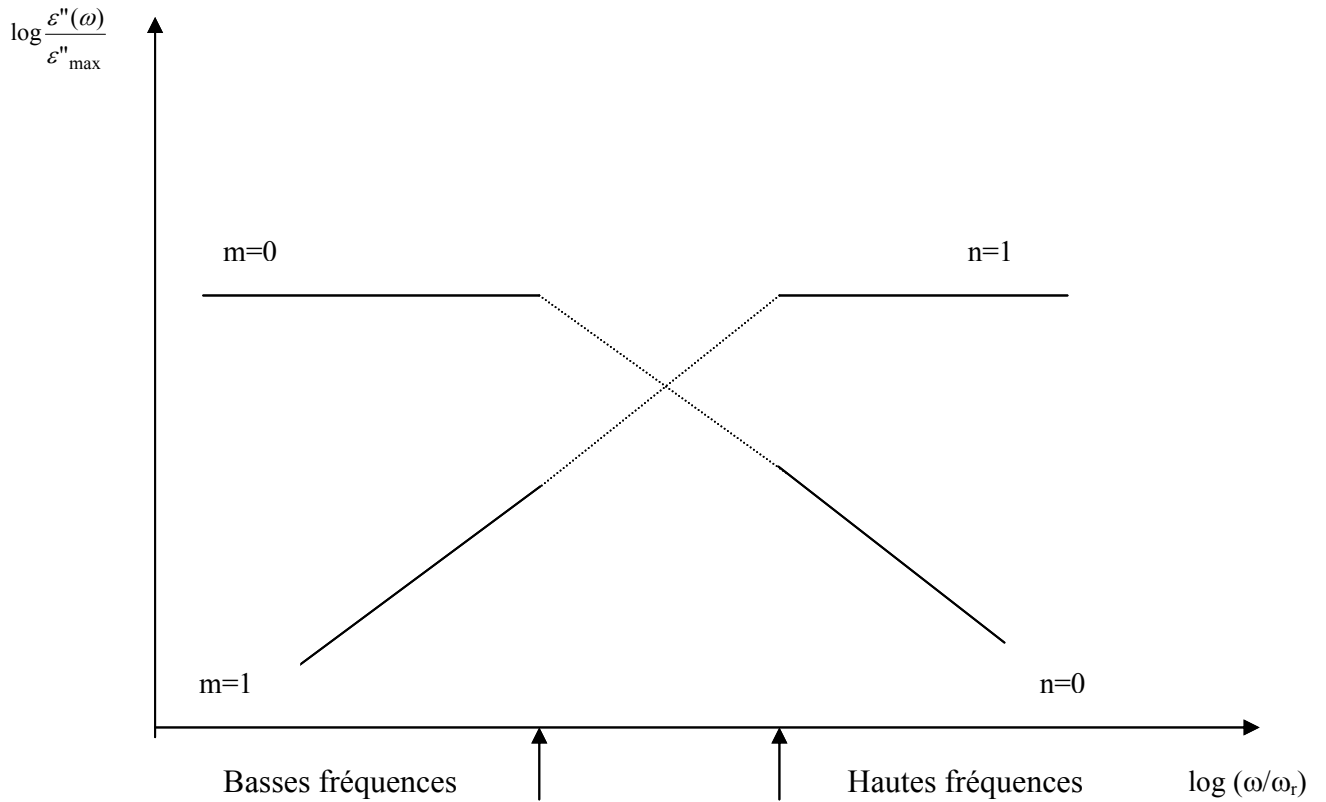


Fig. I.4 : Représentation de Jonscher

I.3-c.Cas de milieux diélectriques légèrement conducteurs

Tous les milieux diélectriques ne sont pas des isolants parfaits. Lorsqu'un diélectrique homogène et isotrope, contenant des charges conductrices quasiment libres est placé dans un champ électrique, il apparaît un courant de conduction dont la densité est donnée par [19,20] :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (I.54)$$

σ étant la conductivité du matériau.

D'après les équations de MAXWEL, on peut écrire :

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (I.55)$$

$\vec{H}$: Champ magnétique,

$\vec{D}$: Déplacement électrique,

$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$: Courant de déplacement.

En régime sinusoïdal, l'équation (I.55) devient :

$$\text{rot} \vec{H} = (\sigma + j\omega \epsilon' \epsilon_0) \vec{E} \quad (\text{I.56})$$

➤ Si $\sigma = 0$, l'équation (I.43) devient :

$$\text{rot} \vec{H} = j\omega \epsilon' \epsilon_0 \vec{E} \quad (\text{I.57})$$

➤ Si $\sigma \neq 0$, l'équation (I.57) s'écrit :

$$\text{rot} \vec{H} = (\sigma + j\omega \epsilon' \epsilon_0 + \omega \epsilon'' \epsilon_0) \vec{E} \quad (\text{I.58})$$

Par identification avec l'équation (I.57), on peut écrire :

$$\epsilon'_c(\omega) = \epsilon'(\omega) \quad (\text{I.59})$$

$$\epsilon''_c(\omega) = \epsilon''(\omega) + \sigma / \omega \epsilon_0 \quad (\text{I.60})$$

Où ϵ'_c et ϵ''_c représentent respectivement les parties réelle et imaginaire de la permittivité dans le cas où le matériau présente une certaine conductivité.

Ces équations montrent que la conduction n'a aucune influence sur le terme de dispersion, mais elle modifie le terme d'absorption en basses fréquences. La relation (I.60) nous a permis de calculer la conductivité électrique statique. En effet, on a :

$$\varepsilon_c''(\omega \rightarrow 0) = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \quad (I.61)$$

D'où $\sigma = \omega \varepsilon_0 \varepsilon_c''(\omega \rightarrow 0)$ (I.62)

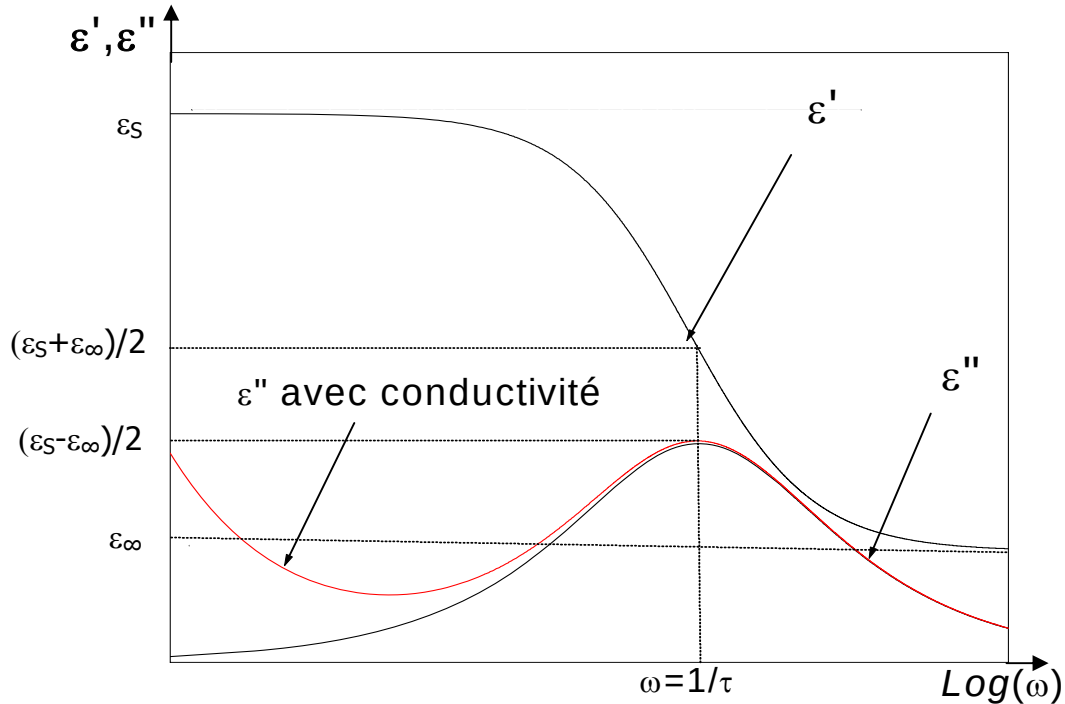


Fig.I.5 : spectres de dispersion et d'absorption pour un seul temps de relaxation avec influence de la conductivité électrique

I.4-LES LOIS DE MELANGES

De nombreuses études expérimentales sur le comportement diélectrique de mélanges binaires ont été réalisées dans des domaines s'étalant des basses fréquences à l'infrarouge [22] en même temps des lois des mélanges classiques ou particulières ont été appliquées afin de rendre compte de la constante diélectrique globale ou effective en fonction du rapport volumique des deux constituants.

Nous noterons pour les résultants à venir:

ϵ_{eff} : Constante diélectrique effective (mesurée)

ϵ_1 : Constante diélectrique de l'échantillon 1 (alcool 1)

ϵ_2 : Constante diélectrique de l'échantillon 2 (alcool 2)

I.4.1-Formalisme de Reynolds et Hoogh :

L'avantage de ce formalisme est de mettre en évidence les concepts communs qui conduisent à plusieurs lois des mélanges connues.

Reynolds et Hough égalisent le déplacement électrique moyen du mélange à la somme pondérée des déplacements électriques moyens des constituants [22] :

$$\overline{D}_m = (1-p) \overline{D}_1 + p \overline{D}_2 \quad (\text{I-63})$$

p : la proportion des constituants.

De la même manière pour le champ électrique on a :

$$\overline{E}_m = (1-p) \overline{E}_1 + p \overline{E}_2 \quad (\text{I-64})$$

Or $\overline{D}_i = \epsilon_i \overline{E}_i$ avec $i=1, 2, 3, \dots$

L'équation (I-63) devient :

$$\epsilon_{\text{eff}} \overline{E}_m = \epsilon_1 (1-p) \overline{E}_1 + \epsilon_2 p \overline{E}_2 \quad (\text{I-65})$$

De (I-64) et (I-65), on obtient l'équation :

$$(\epsilon_{\text{eff}} - \epsilon_1) \overline{E}_m = p (\epsilon_2 - \epsilon_1) \overline{E}_2 \quad (\text{I-66})$$

I.4.2-Loi Bruggeman :

Supposons que le matériau soit constitué d'un mélange de sphères de constante diélectrique ϵ_1 et ϵ_2 , appliquons l'hypothèse ($\epsilon^* = \epsilon_{\text{eff}}$) aussi bien à la matrice hôte que l'inclusion[22,23], nous obtenons :

$$\overline{E_1} = \frac{3\varepsilon_{\text{eff}}}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_{\text{eff}}} \overline{E_m} \quad (\text{I -67})$$

$$\overline{E_2} = \frac{3\varepsilon_{\text{eff}}}{\varepsilon_2 + 2\varepsilon_{\text{eff}}} \overline{E_m} \quad (\text{I -68})$$

En reportant (I-67) et (I-68) dans (1-64) et (1-65), il vient :

$$(1 - p) \frac{3\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_{\text{eff}}} + p \frac{3\varepsilon_2}{\varepsilon_2 + 2\varepsilon_{\text{eff}}} = 1 \quad (\text{I -69})$$

$$(1 - p) \frac{3\varepsilon_{\text{eff}}}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_{\text{eff}}} + p \frac{3\varepsilon_{\text{eff}}}{\varepsilon_2 + 2\varepsilon_{\text{eff}}} = 1 \quad (\text{I-70})$$

De (I-69) et (I-70), nous obtenons l'équation de Bruggeman :

$$(1 - p) \cdot \frac{\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_1}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_{\text{eff}}} + p \cdot \frac{\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_2}{\varepsilon_2 + 2\varepsilon_{\text{eff}}} = 0 \quad (\text{I-71})$$

Ou encore

$$(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\text{eff}})(\varepsilon_2 - \varepsilon_{\text{eff}}) = 3p\varepsilon_{\text{eff}}(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \quad (\text{I-72})$$

I.4.3-Loi de Looyenga :

Un raisonnement similaire à celui de Bruggeman est appliqué non pas uniquement aux inclusions mais, également aux deux phases constitutives du mélange, de ce fait, Looyenga a été conduit à proposer la loi suivante [22] .

$$\varepsilon_{\text{eff}}^{\frac{1}{3}} = (1 - p) \varepsilon_1^{\frac{1}{3}} + p \varepsilon_2^{\frac{1}{3}} \quad (\text{I-73})$$

I.4.4- Loi de Brichack

Brichack et ses collaborateurs, proposent d'égaliser la constante de propagation du mélange à la somme pondérée des constantes de propagation des matériaux constituant le composite. Il obtient la relation suivante [22,24] :

$$\varepsilon_{\text{eff}}^{\frac{1}{2}} = (1 - p) \varepsilon_1^{\frac{1}{2}} + p \varepsilon_2^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I-74})$$

I.4.5-Loi de Bottcher

L'auteur considère les deux constituants comme des grains sphériques isolés dans le milieu de permittivité moyenne ε_m [22,24] qui s'écrit ainsi :

$$\left(\frac{\varepsilon_m - \varepsilon_2}{3\varepsilon_m} \right) = (1 - p) \left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2} \right) \quad (\text{I-75})$$

CHAPITRE II

PROPAGATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES DANS LES LIGNES DE TRANSMISSION

Chapitre II

PROPAGATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES DANS LES LIGNES DE TRANSMISSION

II.1-INTRODUCTION

Une ligne de transmission est un organe de liaison entre un générateur et un récepteur. Elle sert à l'acheminement d'un signal qui s'y propage ; ce dernier est le plus souvent une onde électromagnétique guidée (OEM) [25]. Dans le cas d'un guide coaxial l'onde considérée se compose d'une onde de tension et d'une onde de courant se propageant en mode TEM (Transverse Electrique Magnétique).

II.2-CONSTANTES LOCALISEES ET CONSTANTES REPARTIES

Considérons un circuit électrique alimenté à son entrée par une source de tension sinusoïdale HF et fermé sur une charge quelconque (figure.II-1).

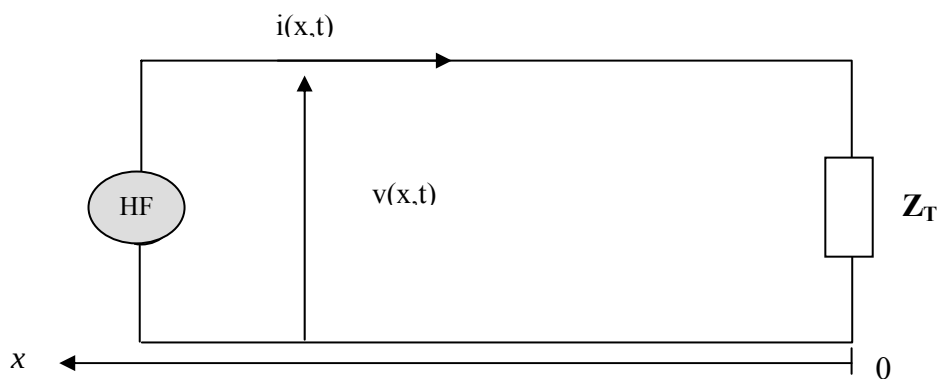


Fig.II.1: Ligne de transmission fermée sur une charge Z_t

En hautes fréquences, la longueur d'onde du signal est très petite devant les dimensions de la ligne et de ce fait le courant et la tension varient tout le long de la ligne à cause du phénomène de propagation ; la ligne se comporte alors comme un circuit à « constantes réparties » à travers lequel le phénomène de propagation n'est plus négligeable [26,27].

A basses fréquences ; la longueur d'onde est très grande devant les dimensions de la ligne ; le courant et la tension obéissent alors aux lois habituelles d'Ohm et de Kirchhoff : on dit qu'on a affaire à un circuit à « constantes localisées », les effets de propagation sont beaucoup moins importants que dans le cas précédent [26,28, 29] (figure.II-2).

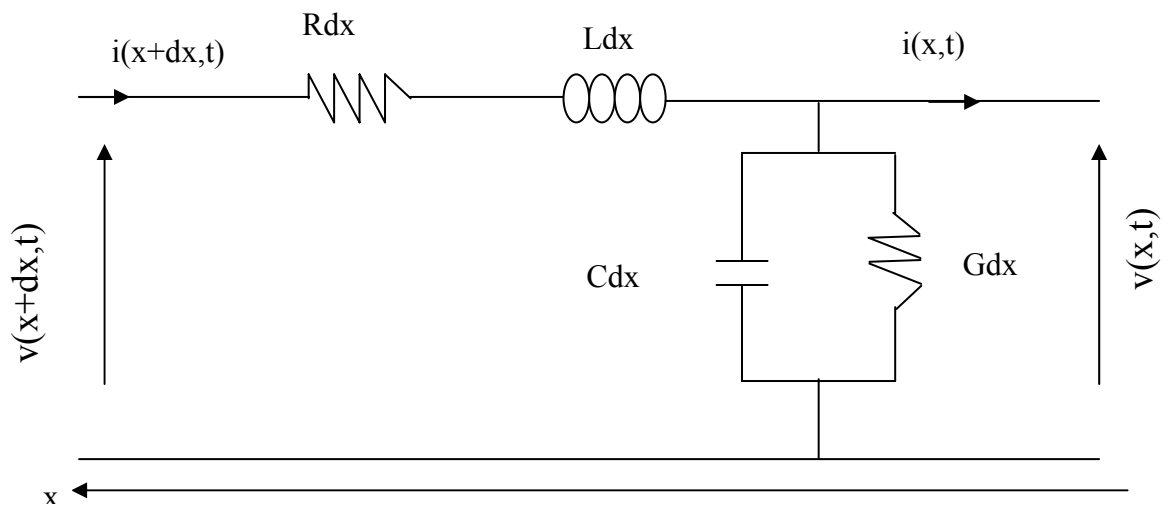


Fig. II.2 : Schéma équivalent d'un élément dx d'une ligne coaxiale

Où:

R, L: résistance et inductance par unité de longueur, elles représentent respectivement les pertes d'énergie active et réactive dans les conducteurs de la ligne.

G, C: conductance et capacité par unité de longueur, elles représentent respectivement les pertes d'énergie active et réactive dans le diélectrique de la ligne.

En haute fréquence, on utilise trois types principaux de lignes:

- ligne à deux fils parallèles.
- ligne bifilaire blindée (entourée d'une gaine métallique formant écran).
- ligne coaxiale constituée de deux conducteurs : un conducteur intérieur de forme cylindrique et une tubulaire extérieure.

Dans le cadre de nos mesures expérimentales, nous avons utilisé à la ligne à air coaxiale figure (II.3) :

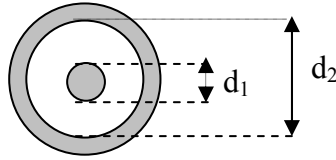


Fig. II. 3 : Coupe transversale d'une ligne coaxiale

d_1 et d_2 représentent les diamètres intérieur et extérieur du guide coaxial.

II.3-EQUATION DE PROPAGATION

Pour étudier la propagation sur une ligne, on applique les lois de KIRCHOFF au circuit de la figure (II.2), en orientant par commodité l'axe des abscisses de la charge vers le générateur avec l'origine au niveau de la charge.

La variation de tension et de courant quand on se déplace de dx sur la ligne est donnée par [26,27].

$$v(x + dx) - v(x) = \frac{\partial v}{\partial x} dx = R i dx + L dx \frac{\partial i}{\partial t} \quad (\text{II.1})$$

$$i(x + dx) - i(x) = \frac{\partial i}{\partial x} dx = G v dx + C dx \frac{\partial v}{\partial t} \quad (\text{II.2})$$

Ces équations peuvent être réécrites comme suit :

$$\frac{\partial v}{\partial x} = R i + L \frac{\partial i}{\partial t} \quad (\text{II.3})$$

$$\frac{\partial i}{\partial x} = G v + C \frac{\partial v}{\partial t} \quad (\text{II.4})$$

L'équation (II.3) est dérivée par rapport à x et substituée dans (II.4), on aboutit aux équations dites **des télégraphistes** :

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = RGv + (RC + LG)\frac{\partial v}{\partial t} + LC\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \quad (\text{II.5})$$

$$\frac{\partial^2 i}{\partial x^2} = RGi + (RC + LG)\frac{\partial i}{\partial t} + LC\frac{\partial^2 i}{\partial t^2} \quad (\text{II.6})$$

II.4-CAS D'UNE LIGNE SANS PERTES

Lorsque la ligne a une faible résistance et lorsqu'elle est bien isolée, les équations des télégraphistes deviennent dans ce cas :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = LC\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 i}{\partial x^2} = LC\frac{\partial^2 i}{\partial t^2} \end{array} \right. \quad (\text{II.7})$$

Les équations (II.7) sont de la forme :

$$\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} - \frac{1}{g^2} \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.8})$$

Où $g = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ est la vitesse de phase de l'onde S qui représente soit la tension v où soit le courant i .

II.6-PROPAGATION D'UNE ONDE HARMONIQUE DANS UNE LIGNE DE TRANSMISSION

La notation complexe de la tension et du courant dans le cas d'une onde harmonique de pulsation $\omega=2\pi f$ est donnée par [26,30] :

$$v(x, t) = V(x)\exp(j\omega t) \quad (\text{II.13})$$

$$i(x, t) = I(x)\exp(j\omega t) \quad (\text{II.14})$$

$V(x)$ et $I(x)$ sont respectivement les amplitudes complexes de la tension et du courant.

Les équations (II.3), (II.4), deviennent:

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{dV}{dx} \exp(j\omega t) = [RI + Lj\omega I] \exp(j\omega t) \quad (\text{II.15})$$

$$\frac{\partial I}{\partial x} = \frac{dI}{dx} \exp(j\omega t) = [GV + Cj\omega V] \exp(j\omega t) \quad (\text{II.16})$$

D'où :

$$\frac{\partial V}{\partial x} = (R + jL\omega) I \quad (\text{II.17})$$

$$\frac{\partial I}{\partial x} = (G + jC\omega) V \quad (\text{II.18})$$

Les équations des télégraphistes (II.5) et (II.6) se réécrivent :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = (R + jL\omega)(G + jC\omega)V(x) \quad (\text{II.20})$$

$$\frac{\partial^2 I}{\partial x^2} = (R + jL\omega)(G + jC\omega)I(x) \quad (\text{II.21})$$

Posons :

$$\gamma = \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)} \quad (\text{II.22})$$

C'est une quantité complexe que l'on appelle constante de propagation et que nous écrivons sous la forme :

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (\text{II.23})$$

α est un terme d'atténuation et $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$, un terme de phase; λ étant la longueur d'onde du signal.

Les équations (II.20) et (II.21) deviennent :

$$\frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2} = \gamma^2 V(x) \quad (\text{II.24.a})$$

$$\frac{\partial^2 I(x)}{\partial x^2} = \gamma^2 I(x) \quad (\text{II.24.b})$$

Ces sont les équations de propagation de la tension et du courant le long de la ligne qui admettent des solutions de la forme [31]:

$$V(x) = V_i \exp(\gamma x) + V_r \exp(-\gamma x) \quad (\text{II.25.a})$$

$$I(x) = I_i \exp(\gamma x) + I_r \exp(-\gamma x) \quad (\text{II.25.b})$$

À partir de (II.17) et (II.18) on aboutit à ce résultat [29] :

$$\frac{V_i}{I_i} = -\frac{V_r}{I_r} = \sqrt{\frac{(R + jL\omega)}{(G + jC\omega)}} \quad (\text{II.26})$$

Où
$$Z_c = \sqrt{\frac{(R + jL\omega)}{(G + jC\omega)}} \quad (\text{II.27})$$

Z_c représente l'impédance caractéristique de la ligne.

II.7-LIGNE FERMEE SUR UNE IMPEDANCE QUELCONQUE

II.7.1-Coefficient de réflexion

Considérons une ligne sans pertes, fermée sur une impédance Z_T figure (II.4) et parcourue par un courant sinusoïdal. Le coefficient de réflexion en tension en un point quelconque de la ligne est défini comme étant le rapport de la tension réfléchie sur la tension incidente :

$$\Gamma(x) = \frac{V_r \exp(-\gamma x)}{V_i \exp(\gamma x)} \quad (\text{II.28})$$

Au niveau de la charge ($x=0$) le coefficient de réflexion $\Gamma(0)$ est donnée par :

$$\Gamma(0) = \Gamma_T = \frac{V_r}{V_i} \quad (\text{II.29})$$

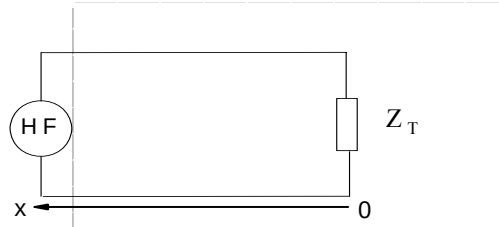


Fig. II.4 : Ligne de transmission fermée sur une impédance Z_T

II.7.2.Expression de l'impédance en un point quelconque de la ligne

Dans le cas où la ligne est fermée sur une charge quelconque Z_T , les expressions de la tension et du courant s'écrivent :

$$v(x,t) = V_i \exp[j\omega(t + \frac{x}{c})] + V_r \exp[j\omega(t - \frac{x}{c})] \quad (\text{II.30})$$

$$i(x,t) = \frac{1}{Z_c} [V_i \exp[j\omega(t + \frac{x}{c})] - V_r \exp[j\omega(t - \frac{x}{c})]] \quad (\text{II.31})$$

Où c est la vitesse de propagation.

L'impédance en tout point x de la ligne est alors donnée par :

$$Z(x) = \frac{v(x)}{i(x)} = Z_c \frac{V_i \exp(j \frac{\omega}{c} x) + V_r \exp - (j \frac{\omega}{c} x)}{V_i \exp(j \frac{\omega}{c} x) - V_r \exp - (j \frac{\omega}{c} x)} \quad (\text{II.32})$$

A partir de (II.29) on peut écrire :

$$Z(x) = Z_c \left[\frac{1 + \Gamma(0) \exp(-2j \frac{\omega}{c} x)}{1 - \Gamma(0) \exp(-2j \frac{\omega}{c} x)} \right] \quad (\text{II.33})$$

Au niveau de la charge ($x=0$), on a $Z(0)=Z_T$ et l'équation (II.33) s'écrit :

$$Z(0) = Z_c \frac{1 + \Gamma(0)}{1 - \Gamma(0)} \quad (\text{II.34})$$

Ce qui implique:

$$\Gamma(0) = \frac{Z(0) - Z_c}{Z(0) + Z_c} \quad (\text{II.35})$$

$Z(0)$ et $\Gamma(0)$ sont respectivement l'impédance terminale et le coefficient de réflexion au point $x=0$.

CAS PARTICULIERS :

1) Ligne court-circuitée : $Z(0) = 0$

Pour une impédance terminale égale à zéro, l'onde réfléchi est de même amplitude que l'onde incidente mais en opposition de phase, donc les relations (II.33) et (II.35) s'écrivent :

$$\Gamma(0) = -1 \text{ et en un point quelconque de la ligne } Z(x) = Z_c \left[\frac{1 - \exp(-2j \frac{\omega}{c} x)}{1 + \exp(-2j \frac{\omega}{c} x)} \right] \quad (\text{II.36})$$

2) Ligne ouverte: $Z(0) = \infty$

Dans ce cas, il y a réflexion totale de la tension sans changement de signe et les relations (II.33) et (II.35) deviennent :

$$\Gamma(0) = 1 \text{ et } Z(x) = Z_c \left[\frac{1 + \exp(-2j \frac{\omega}{c} x)}{1 - \exp(-2j \frac{\omega}{c} x)} \right] \quad (\text{II.37})$$

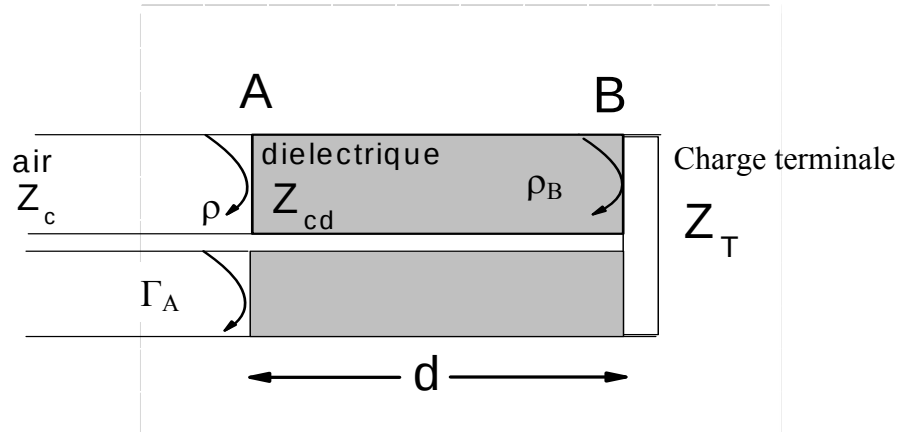
3) ligne adaptée: $Z(0)=Z_c$

L'onde incidente sera totalement absorbée par la charge, il n'y a aucune réflexion.
les relations (II.33) et (II.35) deviennent dans ce cas:

$$\Gamma(0) = 0 \quad \text{et} \quad Z(x) = Z_c \quad (\text{II.38})$$

II.8.CONFIGURATION LIGNE ADAPTEE

Nous supposons que le tronçon de la ligne contenant l'échantillon de longueur d est fermé sur une impédance terminale Z_T Fig. (II.5)



FigII-5 : Réflexion sur une ligne contenant un diélectrique

Le coefficient de réflexion totale au niveau de la charge (plan B) est donné d'après (II.35) par :

$$\rho_B = \frac{Z_T - Z_{cd}}{Z_T + Z_{cd}} \quad (\text{II.39})$$

Au niveau du plan A le coefficient de première réflexion ρ est défini par [26,32] :

$$\rho = \frac{Z_{cd} - Z_c}{Z_{cd} + Z_c} \quad (\text{II.40})$$

On rappelle que l'impédance caractéristique du tronçon de la ligne contenant le diélectrique est [30] :

$$Z_{cd} = \frac{Z_c}{\sqrt{\epsilon^*}} \quad (\text{II.41})$$

On reporte (II.41) dans (II.40)

$$\rho = \frac{1 - \sqrt{\epsilon^*}}{1 + \sqrt{\epsilon^*}} \quad (\text{II.42})$$

Par ailleurs, en tenant compte de (II-33), l'impédance ramenée au plan A est :

$$Z_A = Z_{cd} \left[\frac{1 + \rho_B \exp(-2j\frac{\omega}{c}d)}{1 - \rho_B \exp(-2j\frac{\omega}{c}d)} \right] \quad (\text{II.43})$$

Au plan A le coefficient de réflexion Γ_A est :

$$\Gamma_A = \frac{Z_A - Z_c}{Z_A + Z_c} \quad (\text{II.44})$$

A partir (II-40), (II.43) et (II.44), on trouve :

$$\Gamma_A = \frac{\rho + \rho_B \exp(-2j\frac{\omega}{c}d\sqrt{\epsilon^*})}{1 + \rho\rho_B \exp(-2j\frac{\omega}{c}d\sqrt{\epsilon^*})} \quad (\text{II.45})$$

Γ_A est le coefficient de réflexion totale au niveau de l'interface séparant l'air du diélectrique en fonction du coefficient de première réflexion ρ et du coefficient de réflexion ρ_B .

Différents cas peuvent alors se présenter selon la nature de la charge terminale :

1 -ligne court-circuitée: ($Z_T = 0$) et $\rho_B = -1$

D'après (II.39) et (II.45), nous obtenons :

$$\rho_B = -1 \text{ et } \Gamma_A = \frac{\rho - \exp(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\epsilon^*})}{1 - \rho \exp(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\epsilon^*})} \quad (\text{II.46})$$

2 -ligne ouverte: ($Z_T = \infty$) et $\rho_B = 1$

D'après (II.39) et (II.45), nous obtenons :

$$\rho_B = 1 \text{ et } \Gamma_A = \frac{\rho + \exp(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\epsilon^*})}{1 + \rho \exp(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\epsilon^*})} \quad (\text{II.47})$$

3 -ligne adaptée: ($Z_T = Z_c$)

D'après (II.39) et (II.45), nous obtenons :

$$\rho_B = \frac{Z_c - Z_{cd}}{Z_c + Z_{cd}} = -\rho$$

D'où

$$\Gamma_A = \rho \frac{1 - \exp(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\epsilon^*})}{1 - \rho^2 \exp(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\epsilon^*})} \quad (\text{II.48})$$

Sachant que l'admittance relative de la ligne est donnée par [26]:

$$Y_A = \frac{1 - \Gamma_A}{1 + \Gamma_A} \quad (\text{II.49})$$

En reportant la relation (II.48) dans l'expression (II.49), on aboutit à :

$$Y_A = \sqrt{\varepsilon^*} \frac{\left[1 + \sqrt{\varepsilon^*} th \left[j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon^*} \right] \right]}{\left[\sqrt{\varepsilon^*} + th \left[j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon^*} \right] \right]} \quad (\text{II.50})$$

C'est cette relation que nous avons utilisée par la suite pour la détermination de la permittivité relative complexe de nos échantillons et éventuellement la conductivité pour les matériaux légèrement conducteurs.

CHAPITRE III

TECHNIQUES DE MESURE ET METHODES UTILISEES POUR LA DETERMINATION DE LA PERMITTIVITE

Chapitre III

TECHNIQUES DE MESURE ET METHODES UTILISEES POUR LA DETERMINATION DE LA PERMITTIVITE DIELECTRIQUE

III.1-INTRODUCTION

On rappelle que la caractérisation diélectrique d'un matériau se ramène à la détermination de sa permittivité complexe en fonction de la fréquence.

Diverses techniques sont utilisées pour la caractérisation diélectrique des matériaux ; leurs concepts sont basés sur deux méthodes :

- Méthodes de non- résonance.
- Méthodes de résonance

III-2.1 METHODES DE NON RESONANCE

Elles s'appliquent dans les deux domaines fréquentiel et temporel; la permittivité se déduit de la mesure du coefficient de réflexion ou de transmission. Parmi ces techniques on peut citer deux exemples :

- Méthode de la première réflexion.
- Méthode de réflexion totale

III.2.1.a Méthode de la première réflexion

Cette méthode consiste à ne prendre en compte que la première réflexion qui se produit à l'interface air diélectrique (face d'entrée d'échantillon) [9, 10,30], ce qui nécessite une épaisseur assez importante de l'échantillon; pour cela, on joue sur la longueur de la

fenêtre d'observation pour que les réflexions secondaires soit toutes rejetées. Le coefficient de réflexion est donné par la relation (42) du chapitre II, la permittivité relative complexe est donnée par :

$$\varepsilon^* = \left(\frac{1 - \rho}{1 + \rho} \right)^2 \quad (\text{III-1})$$

III.2.1.b Méthode de la réflexion totale

Cette méthode est basée sur l'utilisation des analyseurs de réseaux [33-35] à balayage de fréquence qui s'étend jusqu'à plusieurs GHz, ces appareils se subdivisent en deux sous groupes :

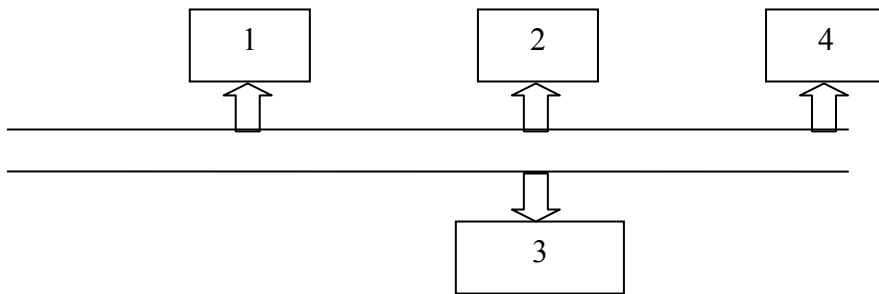
- les analyseurs scalaires.
- les analyseurs vectoriels.

L'analyseur scalaire permet la mesure des amplitudes des grandeurs sous test.

L'analyseur vectoriel permet de mesurer l'amplitude et la phase des grandeurs sous test.

Pour ce qui nous concerne, nous avons utilisé un analyseur vectoriel (impédance mètre) permettant après étalonnage des acquisitions automatiques, cet appareil comporte les éléments suivants (FgIII.1) [36] :

- un générateur.
- un analyseur vectoriel.
- un contrôleur de processus.
- un enregistreur.



FigIII-1 configuration minimale d'un analyseur de réseau

Le principe de la mesure consiste à envoyer une onde délivrée par le générateur à travers une ligne de transmission terminée par l'impédance à tester, les ondes incidente et réfléchie HF sont récupérées par le coupleur directif pour être converties en signaux basses fréquences à l'entrée de l'analyseur vectoriel par des têtes d'échantillonnages. L'analyse de ces signaux permet de déduire les propriétés ou les caractéristiques du matériau à tester. Il faut noter que la mesure est accompagnée de plusieurs types d'erreurs que nous verrons avec plus de détails dans le chapitre suivant et qui sont:

- * la détectivité limitée du coupleur employé.
- * la désadaptation des ports de tests.
- * la réponse en fonction du coupleur.

Pour minimiser ces erreurs, l'appareil procède automatiquement et toujours après étalonnage sous logiciel intégré à une correction dite «trois points», elle est basée sur les mesures effectuées à l'aide de trois charges étalons terminales : (le court-circuit, le circuit ouvert et la charge adaptée de 50 Ohms). Toutes les mesures réalisées par la suite sur des échantillons de matériaux sont ajustées par rapport à l'étalonnage préalable.

III.2.2-METHODES DE RESONANCE

Dans ces méthodes, la permittivité diélectrique est déduite par la mesure du facteur de la qualité et de la fréquence de résonance [37], parmi ces techniques on peut citer deux exemples :

*méthode du Q-mètre

*cavité résonnante.

III.2.2.a-Méthode du Q-Mètre

Les mesures avec le Q-mètre sont basées sur la résonance série du circuit oscillant LC dans le domaine des fréquences radio [12, 13,27], la détermination de la permittivité relative complexe d'un matériau se fait par le calcul de la variation de l'admittance de la cellule entre sa valeur à vide et sa valeur lorsqu'elle contient l'échantillon.

III.2. 2.b-Cavité résonnante

Cette méthode est utilisée pour mesurer la permittivité diélectrique complexe ε^* de différents matériaux dans le domaine des micro-ondes à partir de la mesure du facteur de qualité et la fréquence de résonance [6,38].

CHAPITRE IV

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Chapitre IV

LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

IV.1-INTRODUCTION

Dans le cadre de nos mesures la gamme de fréquences s'étale de 10MHz à 1GHz.

Le dispositif expérimental que nous avons utilisé, est constitué essentiellement des éléments suivants :

- * un analyseur d'impédance vectoriel de type HP4191A.
- * une cellule de mesure qui est une portion de ligne de transmission à air coaxiale de type Amphénol, munie de connecteur APC7.
- * trois charges de référence correspondant à : un court circuit (0Ω), un circuit ouvert (∞) et une charge adaptée (50Ω).
- * l'ensemble est piloté par un micro-ordinateur via une carte d'interface GPIB-PC2A permettant l'acquisition et le traitement des données

IV.2-L'ANALYSEUR D'IMPEDANCE HP4191A

IV.2.1-Principe de mesure

L'analyseur d'impédance HP4194A fonctionne sur une gamme de fréquence allant de 10MHz à 1GHz, c'est un analyseur vectoriel qui mesure le coefficient de réflexion complexe (parties réelle et imaginaire ou module et phase) d'une charge quelconque.

Dans notre cas, la charge est une cellule de mesure contenant l'échantillon à étudier et terminée par la charge adaptée, l'ensemble est connecté au porte échantillon de l'analyseur à l'aide d'un connecteur APC7, le circuit de l'analyseur [4, 38-40] est constitué d'un pont

directionnel purement résistif qui se compose de cinq résistances de valeur fixe égale à 50Ω , et de l'impédance inconnue Z_x qu'on cherche à déterminer fig. (VI-1).

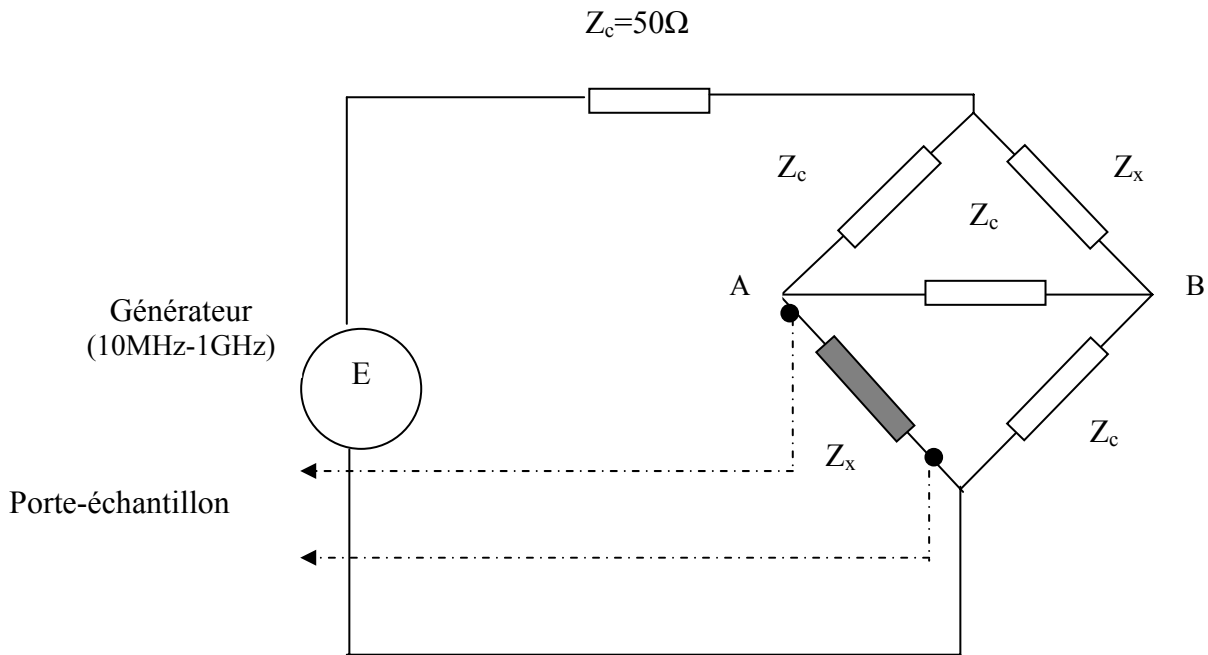


Fig. IV.1:Circuit de base de l'analyseur d'impédance HP4191A

A l'application de l'amplitude E, correspond une tension V_{AB} (entre les points A et B) mesurée selon les lois de KIRCHOFF :

$$V_{AB} = \frac{1}{8} \frac{Z_x - Z_c}{Z_x + Z_c} E \quad (VI.1)$$

Ce terme $\Gamma_x = \frac{1}{8} \frac{Z_x - Z_c}{Z_x + Z_c}$ représente le coefficient de réflexion de la charge inconnue Z_x .

L'expression (VI.1) s'écrit alors :

$$V_{AB} = \frac{1}{8} \Gamma_x E \quad (VI.2)$$

L'analyseur d'impédance mesure la tension V_{AB} , utilise ensuite la relation (VI.2) pour déduire le coefficient de réflexion de l'échantillon sous test. L'application des formules de conversion préprogrammées dans la mémoire de l'appareil, permet la détermination d'autres grandeurs physiques relatives à la charge étudiée Z_x , telles que, son impédance, son admittance et son circuit équivalent LC ou RL série ou parallèle.

IV.3-FORMULES DE CONVERSION

Le coefficient de réflexion est défini comme étant le rapport de l'onde réfléchie V_r sur l'onde incidente V_i . En effet :

$$\Gamma = \frac{V_r}{V_i} = \Gamma_x + j\Gamma_y \quad (\text{VI.3})$$

La mesure du coefficient de réflexion effectuée par l'appareil est faite au niveau du plan de calibration. Le coefficient de réflexion relatif au déplacement du plan de mesure à une distance d du plan de calibration (Fig. VI.2) sera donné par:

$$\Gamma_A = \Gamma_0 \exp \left(- 2j \frac{\omega}{c} d \right) \quad (\text{VI.4})$$

Où Γ_0 est le coefficient de réflexion au niveau du plan de calibration.

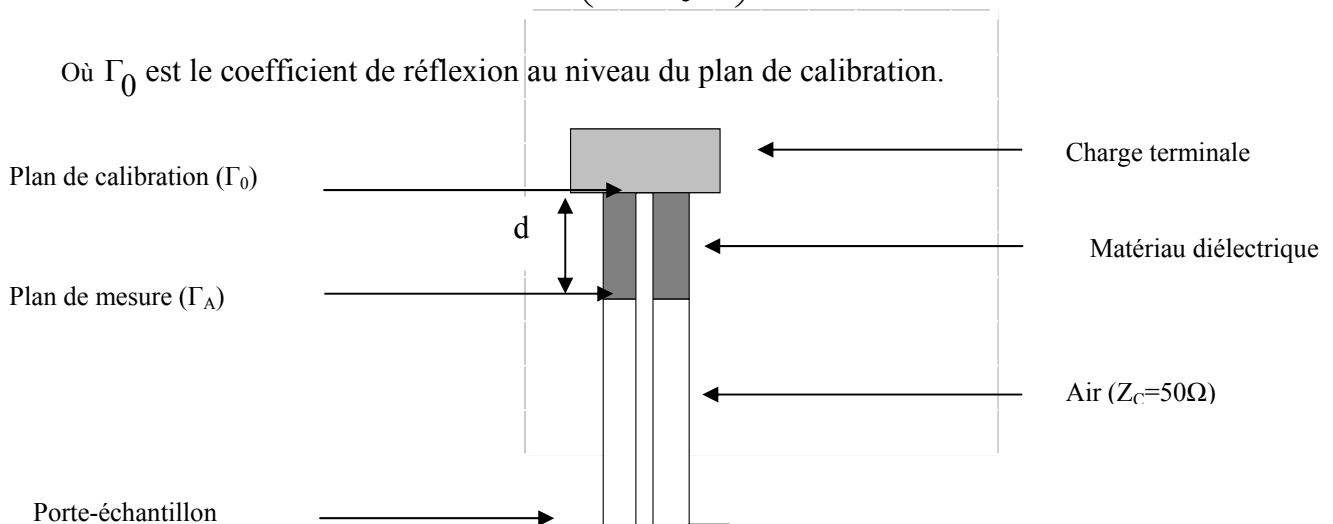


Fig. IV.2 : Déplacement du plan de mesure à une distance d du plan de calibration

La relation entre le coefficient de réflexion et l'impédance de la charge est donnée par la relation (II.31) :

$$\Gamma_A = \frac{Z_x - Z_c}{Z_x + Z_c} \quad (\text{VI.5})$$

Où : Z_c est l'impédance caractéristique de la ligne ($Z_c = 50\Omega$).

La valeur de l'impédance à tester Z_x est donnée d'après (VI.5) par :

$$Z_x(\Omega) = Z_c \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} = 50 \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \quad (\text{VI.6})$$

$$= R + jX = |Z_x| \exp(j\theta) \quad (\text{VI.7})$$

Où R et X sont la résistance et la réactance de la charge testée.

A partir des équations (VI.6), (VI.7) et (VI.3) on peut déduire :

$$Y_x(\Omega^{-1}) = \frac{1}{Z_x} = G + jB = |Y_x| \exp(-j\theta) \quad (\text{VI.8})$$

Ou encore :

$$Y_x(\Omega^{-1}) = \frac{1}{50} \frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma} \quad (\text{VI.9})$$

IV.4-CALIBRATION DE L'ANALYSEUR

Il est important de noter que les mesures réalisées par l'analyseur d'impédance HP4191A sont entachées d'erreurs. On distingue alors deux types d'erreurs; Erreurs aléatoires et erreurs systématiques.

Les erreurs aléatoires sont des erreurs non contrôlables et non estimables, par conséquent elles ne peuvent être éliminées. Néanmoins, on peut les diminuer en effectuant plusieurs fois la même mesure et en prenant la moyenne.

Par contre, les erreurs systématiques sont des erreurs répétitives qui sont dues essentiellement à [39] :

a) la directivité :

Celle-ci est due à la présence d'un signal résiduel qui se superpose au signal, réfléchi par la charge, l'erreur introduite par la directivité est négligeable dans le cas des coefficients de réflexion dont le module est proche de l'unité, mais elle peut être importante dans le cas des coefficients de réflexion de faible module.

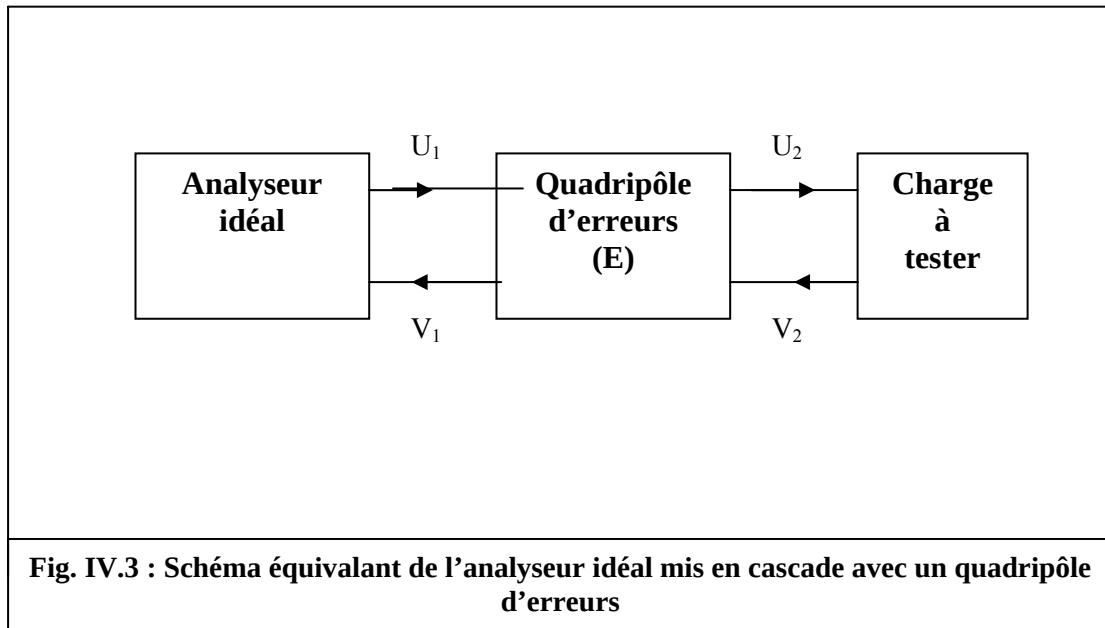
b) la désadaptation des accès de mesure :

Cette dernière est due aux réflexions résiduelles au niveau des connexions (toutes les discontinuités dans le système).

c) la variation en fréquence intrinsèque :

Cette erreur correspond à la variation des caractéristiques de la charge étudiée, supposée constante à une fréquence donnée. Elle est due à la réponse des circuits micro-ondes constituant l'appareil.

La méthode de correction des erreurs utilisée par l'analyseur HP4191A est une méthode de correction vectorielle dite « méthode des trois points », dans cette méthode l'analyseur réel est décomposé en un analyseur idéal en cascade avec un quadripôle d'erreurs (Fig.-IV.3)



A partir du schéma de la figure (IV.3), le coefficient de réflexion au niveau de la charge est :

$$\Gamma_r = \frac{V_2}{U_2} \quad (\text{VI.10})$$

Alors que l'analyseur mesure :

$$\Gamma_m = \frac{V_1}{U_1} \quad (\text{VI.11})$$

La relation liant les signaux U aux signaux V est de la forme :

$$V_1 = E_{11} U_1 + E_{12} U_2 \quad (\text{VI.12.a})$$

$$V_2 = E_{21} U_1 + E_{22} U_2 \quad (\text{VI.12.b})$$

En tenant compte des relations (VI.12.a), (VI.11) et (VI.10) on obtient :

$$\Gamma_r = \frac{\Gamma_m - E_{11}}{E_{22}(\Gamma_m - E_{11}) + E_{12}E_{21}} \quad (\text{VI.13})$$

En posant $E_{11} = K_1$, $E_{12}E_{21} = K_2$ et $E_{22} = K_3$, l'expression (VI.13) devient :

$$\Gamma_r = \frac{\Gamma_m - K_1}{K_3(\Gamma_m - K_1) + K_2} \quad (\text{VI.14})$$

On peut déduire le coefficient de réflexion réel de la charge en fonction de celui mesuré par l'analyseur à condition de connaître les facteurs correctifs K_1 , K_2 et K_3 à chaque fréquence de mesure. Ceci est d'ailleurs le principe même de la procédure de correction par la même méthode de "trois points".

L'inversion de l'expression (VI.14) donne :

$$\Gamma_m = \frac{(K_1 K_3 - K_2) \Gamma_r - K_1}{K_3 \Gamma_r - 1} \quad (\text{VI.15})$$

A partir de cette expression, on peut déterminer les constantes K_1 , K_2 et K_3 en fonction des coefficients de réflexion des charges étalons mesurés lors de calibration.

***calibration avec court-circuit**

Le coefficient de réflexion réel d'un court-circuit idéal est : $(\Gamma_r)_{cc} = -1$

En reportant cette valeur dans la relation (VI.15), on trouve :

$$(\Gamma_m)_{cc} = K_1 - \frac{K_2}{K_3 + 1} \quad (\text{VI.16})$$

***calibration avec le circuit ouvert :**

Le coefficient de réflexion réel d'un circuit ouvert idéal est : $(\Gamma_r)_{co} = 1$

En reportant cette valeur dans la relation (VI.15), on trouve :

$$(\Gamma_m)_{CO} = K_1 - \frac{K_2}{K_3 - 1} \quad (VI.17)$$

***calibration avec la charge adaptée :**

Le coefficient de réflexion réel d'un court-circuit idéal est : $(\Gamma_r)_{CA} = 0$

En reportant cette valeur dans la relation (VI.15), on trouve :

$$(\Gamma_m)_{CA} = K_1 \quad (VI.18)$$

En fin de compte on a un système de trois équations (VI.16), (VI.17) et (VI.18) à trois inconnues K_1 , K_2 et K_3 ; les coefficients de réflexion mesurés avec les trois charges étalons étant connus, la résolution de ce système d'équations donne :

$$K_1 = (\Gamma_m)_{CA} \quad (VI.19)$$

$$K_3 = \frac{(\Gamma_m)_{CO} + (\Gamma_m)_{CC} - 2(\Gamma_m)_{CA}}{(\Gamma_m)_{CO} - (\Gamma_m)_{CC}} \quad (VI.20)$$

$$K_2 = \left((\Gamma_m)_{CA} - (\Gamma_m)_{CC} \right) (1 + K_3) \quad (VI.21)$$

IV.5-MONTAGE EXPÉRIMENTAL ET MODE OPERATOIRE:

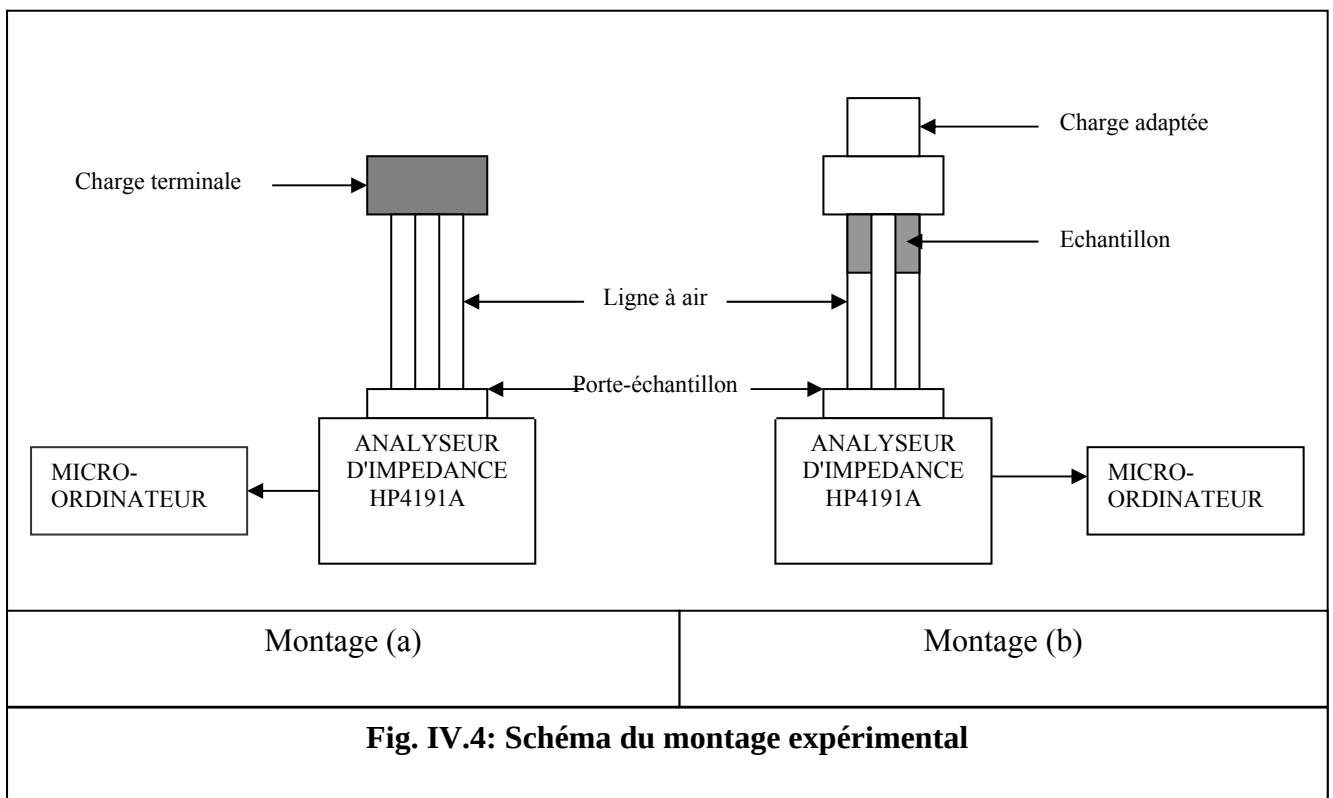
Les étapes suivies pour nos mesures expérimentales sont :

1-La calibration de l'analyseur d'impédance : pour cela, on réalise le montage schématisé sur la figure (VI-4.a) : la ligne coaxiale est connectée à l'une de ses extrémités au porte échantillon de l'appareil, à l'autre extrémité, on place une charge terminale correspondant successivement à un court-circuit, un circuit ouvert et à une charge adaptée (les trois charges étalons) figure (VI-5). Cette méthode de calibration de l'analyseur « méthode des trois points » permet le calcul des constantes correctives K_1 , K_2 et K_3 qui sont gardées en

la mémoire de l'analyseur. C'est avec ces constantes qu'on peut déduire le coefficient de réflexion corrigé Γ_r de la charge en fonction de celui mesuré par l'analyseur Γ_m .

2-les mesures sur échantillons : Pour cela on réalise le montage schématisé sur la figure (IV.4.b). On commence d'abord par la mesure du coefficient de réflexion à vide (sans échantillon), ensuite on passe à l'étalonnage de l'analyseur par des mesures sur des matériaux de permittivités connues (air, eau distillée, téflon).

Une fois le coefficient de réflexion mesuré, on passe au calcul des paramètres caractéristiques de l'échantillon à tester (les mélanges binaires des alcools à différents pourcentages de constituants) telle que la permittivité par l'intermédiaire de l'équation (II.47) du chapitre II et la conductivité électrique statique (si le matériau étudié présente une certaine conductivité).



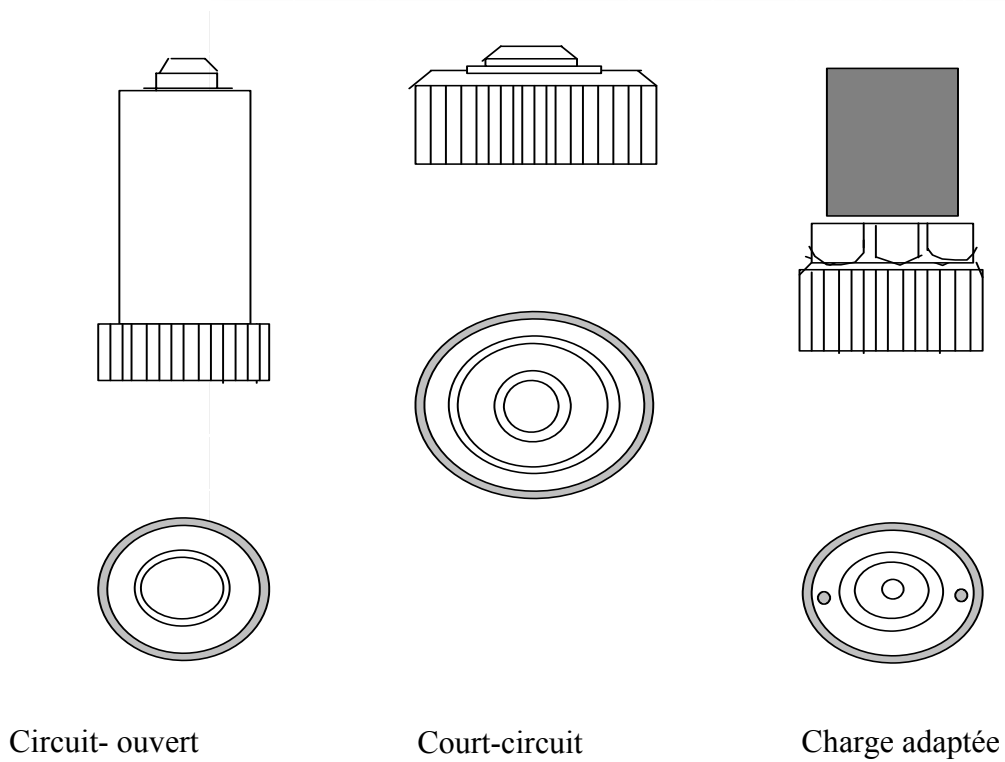
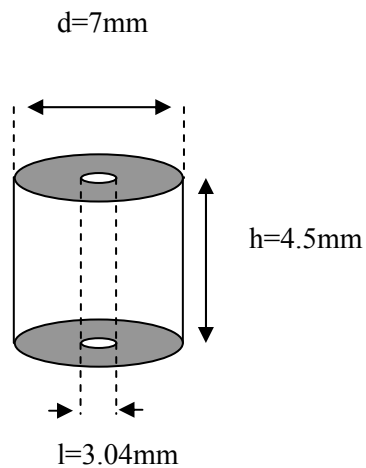


Fig. IV.5:Description des trois charges étalons



FigIV.7 : géométrie des échantillons

Où d et l représentent les diamètres intérieure et extérieure de l'échantillon et h la hauteur de l'échantillon.

VI.6-.LA CELLULE DE MESURE :

La cellule de mesure que nous avons utilisée est une ligne de transmission à air coaxiale; elle est représentée dans la figure ((IV.7) [40]) :

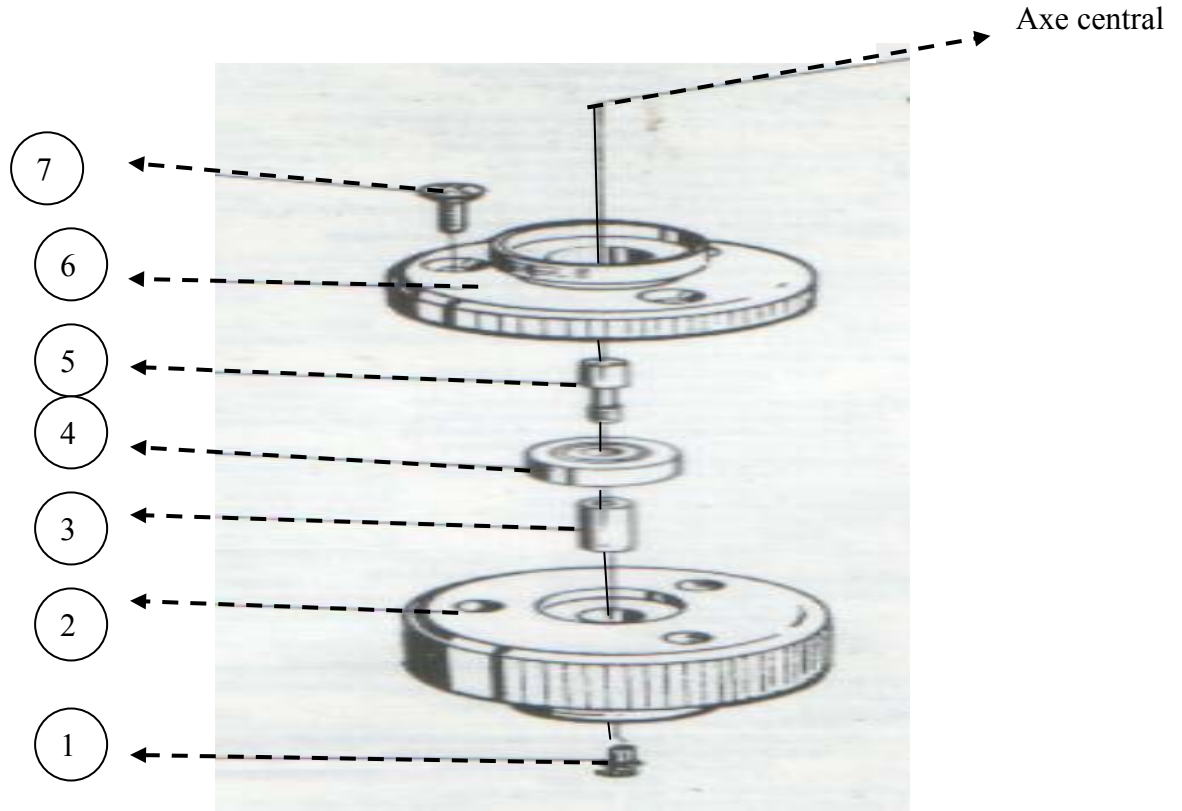


Fig.IV.7 : cellule de mesure

N°	HP Part N°	Description
1	1250-0907	Contacteur connector
2	16091-23021	Manche (SLEEVE (2))
3	16091-24020	Conducteur central (CENTR CONDUCTOR)
4	5040-0306	Matière isolante (INSULATOR)
5	1250-0816	Contacteur connector
6	16091-23022	Manche (SLEEVE (1))
7	0520-0163	Vis (SCREO)

CHAPITRE V

RÉSULTATS ET ESSAIS D'INTERPRÉTATION

CHAPITRE V

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

V.1-INTRODUCTION

La famille des alcools de formule "**R-OH**" où le radical **R** est de la forme C_nH_{2n+1} a donné et continue de donner lieu à de très nombreuses publications [6,9,10]. Ces substances ont toujours été choisies comme produit de référence et permettent une bonne analyse de fiabilité de la méthode de mesure .

Nous avons dans une première étape présenté les résultats des mesures du coefficient de réflexion et de la permittivité relative complexe obtenus avec la cellule de mesure vide, puis procéder aux résultats concernant les mesures sur les échantillons étalons, à savoir: le Téflon et l'Eau distillée.

Pour la deuxième étape, on commence par les mesures sur les alcools purs qui sont le méthanol, l'éthanol, le butanol, le propanol et le pentanol. ensuite, pour continuer dans les mêmes conditions sur les séries d'échantillons constitués de mélanges d'alcools à différentes concentrations massiques.

Toutes nos mesures ont été faites à température ambiante (19 à 21°C). Les valeurs obtenues pour les principaux paramètres diélectriques ϵ_s , ϵ_∞ et f_r sont ensuite comparées à celles données par d'autres auteurs et relevées dans la littérature pour des températures de 20 à 25°C. Nous avons également abordé la conformité de certaines lois des mélanges.

Préparation des mélanges:

Nos échantillons sont constitués de mélanges préparés à partir de combinaisons binaires d'alcools à différents pourcentages massiques: 20%-80% , 40%-60% , 50%-50% , 60%-40%, 80%-20%. Nos échantillons sont constitués de 1,5g des mélanges d'alcools (les mélanges sont pesés avec précision selon les propositions désirées).

V.2-CALIBRATION DE L'ANALYSEUR D'IMPEDANCE

Le calibrage de l'analyseur d'impédance est effectué dans la gamme de fréquences allant de 10Mhz-1Ghz. en utilisant trois charges étalons correspondant respectivement au

court-circuit, au circuit ouvert et à la charge adaptée ; les réponses obtenues sont gardées en mémoire par l'analyseur pour être utilisées ensuite dans la correction automatique des mesures relatives aux charges testées.

V.3-RESULTATS ET DISCUSSION

V 3-1-Mesure avec des échantillons étalons

a- Mesure avec cellule à vide

Nous avons reporté sur les figures (V-1) et (V-2) les variations des parties réelle et imaginaire du coefficient de réflexion de la charge adaptée avec cellule à vide en fonction de la fréquence. Ces variations ont été comparées aux courbes théoriques sur les mêmes figures. La figure (V-3) illustre la variation des parties réelle et imaginaire de la permittivité de l'air en fonction de la fréquence.

b- Mesure avec des échantillons étalons

Le Téflon est un matériau solide de faible permittivité statique (sa valeur est proche de 2) avec une partie imaginaire quasiment nulle ($\epsilon''=0$). La figure (V.4) illustre les variations en fonction de la fréquence des parties réelle et imaginaire de la permittivité relative complexe du Téflon comparées à celles trouvées dans la littérature [40].

L'eau distillée est un matériau liquide de forte permittivité statique (de l'ordre de 80), fortement polaire et de fréquence de relaxation voisine de 17 GHz [42], valeur bien au-delà de notre fréquence limite qui est de 1 GHz. Nous avons également reporté sur la figure (V.5) les variations en fonction de la fréquence des parties réelle et imaginaire de la permittivité relative complexe de l'eau distillée en comparaison avec celles trouvées dans la littérature.

Nous avons reporté dans le tableau (V.1) quelques valeurs trouvées dans la littérature concernant les paramètres diélectriques de l'eau distillée et du téflon. Nous avons noté un assez bon accord de nos résultats avec ceux de la littérature.

Echantillon	température	ϵ_s	f_r (MHz)	Référence
Eau distillée	20°C	81.00	17000	[43]
	20°C	80.93	-	Nos mesures
Téflon	20°C	2.00	-	[43]
	20°C	2.03	-	Nos mesures

Tableau V.1 : Permittivité diélectrique des échantillons étalons

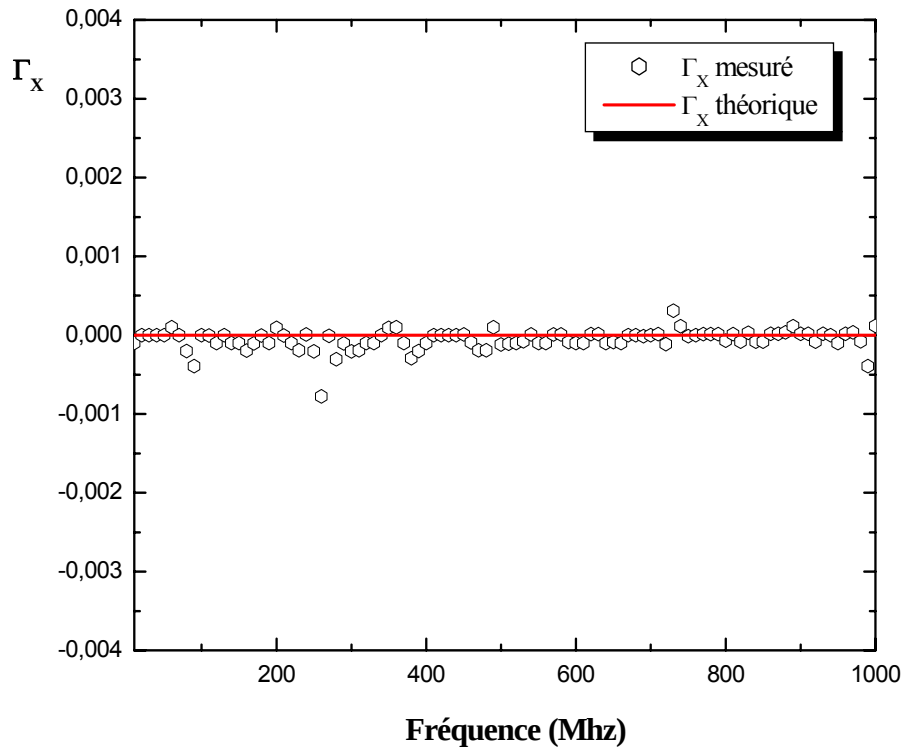


Fig.V.1 : Evolution de la partie réelle du coefficient de réflexion de la charge adaptée avec cellule à vide en fonction de la fréquence

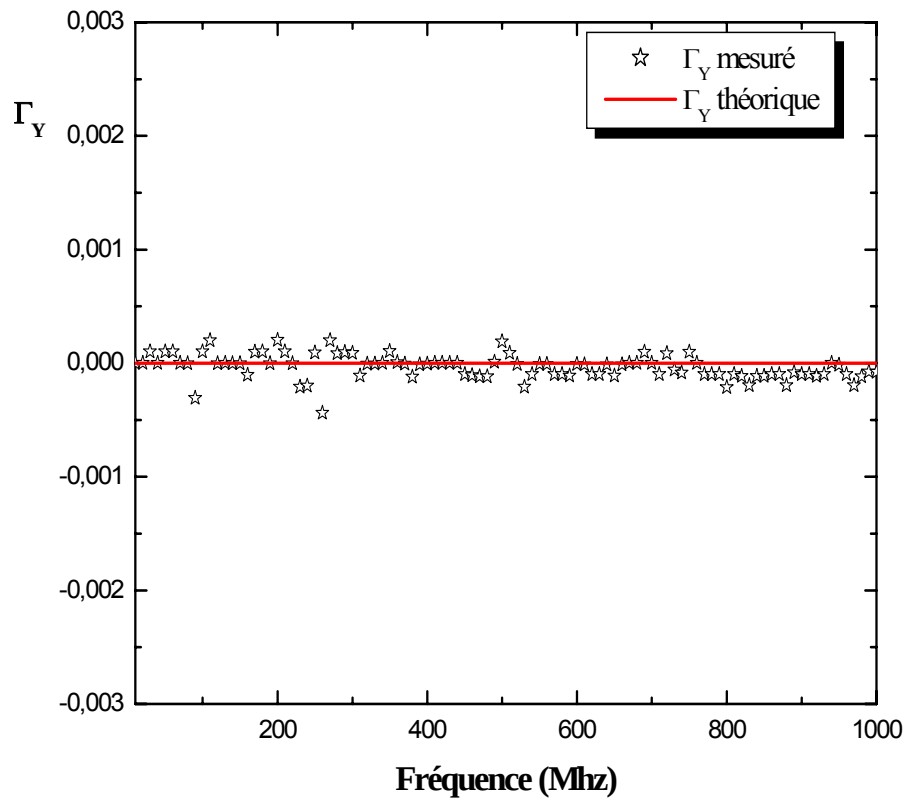


Fig.V.2 : Evolution de la partie imaginaire du coefficient de réflexion de la charge adaptée avec cellule à vide en fonction de la fréquence

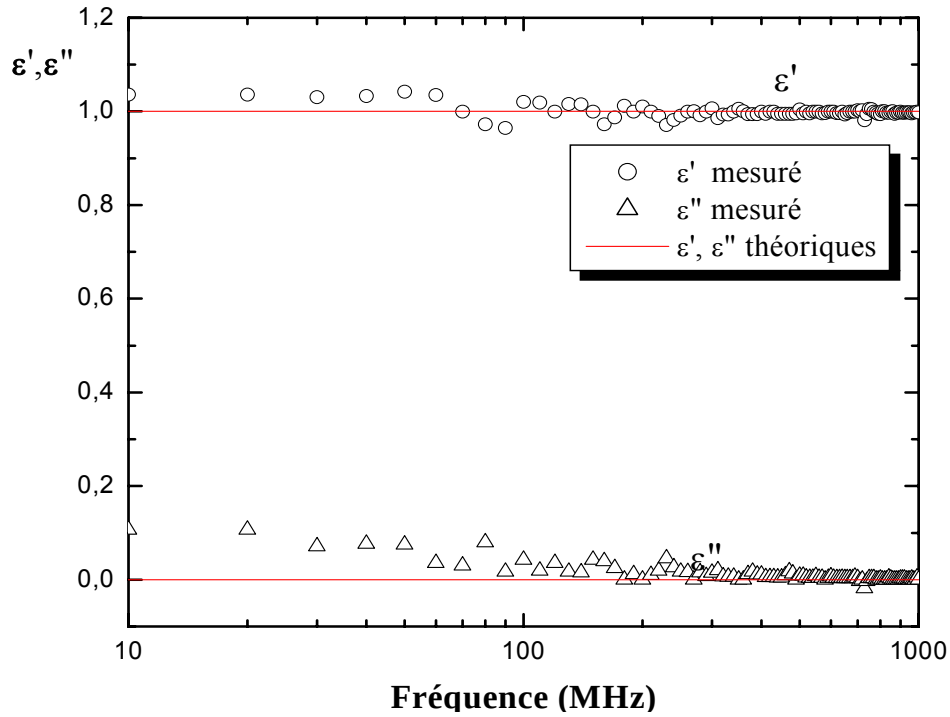


Fig. V.3: Evolution des parties réelle et imaginaire de la permittivité de l'air en fonction de la fréquence

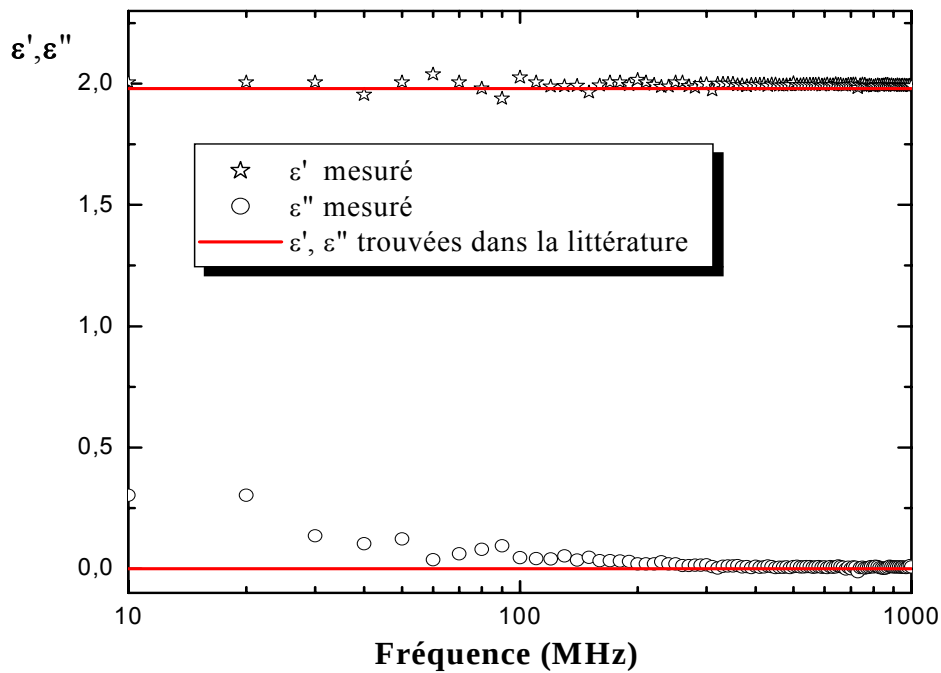


Fig. V.4 : Evolution des parties réelle et imaginaire de la permittivité de Téflon en fonction de la fréquence

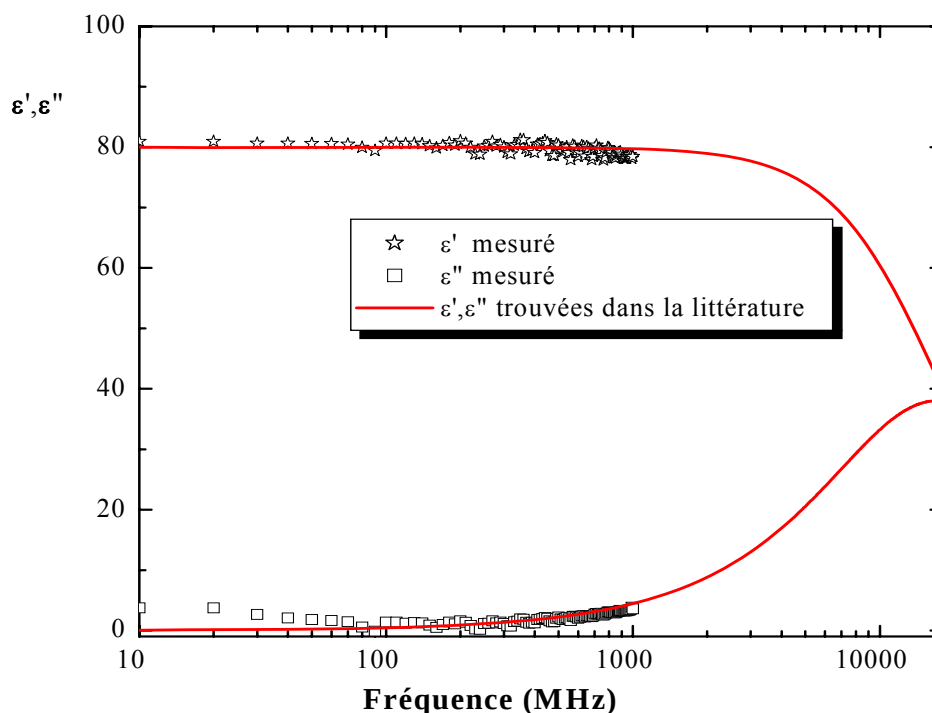


Fig. V.5 : Evolution des parties réelle et imaginaire de la permittivité relative complexe de l'eau distillée en fonction de la fréquence

v.3.2-Mesure sur les alcools purs

La fonction analytique par laquelle nous avons approximé les diagrammes d'Argand de nos échantillons est donnée par :

$$Y = Y_0 + \sqrt{R^2 - (X - X_0)^2} \quad (V.1)$$

Avec :

X : représente la partie réelle de la permittivité complexe (ϵ')

Y : représente la partie imaginaire de la permittivité complexe (ϵ'')

La détermination de la permittivité aux très hautes fréquences (ϵ_∞) est obtenue par l'extrapolation du diagramme d'Argand.

Tous les alcools primaires sont des produits chimiquement stables, ils possèdent les propriétés générales des alcools (réactions, d'oxydation, etc.).

1-Le méthanol est un liquide mobile, incolore, volatile, d'odeur plutôt agréable quand il est pur et sa formule chimique est: $\text{CH}_3\text{-OH}$, sa masse molaire est égale à 32.04g/mol [44].

Les résultats qui concernent le méthanol sont reportés sur les figures (V-6) et (V-7), traduisant respectivement, l'évolution en fonction de la fréquence des parties réelle et

imaginaire de la permittivité relative complexe et le diagramme d'Argand, comparées à celles trouvées dans la littérature.

Nous avons aussi reporté dans le tableau (V-2) les valeurs des paramètres diélectriques caractéristiques du méthanol, les résultats trouvés dans la littérature sont en accord avec ceux de nos mesures expérimentales.

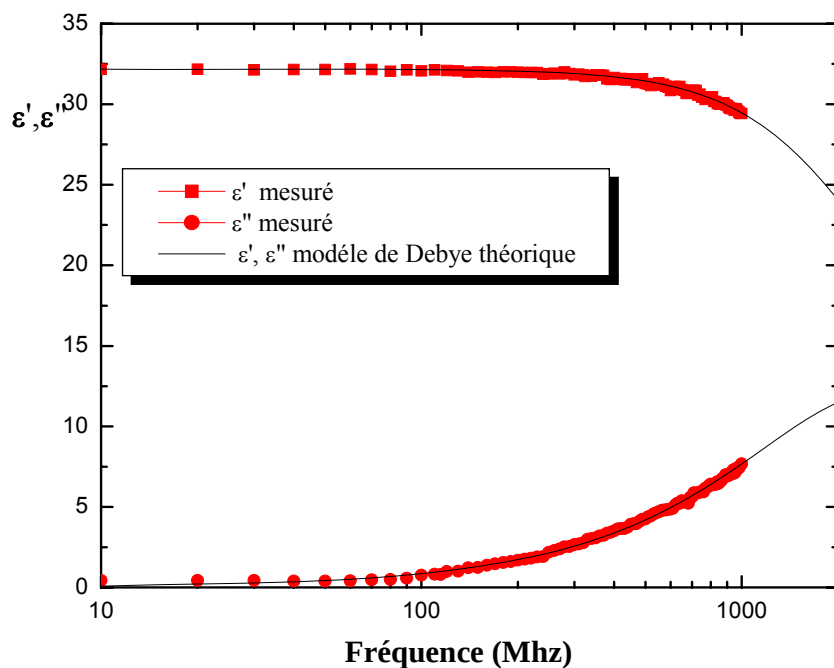


Fig. V.6 : Evolution des parties réelle et imaginaire de la permittivité relative complexe du Méthanol en fonction de la fréquence

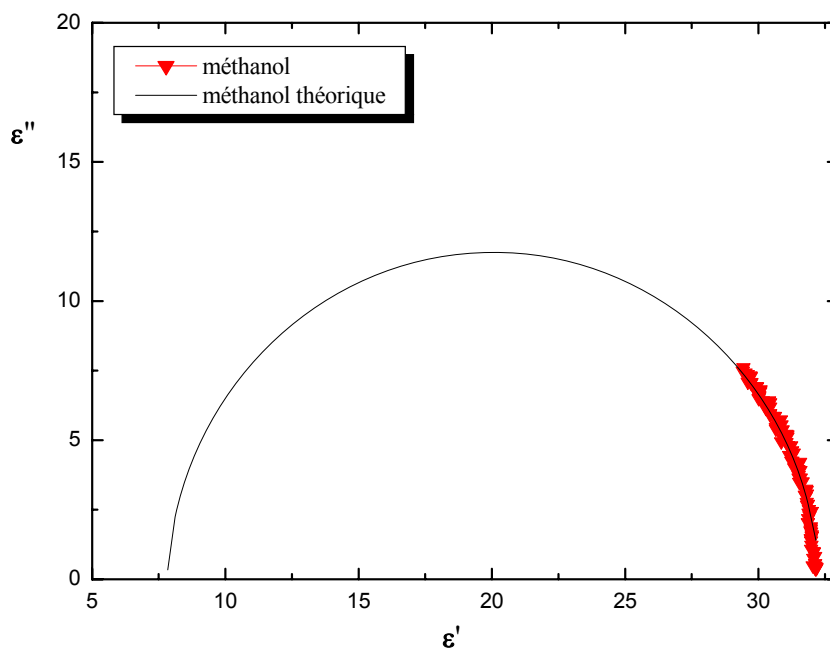


Fig. V.7 : diagramme d'Argand du Méthanol

Température(°C)	ϵ_s	ϵ_∞	$f_{\max.}$ (Mhz)	Référence
25	32.50	-	-	[44]
20	32.30	-	-	[45]
21	32.18	7.8	2822	Nos mesures

Tableau (V-2): Paramètres diélectriques du Méthanol

2-L'éthanol produit peu toxique, d'odeur alcoolique, est utilisé dans les parfums et les médicaments et sa formule chimique est $\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-OH}$ de masse molaire 46 g/mol.

Nous présentons sur les figures (V-8) et (V-9) les résultats obtenus concernant la variation de la fréquence des parties réelle et imaginaire de la permittivité relative complexe de l'éthanol ainsi que le diagramme d'Argand.

Le tableau (V-3) montre encore un bon accord avec les résultats relevés dans la littérature et ce pour les trois paramètres ϵ_s , ϵ_∞ , f_r .

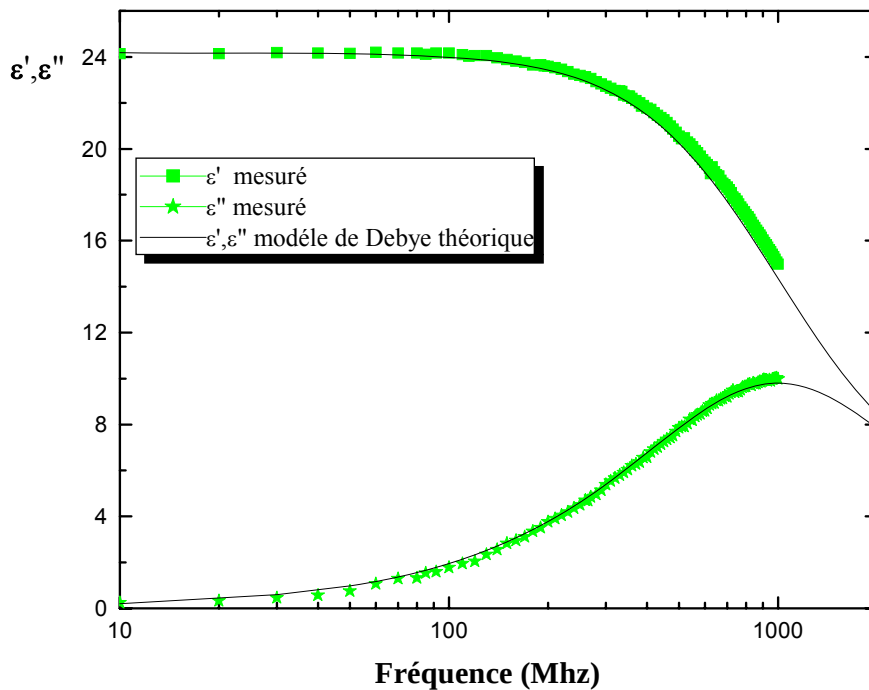


Fig. V.8 : Evolution des parties réelle et imaginaire de la permittivité relative complexe de l'éthanol en fonction de la fréquence

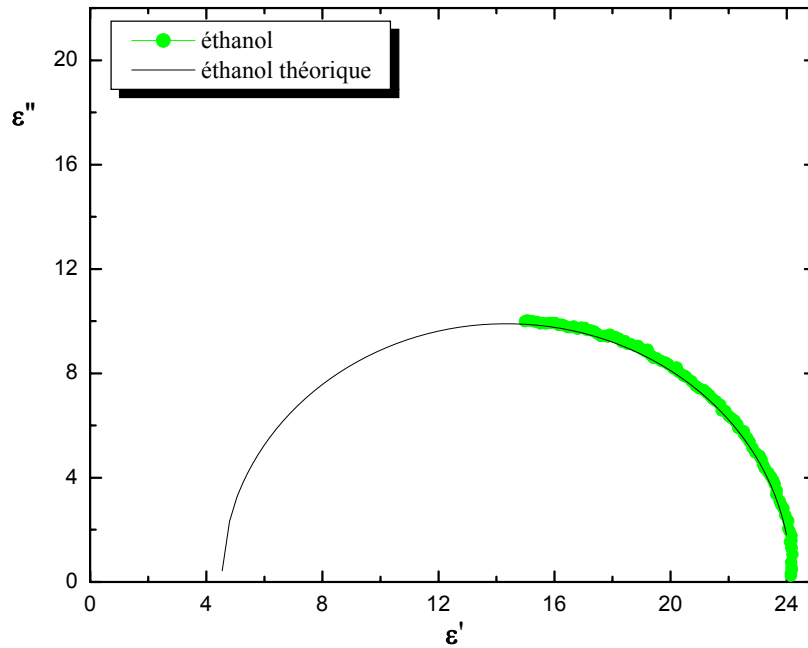


Fig. V.9: diagramme d'Argand de l' Ethanol

Température(°C)	ϵ_s	ϵ_∞	f_r (Mhz)	Référence
23	24.30	-	-	[42]
20	23.70	6.90	820	[6]
25	24.3	-	1200	[46]
20	24.14	4.54	998	Nos mesures

Tableau (V-3): Paramètres diélectriques de l'Ethanol

3-Le propanol: se présente sous la forme d'un liquide incolore, mobile, d'odeur comparable à celle de l'éthanol et sa formule chimique est: $\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-CH}_2\text{-OH}$, il est miscible en toutes proportion : à l'eau et à la plupart des solvants organiques usuels.

La masse molaire du propanol est égale à 60.09g/mol [47].

Les figures (V-10) et (V-11) traduisent respectivement la variation des parties réelle et imaginaire de la permittivité relative complexe et le diagramme d'Argand du propanol. Le tableau de valeurs (V-4), montre que les paramètres diélectriques du propanol sont encore en bon accord avec ceux trouvés dans la littérature.

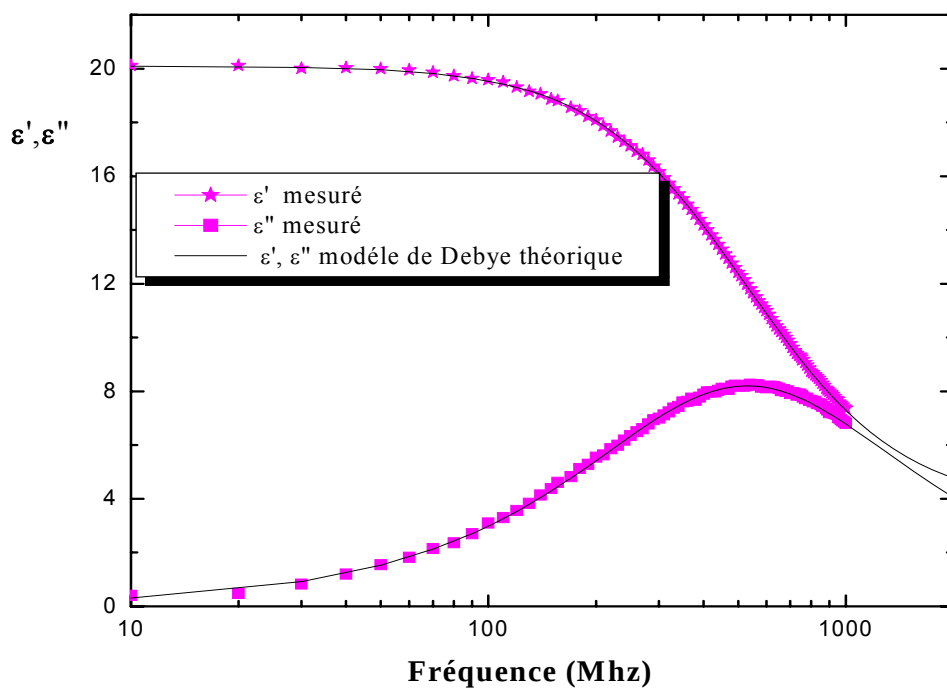


Fig. V.10: Evolution des parties réelle et imaginaire de la permittivité relative complexe du Propanol en fonction de la fréquence

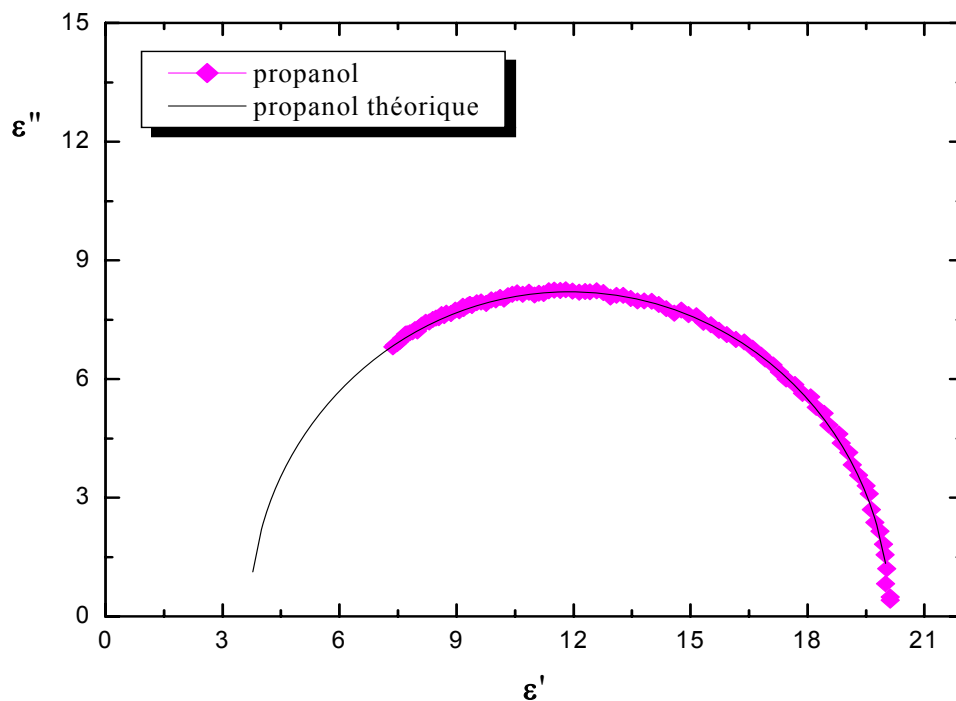


Fig. V.11 diagramme d'Argand du Propanol

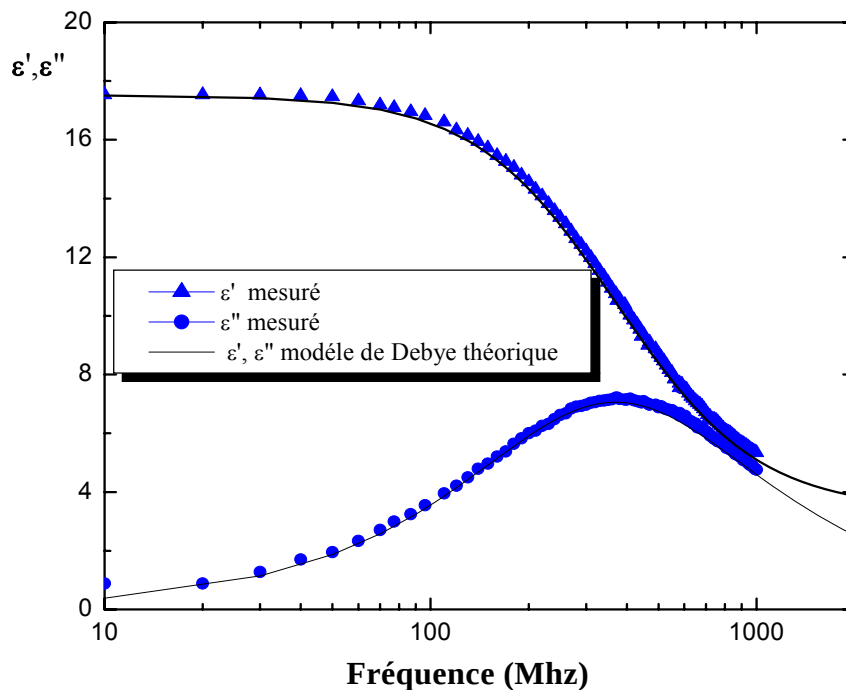
Température(°C)	ϵ_s	ϵ_∞	$f_r(\text{Mhz})$	Référence
22	20.10	-	-	[48]
20	20.70	4.5	440	[6]
20	20.11	3.7	530	Nos mesures

Tableau (V-4): Paramètres diélectriques du Propanol

4-Le butanol est un liquide incolore, légèrement sirupeux d'odeur alcoolique, désagréable à forte concentration, soluble dans l'eau et miscible à la plupart des solvants organiques usuels: alcools, cétones, esters etc, et sa formule chimique est $\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-CH}_2\text{-CH}_2\text{-OH}$; ses principales caractéristiques physiques sont les suivantes : masse molaire 74.12g/mol, point d'ébullition: 117.7°C .

Les figures (V-12) et (V-13), illustrent respectivement la variation en fonction de la fréquence de la permittivité relative complexe et le diagramme d'Argand du butanol.

Le tableau correspondant (V-5), montre que nos résultats restent en bon accord avec ceux signalés par d'autres auteurs.

**Fig. V.12 : Evolution des parties réelle et imaginaire de la permittivité relative complexe du Butanol en fonction de la fréquence**

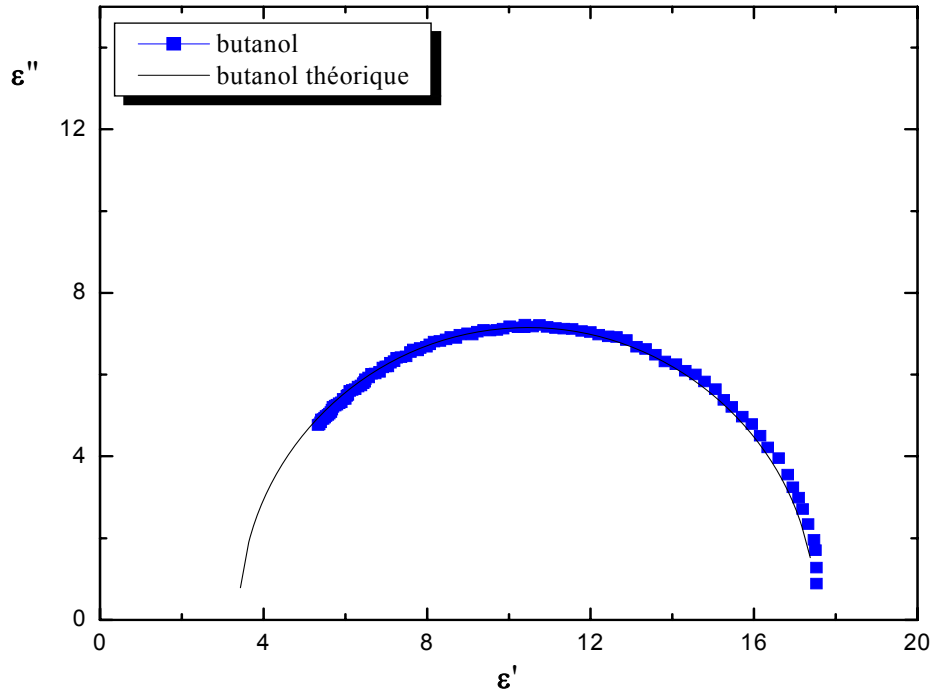


Fig. V.13 diagramme d'Argand du Butanol

Température(°C)	ϵ_s	ϵ_∞	f_r (Mhz)	Référence
20	17.70	3.50	400.0	[6]
21	17.60	-	380.0	[38]
20	18.20	2.50	320.0	[9]
20	17.10	-	360.0	[40,49]
20	17.52	3.4	370	Nos mesures

Tableau (V-5): Paramètres diélectriques du Butanol

5-le Pentanol: un produit incolore, volatile, d'odeur alcoolique, sa formule chimique est:- $\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-CH}_2\text{-CH}_2\text{-CH}_2\text{-OH}$.

La même étude a été utilisée aussi bien pour le pentanol que pour les alcools, elle nous permet de représenter les courbes obtenues sur les figures (V-14) et (V-15). Les résultats trouvés sont en bon accord avec ceux trouvés dans la littérature et reportés dans le tableau (V-6).

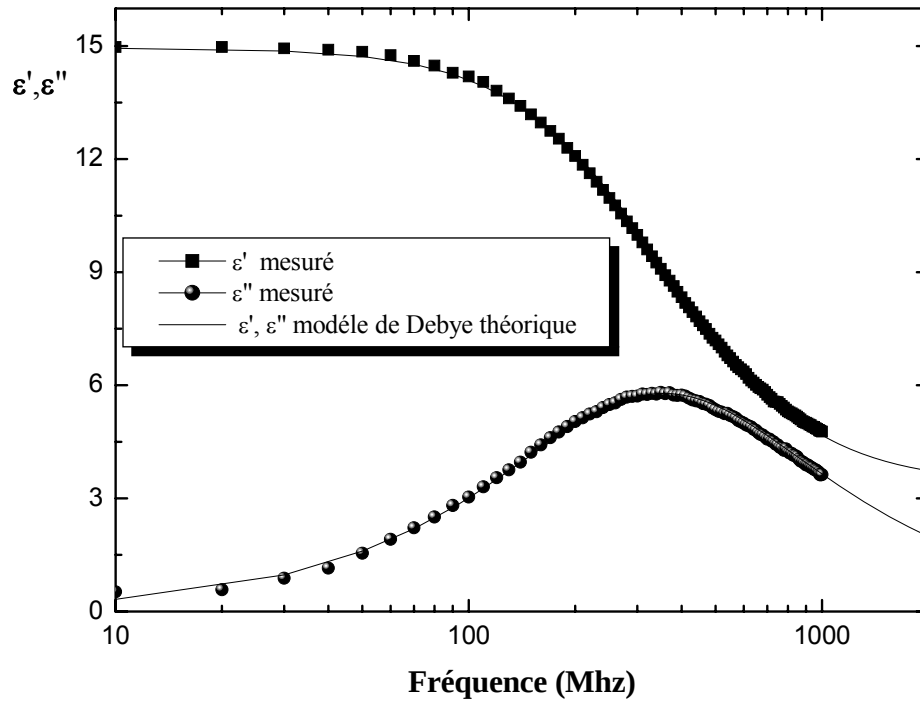


Fig. V.14 : Evolution des parties réelle et imaginaire de la permittivité relative complexe du Pentanol en fonction de la fréquence

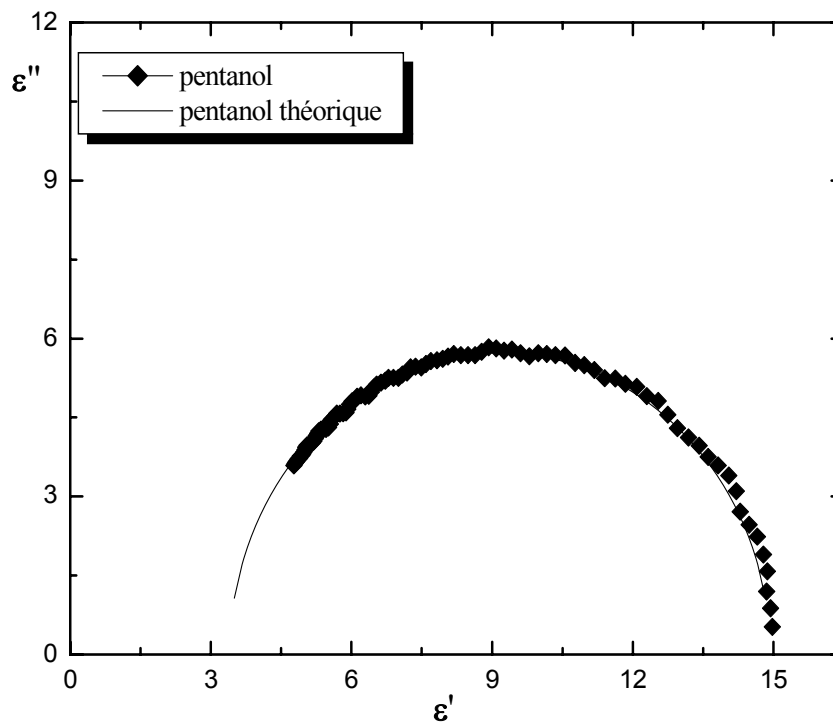
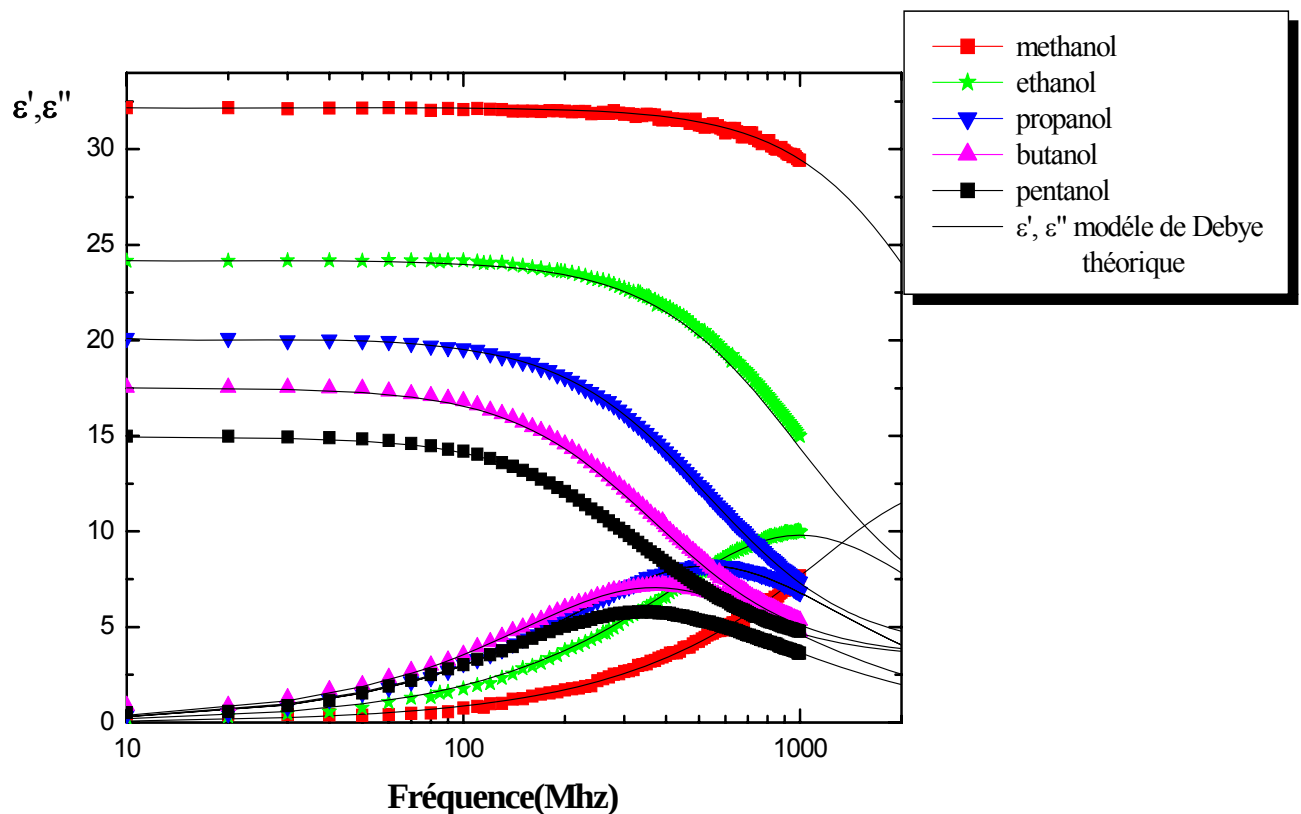


Fig. V.15 diagramme d'Argand du Pentanol

Température(°C)	ϵ_s	ϵ_∞	f_r (Mhz)	Référence
20	14.9	3.00	250.00	[50]
20	15.0	2.80	220.00	[9]
20	15.0	3.00	218.00	[10]
20	14.95	3.38	355	Nos mesures

Tableau (V-6): Paramètres diélectriques du Pentanol

Tous les alcools étudiés se comportent pratiquement de la même manière; leur spectre diélectrique est caractérisé par une zone de relaxation principale de type Debye avec pratiquement un seul temps de relaxation, où le diagramme d'Argand ressemble parfaitement à un demi cercle figures (V.16) et (V.17)

**Fig. V.16 : Évolution des parties réelle et imaginaire de la permittivité complexe des alcools purs**

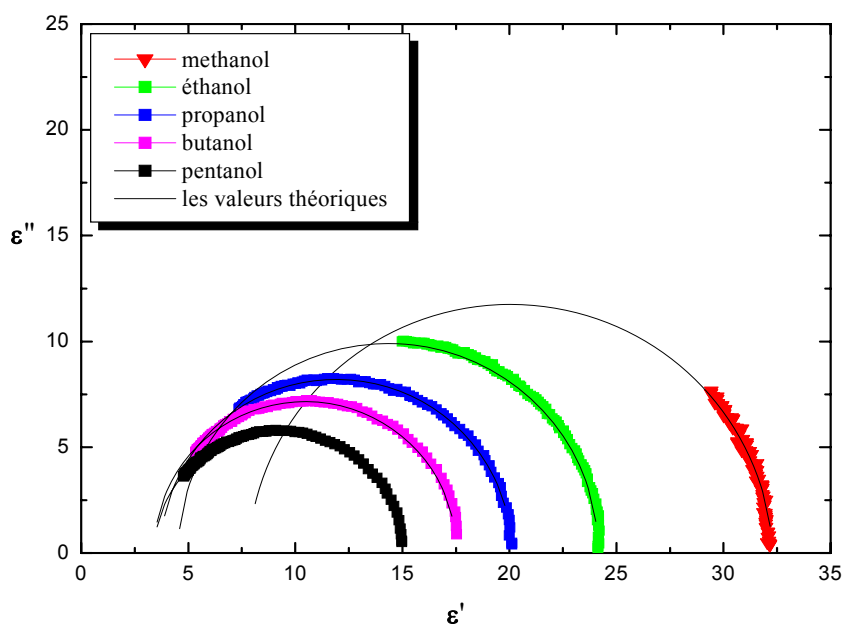


Fig. V.17:diagramme d'Argand dans le modèle de Debye des alcools purs

Les paramètres caractéristiques des alcools sont reportés dans le tableau (V.7)

A partir de ce tableau, nous avons tracé la permittivité statique ϵ_s et la fréquence de relaxation f_r en fonction de nombre de carbone.

Les résultats obtenus de ces derniers sont illustrés sur les figures (V.18) et (V.19). Nous constatons que la permittivité statique ϵ_s et la fréquence de relaxation f_r diminuent lorsque le nombre de carbone augmente, cette diminution peut être due au mouvement des chaînes moléculaires qui devient plus difficile quand les chaînes moléculaires sont longues.

Alcools	N°de carbone	ϵ_s	ϵ_∞	$f_r(\text{Mhz})$
Methanol	1	32.18	7.8	2822
Ethanol	2	24.14	4.54	998
Propanol	3	20.11	3.7	530
Butanol	4	17.52	3.4	370
Pentanol	5	14.9	3.38	355

Tableau (V-7): Paramètres diélectriques des alcools purs

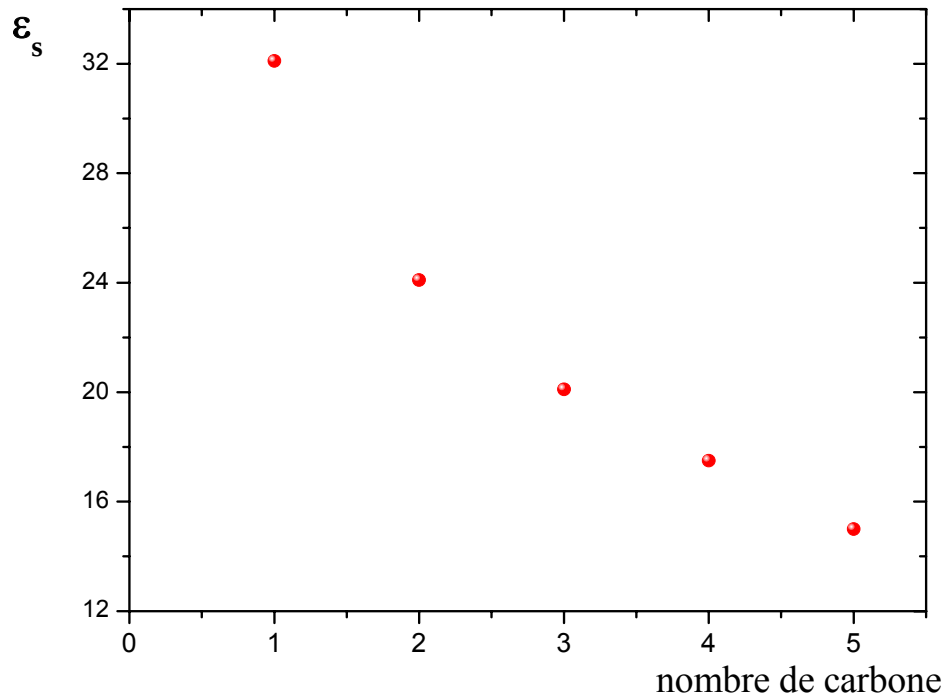


Fig. V.18: Variation de la permittivité statique en fonction de nombre de carbone

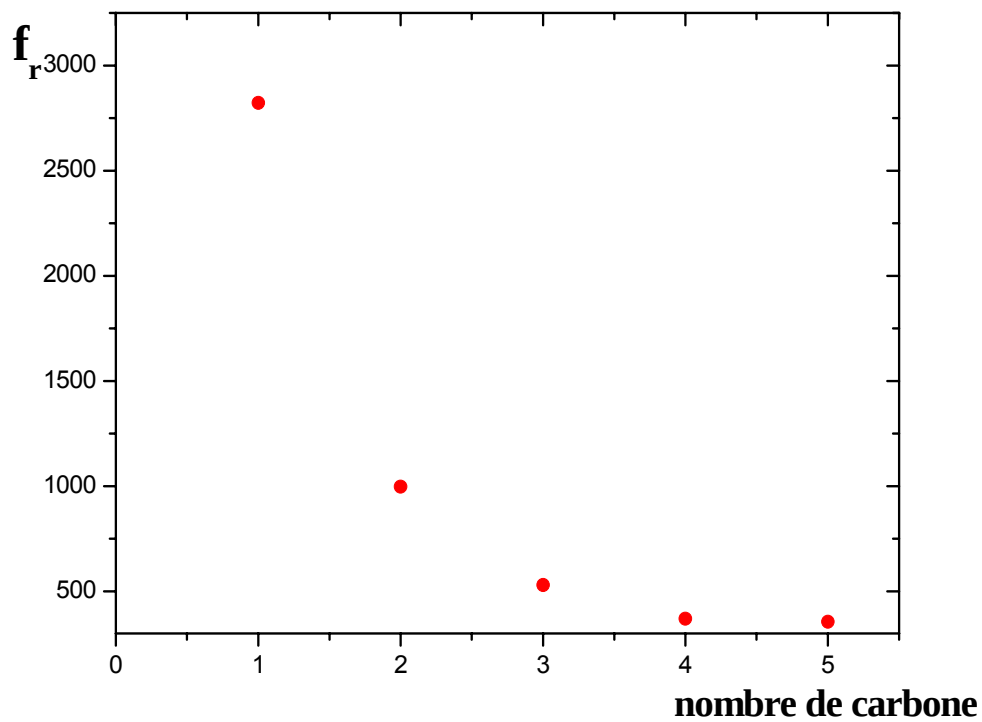


Fig. V.19: Variation de la fréquence de relaxation en fonction de nombre de carbone

V.3.3-Mesures sur les mélanges d'alcools (mélanges binaires)

Les résultats obtenus sur les mélanges (Méthanol- Ethanol, Méthanol- Propanol, Méthanol-Butanol,Methanol-Pentanol,Ethanol-Propanol,Ethanol-Butanol,Ethanol-Pentanol, Propanol-Butanol, Propanol -Pentanol, Butanol -Pentanol),et concernant l'évolution des parties réelle et imaginaire de la permittivité relative complexe en fonction de la fréquence, comparés aux résultats obtenus à partir de la formule de Debye ,sont reportés sur les figures (V-19-a,b) à (V-25-a,b). Les figures (V-19-c) à (V-25-c) illustrent le diagramme d'Argand des mélanges cités plus haut. Les résultats sont regroupés dans le tableau (V-7).

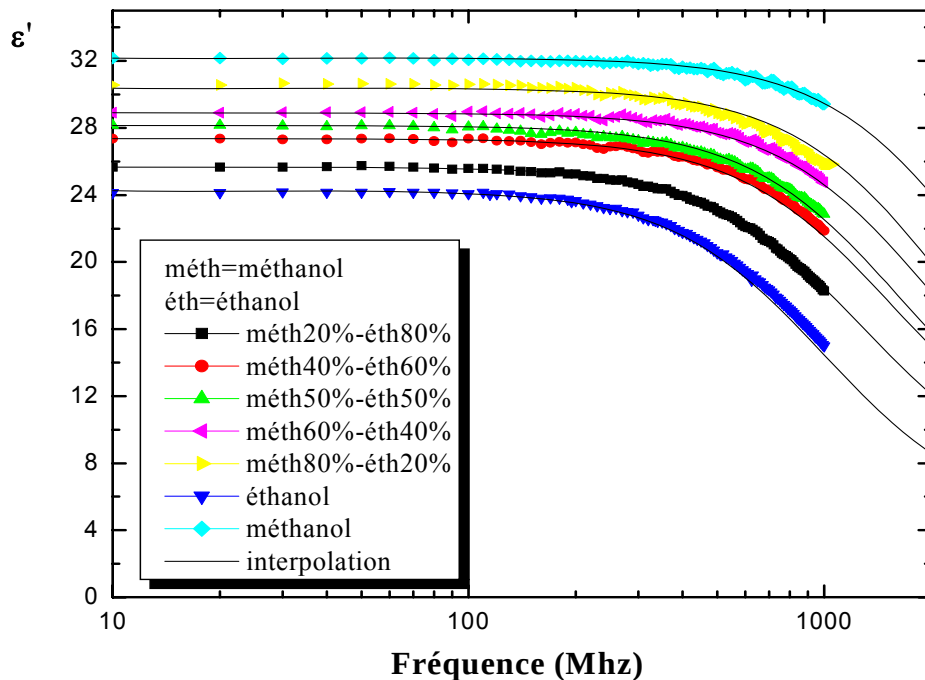


Fig.V-19-a : Evolution de la partie réelle de la permittivité complexe des mélanges (Méthanol- Ethanol) en fonction de la fréquence

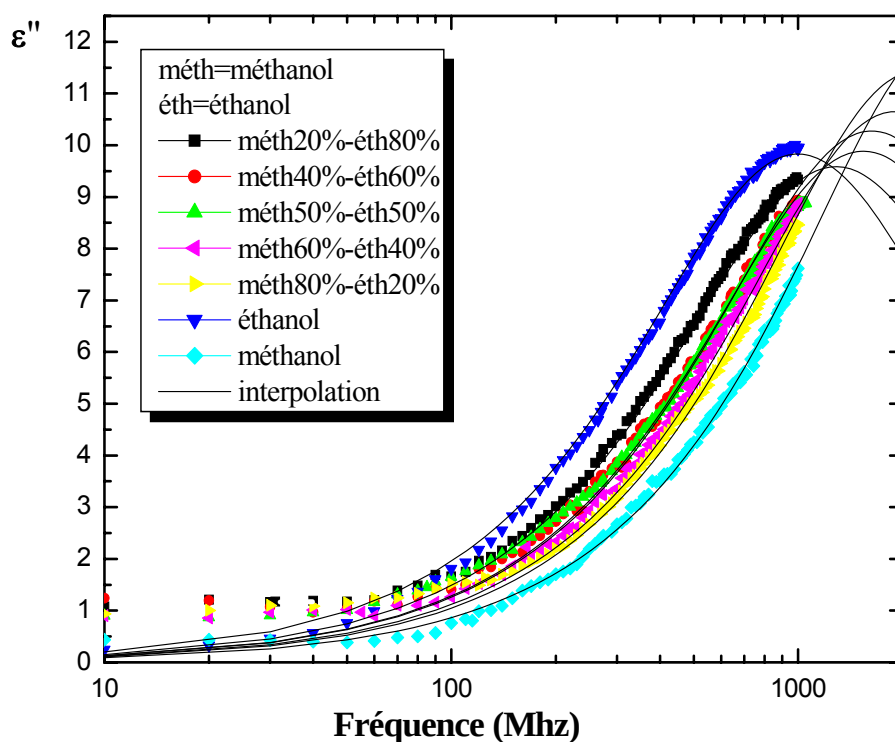


Fig.V-19-b : Evolution de la partie imaginaire de la permittivité complexe des mélanges (Méthanol- Ethanol) en fonction de la fréquence

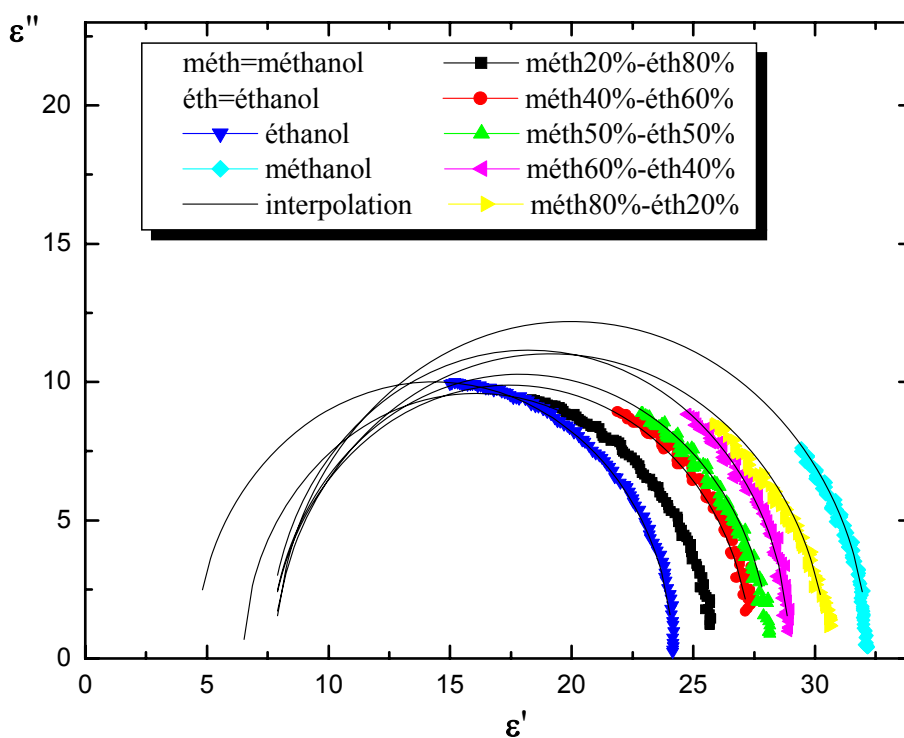


Fig. V.19-c: diagramme d'Argand des mélanges (Méthanol- Ethanol)

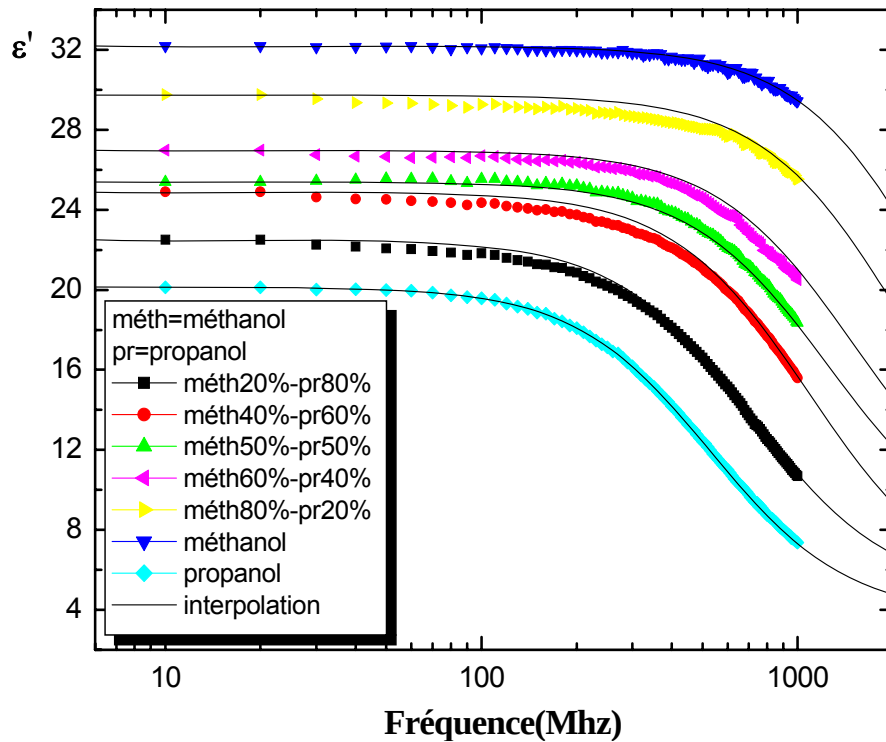


Fig.V-20-a : Evolution de la partie réelle de la permittivité complexe des mélanges (Méthanol- Propanol) en fonction de la fréquence

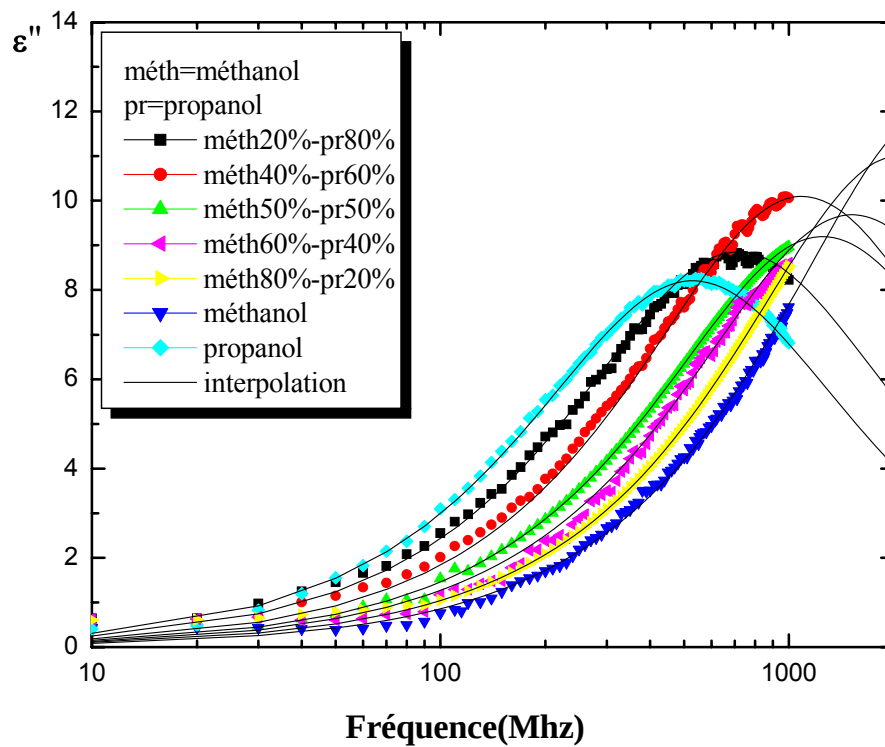


Fig.V-20-b : Evolution de la partie imaginaire de la permittivité complexe des mélanges (Méthanol- Propanol) en fonction de la fréquence

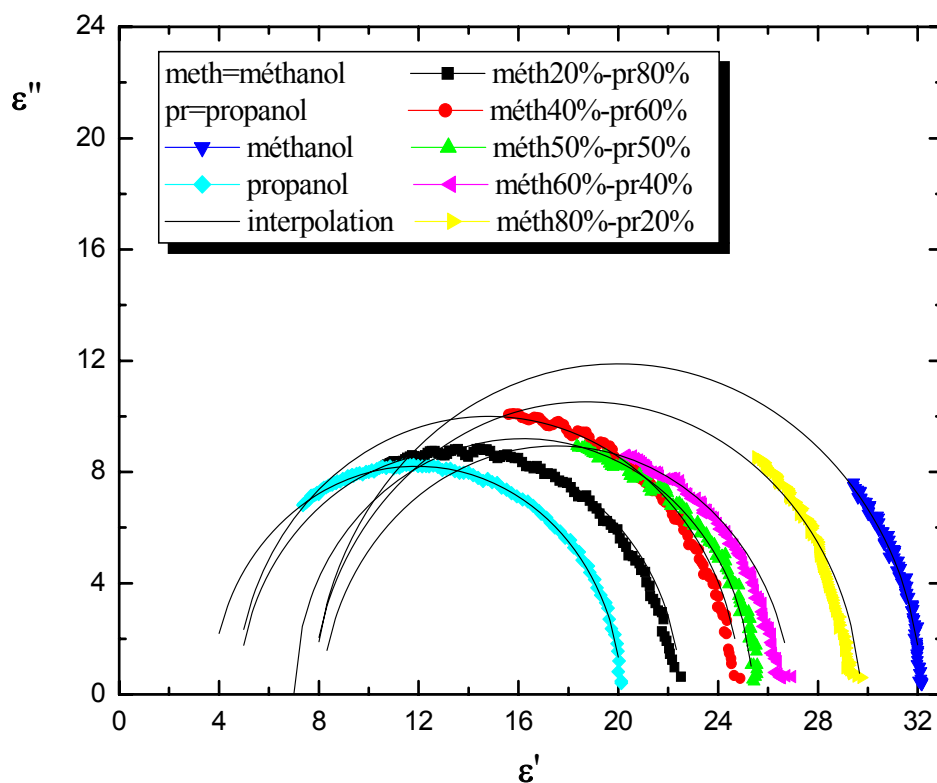


Fig. V. 20-c: diagramme d'Argand des mélanges (Méthanol -Propanol)

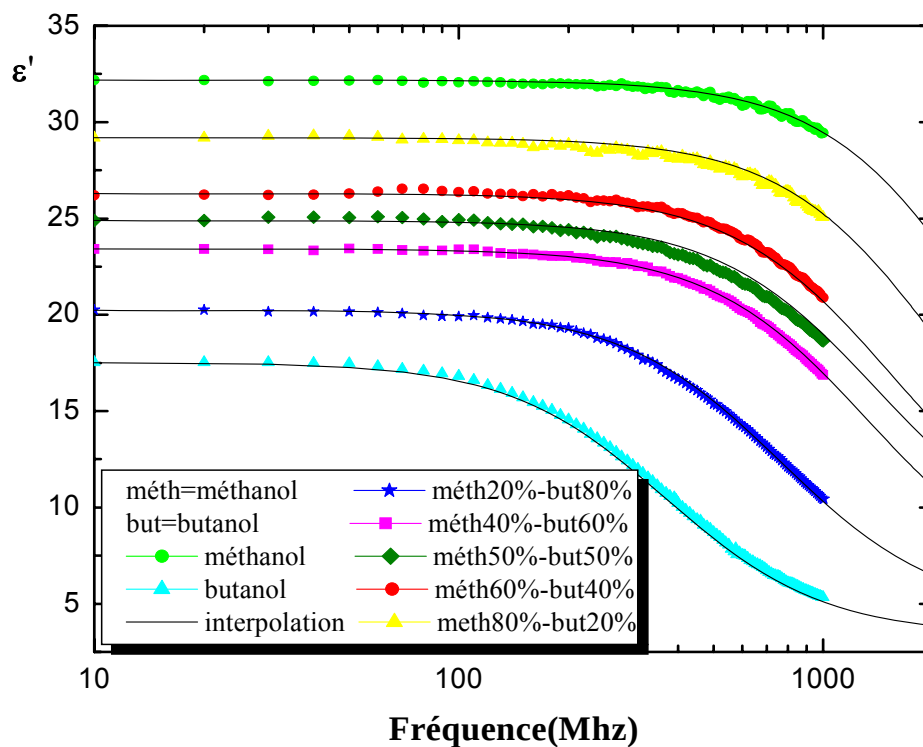


Fig.V-21-a : Evolution de partie réelle de la permittivité complexe des mélanges (Méthanol -Butanol) en fonction de la fréquence

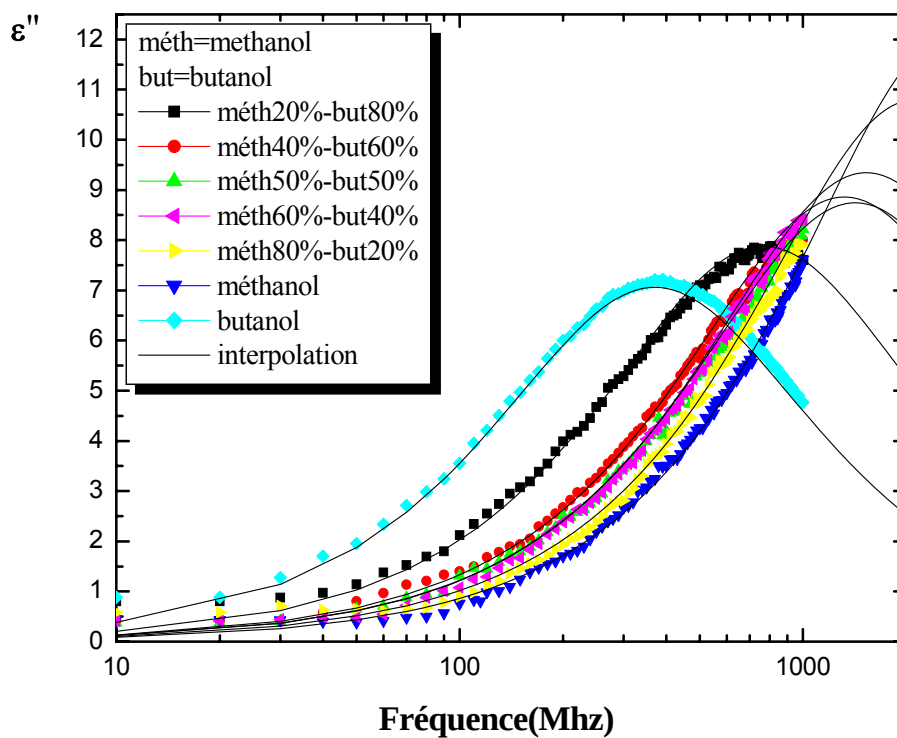


Fig.V-21-b : Evolution de partie imaginaire de la permittivité complexe des mélanges (Méthanol -Butanol) en fonction de la fréquence

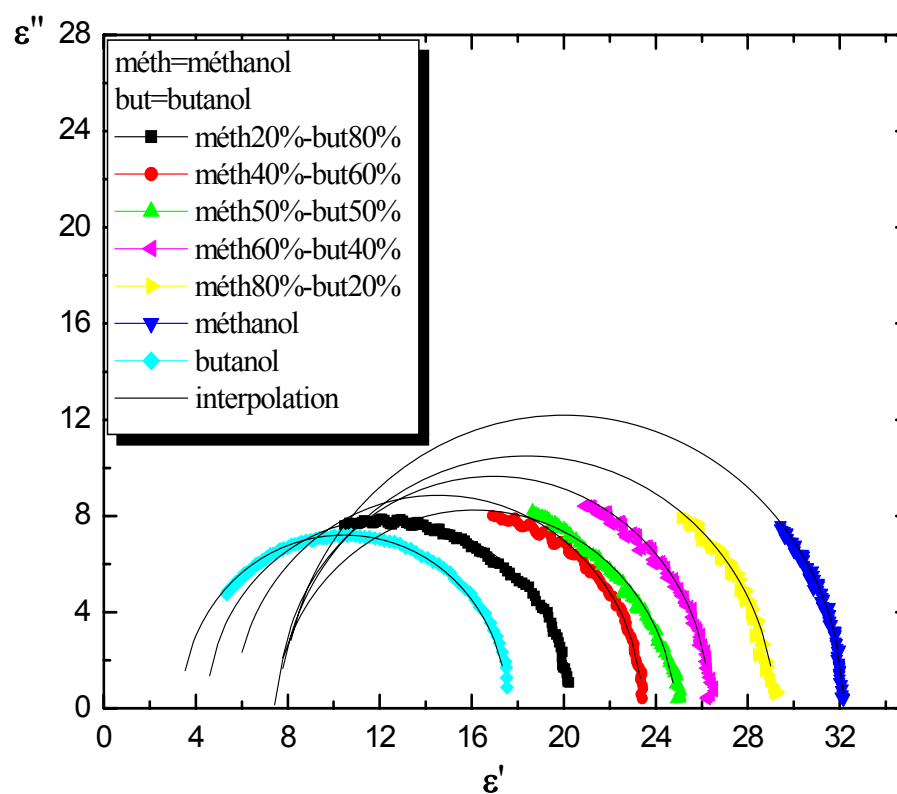


Fig.V. 21-c: diagramme d'Argand des mélanges (Méthanol- Butanol)

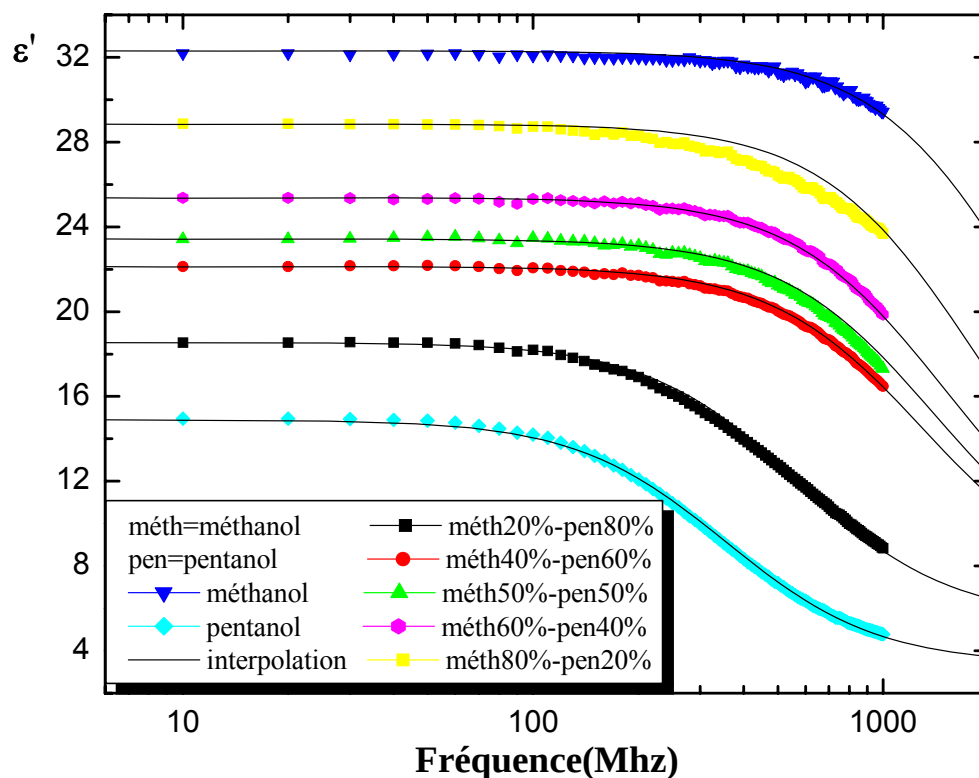


Fig.V-22-a :- Evolution de partie réelle de la permittivité complexe des mélanges (Méthanol –Pentanol) en fonction de la fréquence

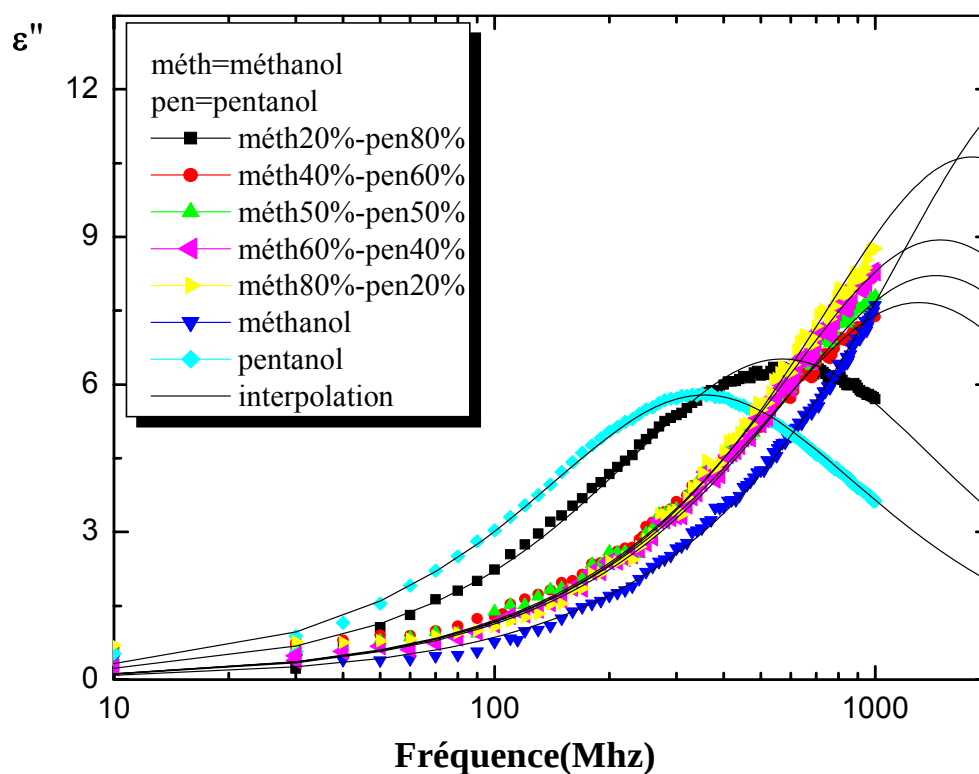


Fig.V-22-b :- Evolution de partie imaginaire de la permittivité complexe des mélanges (Méthanol –Pentanol) en fonction de la fréquence

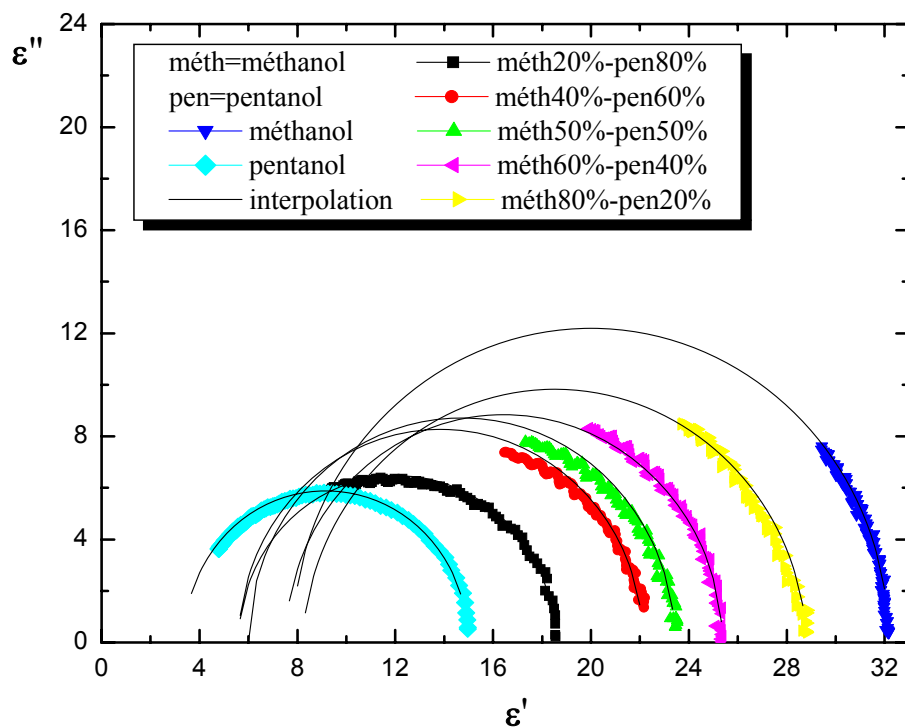


Fig. V. 22-c : diagramme d'Argand des mélanges (Méthanol - Pentanol)

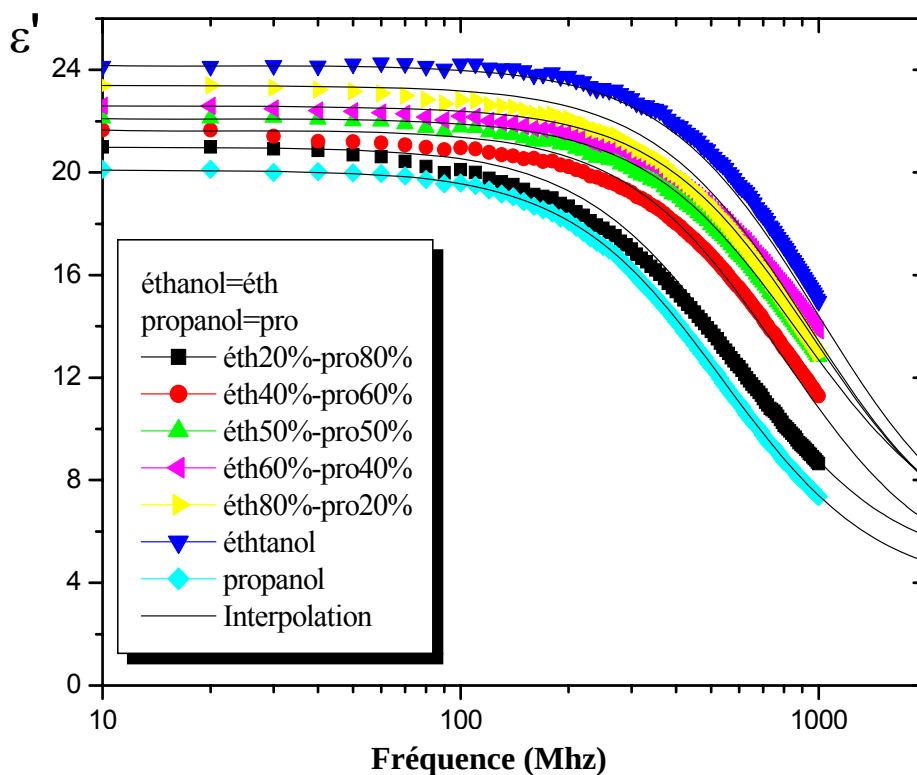


Fig.V-23-a : Evolution de partie réelle de la permittivité complexe des mélanges (propanol-Ethanol) en fonction de la fréquence

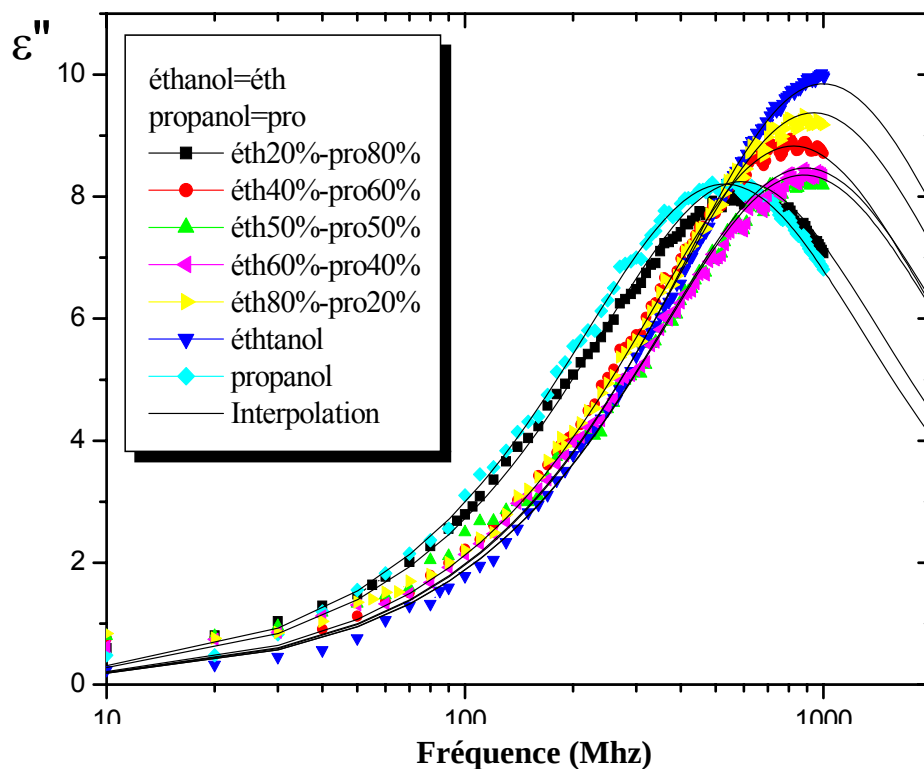


Fig.V-23-b : Evolution de l'imaginaire de la permittivité complexe des mélanges (propanol-ethanol) en fonction de la fréquence

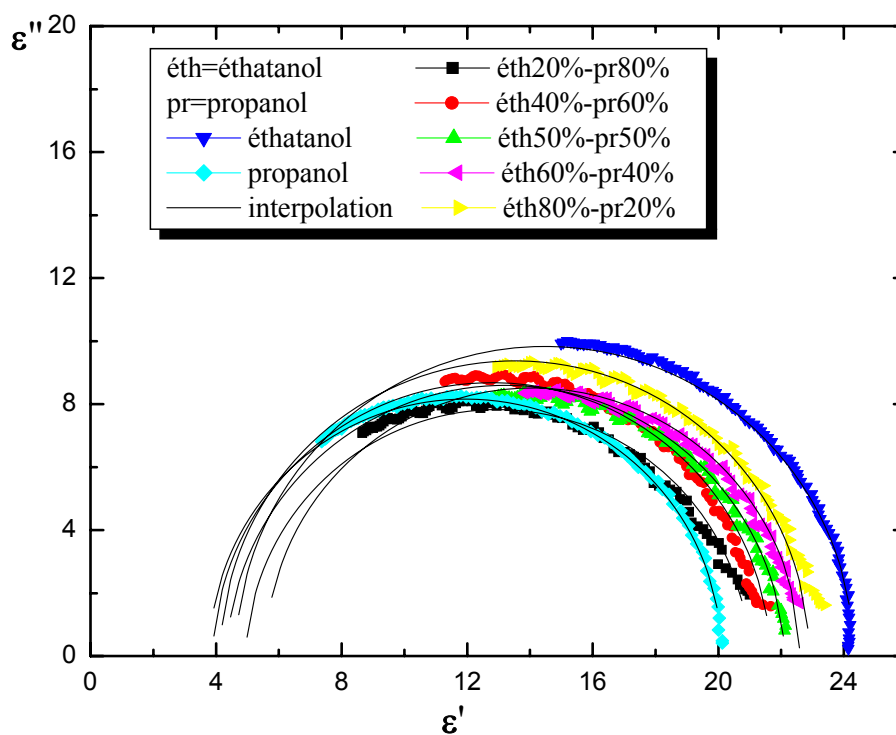


Fig. V.23-c : diagramme d'Argand des mélanges (Ethanol -Propanol)

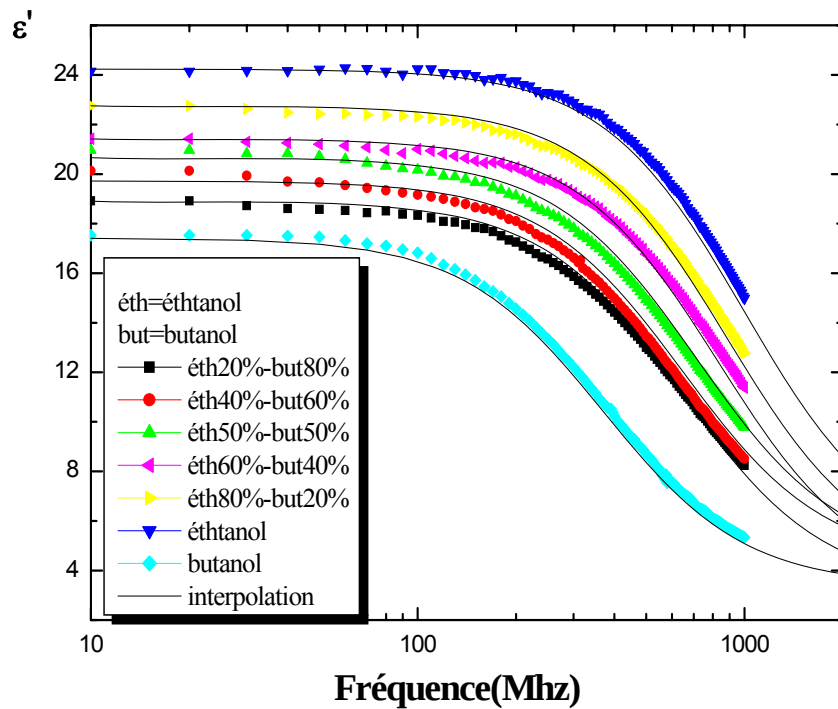


Fig.V-24-a : Evolution de partie réelle de la permittivité complexe de mélanges (Ethanol -Butanol) en fonction de la fréquence

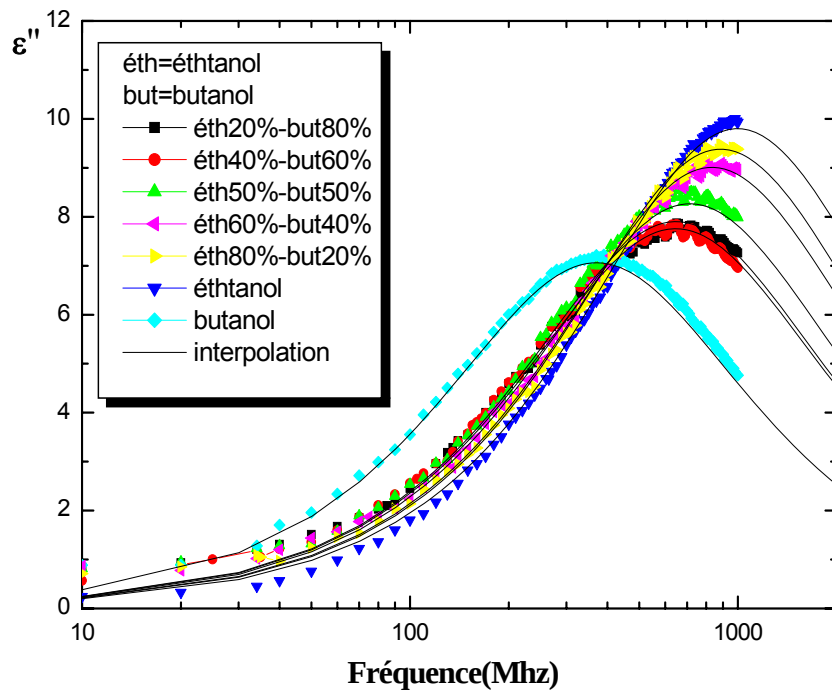


Fig.V-24-b : Evolution de partie et imaginaire de la permittivité complexe des mélanges (Ethanol -Butanol)

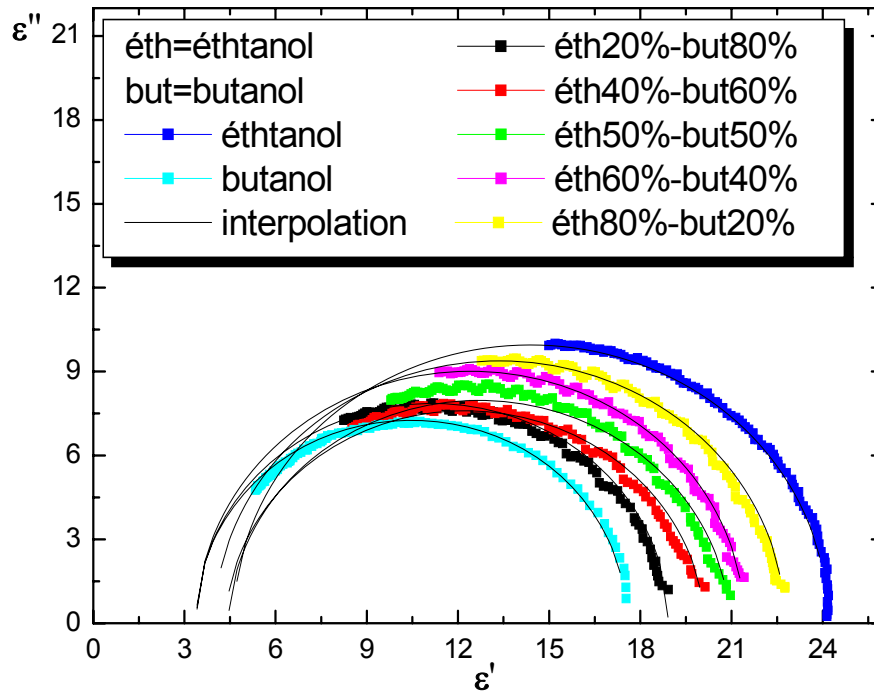


Fig. V24-c diagramme d'Argand des mélanges (Butanol -Ethanol)

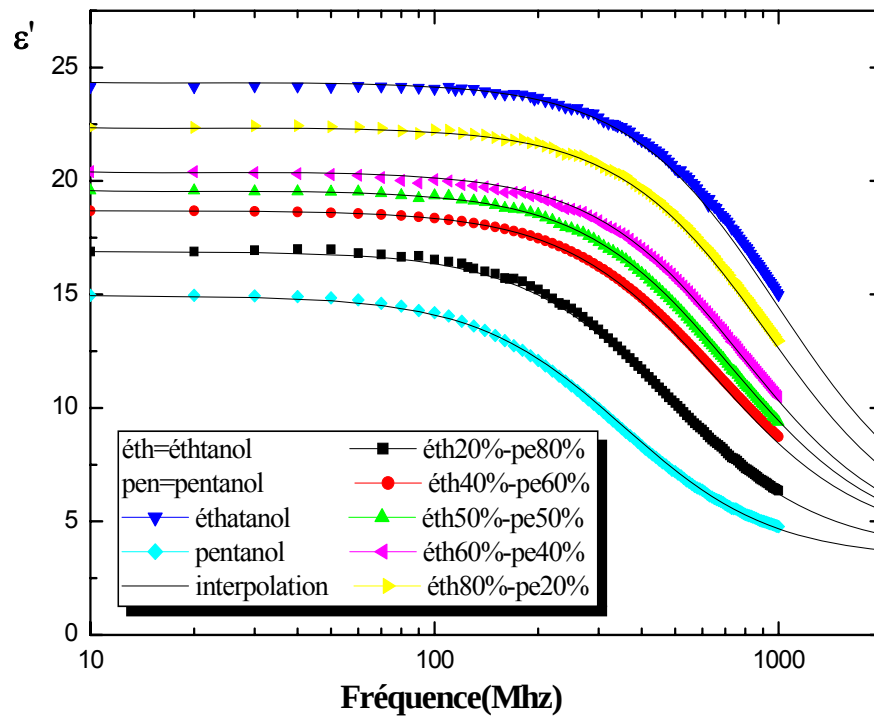


Fig.V-25-a : Evolution des partie réelle de la permittivité complexe des mélanges (Ethanol -Pentanol) en fonction de la fréquence

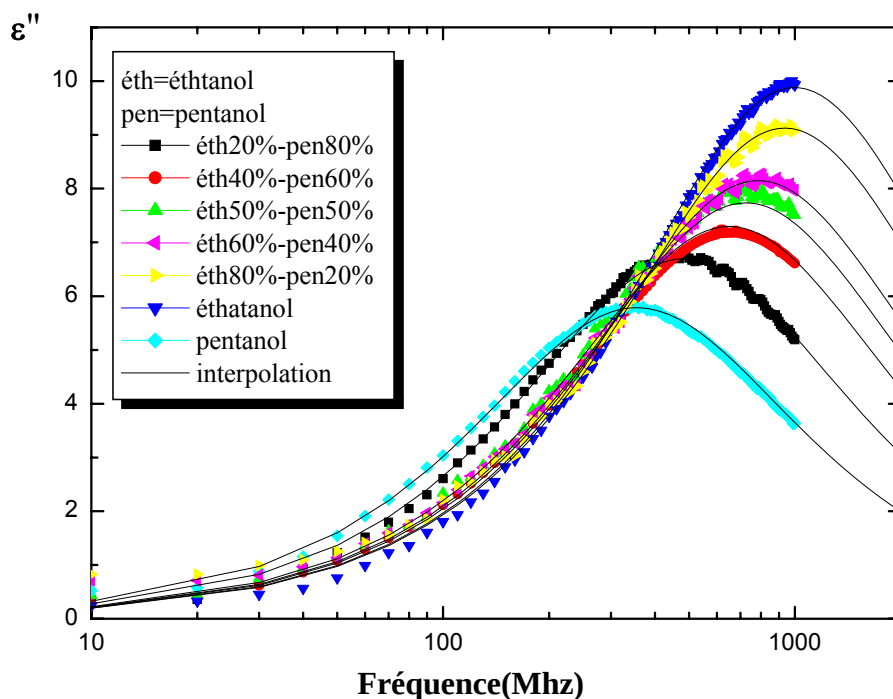


Fig.V-25-b : Evolution de partie imaginaire de la permittivité complexe des mélanges(Ethanol -Pentanol) en fonction de la fréquence

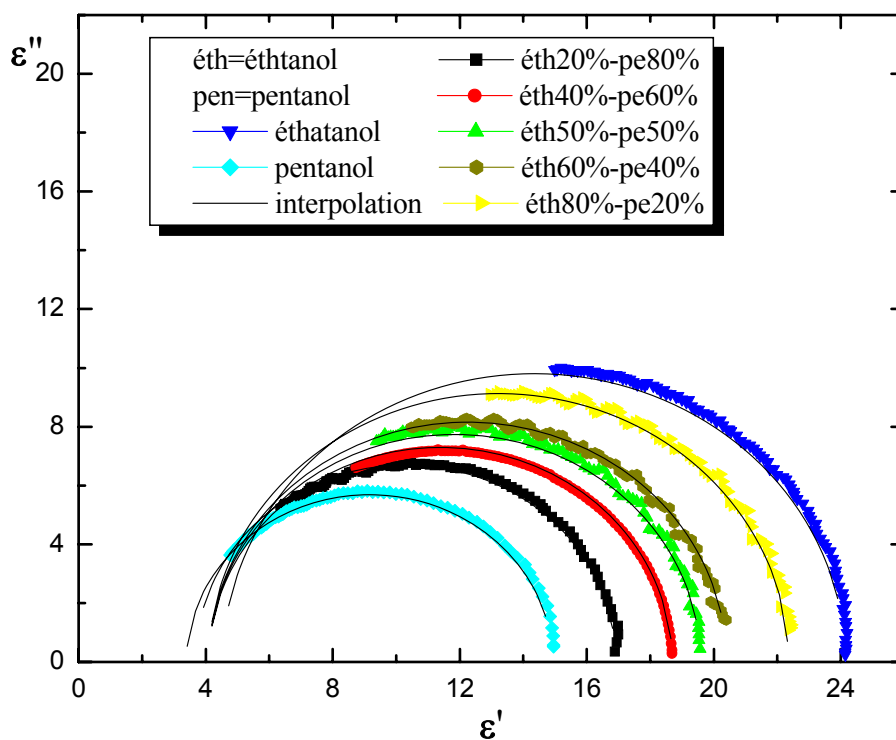


Fig. V.25-c : diagramme d'Argand des mélanges (Ethanol -Pentanol)

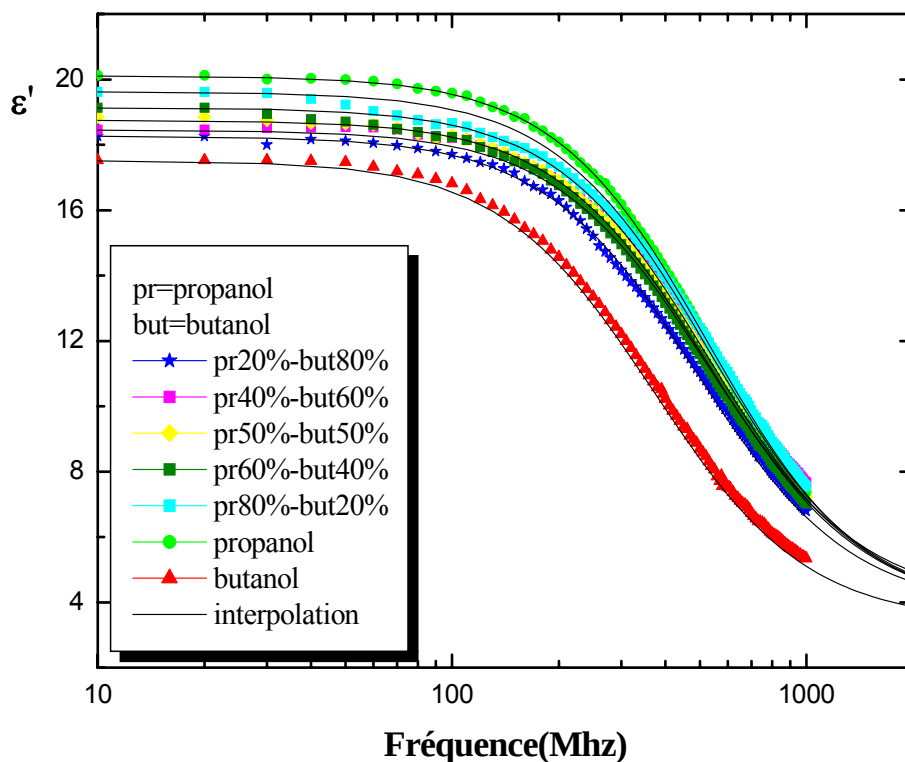


Fig.V-26-a : Evolution de partie réelle de la permittivité complexe des mélanges (Propanol -Butanol) en fonction de la fréquence

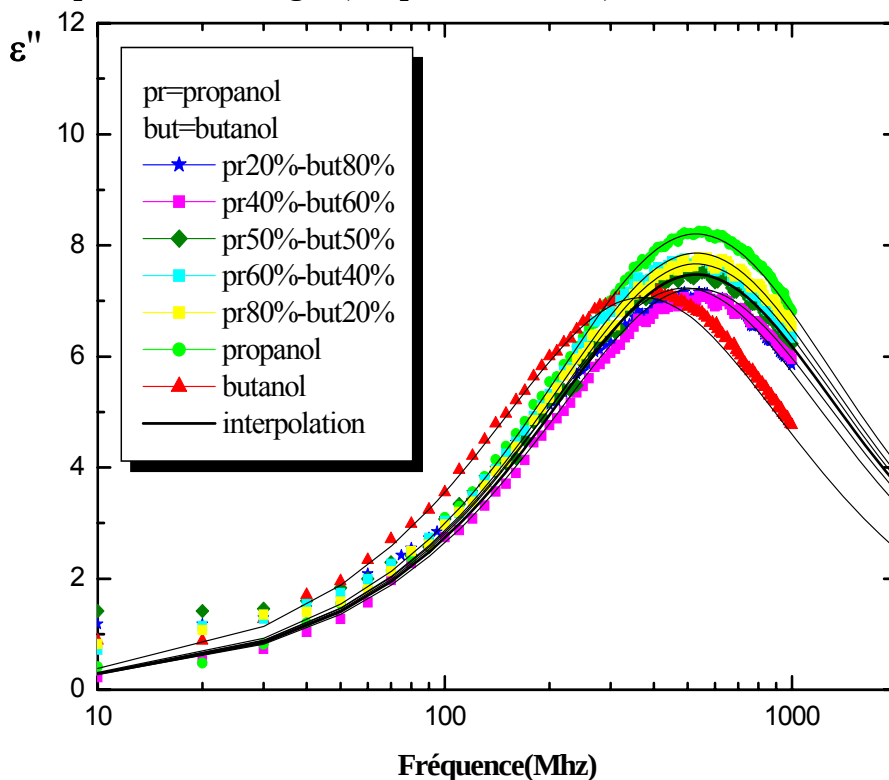


Fig.V-26-b : Evolution de partie imaginaire de la permittivité complexe des mélanges (Propanol -Butanol) en fonction de la fréquence

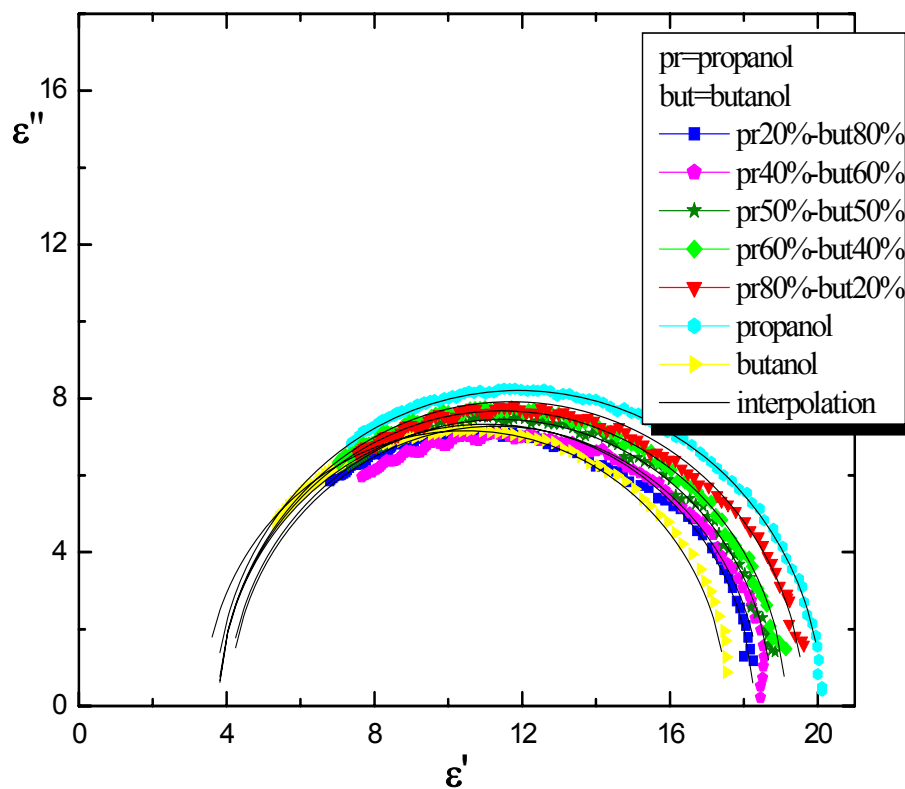


Fig. V.26-c : diagramme d'Argand des mélanges (Propanol -Butanol)

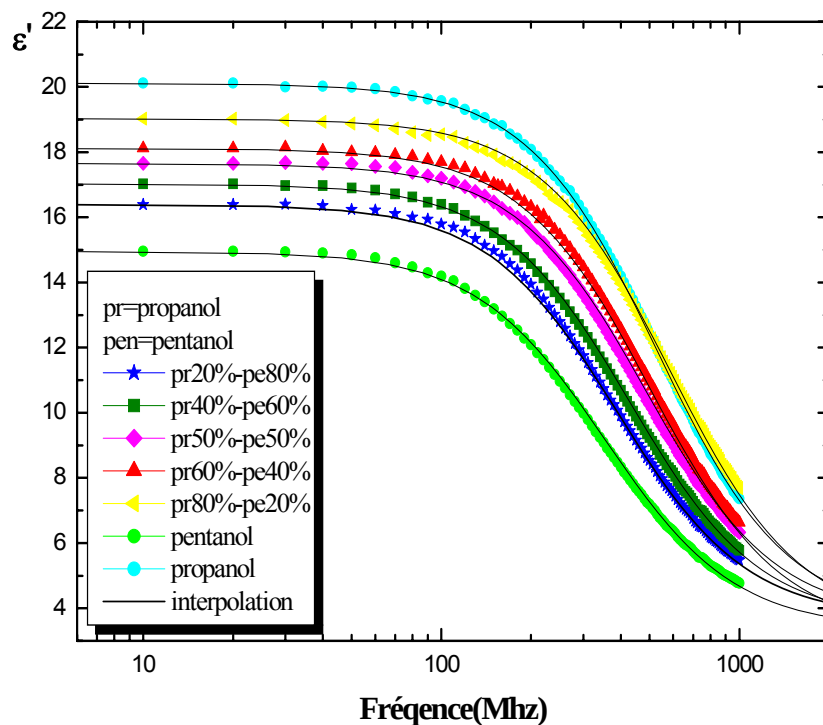


Fig.V-27-a : Evolution de partie réelle de la permittivité complexe des mélanges (Propanol -Pentanol) en fonction de la fréquence

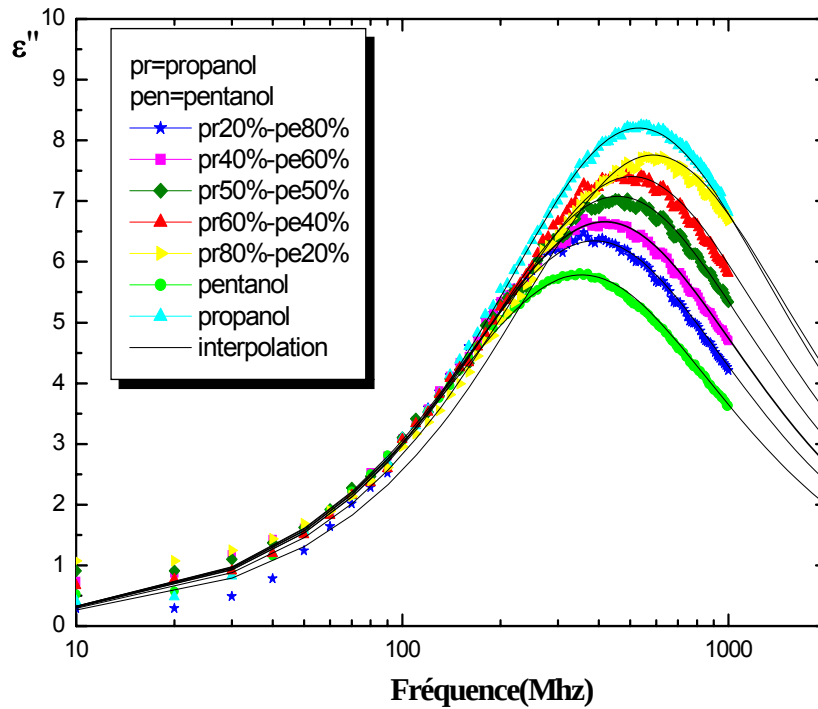


Fig.V-27-b : Evolution de partie imaginaire de la permittivité complexe des mélanges (Propanol -Pentanol) en fonction de la fréquence

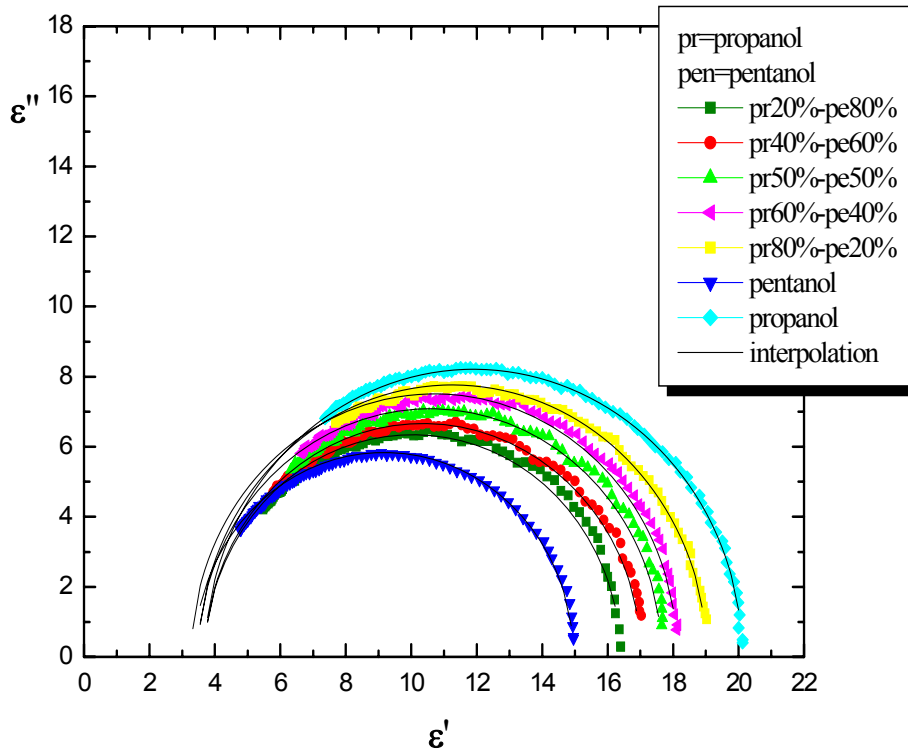


Fig. V.27-c: diagramme d'Argand des mélanges (Propanol- Pentanol)

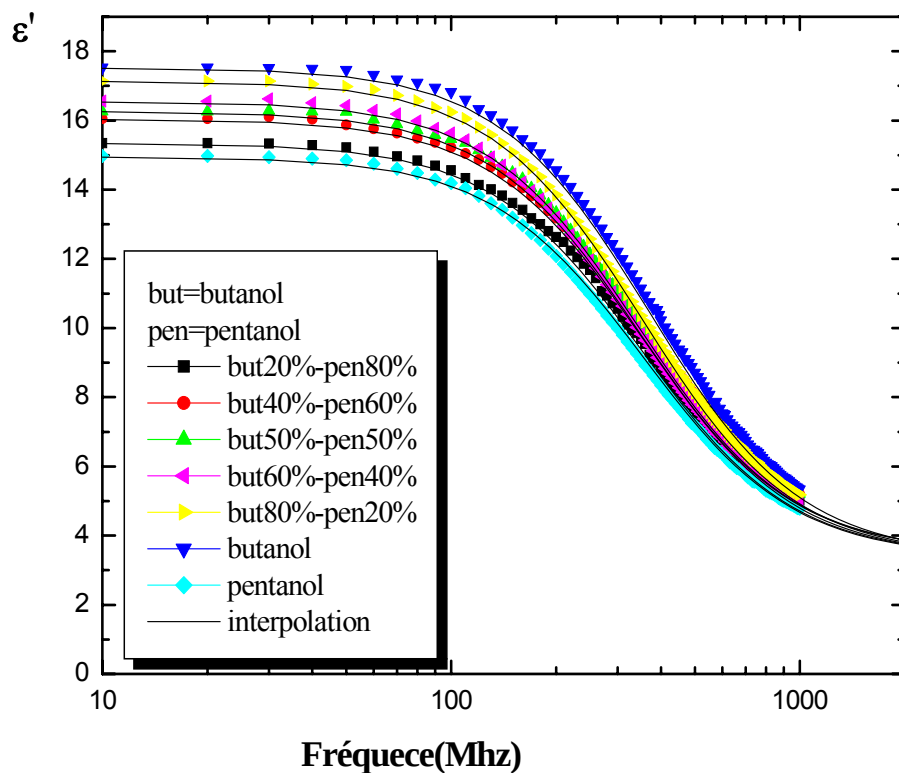


Fig.V-28-a : Evolution de partie réelle de la permittivité complexe des mélanges (Butanol -Pentanol) en fonction de la fréquence

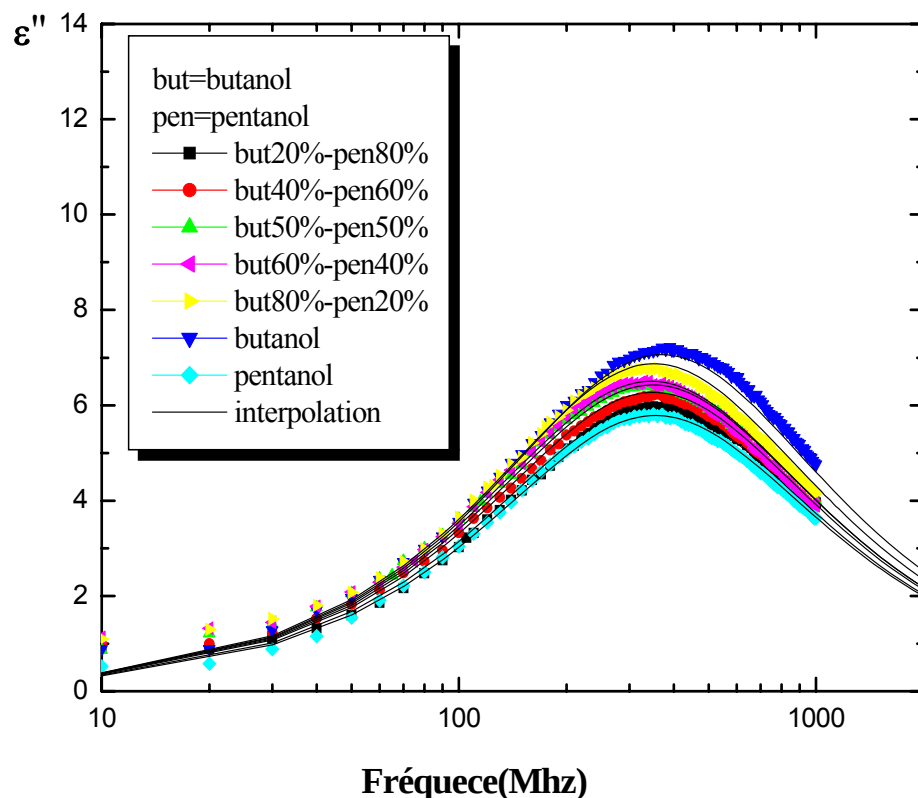


Fig.V-28-b : Evolution des parties réelle et imaginaire de la permittivité complexe des mélanges (Butanol -Pentanol) en fonction de la fréquence

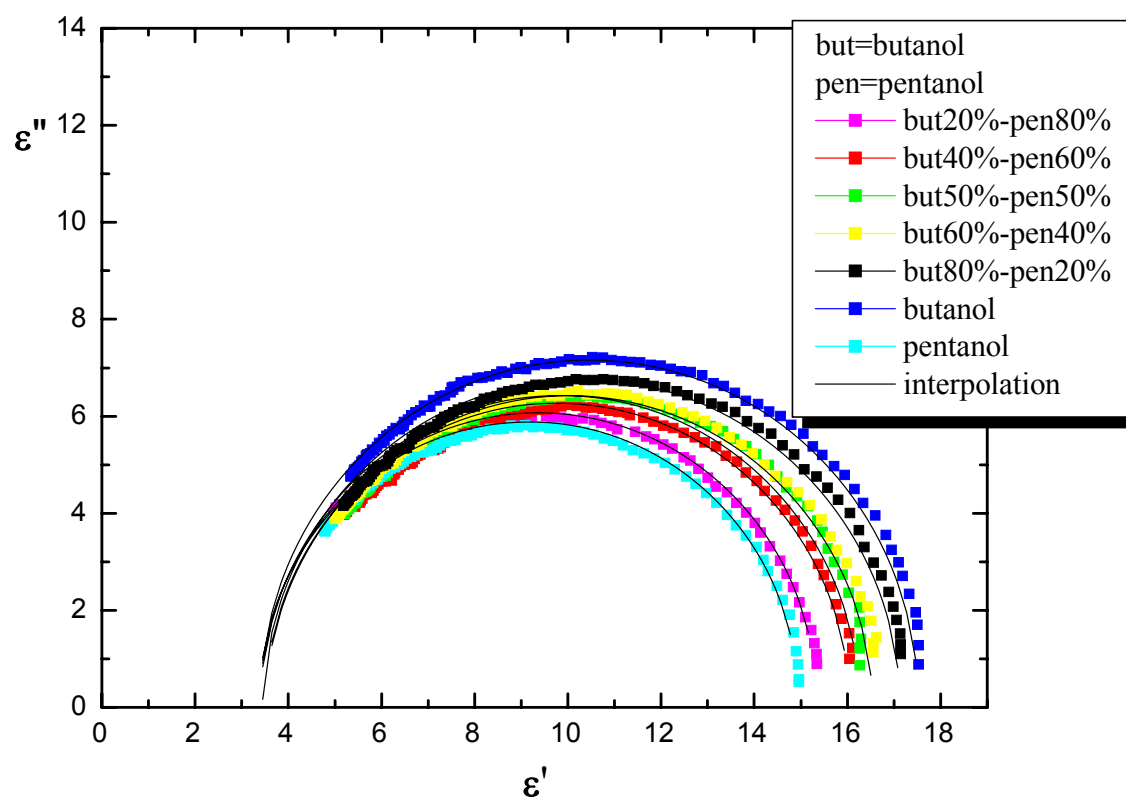


Fig. V.28-c: diagramme d'Argand des mélanges (Butanol- Pentanol)

pourcentage	20%-80%			40%-60%			50%-50%			60%-40%			80%-20%		
Mélange	ϵ_s	ϵ_∞	f_r (Mhz)	ϵ_s	ϵ_∞	f_r (Mhz)	ϵ_s	ϵ_∞	f_r (Mhz)	ϵ_s	ϵ_∞	f_r (Mhz)	ϵ_s	ϵ_∞	f_r (Mhz)
Methanol-Ethanol	25.67	6.50	1285	27.37	7.60	1540	28.15	7.60	1630	28.90	7.60	1900	30.55	7.70	2180
Methanol-Propanol	22.50	4.80	715	24.89	4.70	1090	25.39	7.00	1250	26.97	7.60	1520	29.74	7.70	2109
Methanol -Butanol	20.24	4.48	755	23.42	5.70	1320	24.89	7.40	1420	26.29	7.60	1528	29.19	7.60	2110
Méthanol- Pentanol	18.54	5.55	580	22.13	6.80	1300	23.43	7.00	1443	25.38	7.50	1480	28.85	7.60	1820
Ethanol- Propanol	20.99	4.50	590	21.66	3.90	820	22.11	4.33	860	22.59	4.57	890	23.39	4.65	890
Ethanol- Butanol	18.91	3.40	646	20.12	4.33	648	20.96	4.43	714	21.42	3.40	832	22.75	3.98	885
Ethanol- Pentanol	16.89	3.70	485	18.69	4.10	650	19.57	4.10	725	22.4	3.90	785	22.35	4.10	935
Propanol- Butanol	18.26	3.80	490	18.45	4.10	525	18.75	4.05	529	19.13	3.80	530	19.62	3.90	530
Propanol- Pentanol	16.39	3.70	388	17.02	3.70	418	17.65	3.49	456	18.11	3.30	505	19.02	3.50	588
Butanol- Pentanol	15.34	3.40	351	16.04	3.50	350	16.26	3.41	349	16.55	3.50	345	17.14	3.40	352

Tableau V-7: Paramètres diélectriques des mélanges

L'analyse de l'ensemble des résultats de mesure montre que la majorité des courbes de variation gardent pratiquement la même forme quand on fait varier le pourcentage.

Nous notons également que, nos résultats sont en bon accord avec la formule de Debye pour le paramètre de dispersion ϵ' , on observe par contre une légère différence du facteur de pertes ϵ'' où la précision des mesures est moins bonne.

A partir des résultats obtenus, nous nous sommes intéressés à l'évolution de la permittivité statique et la fréquence de relaxation f_r des mélanges en fonction de la fraction massique. Nous avons noté que la permittivité statique du mélange augmente linéairement avec l'augmentation de la fraction massique (Figures (V.29) à (V.30)). et les résultats obtenus concernant la variation de la fréquence de relaxation en fonction de la concentration massique des mélanges, sont illustrés sur les figures (V.31) et (V.32). Nous constatons que les fréquences de relaxation des mélanges sont comprises entre les extrémités des fréquences de relaxation des alcools purs.

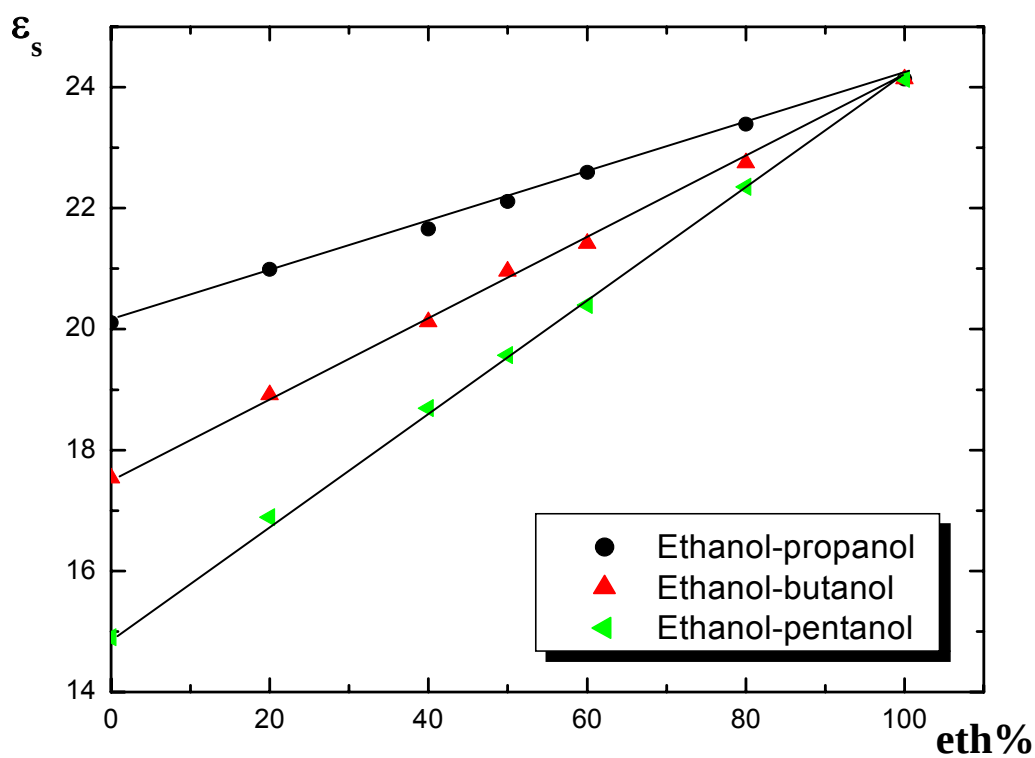
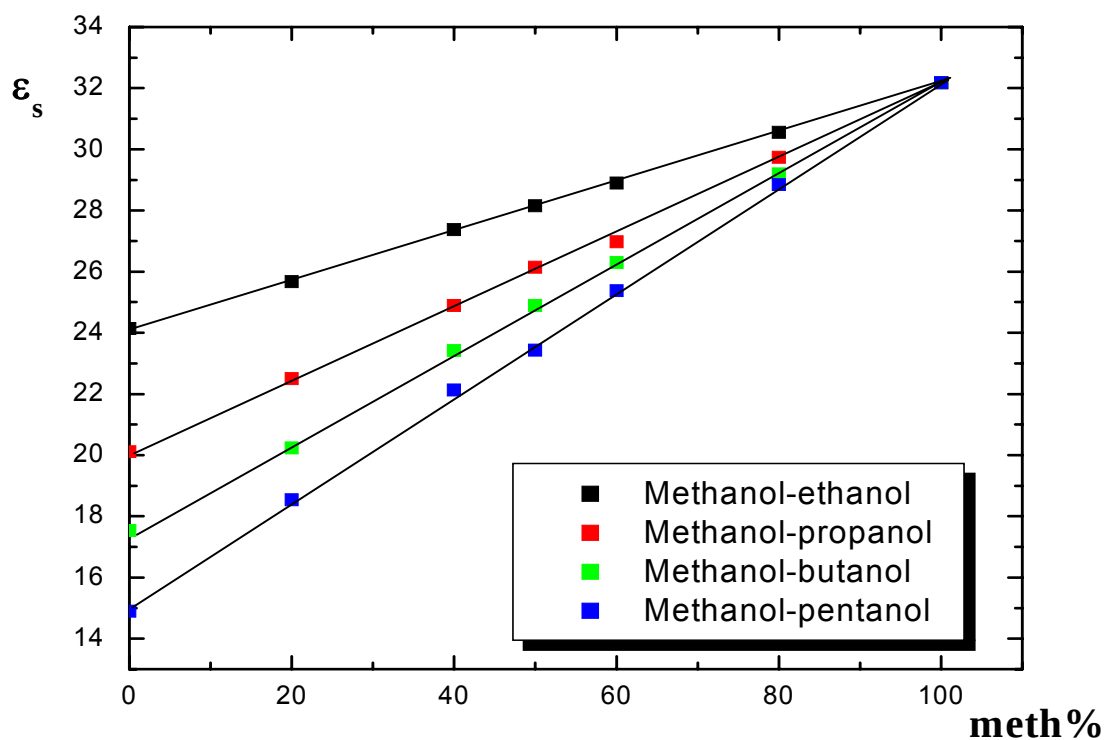


Fig. V.29 : variations de la permittivité statique en fonction de la concentration massique des mélanges d'alcools à 10 MHz

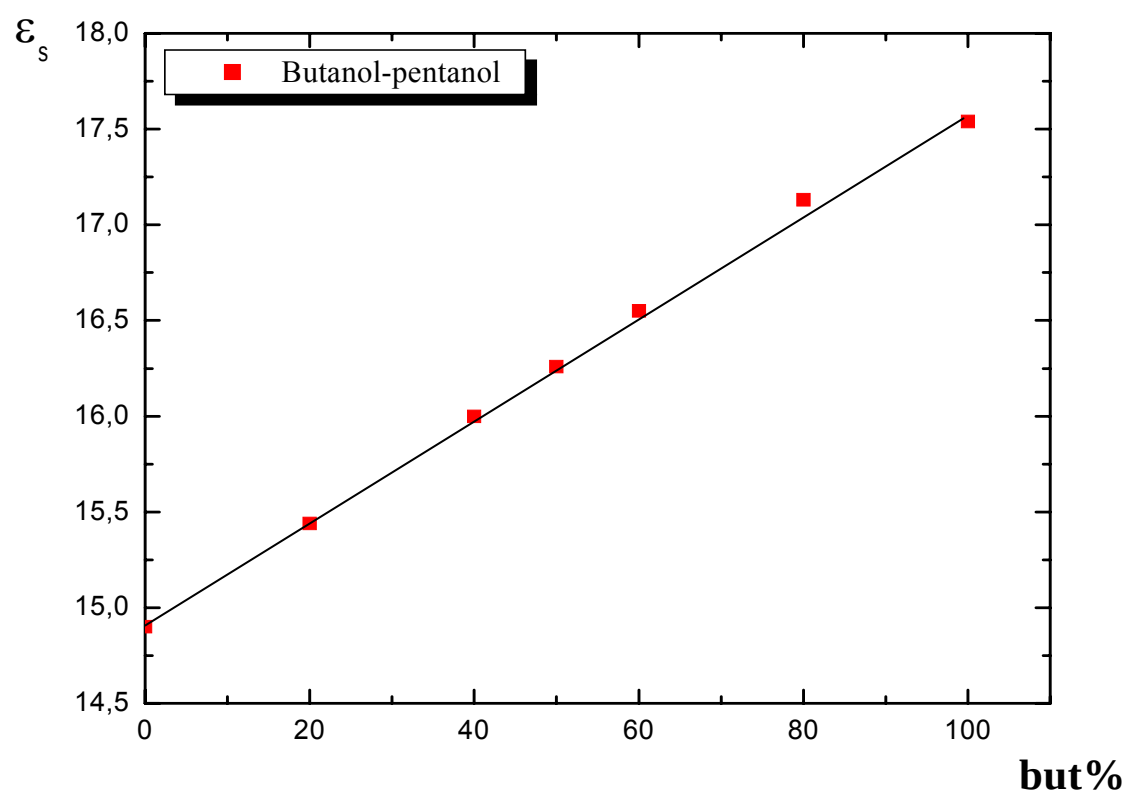
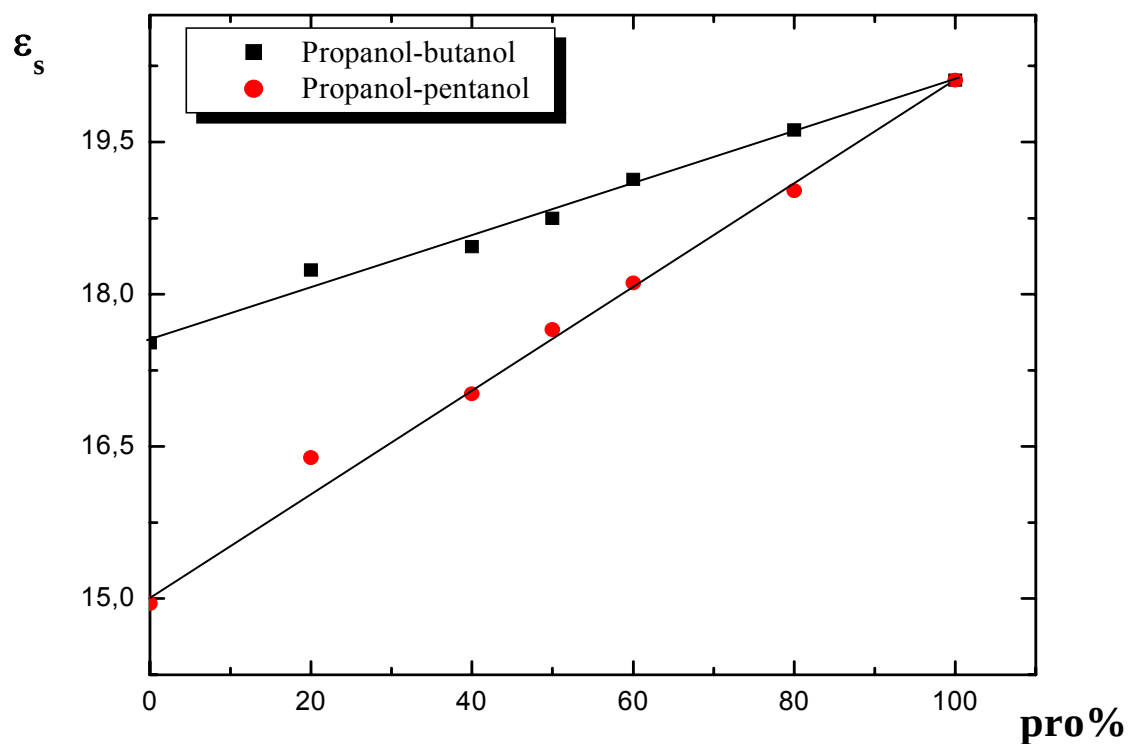


Fig. V.30 : variations de la permittivité statique en fonction de la concentration massique des mélanges d'alcools à 10 MHz

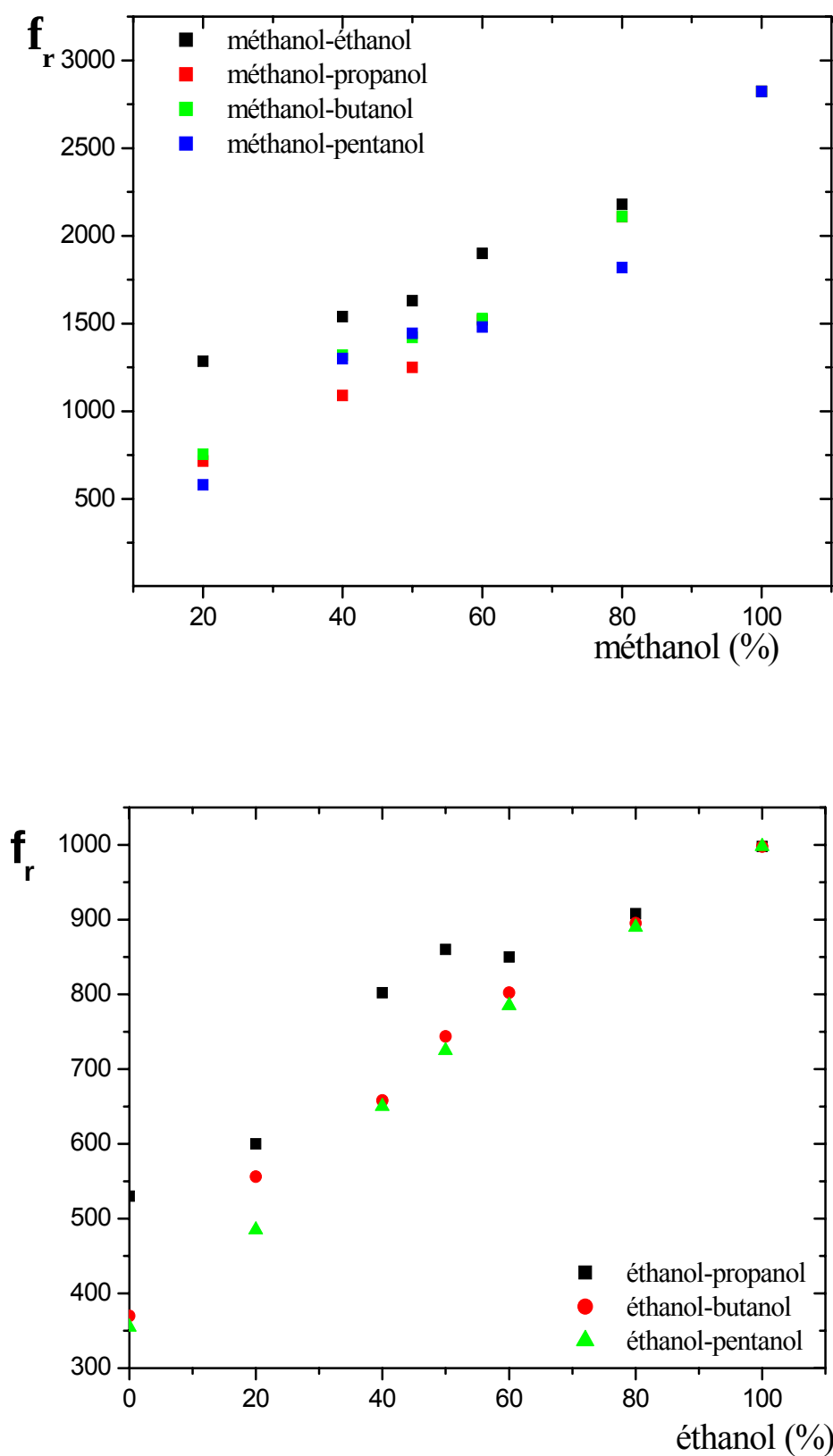


Fig. V.31 : Variation de la fréquence de relaxation en fonction de la concentration massique des mélanges d'alcools

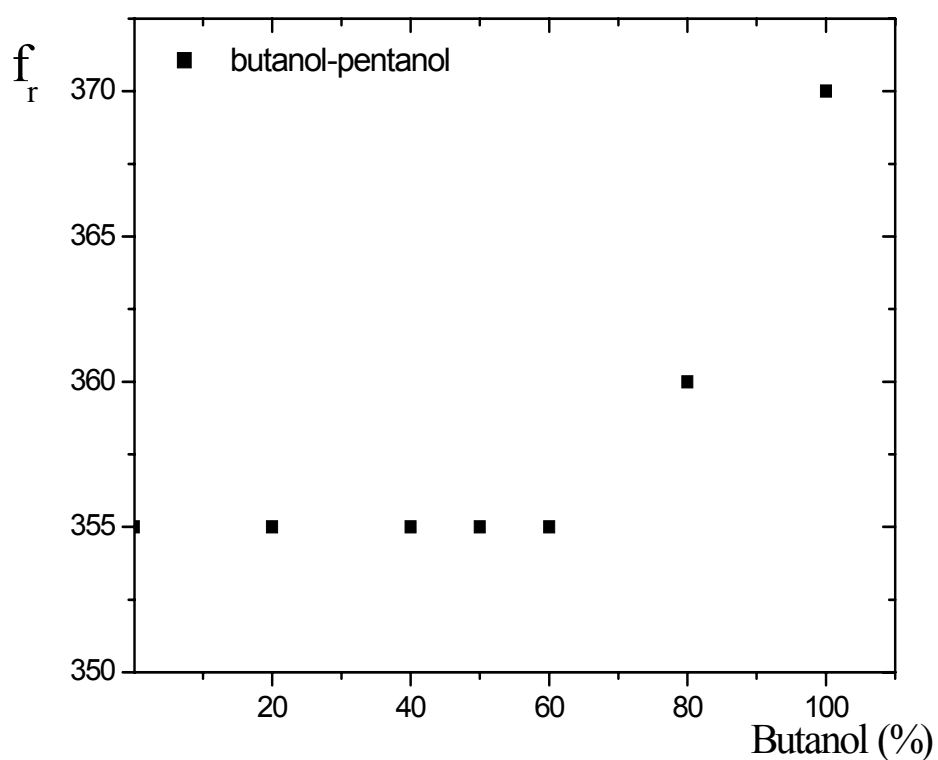
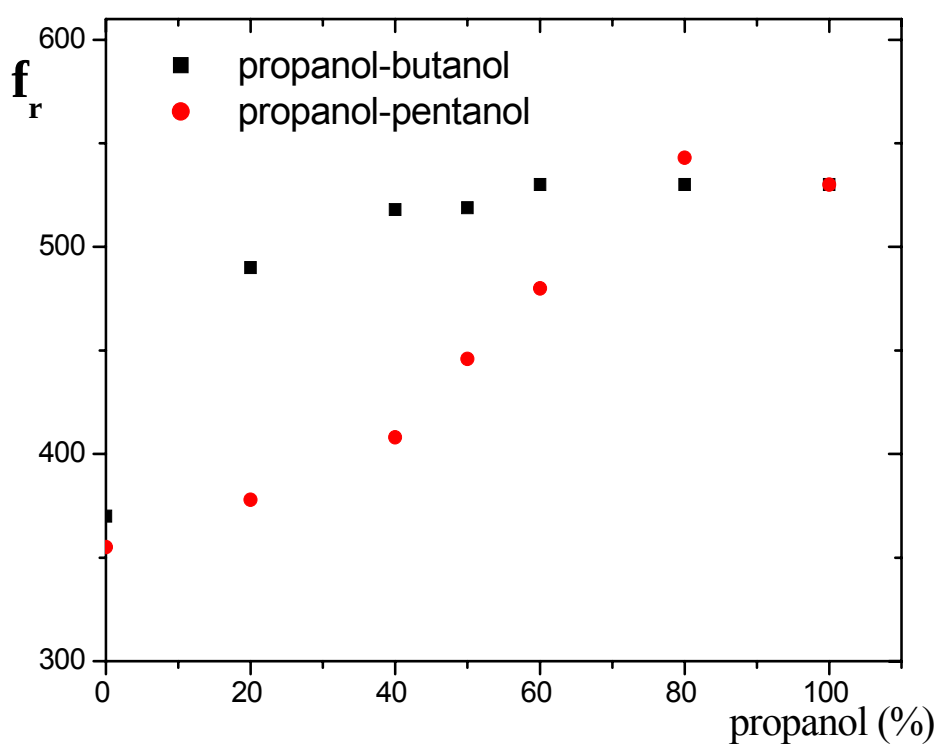


Fig. V.32 : Variation de la fréquence de relaxation en fonction de la concentration massique des mélanges d'alcools

V.4-ESSAI D'INTERPRETATION

On rappelle qu'un *alcool* est un composé dans lequel un groupe caractéristique *hydroxyle* "**-OH**" est lié à un atome de carbone saturé. La chaîne principale est la chaîne la plus longue qui porte le groupe -OH. Le nom de l'alcool est formé en ajoutant le suffixe "**ol**" au nom de l'hydrocarbure possédant le même nombre d'atomes de carbone que la chaîne principale.

A partir des résultats que nous venons de présenter nous pouvons dire que:

Tous les mélanges étudiés se comportent pratiquement de la même manière; leur spectre diélectrique est caractérisé par une zone de relaxation principale de type Debye avec pratiquement un seul temps de relaxation.

La permittivité à hautes fréquences ϵ_{∞} reste du même ordre de grandeur soit pour les alcools purs ou bien pour le même mélange de différentes concentrations massiques. Ceci pouvant s'expliquer par le mouvement des chaînes moléculaires qui contribuent à la polarisation induite.

L'augmentation de la permittivité statique des mélanges d'alcools en fonction de la fraction massique implique la polarisation dipolaire sous l'action d'un champ électrique, Ces concernés dans la relaxation sur de toute évidence les groupements OH et les groupements $\text{CH}_{2n+1}\text{OH}$.

Donc, les résultats que nous avons obtenus paraissent satisfaisants et attestent de la fiabilité de notre appareillage expérimental d'une part, et de la méthode d'analyse que nous avons utilisée d'autre part à savoir la méthode fréquentielle avec la ligne de propagation à terminaison adaptée.

Pour compléter nos mesures, nous avons choisis trois lois empiriques pour confronter nos résultats.

Les figures (V-33) à (V-35), illustrent respectivement l'évolution des parties réelle et imaginaire de la permittivité relative complexe des mélanges avec différents pourcentages en fonction de la fréquence et qui sont comparées aux résultats des lois des mélanges (Birchack, Looyenga, et Bottcher).

Remarque : dans cette partie, nous utilisons le pourcentage volumique, pour cela, le passage de pourcentage massique au pourcentage volumique est obtenu par la connaissance de la masse volumique de l'échantillon.

Nous remarquons qu'il existe un bon accord entre les caractéristiques des partie réelle et imaginaire de la permittivité calculée (effective) par les lois des mélanges et celles mesurées expérimentalement, l'écart très léger observé, peut être dû à la précision lors de la prise des mesures, notons que les résultats expérimentaux présentés sont les valeurs moyennes de plusieurs mesures.

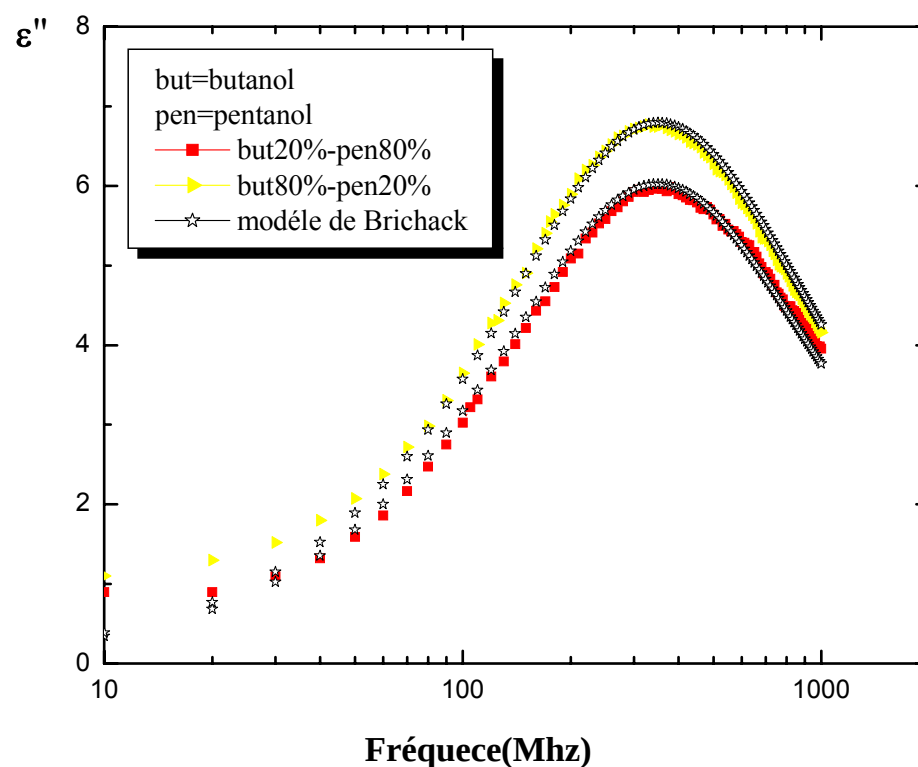
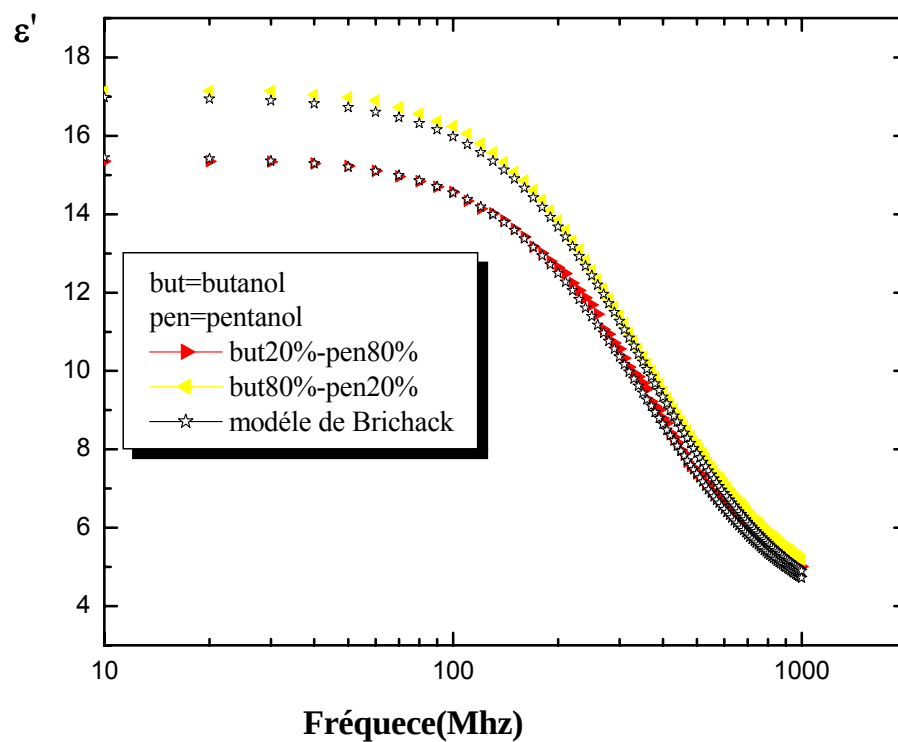


Fig.V-33 : Evolution des parties réelle et imaginaire de la permittivité complexe des mélanges (Butanol -Pentanol) en fonction de la fréquence comparé par le modèle de Brichack

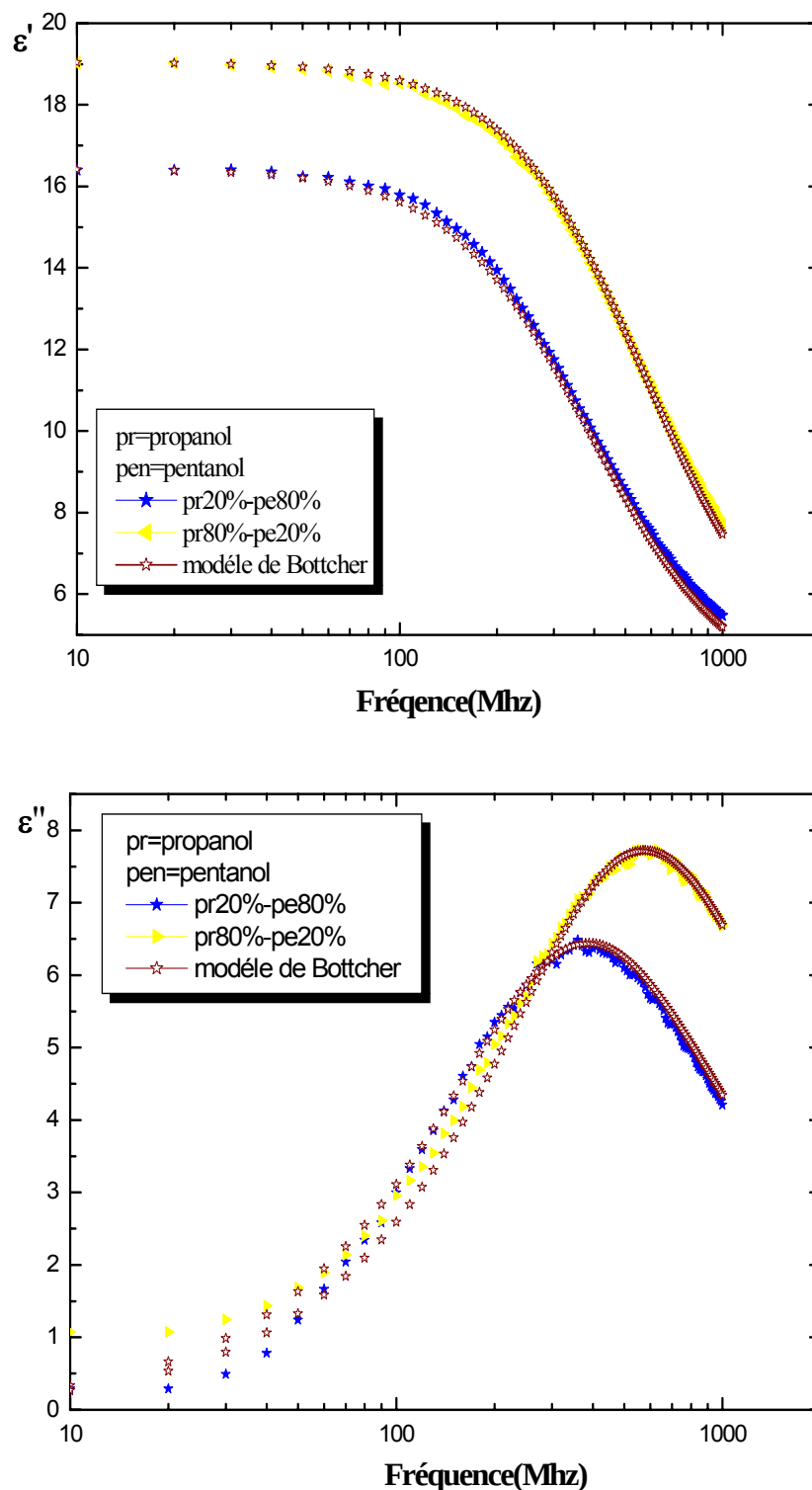


Fig.V-34: Evolution des parties réelle et imaginaire de la permittivité complexe des mélanges r (Propanol -Pentanol) en fonction de la fréquence comparé par le modèle de Bottcher

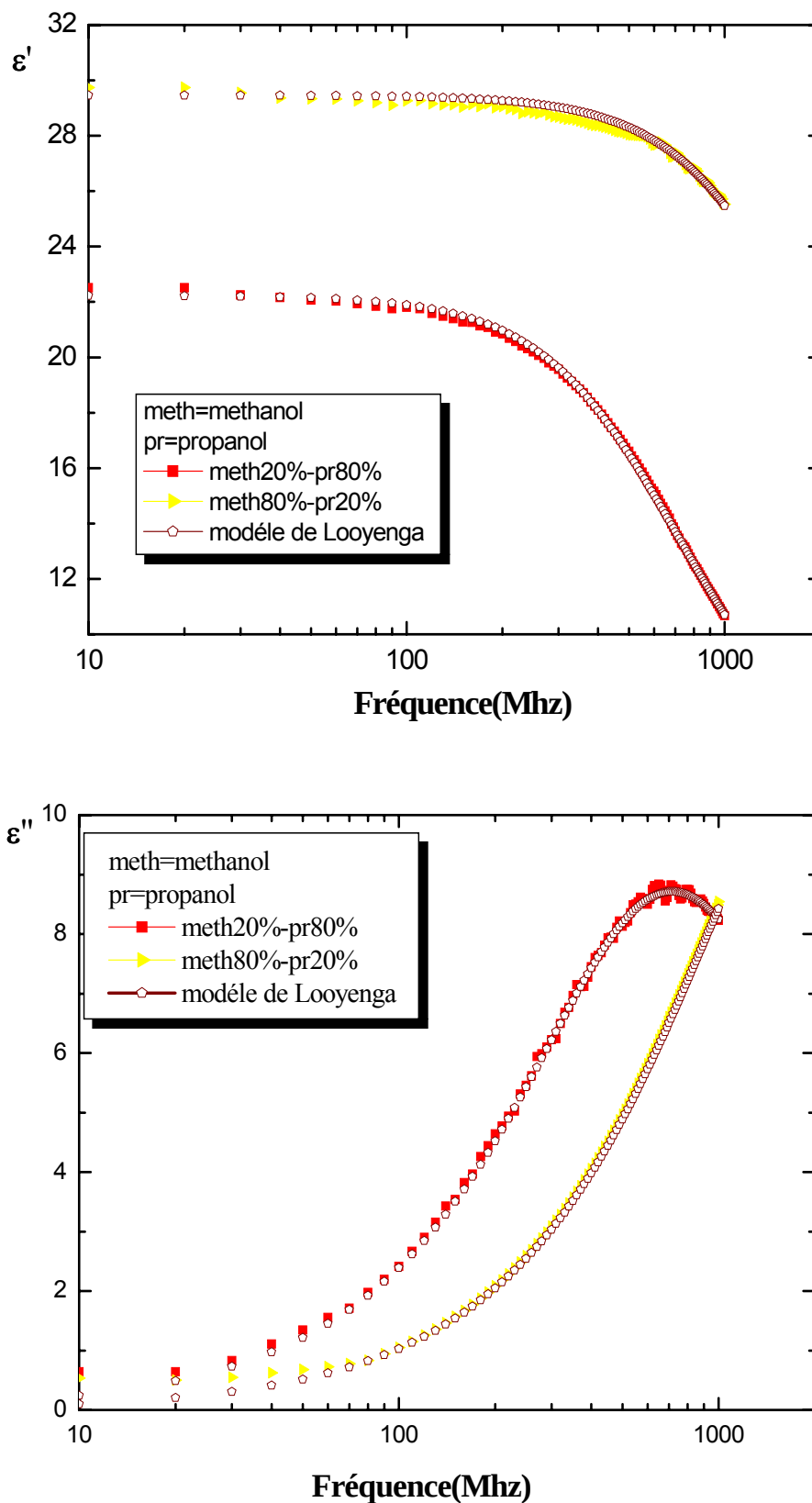


Fig.V-35: Evolution des parties réelle et imaginaire de la permittivité complexe des mélanges (Methanol -Propanol) en fonction de la fréquence comparé par le modèle de Looyenga

CONCLUSION



Conclusion

Le principal objectif de notre travail est la caractérisation diélectrique des alcools primaires et des mélanges binaires, confronter nos résultats avec certains autres à travers les lois des mélanges par mesure fréquentielle.

Ces alcools primaires ont été étudiés au sein de notre laboratoire par plusieurs membres de l'équipe [6,9, 10].

La technique de caractérisation est basée sur l'utilisation d'un analyseur d'impédance de type HP4191A avec une bande de fréquences allant de 1Mhz à 1Ghz, qui a été déjà utilisé par A.NACER [39], C.A.GUERBI [34], R.SAoud [6] et A.BENDAHAH [31] au sein de notre laboratoire.

En général, tous les alcools se comportent pratiquement de la même manière; leur spectre diélectrique est caractérisé par une zone de relaxation principale de type Debye avec un seul temps de relaxation, de même pour les mélanges binaires.

À hautes fréquences, la permittivité ϵ_{∞} reste d'un même ordre de grandeur que ce soit pour les alcools purs ou bien pour les mélanges binaires à différentes concentrations massiques.

Le grand avantage de la méthode que nous avons proposé permet de déterminer les paramètres diélectriques des matériaux donnés, avec une utilisation d'une petite quantité de ces matériaux.

Enfin, la comparaison de nos résultats avec les modèles (Birchack, Looyenga et Bottcher) attestés de la bonne qualité de nos mesures et de la fiabilité de notre appareillage.

La faible distribution des temps de relaxation est confirmée dans notre gamme de mesures. Cependant il n'est pas exclu que d'autres zones de relaxations secondaires puissent exister à des fréquences plus élevées vers les domaines de hautes fréquences. C'est pourquoi nous pensons continuer ce travail en faisant appel à des protocoles expérimentaux à plus large bandes de fréquences.

BIBLIOGRAPHIE



BIBLIOGRAPHIE

- [1] R.S MARVIN
Proc.Sec.Int.Congre.on Rheology, Ac.Press (1954)

- [2] CALVET, H.PRAT
Microcalometrie, paris, Masson (1956)

- [3] J.GRANIER, G.GRANIER
Les propriétés électriques des resinessynthétiques.dunod (1948)

- [4] A. DERBOUZE.
“Étude et réalisation d’un dispositif asservi permettant les mesures des permittivité d’un diélectrique liquide hyperfréquence “ .
Thèse de Magister, USTHB, Alger (1983)

- [5] T. CHAREF.
Caractérisation diélectrique de réaction de polymérisation.
Thèse de Magister, USTHB, Alger (1988)

- [6] R. SAOUD
Caractérisation diélectrique de matériaux par méthode de résonance (Q-METRE) et par analyseur radiofréquence (IMPEDANCE-METRE).
Thèse de Magister, USTHB, Alger (2003)

- [7] A. BELARNI.
Étude par la méthode de spectroscopie diélectrique d’une réaction de polymérisation.
Thèse de Magister, USTHB, Alger (1992)

- [8] H.FELLNER-FELDEGG.
“The measurement of dielectrics in the time domain“ .
J. Phys. Chem.Vol.73, No.3 (1969)

- [9] A.SOUALMIA.
Etude de réactions de polymérisation par des méthodes de spectroscopie diélectrique.Thèse Doctorat d'Etat, Toulouse (1983)

- [10] H.MEZOUARI.
Caractérisation diélectrique des matériaux par spectroscopie temporelle.
Thèse de Magister, USTHB, Alger (1995).

- [11] C.J.F.BOTTCHER, P.BORDEWIJK.
"Theory of Electric Polarization".
Vol. I, 2^{ème} édition, Elsevier (1973).

- [12] R.COELHO
Physique of diélectrics for the engineer
Elsevier, Amsrterdam (1979).

- [13] P.ROUX
Éctromagnétisme
Paris (1993).

- [14] M.BERTIN, J.P.FAROUX, J.RENAULT
Électromagnétisme1.électrostatique et magnétostatique
Bordas, Paris (1977).

- [15] R.COELHO; B. ALADENIZE
Les diélectriques
Editions Hermès, Paris (1993)

- [16] C.KITTEL
Introduction à la Physique de l'Etat Solide.
Dunod University, 5^{ème} édition (1972).

- [17] Y.FELDMAN, A.PUZENKO, Y RYABOV
 “Non-Debye dielectric relaxation in complex materials”.
 Chem. Phys.No284 ,pp139-168 (2002)

- [18] SAMIHA T. BISHAY
 “Numerical Methods for the Calculation of the Cole-Cole Parameters”.
 Egypt. J. Sol., Vol. (23), No. (2), (2000)

- [19] S.HAVRILIAK, S.NEGAMI.
 “A. complex plane analysis of α -dispersion in some polymer bsystems”.
 J.Polym.Sci.14,99 (1966).

- [20] R.PETIT
 Ondes électromagnétiques en radioélectricité et en optique
 Edition, Masson, (1993).

- [21] A.VANDER VORST
 Transmission, propagation et rayonnement.
 Cabay, Libraire, Université catholique de Louvain (1985).

- [22] S.BENAZIZ.
 Caractérisation diélectrique des matériaux solides par spectroscopie
 fréquentielle en hyperfréquences. Application aux polymères composites à
 charges conductrices.
 Thèse de Magister, Université Ferahat Absas, Sétif (1996)

- [23] A/z.MERZOUKI
 Thèse Doctorat Es Science, Université Sétif (2000)

- [24] S.ORLOWSKA
 Thèse Doctorat és Science, Ecole centrale de Lyon (2003)

- [25] P.F. COMBES
Transmission en espace libre et sur les lignes
Dunod University, 2^{ème} Edition. Paris (1988).

- [26] P.F. COMBES
Ondes Métriques et Centimétriques
Dunod University, 3^{ème} Edition .Paris (1988)

- [27] P.F. COMBES
Micro-ondes. Lignes, guides et cavités.
Dunod University, Toulouse (1995).

- [28] F.MILSANTS
Cour électromagnétique - Tome1-Ed.Eyrols (1983).

- [29] C.BRIELMANN ;LEITUNGSTHEORIE ;G.S.MOSCHYTZ ;U.BRUGGER
et J.ROSENBLATT
Cour Transmission sur les lignes
Haute école ingénierie Saint-Imier (2004)

- [30] ROBERT H.COLE.
“Evaluation of dielectric behaviour by time domain spectroscopy. II. Complex
Permittivity” .
J. Phys. Chem.Vol.79, No.14 (1975)

- [31] G.ANGENIEUX.
Ondes et propagation lignes de transmission en régime harmonique et
transitoire , Edition (2000)

- [32] M.S.VENKATESH & G.S.V.RAGHAVAN
“On overview of dielectric proprieties measuring techniques” .
Vol 47, pp7.15-7.30 (2005)

- [33] J.BAKER-JARVIS, E.J.VANZURA and W.A.KISSICK.
 “Improved technique for determining complex permittivity with the
 transmission/reflection method. IEEE. Transaction on Microwave Theory and
 Techniques” Vol. 38, No. 8, pp.1096-1103, (1990).

- [34] D.S. ENGLDER and C.R. BUFFLER.
 “Measuring dielectric properties of food products at microwave frequency”.
 Microwave world, Vol. 12, No.2, (1991).

- [35] A.PEDEN, D. BOURREAU.
 Caractérisation large bande des matériaux.
 12^{èmes} journées Nationales Micro-ondes, mai (2001).

- [36] B. HARAOUBIA.
 Instrumentation pour analyse large bande dans la gamme V.H.F
 Application :a l’analyse de réseaux ,au contrôle de composante et à la mesure
 des propriétés diélectrique des matériaux.
 Thèse Docteur Es Sciences, USTHB (1988).

- [37] J. KRUPKAY, K. DERZAKOWSKIZ, BILL RIDDLEX, ET J. B-JARVISX
 “A dielectric resonator for measurements of complex permittivity of low loss
 dielectric materials as a function of temperature”.
 Meas. Sci. Technol. 9 1751–1756. (1998).

- [38] C.A. GUERBI.
 Caractérisation diélectrique des matériaux par spectroscopie fréquentielle.
 Thèse de Magister, USTHB, Alger (2001)

- [39] A. NACER.
 Caractérisation diélectrique des matériaux par spectroscopie fréquentielle.
 Thèse de Magister, USTHB, Alger (1997)

- [40] A. BENDAHAH.
Application des loi de propagation d'onde dans un guide coaxial :mesure permittivité diélectrique.
Thèse de Magister, USTHB, Alger (2006)
- [41] Manuel de l'utilisateur de l'analyseur d'impédance HP4191A.
- [42] A.M.BOTTREAU ET COL.
J. Phys. Chem. Vol.62, pp. 360-365. (1975).
- [43] A.VANDER VORST
"Électromagnétisme, Champs, forces et circuits".
Cabay, Libraire, Université catholique de Louvain (1983).
- [44] FICHE TOXICOLOGIQUE N° 5. 1/4. FT n° 211 - Édition 2004. FT 211.
Fiche établie par les services techniques et médicaux de l'INRS.
www.inrs.fr/htm/ft211 (2003).
- [45] A.STREITWIESSER ,JR. CLATON
Introduction à la chimie organique D.L.fevrier 1986
- [46] SV L. BONDAREVA, S A. TIKHOMIROVA, V N. KNYUKSHTOA, A.A.
TURBANA, A.A. ISHCENKOB, A.V. KULINICHB, I LEDOUXC
Fluorescence and solvatochromism of a merocyanine dye with a high
Quadratic polarizability in solutions and polymer .films
Journal of luminescence.N°124, 178-186, (2007).
- [47] J.L Marie
FICHE TOXICOLOGIQUE-FT n° 211-2500 ex c INRS. - Édition 2004
[www.inrs.fr/inrs.pub/inrs01.nsf/inrs01_collec_view/36D710B6A642AA9CC1256CE8005A2BB3/\\$File/ft211.pdf](http://www.inrs.fr/inrs.pub/inrs01.nsf/inrs01_collec_view/36D710B6A642AA9CC1256CE8005A2BB3/$File/ft211.pdf)

- [48] Handbook of chemistry and physics
62ieme editions (1981-82)

- [49] K. BOUGUERRA
Thèse de Magister, USTHB, Alger (2006)

- [50] J.PEYRELASS, C.BONED, J.P.LE.PETIT
"J.Phy, E.Sci, Instrum,", 14,1002, (1981)