

Comportement électrique aux hyperfréquences dans des cavités à mode de galerie

J.G.THÉOBALD¹, F.GEVREY¹, A.GIRE¹, D.GAUDIOT¹,
M.JOUFFROY¹, F.TORREALBA-ANZOLA², M.AMMARI³

Avec la participation de
R.GEMAYEL¹ AND P.JOURDAN¹

¹ Laboratoire d'Electronique et de Spectroscopie Hertziennne, Centre de Microanalyses des Matériaux (LRC6CEA M07), UFR Sciences & Techniques, 16 route de Gray, 25030 Besançon. France

² Departamento de Matematicas, Decanato de Ciencias-UCLA. Av. Las Industrias Kml, Barquisimeto, 3001- Venezuela

³ Faculté des Sciences, Université A. Essaadi, Tétouan , Maroc

RÉSUMÉ. Un nouveau type de résonateur micro-ondes, utilisant des modes de galerie, a été développé afin de mesurer des constantes diélectriques. Cette méthode est basée sur la rotation d'un disque placé à l'intérieur d'une cavité, et sur lequel est fixé l'échantillon. Elle est appliquée à des échantillons de silicium utilisés dans les circuits intégrés. On peut, de cette façon, atteindre une sensibilité voisine de la sensibilité théorique.

ABSTRACT: A new type of microwave resonator, using gallery modes, is developed in order to measure dielectric constants. This method uses one rotating disk inside the cavity, the sample being placed on this rotating disk. Measurements were performed on samples of silicon used for integrated circuits. By this way, we can obtain one sensitivity close to the theoretical sensitivity.

1 Introduction

Habituellement, les propriétés électriques aux micro-ondes sont étudiées dans des cavités classiques rectangulaires ou cylindriques. Ces mesures aux hyperfréquences sont utilisées dans le but d'éviter les problèmes de contacts électriques ou encore de joints de grains. Il est possible d'améliorer ces mesures ou encore d'étudier de nouveaux phénomènes dans les échantillons, grâce aux cavités à mode de galerie.

Les mesures aux hyperfréquences utilisent les relations suivantes [1, 2] :

$$\frac{\Delta v}{v} = -\frac{1}{2}\eta\chi' \quad (1)$$

$$\Delta \frac{1}{Q} = \eta\chi'' \quad (2)$$

où $\frac{\Delta v}{v}$ est le déplacement relatif de fréquence dû à l'introduction de l'échantillon dans la cavité, Q est le facteur de qualité de la cavité, χ' et χ'' sont respectivement les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité électrique de l'échantillon. η est le coefficient de remplissage; ce facteur est proportionnel au rapport du volume de l'échantillon au volume effectif de la cavité

$$\eta = \frac{\iiint_{\text{Echantillon}} E^2 .dv}{\iiint_{\text{Cavité}} E^2 .dv} \quad (3)$$

Dans un de nos précédents articles [3], nous évoquons les précautions à prendre en ce qui concerne le coefficient de remplissage: l'échantillon et son support peuvent perturber grandement le champ électrique.

La relation suivante sera utilisée afin de calculer la conductivité σ ;

$$\sigma = j\omega\epsilon_0\chi'' \quad (4)$$

où $\omega/2\pi$ est la fréquence à laquelle les mesures sont réalisées.

Lorsque des mesures de propriétés électriques sont faites dans des cavités traditionnelles, le seul paramètre dont on dispose est de placer ou non l'échantillon dans la cavité. La reproductibilité de l'opération n'est que de quelques pour cent. Ceci empêche d'atteindre la sensibilité théorique d'un spectromètre hyperfréquence, qui en présentation 'vidéo' est de l'ordre de $\eta \cdot \chi = 10^{-7}$.

A la fin de notre dernier article, nous proposons, lorsque cela est possible, l'utilisation des cavités à mode de galeries, en anglais Whispering Gallery Mode (WGM) [4, 5, 6, 7]. Au cours de la présente étude nous allons expérimenter cette nouvelle technique : le mouvement de l'échantillon sera une rotation, laquelle est bien reproductible.

2 Principe et réalisation

Les premières cavités WGM connues furent les cavités acoustiques [8, 9]. Les plus connues sont 'l'oreille de Denys' (Syracuse), la chapelle du Conservatoire des Arts et Métiers de Paris ou encore la galerie St Paul à Londres. Dans les cavités électromagnétiques (WGM), le champ électrique hyperfréquence est situé à la périphérie d'un cylindre de diélectrique (comme par exemple un saphir). Les résonateurs diélectriques à mode de galerie confinent l'énergie des ondes électromagnétiques dans une région située à l'interface entre l'air et le diélectrique. Ce phénomène peut être expliqué par une analogie optique. Considérons un cylindre de diélectrique de rayon b , à l'intérieur duquel circule une onde électromagnétique. Lorsque que les rayons sont assez rasants (c'est à dire quasiment parallèles à la surface), on obtient alors une réflexion totale. Les rayons sont capturés à l'intérieur du cylindre diélectrique et sont tangentiels à la surface de rayon b_c . En première approximation b_c peut s'écrire :

$$b_c = n \left(\frac{(2\pi)^2 \epsilon'}{\lambda_0^2} - \beta \right)^{-1/2} \quad (5)$$

où ϵ' représente la permittivité diélectrique du cylindre, λ_0 est la longueur d'onde dans le vide et β est la constante de propagation le long de l'axe du disque. n est donné par le nombre de longueurs d'onde à la résonance de l'onde stationnaire, comportant plusieurs nœuds et ventres de champ électrique E à la périphérie du disque. La propagation des ondes s'effectue selon la direction azimutale. Les modes WG sont classés suivant

WGE (Transverse Magnétique TM) ou WGH (Transverse Electrique TE). Pour la première classe, le champ électrique est essentiellement radial, alors que pour la deuxième il est axial donc parallèle à l'axe du cylindre. Suivant le couplage nous pouvons obtenir un mode WGE ou WGH.

Il y a différentes façons de coupler la cavité. Une première façon de le faire, est d'utiliser un trou de couplage (voir figure 2). Dans ce type de couplage, le champ électrique E dans le guide d'onde d'alimentation et l'axe du résonateur diélectrique sont parallèles ; l'échantillon est excité suivant un mode WGH. Ce type de couplage a pour avantage un réglage assez simple.

Une autre façon de coupler est d'utiliser une boucle terminant un guide coaxial, et placée à l'intérieur de la cavité (figure 3). En orientant le plan de la boucle, nous pouvons stimuler le mode WGE ou le mode WGH.

Nous utiliserons un mode WGH (TE). A l'intérieur du résonateur diélectrique nous posons:

$$k_E^2 = k_0^2 \cdot \epsilon_d - \beta^2 \quad (6)$$

où k_0 est le vecteur d'onde dans l'espace et β la constante de propagation axiale. A l'intérieur du résonateur diélectrique, le champ électrique hyperfréquences est donné par [10] :

$$E_z = J_n(k_E \cdot r) \cdot \sin(n\phi) \cdot \cos(\beta z) \quad (7)$$

où J_n est la fonction de Bessel d'indice n.

Les modes sont notés WGH_{nml} , où les nombres n, m et l représentent respectivement la variation azimutale, radiale et axiale [4]. Quand l'épaisseur du résonateur est plus petite que son rayon, il n'y a alors pas de propagation axiale donc $\beta = 0$ et $l = 0$; dans ce cas les résonances, sont en première approximation, indépendantes de l'épaisseur du résonateur. L'énergie électrique est maximum quand J_n est à son premier maximum. m est la racine m-ième de J_n . $m = 0$ signifie que le champ électrique hyperfréquences ne s'annule pas dans le diélectrique. Près de la limite du diélectrique et à l'extérieur se trouve l'onde évanescente [10]. Pour le mode H, juste à la limite du diélectrique, le champ électrique a la même valeur à l'intérieur et hors de celui-ci. En s'appuyant sur la figure 67 p 126 [11], nous pouvons voir que plus n est grand, plus l'énergie est concentré près des bords du diélectrique. C'est pourquoi, il vaut mieux utiliser un mode WG_{n00} .

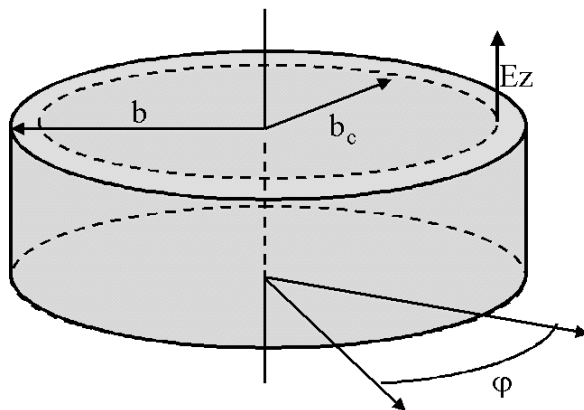


Figure 1. Le résonateur diélectrique. Le rayon de la surface caustique b_c est plus petit que le rayon du résonateur b . ϕ est l'angle azimutal.

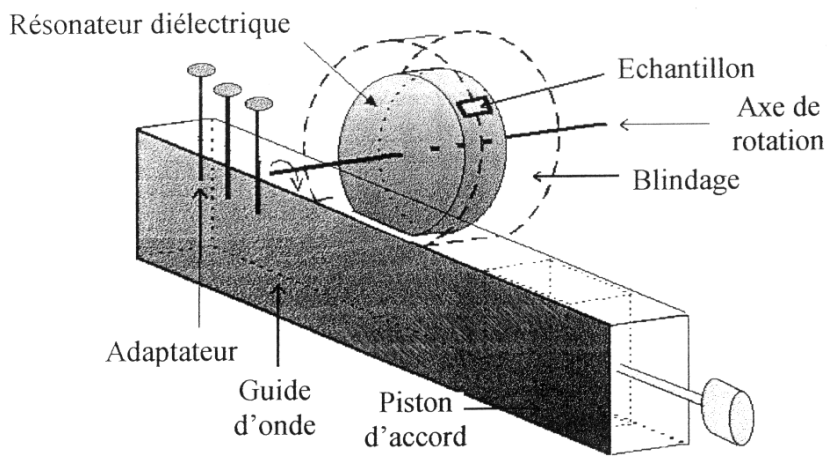


Figure 2. La cavité WGM est couplée au guide d'onde d'alimentation par un trou de couplage (mode TE).

Dans la technique proposée, on place un échantillon (en le collant par exemple) à la périphérie du disque de saphir. Dans le mode TE, le champ électrique hyperfréquence, parallèle au disque est alors parallèle à la surface de l'échantillon. Quand on tourne le saphir autour de l'axe, il résulte une variation de la fréquence de résonance qui atteint un maximum quand l'échantillon est dans un ventre de champ E. Cette variation de fréquence sera minimum quand l'échantillon est dans un nœud de champ : nous sommes dans le cas où la cavité se comporte comme une cavité vide, il est donc possible de mesurer ν_0 et le facteur Q la cavité vide. En revanche quand l'échantillon est dans un ventre de champ de E, on peut mesurer ν et le facteur Q de la cavité contenant un échantillon. Pour observer les différences entre les deux situations il suffit simplement de tourner le disque de saphir. Un autre avantage des cavités WGM est que, en dépit de la difficulté de les accorder mécaniquement, il existe plusieurs fréquences de résonance dans une même gamme de fréquence.

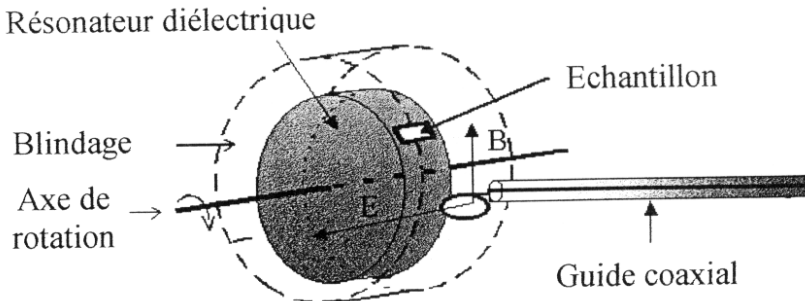


Figure 3. La cavité WGM est couplé par une boucle (TE ou TH mode suivant l'orientation de la boucle). Ici le couplage représenté produira un mode TE.

La difficulté principale dans l'utilisation d'un disque de saphir est que celui-ci doit être taillé de telle manière que son axe cristallographique soit parallèle à l'axe de la cavité, sinon il y aura un artéfact lors de la rotation du disque. Ces précautions ne sont pas nécessaires, quand la cavité WGM est utilisée pour construire des oscillateurs micro-ondes (où il suffit d'avoir un bon facteur Q), ou quand on l'utilise en résonance de spin électronique d'électron, où le champ magnétique continu est un paramètre maîtrisable. Dans les mesures diélectriques, le seul paramètre variable est la position de l'échantillon dans la cavité (qui est obtenu ici par la rotation du disque).

Etant donné le prix élevé de la taille d'un saphir, il est plus économique d'utiliser un autre matériau. Le facteur Q de la cavité est certainement moins bon, mais cela reste tout de même insignifiant. Le polystyrène pourra donc être utilisé pour remplacer le disque de saphir lors de certaines manipulations.

O.Di Monaco donne une théorie plus complète sur les cavités WGM dans sa thèse [10]. Le calcul théorique de la fréquence de résonance (et du facteur Q) est une tâche assez ardue et souvent peu précise. Pour mesurer ces paramètres, il est plus aisé et plus sûr de prendre pour références les valeurs d'un échantillon connu (comme par exemple du silicium, dont on connaît $\epsilon_r = 12$ et qui a les mêmes valeurs en champ continu et aux hyperfréquences), puis de les comparer avec les échantillons à étudier.

3 Mesures sur le silicium

Les mesures de χ' et χ'' ont été réalisées grâce à un analyseur de réseau HP 5-12.5 GHz. La figure 4 donne les fréquences de résonance et le facteur Q (mesuré à partir de la largeur de raie à 3 dB) en fonction de l'angle de rotation φ pour une cavité contenant un échantillon de silicium (utilisé pour les circuits intégrés).

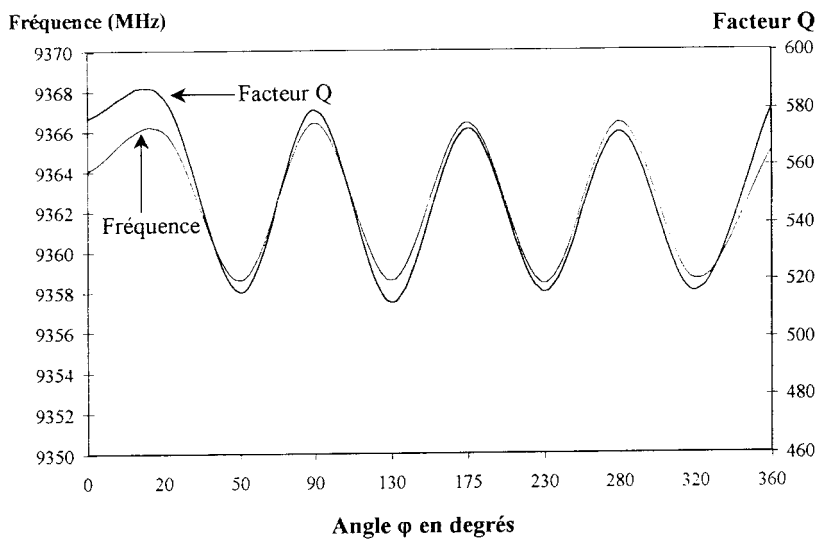


Figure 4. Fréquence et facteur Q en fonction de l'angle φ , avec un disque de polystyrène.

En utilisant $\epsilon_r = 12$ (silicium), on tire de la courbe donnant ΔV en fonction de φ , $\eta = 0.909 \cdot 10^{-4}$. Compte tenu des volumes de l'échantillon (10^{-11} m^3) et du disque de polystyrène ($\approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$), c'est une valeur satisfaisante.

La courbe ΔQ en fonction de φ nous permet de déterminer $\chi'' = 66$. Comparé à la valeur 90 obtenue de la conductivité annoncée (avec 25% d'erreur) par le fabricant de l'échantillon de silicium, c'est plutôt satisfaisant et de surcroît plus précis.

La figure 5 donne la courbe obtenue avec un disque de saphir. Le nombre de ventres et de nœuds de champ est évidemment plus élevé que pour un disque en polystyrène.

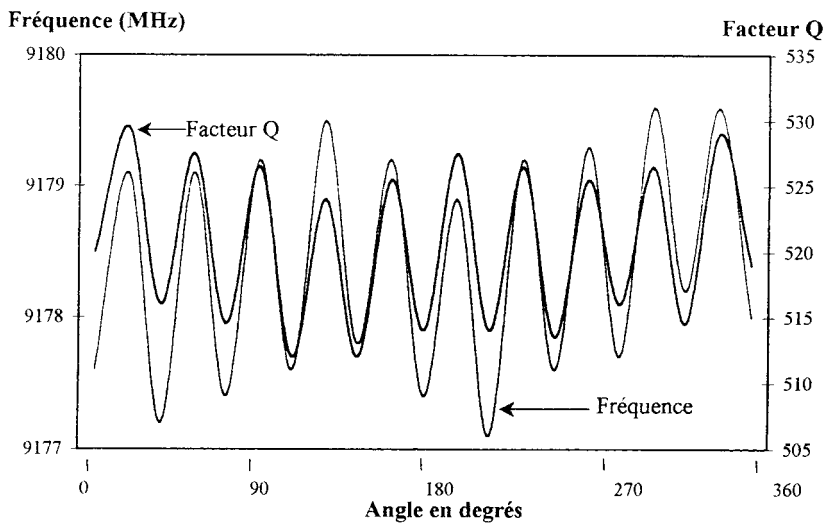


Figure 5. Fréquence et facteur Q en fonction de l'angle φ , avec un disque de saphir.

Pour que les mesures soient aussi correctes que possible, il est nécessaire que le champ électrique soit parallèle à la plus grande dimension de l'échantillon afin d'éviter les problèmes liés à la forme de l'échantillon, et réduire l'effet du champ dépolarisant : afin de clarifier ce phénomène, nous avons fait différentes mesures avec plusieurs échantillons seuls, mis bout à bout ou encore côte à côte. La figure 5 montre que la loi d'addition est beaucoup mieux respectée dans le cas d'échantillons disposés bout à bout que

côte à côte. A cette condition (le champ électrique parallèle à la dimension la plus longue de l'échantillon) et si les dimensions de l'échantillon sont plus petites que la longueur d'onde, on peut vérifier que η est proportionnel au volume de l'échantillon, pour un mode de résonance donné.

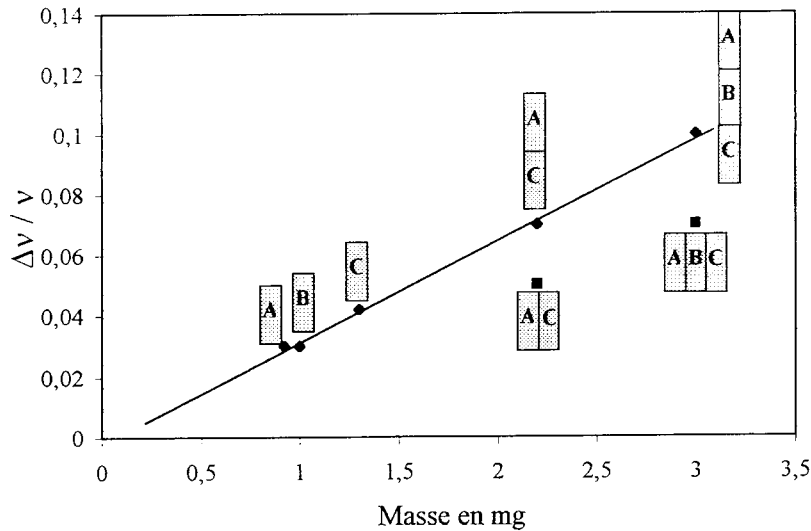


Figure 6. Linéarité de la masse de l'échantillon et de sa position dans la cavité. Cette figure démontre que la loi d'addition est mieux satisfaite dans le cas d'échantillons mis bout à bout, que dans le cas d'échantillons mis côte à côte.

4 Sensibilité

La figure 4 montre un rapport signal sur bruit excellent (~ 50). Compte tenu du coefficient de remplissage mesuré, et de la quantité de silicium utilisé, on voit que la sensibilité est de l'ordre de $\eta \cdot \chi = 10^{-6}$, assez voisine de la limite que l'on peut espérer. Cette dernière est donnée par la relation [11] :

$$\eta \cdot \chi = \frac{4}{Q_0} \cdot \sqrt{\frac{kT\Delta\nu}{P}} \quad (8)$$

Avec k : constante de Boltzmann

T : température thermodynamique

$\Delta\nu$: bande passante du système d'observation

P : puissance micro-ondes mise en œuvre (~ 1 mW)

Différents échantillons peuvent être comparés grâce à cette technique. La sensibilité de la méthode nous permet d'étudier des échantillons dont le poids est de l'ordre du milligramme. La sensibilité ultime est de l'ordre d'une dizaine de microgrammes.

5 Conclusion

Nous pouvons conclure que les mesures de conductivité et susceptibilité aux hyperfréquences se sont révélées particulièrement adaptées pour étudier le comportement électrique des échantillons.

Les expériences sur les cavités WGM montrent qu'elles sont un très bon outil pour l'étude des propriétés hyperfréquences, parce que l'on évite les problèmes dus au déplacement de l'échantillon dans et hors la cavité. Elles sont surtout utiles dans le cas de petits échantillons et permettent d'approcher la limite théorique.

L'avenir de ces travaux serait d'élargir la plage des fréquences micro-ondes, mais aussi d'augmenter la sensibilité de la méthode. Par exemple, la rotation du disque à une fréquence de $\omega_r/2\pi$ induit des signaux à $k\omega_r/2\pi$, k étant le nombre de ventres de champ autour du disque. Il existe peut-être un signal parasite à $\omega_r/2\pi$ si la rotation du disque n'est pas régulière, mais ce signal sera éliminé en utilisant un détecteur de phase, dont la constante de temps (de l'ordre de la seconde) permet d'obtenir une amélioration de sensibilité par rapport à la présentation 'vidéo' des spectres. L'application de cette méthode à des couches minces de diamant déposé en phase vapeur a été entreprise.

6 Références

- [1] D.J.E.Ingram, Spectroscopy at Radio and Microwave Frequencies, Butterworths Scientific Publications, London, 1967.
- [2] J.Uebersfeld . Annales de Physique 13-1 (1995) p 395.
- [3] M.Jouffroy, A.Gire, J-G. Théobald, G.Bardèche, F.Torrealba-Anzola, A.Chambaudet, J. of Phys. And Chem. Of Solids 60 (1999) p181.
- [4] X.J.Hiao, P.Guillon, L.A.Bermurez, P.Auxemery, IEEE Transactions on microwave theory and techniques, 35-12 (1987) p 1169.

- [5] X.J.Hiao, P.Guillon, P.Auxemery, D.Cros, IEEE Transactions on microwave theory and techniques, 37-2 (1989) p 432.
- [6] D.Cros and P.Guillon, IEEE Transactions on microwave theory and techniques, 38-11 (1990) p1667.
- [7] A.Colligiani, I.Longo, M.Martinelli, M.Lucchesi, L.Pardi, OHD Biannual Colloquium 13, Zaragoza 1995, p.7.
- [8] P.A.Daguin, Traité de physique Tome 1 p. 566, C.Delagrave, Paris 1878.
- [9] A.Clerc, Physique et chimie populaires , J.Rouff, Paris 1888.
- [10] O.Di Monaco, « Résonateurs saphir micro-onde cryogéniques a très grand coefficient de surtension pour applications métrologiques » », Université de Franche-Comté, France, thèse n°584, 1997.
- [11] E.Jahnke, F.Emde, Tables of Functions, Fourth Edition, Dover Publications, New-York, 1945.

(Manuscrit reçu le 20 mai 2000)