



HAL
open science

Modélisation et caractérisation de nouveaux conducteurs pour la connectique hyperfréquence

Bilal Benarabi

► **To cite this version:**

Bilal Benarabi. Modélisation et caractérisation de nouveaux conducteurs pour la connectique hyperfréquence. Optique / photonique. Université de Lyon, 2016. Français. NNT : 2016LYSES001 . tel-01762150

HAL Id: tel-01762150

<https://theses.hal.science/tel-01762150v1>

Submitted on 9 Apr 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JEAN MONNET DE SAINT-ÉTIENNE

Discipline : Optique, Photonique et Hyperfréquences

Présentée et soutenue publiquement

le 15 Janvier 2016

par

Bilal BENARABI

Modélisation et caractérisation de nouveaux conducteurs pour la connectique hyperfréquence

Directeur de thèse :

Bernard BAYARD

Composition du Jury :

<i>Président, rapporteur :</i>	E. RUBIOLA	Professeur, Université de Franche Comté, BESANÇON, FRANCE
<i>Rapporteur :</i>	J-D. ARNOULD	Maître de conférences, HDR, Grenoble-INP, GRENOBLE, FRANCE
<i>Examineurs :</i>	D. VINCENT	Professeur, Université Jean MONNET, SAINT-ÉTIENNE, FRANCE
	L. PETIT	Docteur, RADIALL CENTR'ALP, VOREPPE, FRANCE
	E. FOND	Ingénieure, RADIALL CENTR'ALP, VOREPPE, FRANCE
<i>Directeur de thèse :</i>	B. BAYARD	Maître de conférences, HDR, Université Jean MONNET, SAINT-ÉTIENNE, FRANCE

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au sein du Laboratoire Hubert Curien CNRS 5516 de l'Université Jean Monnet de Saint-Etienne, France.

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse, Bernard BAYARD, sans qui ce travail n'aurait pas pu être possible. Je le remercie pour ses conseils et son aide tout au long de ces trois années que j'ai passées au sein du Laboratoire. Ses compétences scientifiques et ses nombreuses idées dans le domaine de la recherche ainsi pour ses critiques et ses corrections ont été essentielles pour la progression de ma thèse. Sa bonne humeur m'a permis de gérer le stress du travail avec toutes les difficultés et les obstacles rencontrés.

En acceptant d'être les rapporteurs de mon manuscrit de thèse, Monsieur Enrico RUBIOLA, Professeur à l'Université de Franche Comté, Besançon et Monsieur Jean-Daniel ARNOULD, Maître de conférences HDR à l'Institut National Polytechnique de Grenoble, m'ont fait un grand honneur. Qu'ils trouvent ici toute ma gratitude.

Je remercie également Monsieur Didier VINCENT, Professeur à l'Université Jean Monnet de Saint-Étienne, Monsieur Laurent PETIT, Docteur chez RADIALL CENTR'ALP et Madame Emilie FOND, Ingénieure chez RADIALL CENTR'ALP, Voreppe, pour avoir accepté de siéger dans le jury en qualité d'examineurs.

L'achèvement de ces travaux a été rendu possible grâce à l'aide conséquente apportée par les membres des différents laboratoires de recherche et les entreprises industrielles collaborant dans le projet Plug InNano, dans lequel ma thèse fait partie :

- Jérémy SAUTEL et Cécile CHAISSAC-JAMMES de l'entreprise RADIALL à Voreppe pour la bonne coordination du projet et pour nous avoir fourni les dépôts électrolytiques.
- Julie LAPORTE et son directeur de thèse S. Fouvry du Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes (LTDS) de l'École Centrale de Lyon, pour leurs aide et disponibilités pour réaliser les essais de fretting.
- Anthony CHAVANNE de IREIS, filiale de l'entreprise HEF, pour tous les dépôts qu'il a réalisés pour nous.
- Jacques STOLARZ et Max Boudes de SMS-ARMINES à l'École des Mines de Saint-Etienne.
- Olivier ALQUIER de la société PSA Peugeot Citroën.

Je tiens à remercier toutes les personnes du Laboratoire Hubert Curien qui ont, par leur concours direct ou indirect, soutenu les travaux réalisés dans cette thèse, en particulier l'équipe du laboratoire ex LT2C pour sa cordialité à mon égard durant toute la période de ma thèse. Je pense à Jean Jacques ROUSSEAU, Jean Pierre CHATELON, Marie-Françoise BLANC-

MIGNON, Damien JAMON, François ROYER, Didier VINCENT, Bruno SAUVIAC, Ali SIBLINI, Eric VERNEY, Stéphane CAPRARO, Stéphane ROBERT et Eric GEAI.

Mes remerciements vont particulièrement aux doctorants que j'ai côtoyés. Grâce à eux, à leur solidarité, leur sympathie et leur bonne humeur, mon séjour a été agréable. Au risque d'oublier certains, je citerais Badreddine, Faouzi, Hadi, Ismail, Zinneddine, Imad, Souad, Zana , Yaya, Bechir, Khamis, Abderrahmane, Ouzer, Baraka, Nicole, Elie, Radouane, Ardo et Myriam.

Merci infiniment à mes parents, mes frères & soeurs, mon épouse, ma petite Khedidja, ma grande famille et amis qui ont toujours été là pour me soutenir et m'apporter du réconfort. Merci pour votre soutien technique et moral pendant mes longues années d'études.

Table des matières

Remerciements	3
Introduction	7
1 Modélisation de conducteurs composites	11
1.1 Introduction	12
1.2 Mélanges, alliages	13
1.2.1 État de l'art sur les modèles des milieux effectifs	13
1.2.2 Facteurs influant sur la conductivité effective des mélanges	19
1.2.3 Comparaison des modèles de la conductivité effective de mélanges	21
1.3 Effet de peau dans les conducteurs multicouches	22
1.3.1 Champs électromagnétiques	23
1.3.2 Équations de propagation	23
1.3.3 Application aux conducteurs cylindriques	25
1.4 Conclusion	34
2 Caractérisation hyperfréquence de la conductivité	39
2.1 Introduction	40
2.2 Méthodes de caractérisation hyperfréquence de la conductivité électrique	40
2.2.1 Méthodes de Maxwell	40
2.2.2 Méthode de la cavité quasi- TE_{011}	43
2.3 Étude théorique des résonateurs	44
2.3.1 Guide d'onde coplanaire (CPW)	45
2.3.2 Résonateur en anneaux (ring)	51
2.3.3 Facteur de qualité Q_0 des résonateurs	59
2.3.4 Modélisation analytique des pertes	60
2.3.5 Modélisation numérique	71
2.4 Réalisation technologique et résultats expérimentaux	74
2.4.1 Conception et dimensionnement des composants	74

2.4.2	Mise en œuvre technologique	78
2.4.3	Moyens de mesures	85
2.5	Résolution du problème inverse	85
2.5.1	Caractérisation avec la méthode de l'abaque	87
2.5.2	Caractérisation avec les modèles analytiques des pertes	91
2.6	Conclusion	95
3	Conducteurs en situation vibratoire _____	97
3.1	Introduction	98
3.2	Fretting classique	99
3.2.1	Définition	99
3.2.2	Standards de contact	99
3.2.3	Contact électrique DC et AC	100
3.2.4	Banc de test de fretting DC	101
3.2.5	Paramètres associés au cycle de fretting	102
3.2.6	Structure cylindres croisés DC	104
3.2.7	Mesure de résistance DC en fretting	104
3.3	Modélisation d'un contact en HF	105
3.3.1	Résistance de contact en HF	105
3.3.2	Modèle RLC d'un contact en HF	107
3.4	Banc de Fretting HF	115
3.4.1	Nouvelles géométries adaptées aux HF	115
3.4.2	Présentation du banc de mesure de fretting HF	119
3.4.3	Mesures et extraction des résultats	120
3.4.4	Définition d'un critère d'endommagement d'un contact en hyperfréquences	135
3.5	Conclusion	137
	Conclusion _____	139
	Bibliographie _____	143
	Table des figures _____	149
	Liste des tableaux _____	155
	Valorisation du travail de recherche _____	157

Introduction

Depuis plusieurs années, l'or est le matériau essentiel pour les applications connectiques du fait de trois propriétés essentielles (une bonne conductivité électrique, une bonne malléabilité et une forte inertie chimique), mais la volatilité des cours de l'or posent des problèmes de coût, stratégiques pour des industriels. Les revêtements d'or peuvent aujourd'hui représenter jusqu'à 30% du prix des produits finis. L'électronique embarquée représente 30 à 40% du coût de revient du véhicule. A noter que dans une voiture, la longueur des faisceaux atteint environ 800 mètres, avec une masse de 15 kg et plus de 200 connecteurs et 800 contacts électriques sont présents. Ces chiffres sont en forte augmentation, notamment en raison du développement des nouvelles formes de motorisation telles que l'électrique et l'hybride. Le remplacement de l'or permettrait aux industriels de mieux adresser les marchés de l'électronique en général et de la connectique hyperfréquence et automobile en particulier en gagnant dans un premier temps de nouvelles parts de marché grâce à des coûts de fabrication très concurrentiels et dans un deuxième temps d'avoir une avance technologique sur les procédés très complexes de déposition.

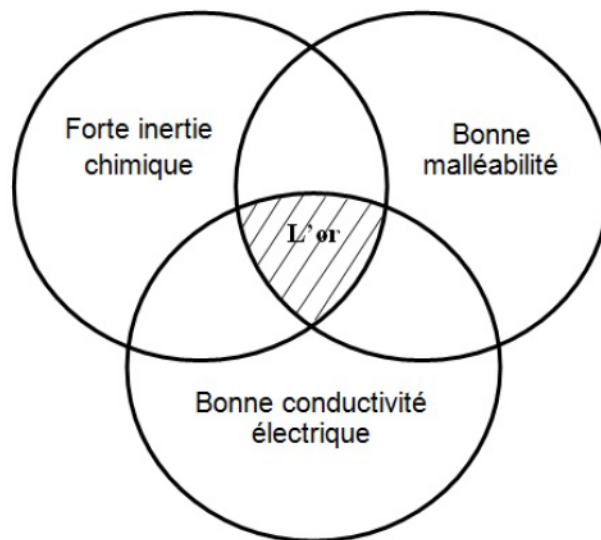


FIGURE 1 – *Propriétés principales de l'or*

Le projet Plug In Nano, dont cette thèse fait partie, a pour objectif de démontrer qu'une rupture technologique est possible pour le remplacement de l'or dans les domaines tels que la connectique hyperfréquence et l'automobile. Le matériau conducteur, qui va être choisi pour la substitution de l'or dans le domaine de la connectique, doit avoir de bonnes propriétés électriques avec une conductivité électrique meilleure que celle de l'étain, un des conducteurs de référence couramment utilisé dans le domaine de l'électronique et de la connectique en

particulier. Ses propriétés mécaniques (durée de vie mécanique dans les contacts électriques) et chimiques (inertie chimique) devront être comparables à celles de l'or. Par contre, il doit posséder un meilleur impact sur l'environnement que l'or.

Des solutions de dépôts par voies sèches (dépôts sous vide) et humides (dépôts électrolytiques) sont abordées tout au long de ce projet. Plug In Nano propose d'explorer deux pistes basées sur des technologies de dépôt : une « voie incrémentale » à base d'argent et une « voie de rupture » à base de cuivre. Plusieurs types de caractérisation et tests ont été réalisés en amont par les autres partenaires du projet afin de présélectionner les meilleurs conducteurs parmi une liste de plusieurs matériaux développés au cours du projet. Les nouveaux conducteurs ainsi retenus doivent ensuite être passés à d'autres phases de caractérisation plus poussées, dont certaines sont décrites dans cette thèse. Par ailleurs le projet Plug In Nano, s'inscrit dans une démarche de développement durable : il s'agit de remplacer des revêtements électro-déposés par des revêtements produits par voie sèche. De plus, chaque matériau développé sera soumis à une analyse de cycle de vie (ACV) afin d'avoir un regard le plus pertinent possible sur son impact (ou contribution) environnemental.

En parallèle à ces développements, une démarche théorique de modélisation du comportement des matériaux en hyperfréquence, en fonction de leurs compositions et des propriétés intrinsèques de leurs constituants, est planifiée dans ce projet, c'est le sujet du *premier chapitre* de cette thèse.

Les efforts se porteront également sur la caractérisation des revêtements (électriques et mécaniques) en développant des outils de mesures adaptés aux applications visées. Les nouveaux matériaux sont des conducteurs composites, avec une conductivité électrique non connue. La caractérisation hyperfréquence de ces matériaux est une étape indispensable dans la compréhension de ses propriétés électromagnétiques. Le laboratoire Hubert Curien de l'université de Saint-Étienne possède maintenant une solide expérience sur la caractérisation hyperfréquence des matériaux diélectriques et magnétiques. Grâce à cette thèse, nos compétences vont s'élargir vers la caractérisation des matériaux conducteurs composites, où la conductivité électrique effective est déterminée. C'est l'objet du travail présenté dans le *second chapitre*.

L'informatisation des systèmes de commande dans les transports (automobile, aéronautique, ferroviaire) implique une utilisation de plus en plus massive des connecteurs électriques pour le transfert d'informations. Directement installés sur les organes moteurs, ces derniers sont soumis à des sollicitations vibratoires et environnementales très sévères qui engendrent des phénomènes de micro-frottements, ce qu'on appelle le « fretting usure » (usure des contacts induite par des déplacements alternés de très faibles amplitudes). Compte tenu de l'importance de ces systèmes, il est indispensable d'assurer une transmission parfaite des données. La solution actuelle consiste à déposer des dépôts épais à base d'or par des procédés électrolytiques. Comme nous l'avons dit plus tôt, ces derniers sont très polluants et très coûteux car il n'est pas possible d'appliquer localement ces dépôts. Pour solutionner ce problème, les nouveaux matériaux, obtenus préférentiellement par des méthodes de dépôts par voie sèche (PVD) et susceptibles d'être les alternatives à l'or, devront être caractérisés sous sollicitations de fretting afin de les optimiser

et de les valider. Le *troisième chapitre* sera consacré à la modélisation des contacts électriques en hyperfréquence ainsi que la mise en place d'un nouveau banc de fretting qui doit permettre la mesure de la résistance de contact en HF en fonction des cycles de fretting. Nous souhaitons, à partir de ces mesures, définir un critère d'endommagement hyperfréquence en complément au critère DC déjà existant.

Nous clôturons cette étude en dressant un bilan du travail réalisé et en proposant des pistes d'amélioration et des perspectives à donner à ces travaux.

Modélisation de conducteurs composites

Sommaire

1.1	Introduction	12
1.2	Mélanges, alliages	13
1.2.1	État de l'art sur les modèles des milieux effectifs	13
1.2.2	Facteurs influant sur la conductivité effective des mélanges . .	19
1.2.3	Comparaison des modèles de la conductivité effective de mélanges	21
1.3	Effet de peau dans les conducteurs multicouches	22
1.3.1	Champs électromagnétiques	23
1.3.2	Équations de propagation	23
1.3.3	Application aux conducteurs cylindriques	25
1.4	Conclusion	34

1.1 Introduction

Le projet Plug In-Nano, dont cette thèse fait partie, a pour objectif de démontrer qu'une rupture technologique est possible pour le remplacement de l'or dans les domaines de la connectique hyperfréquence et l'automobile. Les matériaux qui seront développés et retenus comme une alternative à l'or vont être forcément des conducteurs composites comprenant un mélange d'un matériau de base, « la matrice » essentiellement formée par l'argent ou le cuivre, et un ou des matériaux qui forment les inclusions dans cette matrice. Lorsque l'on mélange différents constituants, pour obtenir ou modifier des propriétés mécaniques ou électriques, on réalise des milieux hétérogènes dont les propriétés électromagnétiques diffèrent de celles des constituants.

Il est possible de prévoir ce que seront les propriétés électromagnétiques (conductivité, perméabilité, permittivité) du mélange à partir propriétés intrinsèques des constituants. On parle alors de milieux effectifs. Les propriétés macroscopiques sont ensuite obtenues par des lois dites de mélanges. Ces lois sont simples, plutôt faciles à utiliser et donnent souvent des résultats tout à fait satisfaisants. Dans le cas de mélanges « ordonnés », les méthodes sont généralisables et permettent d'obtenir les grandeurs tensorielles effectives. Notons qu'il est aussi possible d'obtenir de très bons résultats par des lois de mélange numériques en utilisant des logiciels de simulation électromagnétiques. Mais la modélisation numérique des composites par les outils de simulation hyperfréquence dont on dispose au laboratoire n'a pas abouti à cause de la limitation de performance de nos matériels informatiques pour simuler des structures avec des particules de petite taille, ce qui nécessite un maillage très fin.

Dans ce chapitre, nous présentons, tout d'abord, certains modèles analytiques qui existent dans la littérature pour modéliser le comportement des matériaux en fonction de leurs microstructures et les propriétés électriques de leurs constituants. L'application de ces modèles sur nos matériaux composites innovants nécessite une caractérisation microstructurale afin de connaître le modèle le plus adapté à chaque composite. Une caractérisation microstructurale effectuée par le laboratoire SMS de l'école de MINES Saint-Etienne, sur un dépôt de conducteur composite réalisé par la technique de dépôt sous vide, a montré une configuration multicouche. Par ailleurs, les connecteurs hyperfréquences sont généralement fabriqués en cuivre ou un de ses alliages et revêtus par une couche d'un autre métal plus résistant à l'environnement externe comme l'or. Une couche intermédiaire est parfois déposée pour éviter l'inter-diffusion entre le cuivre et l'or. Dans ce chapitre, cette configuration de conducteur en multicouches a été modélisée pour estimer son comportement électromagnétique.

1.2 Mélanges, alliages

1.2.1 État de l'art sur les modèles des milieux effectifs

1.2.1.1 L'approche du milieu effectif dans un système linéaire

L'approche du milieu effectif (Effective Medium Approximations EMA) est une des méthodes utilisée pour traiter les milieux inhomogènes. On peut citer l'exemple des roches poreuses. Si cette roche est remplie d'eau salée, alors elle est aussi un composite d'un isolant électrique (la matrice rocheuse) et d'un conducteur électrique (l'eau salée). L'autre exemple est le composite métal-diélectrique, qui est constitué d'une collection de grains métalliques et diélectriques arrangés de manière ordonnée ou aléatoire. Le diélectrique pourrait être un conducteur avec une faible conductivité. Stroud [1] a décrit un cas simple de l'EMA, développé par Bruggeman et étudiée quantitativement par Landauer [2] : un mélange aléatoire de deux types de grains, nommés A et B , avec des fractions volumiques relatives p et $1 - p$, et caractérisés par des conductivités scalaires σ_A et σ_B . Le but est de calculer la conductivité effective du composite σ_e . Pour atteindre ce but, il faut imaginer que, chaque grain, au lieu d'être intégré dans son environnement réel aléatoire, est plutôt immergé dans un milieu homogène effectif de conductivité σ_e , ce qui va déterminer l'auto-cohérente. En outre, on considère les grains ayant une forme sphérique. Cela peut n'est pas déraisonnable si les grains sont de forme compacte. Alors le champ électrique à l'intérieur du grain i est uniforme et donné par un résultat élémentaire de l'électrostatique :

$$E_{in} = E_0 \pm \frac{3 \pm \sigma_e}{\sigma_i + 2 \pm \sigma_e} \quad (1.1)$$

où $\sigma_i = \sigma_A$ ou σ_B , E_0 est le champ électrique lointain du grain. La condition de l'auto-cohérente requise par EMA est que le champ électrique moyen dans le grain est égal à E_0 , soit :

$$p \pm E_0 \pm \frac{3 \pm \sigma_e}{\sigma_A + 2 \pm \sigma_e} + (1 - p) \pm E_0 \pm \frac{3 \pm \sigma_e}{\sigma_B + 2 \pm \sigma_e} = E_0 \quad (1.2)$$

Cette équation peut être réduite sous la forme :

$$p \pm \frac{\sigma_A - \sigma_e}{\sigma_A + 2 \pm \sigma_e} + (1 - p) \pm \frac{\sigma_B - \sigma_e}{\sigma_B + 2 \pm \sigma_e} = 0 \quad (1.3)$$

Cette équation a été étudiée par Landauer, qui a montré qu'il est difficile de décrire la conductivité effective d'un composite à deux constituants si les conductivités des constituants diffèrent d'un facteur de 100.

Cette équation quadratique a deux solutions. Une solution est généralement identifiée comme la solution physique correcte, l'autre est généralement négative, ou a d'autres caractéristiques non physiques comme une variation discontinue avec la fraction volumique p , ou comportement limite incorrecte comme $p = 0$ ou $p = 1$.

EMA présente un intérêt particulier dans deux cas spéciaux. Le premier, quand $\sigma_B = 0$,

σ_A est fini, cela correspond à un composite d'un métal-diélectrique. L'autre cas, quand σ_B est fini, $\sigma_A = \infty$, qui correspond à un composite de métal normal et métal parfait. Dans ces cas, σ_e est prédit par l'EMA pour avoir des propriétés singulières près d'un seuil de percolation $p = p_c = 1/3$. Dans le premier cas, on trouve que :

$$\sigma_e = \begin{cases} 0 & \text{si } p < p_c \\ \frac{3}{2}\sigma_A \pm (p - p_c) & \text{si } p > p_c \end{cases} \quad (1.4)$$

et dans le deuxième cas :

$$\sigma_e = \begin{cases} \frac{3}{2}\sigma_A \pm (p - p_c) & \text{si } p < p_c \\ \infty & \text{si } p > p_c \end{cases} \quad (1.5)$$

La concentration $p_c = 1/3$ a une interprétation physique naturel : « le seuil de connectivité », à partir de ce seuil, le matériau A commence à être conducteur. EMA prédit que $p_c = 1/3$ pour les échantillons tri-dimensionnels et les grains approximativement sphériques. En général, $p_c = 1/d$ pour les échantillons à d dimensions. Pour calculer avec précision σ_e pour tout σ_B/σ_A et pour les fractions volumiques réalisables, il est nécessaire de déterminer quelques paramètres microstructuraux en plus de d et p . Alors l'EMA n'est pas toujours suffisante. Pour les dispersions des inclusions de forme arbitraire, l'approximation ne peut pas tenir compte des effets multipolaires qui sont particulièrement importants lorsque la fraction volumique de l'inclusion est importante.

1.2.1.2 Modèle de Mamunya

Mamunya [3] considère que la fraction volumique critique Φ_c est affectée par la forme des particules et les interactions particules-matrice. Au-dessus du seuil de percolation, la conductivité électrique est influencée par trois facteurs : la conductivité apparente des particules, la fraction volumique et la distribution spatiale ou la topologie de remplissage. Mamunya a basé son modèle sur la forme de remplissage et l'énergie de surface de la matrice diélectrique (polymère) et les particules. Donc, pour toutes les fractions de volume des particules qui sont plus grandes que la fraction volumique critique ($\Phi > \Phi_c$), la conductivité électrique du composite, σ_m peut être prédite à partir de ces équations [4] :

$$\log \sigma_m = \log \sigma_c + (\log \sigma_F - \log \sigma_c) \left(\frac{\Phi - \Phi_c}{F - \Phi_c} \right)^k \quad (1.6a)$$

$$k = \frac{K\Phi_c}{(\Phi - \Phi_c)^{0.75}} \quad (1.6b)$$

$$K = A - B\gamma_{pf} \quad (1.6c)$$

$$\gamma_{pf} = \gamma_p + \gamma_f - 2(\gamma_p \cdot \gamma_f)^{0.5} \quad (1.6d)$$

où σ_c est la conductivité électrique à la fraction volumique critique, σ_F est la conductivité à la fraction volumique maximale des particules F . L'exposant k est une fonction des constantes A ,

B et de la fraction critique Φ_c . γ_{pf} est l'interaction à l'interface entre polymère et particules, et est calculée par Fowkes [5]. γ_p est l'énergie de surface du polymère et γ_f est l'énergie de surface des particules. Mamunya a utilisé ce modèle pour prédire la conductivité électrique de différents polymères remplis par des particules de carbone.

1.2.1.2.1 Le modèle de Mamunya modifié Le modèle de Mamunya a été modifié par Clingerman [6] par l'introduction de la conductivité du polymère pure σ_p dans le modèle.

$$\log \sigma_m = \log \sigma_p + (\log \sigma_f - \log \sigma_p) \left(\frac{\Phi - \Phi_c}{\Phi - \Phi_c} \right)^k \quad (1.7a)$$

$$k = \frac{K \Phi_c}{(\Phi - \Phi_c)^{0.7}} \quad (1.7b)$$

$$K = 0.11 - 0.03 \gamma_{pf} \quad (1.7c)$$

$$\gamma_{pf} = \gamma_p + \gamma_f - 2(\gamma_p^d \cdot \gamma_f^d)^{0.5} - 2(\gamma_p^p \cdot \gamma_f^p)^{0.5} \quad (1.7d)$$

La tension à l'interface γ_{pf} a été mise à jour par Owens et Wendt [7], γ_p^d et γ_f^d sont les énergies de surface dispersive pour le polymère et les particules, γ_p^p et γ_f^p sont les énergies de surface polaire pour le polymère et les particules.

1.2.1.3 Modèle du transport général

McCullough [8] a proposé une relation générale pour prédire les propriétés de transport effectif des matériaux composites. Les propriétés de transport effectif comprennent la conductivité électrique, la conductivité thermique, le constant diélectrique, la perméabilité magnétique et les coefficients de diffusion. Les équations suivantes montrent le modèle proposé par McCullough pour les propriétés de transport :

$$P_i = \Phi_f P_f + \Phi_m P_p \left[\frac{\lambda_i \Phi_f \Phi_m (P_f - P_p)^2}{V_{fi} P_f + V_{mi} P_p} \right] \quad (1.8a)$$

$$V_{fi} = (1 - \lambda_i) \Phi_f + \lambda_i \Phi_m \quad (1.8b)$$

$$V_{mi} = \lambda_i \Phi_f + (1 - \lambda_i) \Phi_m \quad (1.8c)$$

$$V_{mi} + V_{fi} = 1 \quad (1.8d)$$

La propriété du transport (la conductivité électrique) P_i est une fonction de ces propriétés : la fraction volumique des particules P_f et du polymère (la matrice) P_p et le facteur de forme λ_i . McCullough a décrit le caractère anisotrope de la conductivité des mélanges à l'aide de trois valeurs de facteurs de forme, qui représentent une variété de formes de particules comprenant l'ellipsoïde, la sphère, et les fibres [9]. McCullough a adapté ce modèle aux données expérimentales pour un composite polyester-aluminium.

1.2.1.4 Modèle additif

Clingerman [6] a développé une expression qui intègre les règles de combinaison utilisées par McCullough [8], et un exposant critique qui engendre la courbe de conductivité électrique appropriée. L'équation proposée par Clingerman, appelé modèle additif, est donnée comme suit :

$$\log \sigma_m = \begin{cases} \log \sigma_p & \text{pour } \Phi \geq \Phi_c \\ \log \sigma_p + D \log \sigma_f (\Phi - \Phi_c)^q + h(a) \cos \theta & \text{pour } \Phi \sim \Phi_c \end{cases} \quad (1.9)$$

$$q = \frac{B\Phi_c}{(\Phi - \Phi_c)^N} \quad (1.10a)$$

$$h(a) = A^2 \left[1 - \frac{1}{2} \left(A - \frac{1}{A} \right) \pm \ln \left[\frac{(A+1)}{(A-1)} \right] \right] \quad (1.10b)$$

$$A^2 = \frac{a^2}{a^2 - 1} \quad (1.10c)$$

Le modèle additif prédit la conductivité électrique du composite σ_m en fonction de la fraction volumique des particules Φ , la fraction volumique critique Φ_c , la conductivité électrique du polymère σ_p et de particules σ_f , et l'interaction à l'interface γ_{pf} . Le modèle additif tient également compte de l'angle d'orientation des particules θ et du facteur de forme $h(a)$ donné par McCullough, où a est le rapport de forme [8].

1.2.1.5 La théorie générale des milieux effectifs GEM

La théorie générale des milieux effectifs (GEM) a été développée par McLachlan [4] à cause de la limitation de l'approche des milieux effectifs (EMA) de Stroud et les théories classiques de percolation. L'équation GEM a les mêmes paramètres d'ajustement que les équations de percolation classiques et est applicable à toute la gamme de composition. L'équation GEM est illustrée ci-dessous dans ces équations :

$$(1 - p) \pm \frac{\sigma_A^{1/t} \sigma_e^{1/t}}{\sigma_A^{1/t} + A \pm \sigma_e^{1/t}} + p \pm \frac{\sigma_B^{1/t} \sigma_e^{1/t}}{\sigma_B^{1/t} + A \pm \sigma_e^{1/t}} = 0 \quad (1.11a)$$

$$A = \frac{1 - p_c}{p_c} \quad (1.11b)$$

$$t = \frac{1 - p_c}{L} \quad (1.11c)$$

où σ_A et σ_B est la conductivité de polymère et de la particule, p_c est la fraction volumique critique, t est un exposant d'ajustement (exposant critique). L est le coefficient de dé-magnification de la dispersion.

L'équation GEM a été développée comme une interpolation entre les équations de Bruggeman de milieux symétriques et asymétriques pour les grains ellipsoïdaux. L'équation de Bruggeman des milieux symétriques traite deux ou plusieurs constituants avec des conductivités finies

et les fractions de volume sur une base totalement symétrique. Cette théorie représente des mélanges aléatoires avec deux constituants qui remplissent complètement le milieu. La théorie de Bruggeman asymétrique considère une large gamme de tailles de sphères revêtues chacune avec le constituant principal. Dans les limites appropriées, l'équation GEM se réduit aux théories symétriques et asymétriques de Bruggeman [10]. L'exposant critique t , peut être utilisé pour déterminer la morphologie des particules conductrices. La plage de valeurs de t pour des systèmes composites avec des particules sphériques est de 1,65 à 2,0 [4]. Cependant, les valeurs qui dépassent cette plage peuvent être expliquées par la géométrie extrême des particules conductrices [11].

1.2.1.6 Loi de Maxwell-Garnett

La loi de Maxwell-Garnett (MG) [12] est un modèle simple et largement utilisé pour la description des milieux composites avec une concentration d'inclusions relativement faible (en dessous du seuil de percolation). Une caractéristique importante de la formulation de Maxwell-Garnett est sa linéarité par rapport à la fréquence pour un mélange multi-phase. Ce modèle est valable sous certaines caractéristiques de mélange :

- Le mélange est électro-dynamiquement isotrope.
- Le mélange est linéaire, aucun de ses paramètres constitutifs ne dépend de l'intensité du champ électromagnétique.
- Les inclusions sont séparées par des distances supérieures à leurs tailles.
- La taille caractéristique des inclusions est faible par rapport à la longueur d'onde effective dans le milieu.
- Les inclusions ont la forme d'ellipsoïdes arbitraires orientés de façon aléatoire.
- La concentration des inclusions doit être inférieure au seuil de percolation.
- Les inclusions sont statiques, ce qui signifie qu'elles ne se déplacent pas.
- Le mélange est chimiquement stable, c'est-à-dire que les inclusions ne vont pas se dissoudre dans le matériau hôte, et ne pas interagir chimiquement.

La conductivité effective (σ_{eff}) d'un mélange d'inclusions avec une conductivité σ_i et une concentration C_i dans une matrice avec une conductivité σ_m est donnée par la loi de Maxwell-Garnett :

$$\sigma_{\text{eff}} = \sigma_m \left(1 + \frac{3C_i(\sigma_i - \sigma_m)}{\sigma_i + 2\sigma_m} \frac{\sigma_m}{C_i(\sigma_i - \sigma_m)} \right) \quad (1.12)$$

Une autre loi de Maxwell-Garnett plus générale permet d'exprimer la conductivité équivalente d'un milieu à plusieurs constituants de forme quelconque représenté schématiquement sur la figure 1.1 :

$$\sigma_{\text{eff}} = \sigma_m + \frac{\frac{1}{3} \sum_{i=1}^n \left[C_i(\sigma_i - \sigma_m) \sum_{k=1}^3 \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_m + N_{ik}(\sigma_i - \sigma_m)} \right) \right]}{1 - \frac{1}{3} \sum_{i=1}^n \left[C_i(\sigma_i - \sigma_m) \sum_{k=1}^3 \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_m + N_{ik}(\sigma_i - \sigma_m)} \right) \right]} \quad (1.13)$$

où n est le nombre des constituants d'inclusions (avec pour chacun une conductivité σ_i , une concentration C_i et des facteurs de forme N_{i1} , N_{i2} , N_{i3} selon les 3 axes).

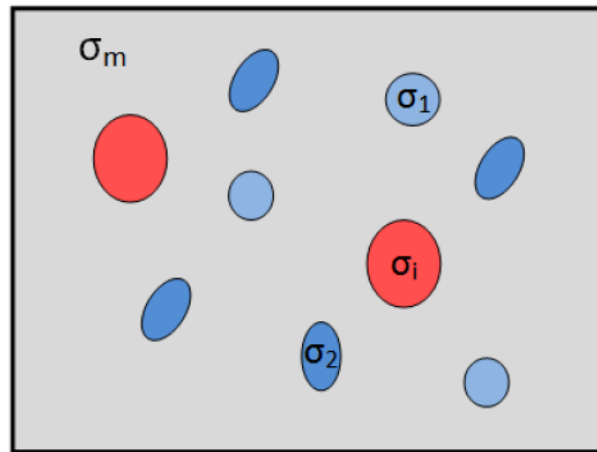


FIGURE 1.1 – Schéma d'un mélange multi-phase

1.2.1.7 Modèles série et parallèle

Les modèles série et parallèle, représentés sur la figure 1.2, sont établis à partir d'analogies avec les résistances des circuits électriques. Lorsque deux couches de matériaux A et B sont empilées perpendiculairement ou parallèlement au courant électrique et que la résistance électrique de contact est supposée nulle, la conductivité électrique équivalente peut être déterminée respectivement par les équations (1.14a) pour le modèle série et (1.14b) pour le modèle parallèle [13].

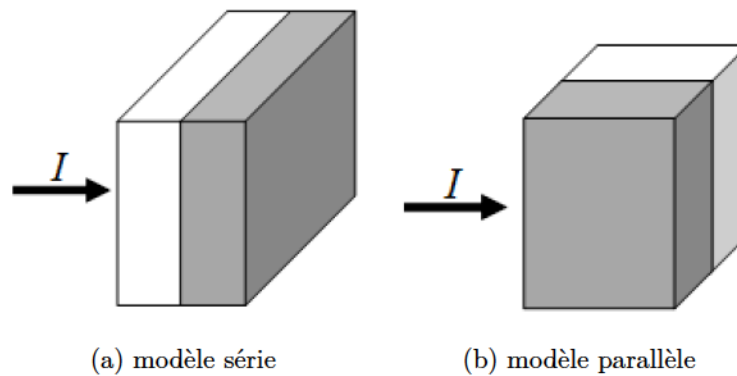


FIGURE 1.2 – Représentation des modèles série et parallèle

$$\frac{1}{\sigma_e} = C \frac{1}{\sigma_A} + (1 - C) \frac{1}{\sigma_B} \quad (1.14a)$$

$$\sigma_e = C \sigma_A + (1 - C) \sigma_B \quad (1.14b)$$

1.2.2 Facteurs influant sur la conductivité effective des mélanges

1.2.2.1 Le seuil de percolation

La théorie de la percolation est définie par Pike et Seager [4] comme la mesure de la connectivité entre les grains régulièrement ou aléatoirement placés dans un matériau. La percolation se produit dans le cas où un groupe des grains connectés (cluster) s'étend de haut en bas ou de droite à gauche dans un réseau [14]. Dans les résines conductrices, le seuil de percolation est la mesure de la fraction volumique de charges conductrices qui se traduit par un système de percolation.

La théorie de la percolation donne une explication de la conductivité électrique du composite près la valeur critique au seuil de percolation. Dans la figure 1.3, Clingerman a décrit graphiquement la dépendance de la conductivité avec la fraction volumique des charges [6]. À une faible fraction volumique, la conductivité est proche de celle du polymère pur. Des contacts inter-particulaires ont formé dans certaine fraction volumique (le seuil de percolation), juste au-delà de ce seuil, la conductivité électrique augmente de façon spectaculaire sur une petite gamme de concentration des grains conducteurs.

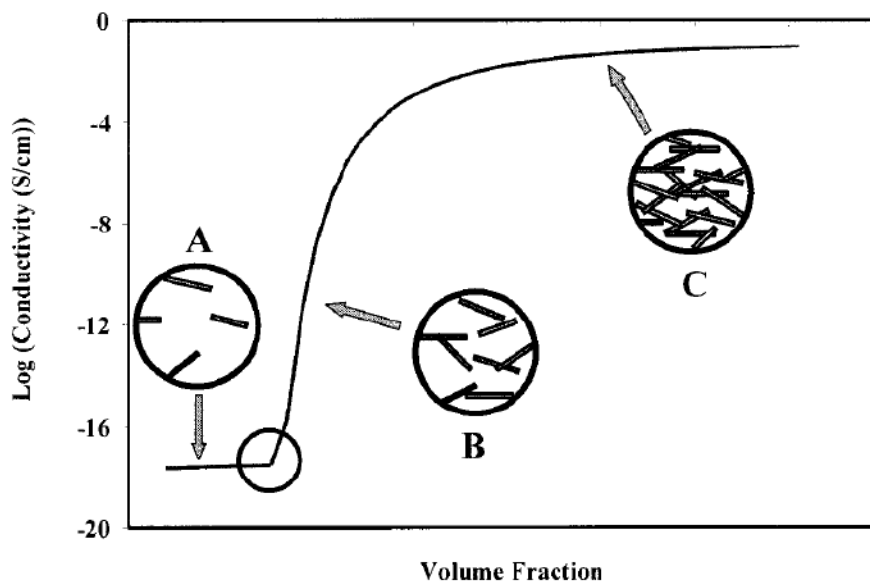


FIGURE 1.3 – Conductivité électrique en fonction de la fraction volumique des particules conductrices

1.2.2.2 La résistance du contact dans les composites

Les modèles du calcul de la conductivité effective des milieux composites considèrent souvent le lien entre les particules conductrices comme un seul fil conducteur, ce qui n'est pas forcément le cas. Chaque liaison percolée devrait être considérée plutôt comme une série de résistances, avec chaque particule et chaque contact particule-particule qui contribue à la résistance totale dans le filament. Il y a deux contributions importantes à la résistance de contact particule-particule : la résistance de constriction et la résistance tunnel [15] :

1.2.2.2.1 La résistance de constriction Lorsque deux sphères conductrices sont en contact, il y a une résistance associée à la constriction de flux d'électrons à travers une zone restreinte. Cette résistance, connue sous le nom résistance de constriction R_{cr} , peut être déduite des conceptions ohmiques et du champ électrique. Elle est égale à :

$$R_{cr} = \frac{\rho_i}{d} \quad (1.15)$$

où ρ_i est la résistivité intrinsèque de la particule et d est le diamètre du point de contact. R_{cr} est inversement proportionnelle au diamètre du point de contact. Pour un composite avec une matière de remplissage d'une taille de particules donnée D , le rapport D/d est important ; lorsque ce rapport est $\gtrsim 10$, l'équation (1.15) commence à diverger en donnant des résistances très élevées, même si les sphères peuvent encore être en contact physique.

1.2.2.2.2 Résistance tunnel Une autre limitation importante de la conductivité de deux sphères est la résistance associée à un film isolant qui peut être en couverture de chaque particule conductrice. L'origine de ce film peut varier en fonction du système. Généralement, ce film est une forme d'oxyde dans les métaux. Pour les métaux qui obéissent à la loi logarithmique, l'oxyde est très protecteur et l'épaisseur du film et la contribution à la résistivité tunnel est facile à déterminer. En réalité, la formation d'oxyde initiale est une question complexe, en fonction de la pression partielle de l'oxygène, de l'orientation cristallographique de la surface métallique, la stoechiométrie de l'oxyde formé, l'humidité relative, etc. Selon le modèle du milieu effectif asymétrique de Bruggeman [16] ou le modèle de sphère revêtue Hashin [17], le comportement de ces films avec différentes épaisseurs se traduirait par une résistance série. La résistance tunnel R_t associée à un contact est la différence de résistance de constriction, inversement proportionnelle à la zone de contact (surface du cercle), de sorte que :

$$R_t = \frac{\rho_t}{a} \quad (1.16)$$

Alors, la résistance d'un contact est donc la somme de ces effets :

$$R_c = \frac{\rho_i}{d} + \frac{\rho_t}{a} \quad (1.17)$$

En général, le terme résistance tunnel R_t domine R_c sauf dans les cas des métaux nobles ou soigneusement nettoyés et les métaux avec des surfaces de contact protégées.

1.2.2.3 Autres facteurs influant sur la conductivité électrique

Les propriétés du matériau des particules de remplissage jouent un rôle important dans la détermination de la conductivité électrique du matériau composite. En effet, la conductivité des grains est le facteur le plus important qui contrôle la conductivité électrique effective du composite. À des concentrations de particules élevées, la conductivité électrique du composite doit être à une valeur juste inférieure à celle des grains. D'autres propriétés des particules

peuvent avoir un impact significatif sur la conductivité électrique, tels que la taille des particules et leur morphologie. Il a également été démontré que la morphologie de la charge affecte la valeur de percolation. Pike et Seager ont montré que de l'augmentation de la surface résulte une diminution de la valeur de percolation. Les facteurs mentionnés précédemment sont utiles pour la détermination de la conductivité du composite, mais ils donnent une prédiction erronée quand certains facteurs sont couplés.

1.2.3 Comparaison des modèles de la conductivité effective de mélanges

Une comparaison de la conductivité effective prédite par certains modèles (série, parallèle, la loi de Maxwell-Garnett, et l'approche du milieu effectif EMA de Stroud), pour un composite de deux matériaux de conductivité respective de 10^6 et $58 \cdot 10^6$ S/m, est représentée en fonction de la concentration du matériau le moins conducteur, appelé ici « isolant ». Nous avons appliqué ces modèles dans le cas où le matériau dit isolant est inclus dans une matrice bon conducteur ($I > C$) et le cas contraire où le matériau bon conducteur est inclus dans une matrice isolante ($C > I$) (figure 1.4).

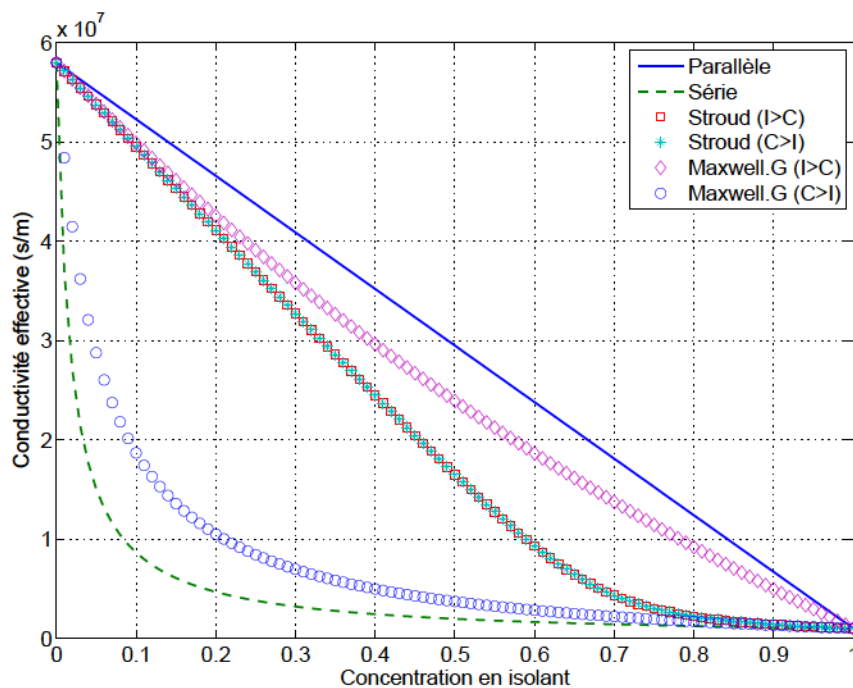


FIGURE 1.4 – Comparaison des modèles de la conductivité effective de mélanges

Le cas de la loi de Maxwell montre deux courbes bien différenciées pour une inclusion d'un isolant dans un conducteur ($I > C$) ou inversement ($C > I$). Au contraire, le modèle de Stroud ne montre aucune différence entre ces deux types d'inclusion. L'application de ces modèles sur nos matériaux composites innovants nécessite une caractérisation microstructurale afin de connaître le modèle le plus adapté à chaque composite. Une caractérisation microstructurale effectuée par le laboratoire SMS de l'école de MINES Saint-Etienne, sur un autre dépôt de conducteur

composite réalisé par la technique de dépôt sous vide, une des deux techniques utilisées pour déposer les couches métalliques sur les substrat d'alumine qui servent à réaliser nos composants résonants coplanaires (voir chapitre 2), a montré une configuration de conducteur multicouche, où une alternance des lamelles de bon et mauvais conducteur avec différents épaisseurs est observée (figure 1.5). La configuration de conducteur multicouche est également obtenue dans les revêtements des connecteurs hyperfréquences. Une modélisation électromagnétique de cette configuration est abordée dans la section suivante.

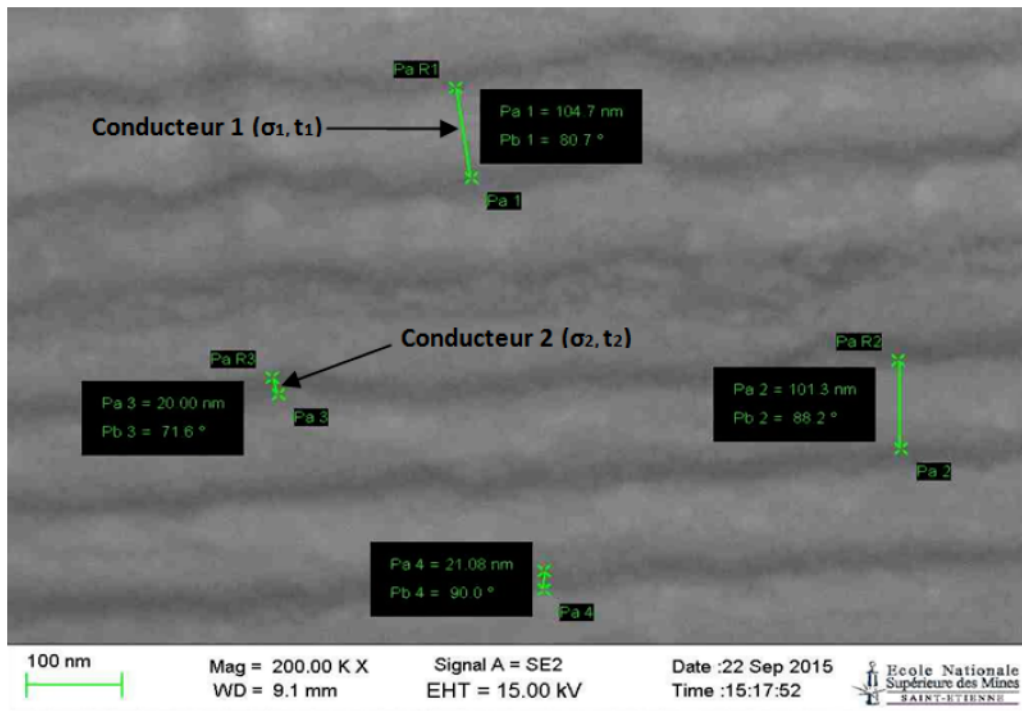


FIGURE 1.5 – Caractérisation microstructurale de conducteur composite

1.3 Effet de peau dans les conducteurs multicouches

Certaines techniques de dépôt telle que la pulvérisation cathodique permettent de réaliser des alliages en alternant des couches des différents matériaux le constituant. Cela implique parfois une structuration en multi-couches sur le substrat.

L'effet de peau est un phénomène qui apparaît en haute fréquence et qui a pour conséquence une plus grande concentration de la densité de courant à la périphérie du conducteur qu'à son centre [18]. Plus la fréquence est élevée et plus la conductivité est grande, plus le phénomène est marqué. Cela provoque une augmentation de la résistance électrique dans le composant.

Dans la suite, ce phénomène est étudié dans le cas d'un conducteur en multicouches avec des conductivités différentes sur un conducteur cylindrique central. Cette configuration multicouche est équivalente à celle des connecteurs électriques. Nous commencerons par le développement des équations de propagation et le calcul de la résistance électrique dans le cas d'un conducteur cylindrique simple, puis le cas avec une seule couche déposée à la conductivité électrique différente de celle du conducteur central. Enfin, l'étude sera généralisée pour un système de

plusieurs couches avec différentes conductivités.

1.3.1 Champs électromagnétiques

Les phénomènes électromagnétiques sont régis par le système des équations de Maxwell[19] :

$$\pm \mathbf{E} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.18a)$$

$$\pm \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (1.18b)$$

$$\times \mathbf{D} = \rho \quad (1.18c)$$

$$\times \mathbf{B} = 0 \quad (1.18d)$$

Où l'on note :

- \mathbf{E} : Champ électrique (V/m).
- \mathbf{H} : Champ magnétique (A/m).
- \mathbf{D} : Champ d'induction électrique (C/m^2).
- \mathbf{B} : Champ d'induction magnétique (T).
- \mathbf{J} : Densité de courant électrique source (A/m^2).
- ρ : Densité volumique de charges électriques (C/m^3).

Avec les relations constitutives suivantes :

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (1.19a)$$

$$\mathbf{D} = \begin{cases} \epsilon \mathbf{E} & \text{dans un diélectrique} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.19b)$$

$$\mathbf{J} = \begin{cases} \sigma \mathbf{E} & \text{dans un conducteur} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.19c)$$

1.3.2 Équations de propagation

1.3.2.1 Cas général

D'après (1.18a) et en utilisant l'opérateur vectoriel double rotationnel, on peut écrire :

$$\pm \pm \mathbf{E} = (\times \mathbf{E}) \quad {}^2 \mathbf{E} = \frac{\partial}{\partial t} (\pm \mathbf{B}) \quad (1.20)$$

D'après (1.18c), si l'on considère un diélectrique non chargé ($\rho = 0$) ou un conducteur avec (1.19b), on peut éliminer $\times \mathbf{E} = 0$, et en utilisant (1.19a) et (1.18b) :

$${}^2 \mathbf{E} = \mu \left(\frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} + \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \right) \quad (1.21)$$

D'après (1.19b) et (1.19c), on peut éliminer le terme \mathbf{D} ou le terme \mathbf{J} et exprimer le terme restant en fonction de \mathbf{E} dans le cas d'un conducteur et d'un diélectrique.

$${}^2\mathbf{E} \quad \sigma\mu\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} = 0 \quad \text{dans un conducteur} \quad (1.22a)$$

$${}^2\mathbf{E} \quad \epsilon\mu\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad \text{dans un diélectrique} \quad (1.22b)$$

La même équation est obtenue pour \mathbf{H} .

1.3.2.2 Cas d'une structure cylindrique

Dans le cas d'une structure cylindrique et pour des signaux sinusoïdaux se propageant selon la direction z , les champs électrique et magnétique peuvent s'exprimer sous la forme suivante :

$$\mathbf{E} = [E_r(r)\mathbf{u}_r + E_z(r)\mathbf{u}_z] \exp(-\gamma z) \exp(j\omega t) \quad (1.23a)$$

$$\mathbf{H} = [H_\theta(r)\mathbf{u}_\theta] \exp(-\gamma z) \exp(j\omega t) \quad (1.23b)$$

Les équations de propagation se simplifient :

$${}^2\mathbf{E} \quad j\omega\sigma\mu\mathbf{E} = 0 \quad \text{dans un conducteur} \quad (1.24a)$$

$${}^2\mathbf{E} + \omega^2\epsilon\mu\mathbf{E} = 0 \quad \text{dans un diélectrique} \quad (1.24b)$$

avec :

$${}^2\mathbf{E} = \left[{}^2E_r \quad \frac{E_r}{r^2} \right] \mathbf{u}_r + [{}^2E_z] \mathbf{u}_z \quad (1.25a)$$

$${}^2\mathbf{H} = \left[{}^2H_\theta \quad \frac{H_\theta}{r^2} \right] \mathbf{u}_\theta \quad (1.25b)$$

On obtient alors :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + k^2 E_z = 0 \quad (1.26a)$$

$$\frac{\partial^2 E_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial r} + \left(k^2 - \frac{1}{r^2} \right) E_r = 0 \quad (1.26b)$$

$$\frac{\partial^2 H_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_\theta}{\partial r} + \left(k^2 - \frac{1}{r^2} \right) H_\theta = 0 \quad (1.26c)$$

avec

$$k^2 = \begin{cases} \gamma^2 - j\omega\sigma\mu & \text{dans un conducteur} \\ \gamma^2 + \omega^2\epsilon\mu & \text{dans un diélectrique} \end{cases} \quad (1.27)$$

On peut remarquer également que :

$$\int_0^{\ell} \exp(-\gamma z) dz = \frac{1 - \exp(-\gamma \ell)}{\gamma} \approx \frac{\ell}{\gamma} \quad (1.28)$$

1.3.2.3 Expression des champs

Les équations (1.26) ont la forme d'équations différentielles qui ont pour solutions générales :

$$E_z = A_z J_0(kr) + B_z Y_0(kr) = C_z H_0^{(1)}(kr) + D_z H_0^{(2)}(kr) \quad (1.29a)$$

$$E_r = A_r J_1(kr) + B_r Y_1(kr) = C_r H_1^{(1)}(kr) + D_r H_1^{(2)}(kr) \quad (1.29b)$$

$$H_\theta = A_\theta J_1(kr) + B_\theta Y_1(kr) = C_\theta H_1^{(1)}(kr) + D_\theta H_1^{(2)}(kr) \quad (1.29c)$$

où J et Y sont les fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1 de première et de seconde espèce, $H^{(1)}$ et $H^{(2)}$ sont les fonctions de Bessel de troisième espèce ou fonctions de Hankel, avec :

$$H_n^{(1)}(kx) = J_n(kx) + jY_n(kx) \quad (1.30a)$$

$$H_n^{(2)}(kx) = J_n(kx) - jY_n(kx) \quad (1.30b)$$

Les fonctions de Hankel présentent moins d'erreur numériques si $A = \leq jB$ (notre cas).

À partir de (1.18b), on peut exprimer ces champs entre eux, soit, pour A :

$$A_r = \frac{\gamma}{k} A_z \quad (1.31a)$$

$$A_\theta = \frac{\gamma^2 - k^2}{j\omega\mu k} A_z = \begin{cases} \frac{\sigma}{k} A_z & \text{dans un conducteur} \\ \frac{j\omega\epsilon}{k} A_z & \text{dans un diélectrique} \end{cases} \quad (1.31b)$$

On obtient les mêmes relations pour B , C et D .

1.3.3 Application aux conducteurs cylindriques

1.3.3.1 Fil conducteur seul

Cas d'un conducteur cylindrique de conductivité σ_1 et de rayon r_1 (figure 1.6(a)).

1.3.3.1.1 Équation de propagation Dans cette étude, le terme de propagation γ est généralement ignoré, soit :

$$\gamma^2 \rightarrow \omega\sigma_1\mu_1 \quad (1.32)$$

$$k_1^2 \approx j\omega\sigma_1\mu_1 \quad (1.33)$$

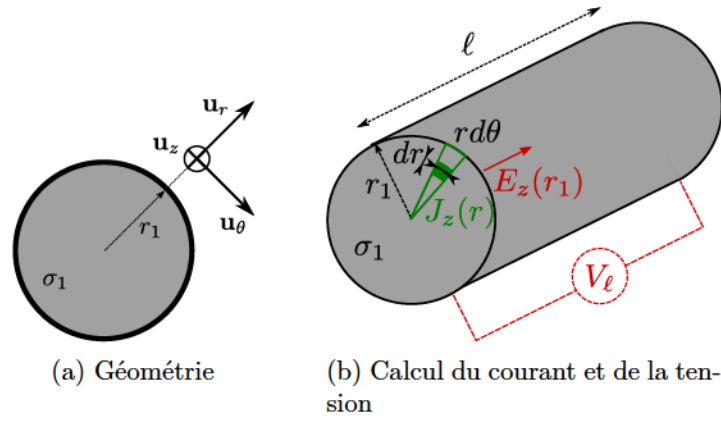


FIGURE 1.6 – Fil conducteur cylindrique seul

Pour un conducteur cylindrique, les expressions des champs peuvent s'écrire :

$$E_{1z} = A_{1z} J_0(k_1 r) \quad (1.34a)$$

$$J_{1z} = \sigma_1 E_{1z} = \sigma_1 A_{1z} J_0(k_1 r) \quad (1.34b)$$

$$E_{1r} = A_{1r} J_1(k_1 r) = \frac{\gamma}{k_1} A_{1z} J_1(k_1 r) \simeq 0 \quad (1.34c)$$

$$H_{1\theta} = A_{1\theta} J_1(k_1 r) = \frac{\sigma_1}{k_1} A_{1z} J_1(k_1 r) \quad (1.34d)$$

Il n'y a pas de composante $B_{1z} Y_0(k_1 r)$ car cette fonction présente une singularité en $r = 0$.

1.3.3.1.2 Grandeurs électriques Le courant total I dans le fil conducteur est (figure 1.6(b)) :

$$I = \iint J_{1z} dS = \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{r_1} J_{1z}(r) r d\theta dr = 2\pi \sigma_1 A_{1z} \int_0^{r_1} r J_0(k_1 r) dr = 2\pi \sigma_1 A_{1z} \frac{r_1}{k_1} J_1(k_1 r_1) \quad (1.35)$$

On peut également obtenir la valeur du courant à l'aide du théorème d'Ampère :

$$I = \oint \mathbf{H} \times d\mathbf{l} = \int_0^{2\pi} H_{1\theta}(r_1) r_1 d\theta = 2\pi r_1 \frac{\sigma_1}{k_1} A_{1z} J_1(k_1 r_1) \quad (1.36)$$

La chute de tension pour une longueur de conducteur ℓ donnée est (figure 1.6(b)) :

$$V_\ell = \int_0^\ell E_{1z}(r_1) dz = \ell A_{1z} J_0(k_1 r_1) \quad (1.37)$$

La résistance du fil est donc :

$$R + jL\omega = \frac{\ell}{2\pi r_1} \frac{k_1}{\sigma_1} \frac{J_0(k_1 r_1)}{J_1(k_1 r_1)} \quad (1.38)$$

Qui correspond à l'équation (65) dans [20].

L'épaisseur de peau δ correspond à l'intervalle du rayon $r \in [r_1 - \delta; r_1]$ pour lequel la densité de courant $J_{1z}(r)$ est supérieure à $J_{\max}/\exp(1)$ (figure 1.7) :

$$J_0(k_1 r_1 - k_1 \delta) = \frac{J_0(k_1 r_1)}{\exp(1)} \quad (1.39)$$

1.3.3.1.3 Fonctions de Bessel réduites Les expressions précédentes peuvent être réécrites avec les fonctions de Bessel réduites pour les arguments complexes d'amplitude trop élevée, soit :

$$E_{1z}(r) = \underbrace{A_{1z} \exp\left(\sqrt{\frac{1}{2}(k_1 r_1)}\right)}_{\tilde{A}_{1z}} \tilde{J}_0(k_1 r) \exp\left(\sqrt{\frac{1}{2}(k_1 r)}\right) \sqrt{\frac{1}{2}(k_1 r_1)} \quad \text{pour (1.34a)} \quad (1.40a)$$

$$I = 2\pi \frac{r_1 \sigma_1}{k_1} \tilde{A}_{1z} \tilde{J}_1(k_1 r_1) \quad \text{pour (1.35)} \quad (1.40b)$$

$$V_\ell = \ell \tilde{A}_{1z} \tilde{J}_0(k_1 r_1) \quad \text{pour (1.37)} \quad (1.40c)$$

$$R + jL\omega = \frac{\ell k_1}{2\pi \sigma_1 r_1} \frac{\tilde{J}_0(k_1 r_1)}{\tilde{J}_1(k_1 r_1)} \quad \text{pour (1.38)} \quad (1.40d)$$

$$J_0(k_1 r_1) = \tilde{J}_0(k_1 (r_1 - \delta)) \exp\left(1 + \sqrt{\frac{1}{2}(k_1 (r_1 - \delta))}\right) \sqrt{\frac{1}{2}(k_1 r_1)} \quad \text{pour (1.39)} \quad (1.40e)$$

1.3.3.1.4 Applications numériques La densité de courant est représentée figure 1.7. On remarque l'effet de peau qui se traduit par une densité de courant qui est concentrée à la périphérie du conducteur (entre 400 et 500 μm) [18]. La zone utile du conducteur est symbolisée par la région colorée qui correspond à l'épaisseur de peau δ qui vaut environ 16 μm .

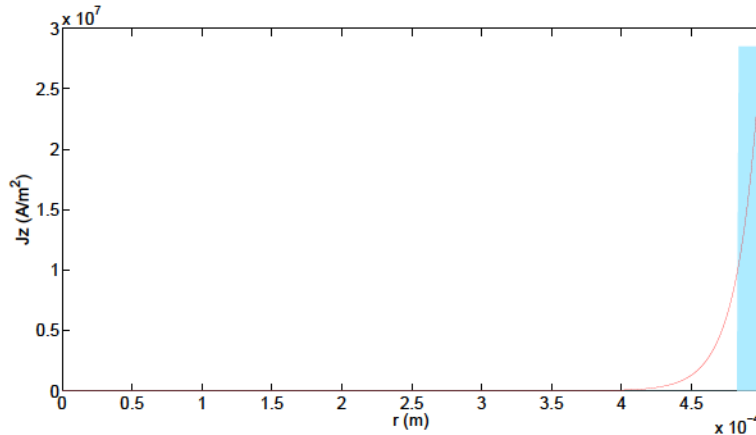


FIGURE 1.7 – Répartition de la densité de courant J_z dans un conducteur simple de rayon $r_1 = 0,5 \text{ mm}$ et de conductivité $\sigma_1 = 10^7 \text{ S/m}$ à $f = 10^8 \text{ Hz}$; l'effet de peau est représenté par la barre colorée.

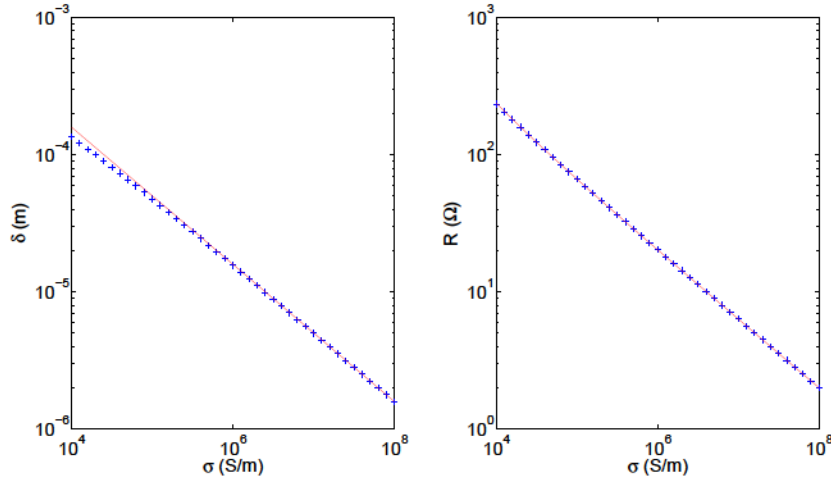
Les valeurs de l'effet de peau et de la résistance équivalente sont représentées figure 1.8. L'épaisseur de peau diminue pour une conductivité élevée (et tend vers 0 pour un conducteur parfait). La résistance correspondante diminue aussi, malgré la réduction de la section utile, par l'augmentation de la conductivité. À conductivité constante, l'épaisseur de peau diminue avec l'augmentation de la fréquence alors que la résistance augmente.

Les valeurs calculées, représentées en bleu, peuvent être comparées avec les expressions

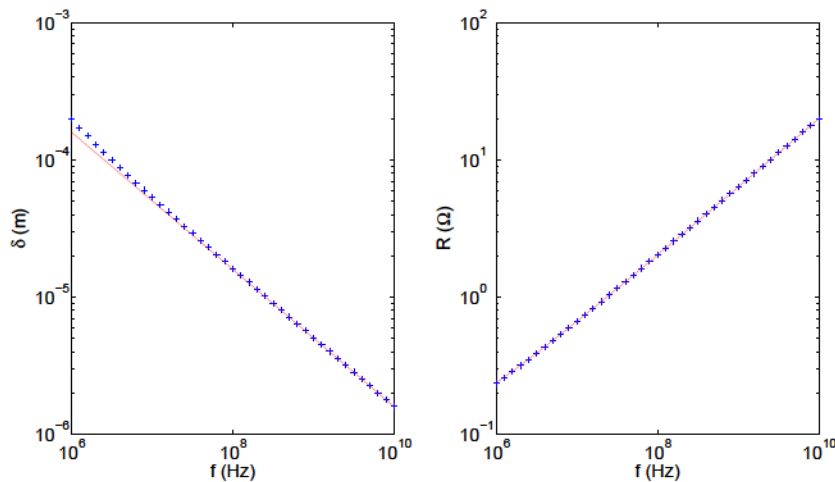
théoriques ci-dessous, représentées en rouge :

$$\delta \propto \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_1\sigma_1}} \quad (1.41a)$$

$$R = \frac{\ell}{\pi\sigma_1(2r_1 + \delta)\delta} \propto \frac{\ell}{2\pi\sigma_1 r_1 \delta} \propto \frac{\ell}{2\pi r_1} \sqrt{\frac{\omega\mu_1}{2\sigma_1}} \quad (1.41b)$$



(a) en fonction de la conductivité σ_1 et $f = 1$ GHz



(b) en fonction de la fréquence f et $\sigma_1 = 10^7$ S/m

FIGURE 1.8 – Effet de peau et résistance équivalente pour un conducteur simple ($r_1 = 0,5$ mm)

On observe une variation d'une décade d'épaisseur de peau et de résistance pour deux décades de conductivité. Ceci correspond à la présence de la racine carrée dans les expressions théoriques.

1.3.3.2 Modélisation une couche sur un substrat

Cas d'un conducteur cylindrique de conductivité σ_1 et de rayon r_1 avec une couche conductrice de conductivité σ_2 et d'épaisseur ($r_2 - r_1$) (figure 1.9).

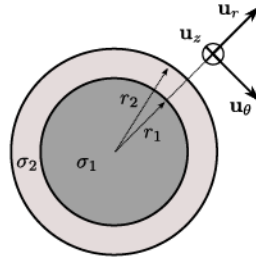


FIGURE 1.9 – Fil conducteur cylindrique avec couche conductrice

1.3.3.2.1 Équation de propagation L'expression des champs est la suivante :

$$E_{1z} = A_{1z} J_0(k_1 r) \quad \text{pour } r \in [0; r_1] \quad (1.42a)$$

$$E_{2z} = A_{2z} J_0(k_2 r) + B_{2z} Y_0(k_2 r) = C_{2z} H_0^{(1)}(k_2 r) + D_{2z} H_0^{(2)}(k_2 r) \quad \text{pour } r \in [r_1; r_2] \quad (1.42b)$$

La singularité de la fonction Y_0 en $r = 0$ impose $B_{1z} = 0$. Ce n'est pas le cas dans la couche où la solution générale doit être envisagée. Il semble par ailleurs que l'utilisation des fonctions de Hankel provoquent moins d'erreurs numériques que les fonctions de Bessel dans nos cas.

Les relations de passage en r_1 imposent une continuité du champ électrique tangential et du champ magnétique tangential (pas de densité de courant de surface) :

$$A_{1z} J_0(k_1 r_1) = C_{2z} H_0^{(1)}(k_2 r_1) + D_{2z} H_0^{(2)}(k_2 r_1) \quad (1.43a)$$

$$\frac{\sigma_1}{k_1} A_{1z} J_1(k_1 r_1) = \frac{\sigma_2}{k_2} \left(C_{2z} H_1^{(1)}(k_2 r_1) + D_{2z} H_1^{(2)}(k_2 r_1) \right) \quad (1.43b)$$

avec

$$k_1^2 = j\omega\mu_1\sigma_1 \quad (1.44a)$$

$$k_2^2 = j\omega\mu_2\sigma_2 \quad (1.44b)$$

Les inconnues C_{2z} et D_{2z} (A_{1z} étant fixée de manière arbitraire) sont obtenues en résolvant le système précédent (1.43), soit :

$$C_{2z} = A_{1z} \frac{J_0(k_1 r_1) H_1^{(2)}(k_2 r_1) - \frac{k_2 \sigma_1}{k_1 \sigma_2} J_1(k_1 r_1) H_0^{(2)}(k_2 r_1)}{H_0^{(1)}(k_2 r_1) H_1^{(2)}(k_2 r_1) - H_1^{(1)}(k_2 r_1) H_0^{(2)}(k_2 r_1)} \quad (1.45a)$$

$$D_{2z} = A_{1z} \frac{\frac{k_2 \sigma_1}{k_1 \sigma_2} J_1(k_1 r_1) H_0^{(1)}(k_2 r_1) - J_0(k_1 r_1) H_1^{(1)}(k_2 r_1)}{H_0^{(1)}(k_2 r_1) H_1^{(2)}(k_2 r_1) - H_1^{(1)}(k_2 r_1) H_0^{(2)}(k_2 r_1)} \quad (1.45b)$$

1.3.3.2.2 Grandeurs électriques Le courant total I est obtenu à l'aide du théorème d'Am-père :

$$I = \oint \mathbf{H} \times d\mathbf{l} = \int_0^{2\pi} H_{2\theta}(r_2) r_2 d\theta = 2\pi r_2 H_{2\theta}(r_2) = 2\pi r_2 \frac{\sigma_2}{k_2} \left[C_{2z} H_1^{(1)}(k_2 r_2) + D_{2z} H_1^{(2)}(k_2 r_2) \right] \quad (1.46)$$

La chute de tension pour une longueur de conducteur ℓ donnée est :

$$V_\ell = \int_0^\ell E_{2z}(r_2) dz = \ell E_{2z}(r_2) = \ell \left[C_{2z} H_0^{(1)}(k_2 r_2) + D_{2z} H_0^{(2)}(k_2 r_2) \right] \quad (1.47)$$

La résistance du fil est donc :

$$R + jL\omega = \frac{\ell}{2\pi r_2} \frac{E_{2z}(r_2)}{H_{2\theta}(r_2)} = \frac{\ell}{2\pi r_2} \frac{k_2 C_{2z} H_0^{(1)}(k_2 r_2) + D_{2z} H_0^{(2)}(k_2 r_2)}{C_{2z} H_1^{(1)}(k_2 r_2) + D_{2z} H_1^{(2)}(k_2 r_2)} \quad (1.48)$$

1.3.3.2.3 Fonctions de Bessel réduites Les expressions précédentes réécrites avec les fonctions de Bessel réduites sont :

$$C_{2z} = \tilde{A}_{1z} \underbrace{\left[\frac{\tilde{J}_0(k_1 r_1) \tilde{H}_1^{(2)}(k_2 r_1)}{\tilde{H}_0^{(1)}(k_2 r_1) \tilde{H}_1^{(2)}(k_2 r_1)} \frac{\frac{k_2 \sigma_1}{k_1 \sigma_2} \tilde{J}_1(k_1 r_1) \tilde{H}_0^{(2)}(k_2 r_1)}{\tilde{H}_1^{(1)}(k_2 r_1) \tilde{H}_0^{(2)}(k_2 r_1)} \right]}_{\tilde{C}_{2z}} \exp(-jk_2 r_1) \quad (1.49a)$$

$$D_{2z} = \tilde{A}_{1z} \underbrace{\left[\frac{\frac{k_2 \sigma_1}{k_1 \sigma_2} \tilde{J}_1(k_1 r_1) \tilde{H}_0^{(1)}(k_2 r_1)}{\tilde{H}_0^{(1)}(k_2 r_1) \tilde{H}_1^{(2)}(k_2 r_1)} \frac{\tilde{J}_0(k_1 r_1) \tilde{H}_1^{(1)}(k_2 r_1)}{\tilde{H}_1^{(1)}(k_2 r_1) \tilde{H}_0^{(2)}(k_2 r_1)} \right]}_{\tilde{D}_{2z}} \exp(+jk_2 r_1) \quad (1.49b)$$

$$E_{1z}(r) = \underbrace{\tilde{A}_{1z} \exp(-\sqrt{\cdot}(k_1 r_1))}_{\tilde{A}_{1z}} \tilde{J}_0(k_1 r) \exp(-\sqrt{\cdot}(k_1 r)) \sqrt{\cdot}(k_1 r_1) \sqrt{\cdot}(k_1 r) \quad (1.49c)$$

$$E_{2z}(r) = \tilde{C}_{2z} \tilde{H}_0^{(1)}(k_2 r) \exp(+jk_2(r - r_1)) + \tilde{D}_{2z} \tilde{H}_0^{(2)}(k_2 r) \exp(-jk_2(r - r_1)) \quad (1.49d)$$

1.3.3.2.4 Applications numériques Le champ électrique tangentiel E_z et la densité de courant J_z dans le conducteur sont représentés dans la figure 1.10 pour une conductivité de couche variable.

Si la couche est identique au conducteur central (figure 1.10(a)), on retrouve les résultats d'un conducteur simple. Si la conductivité de la couche est meilleure que celle du conducteur central (figure 1.10(b)), l'intégralité du courant peut circuler dans la couche. Lorsque la conductivité de la couche est moins bonne (figure 1.10(c)), on observe l'apparition d'un « double » effet de peau où la densité de courant dans la couche est plus faible (selon le rapport des conductivités). Cela implique une moins bonne répartition de la densité de courant (augmentation de la résistance équivalente) et une concentration des pertes par effet Joules sous la couche (zone difficilement accessible pour un refroidissement, apparition de contraintes thermiques). Si la fréquence augmente (figure 1.10(d)), le courant est de nouveau rejeté dans la couche.

La variation de la résistance équivalente en fonction de la conductivité de la couche et de la fréquence est représentée figure 1.11. En rouge est représentée la valeur de résistance pour une couche de même conductivité que le conducteur central.

La résistance équivalente varie fortement en fonction de la conductivité de la couche. La résistance est supérieure au cas du conducteur simple pour une conductivité faible et inversement

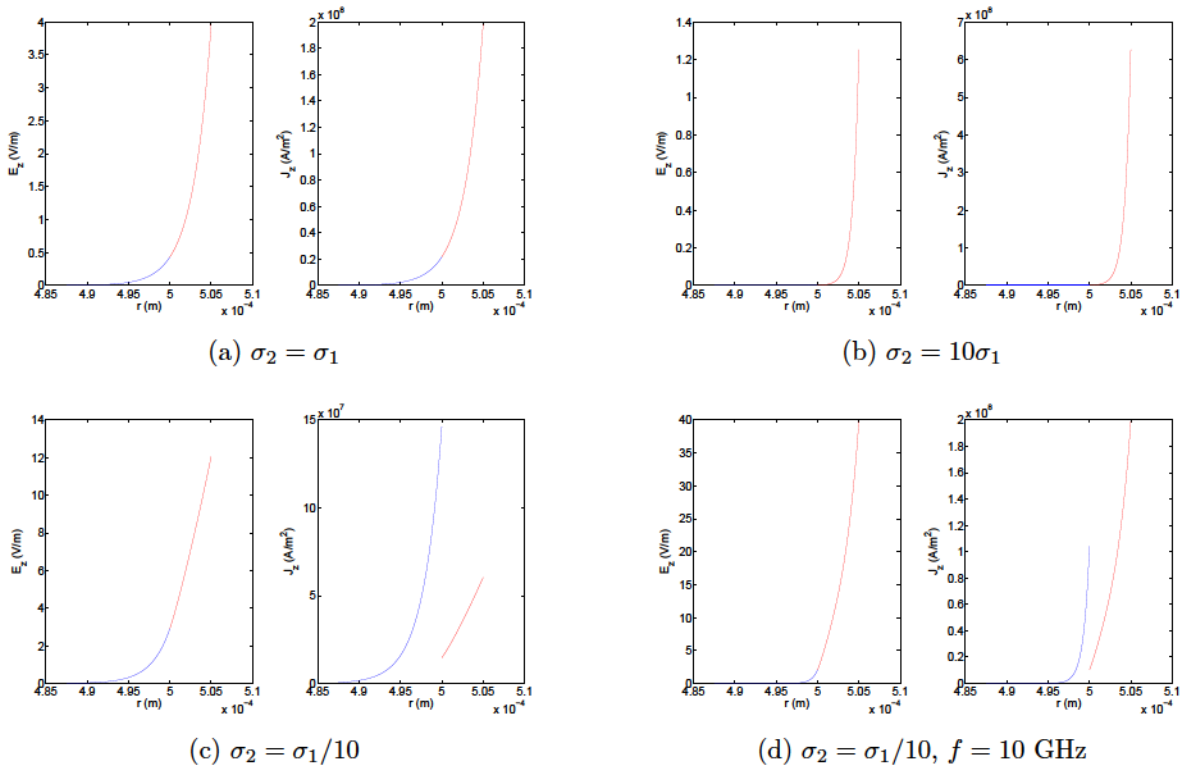


FIGURE 1.10 – Conducteur avec couche : champ électrique et densité de courant en fonction de la position radiale pour $\sigma_1 = 5 \cdot 10^7$ S/m, $r_1 = 0,5$ mm, $r_2 = 0,505$ mm (couche de $5 \mu\text{m}$) et $f = 1$ GHz

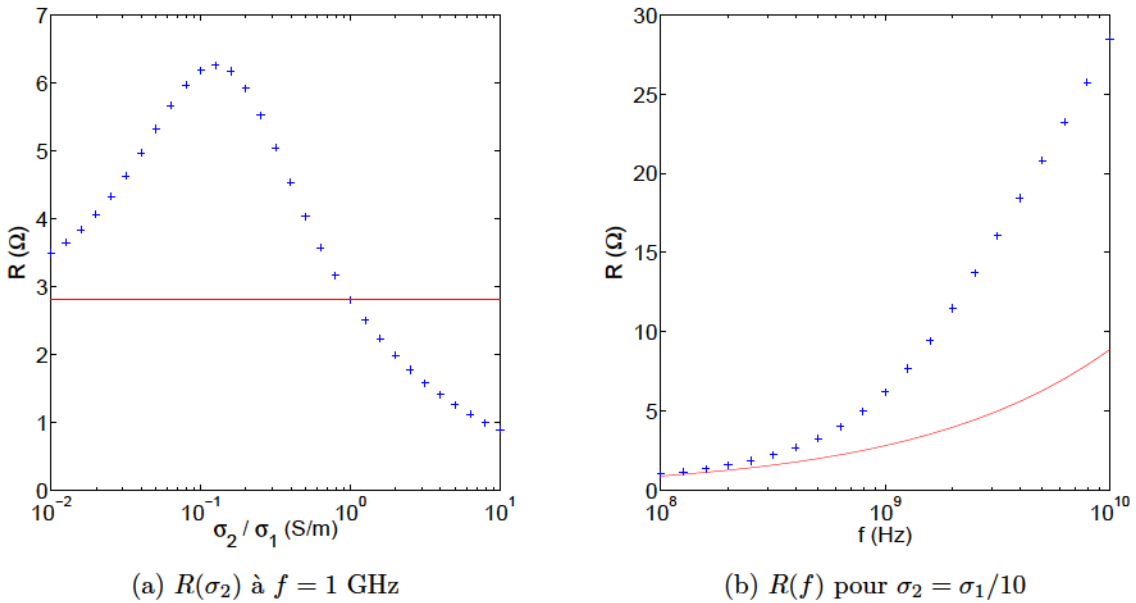


FIGURE 1.11 – Conducteur avec couche : résistance équivalente en fonction de la conductivité σ_2 et de la fréquence pour $\sigma_1 = 5 \cdot 10^7$ S/m, $r_1 = 0,5$ mm, $r_2 = 0,505$ mm (couche de $5 \mu\text{m}$) et $f = 1$ GHz

pour une conductivité élevée. Il y a un maximum pour $\sigma_2 \propto \sigma_1/10$ qui semble correspondre à un maximum de densité de courant dans la couche avec les pertes associées, alors que pour des valeurs plus faibles, le courant semble rejeté dans le conducteur central où les pertes sont moins importantes. La résistance augmente en fonction de la fréquence car le courant est rejeté dans la couche où les pertes sont plus élevées.

1.3.3.3 Modélisation de plusieurs couches sur un substrat

Cas d'un conducteur cylindrique de conductivité σ_1 et de rayon r_1 avec plusieurs couches conductrices $i \in [2; n]$ de conductivité σ_i et d'épaisseur $(r_i - r_{i-1})$ (figure 1.12).

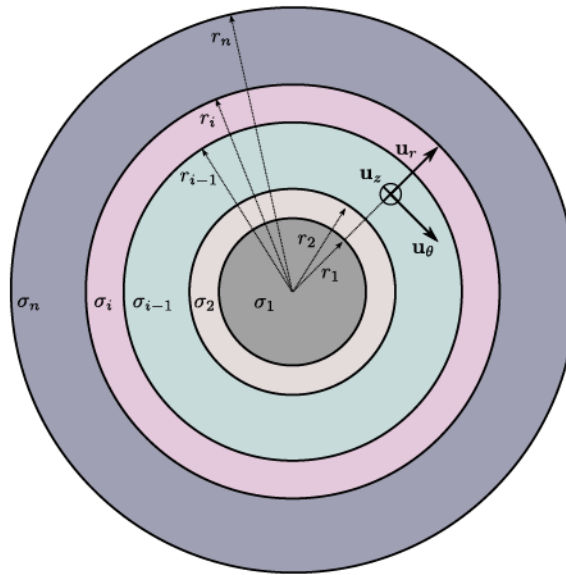


FIGURE 1.12 – Fil conducteur cylindrique avec plusieurs couches conductrices

1.3.3.3.1 Équation de propagation Les relations de passage pour chaque interface imposent une continuité du champ électrique tangentiel et du champ magnétique tangentiel (pas de densité de courant de surface). On retrouve les équations (1.43) pour r_1 et les équations suivantes pour les autres interfaces r_i :

$$C_{iz}H_0^{(1)}(k_i r_i) + D_{iz}H_0^{(2)}(k_i r_i) = E_{iz}(r_i) = C_{(i+1)z}H_0^{(1)}(k_{i+1} r_i) + D_{(i+1)z}H_0^{(2)}(k_{i+1} r_i) \quad (1.50a)$$

$$\frac{\sigma_i}{k_i} \left[C_{iz}H_1^{(1)}(k_i r_i) + D_{iz}H_1^{(2)}(k_i r_i) \right] = H_{i\theta}(r_i) = \frac{\sigma_{i+1}}{k_{i+1}} \left[C_{(i+1)z}H_0^{(1)}(k_{i+1} r_i) + D_{(i+1)z}H_0^{(2)}(k_{i+1} r_i) \right] \quad (1.50b)$$

On obtient par résolutions successives de l'interface 1 à l'interface $n - 1$, les solutions sui-

vantes :

$$\Delta_i = H_0^{(1)}(k_{i+1}r_i)H_1^{(2)}(k_{i+1}r_i) \quad H_0^{(2)}(k_{i+1}r_i)H_1^{(1)}(k_{i+1}r_i) \quad (1.51a)$$

$$\Delta_i \times \mathcal{C}_{(i+1)z} = H_1^{(2)}(k_{i+1}r_i)E_{iz}(r_i) \quad \frac{k_{i+1}}{\sigma_{i+1}}H_0^{(2)}(k_{i+1}r_i)H_{i\theta}(r_i) \quad (1.51b)$$

$$\Delta_i \times D_{(i+1)z} = \frac{k_{i+1}}{\sigma_{i+1}}H_0^{(1)}(k_{i+1}r_i)H_{i\theta}(r_i) \quad H_1^{(1)}(k_{i+1}r_i)E_{iz}(r_i) \quad (1.51c)$$

1.3.3.3.2 Grandeurs électriques Le courant total I est obtenu à l'aide du théorème d'Ampère :

$$I = \oint \mathbf{H} \times d\mathbf{l} = \int_0^{2\pi} H_{n\theta}(r_n)r_n d\theta = 2\pi r_n H_{n\theta}(r_n) = 2\pi r_n \frac{\sigma_n}{k_n} \left[C_{nz}H_1^{(1)}(k_n r_n) + D_{nz}H_1^{(2)}(k_n r_n) \right] \quad (1.52)$$

La chute de tension pour une longueur de conducteur ℓ donnée est :

$$V_\ell = \int_0^\ell E_{nz}(r_n) dz = \ell E_{nz}(r_n) = \ell \left[C_{nz}H_0^{(1)}(k_n r_n) + D_{nz}H_0^{(2)}(k_n r_n) \right] \quad (1.53)$$

La résistance du fil est donc :

$$R + jL\omega = \frac{\ell}{2\pi r_n} \frac{E_{nz}(r_n)}{H_{n\theta}(r_n)} = \frac{\ell}{2\pi r_n} \frac{k_n}{\sigma_n} \frac{C_{nz}H_0^{(1)}(k_n r_n) + D_{nz}H_0^{(2)}(k_n r_n)}{C_{nz}H_1^{(1)}(k_n r_n) + D_{nz}H_1^{(2)}(k_n r_n)} \quad (1.54)$$

1.3.3.3 Fonctions de Bessel réduites Les expressions précédentes réécrites avec les fonctions de Bessel réduites sont :

$$\Delta_i = \tilde{H}_0^{(1)}(k_{i+1}r_i)\tilde{H}_1^{(2)}(k_{i+1}r_i) - \tilde{H}_0^{(2)}(k_{i+1}r_i)\tilde{H}_1^{(1)}(k_{i+1}r_i) \quad (1.55a)$$

$$\Delta_i \times \mathcal{C}_{(i+1)z} = \underbrace{\left[\tilde{H}_1^{(2)}(k_{i+1}r_i)E_{iz}(r_i) - \frac{k_{i+1}}{\sigma_{i+1}}\tilde{H}_0^{(2)}(k_{i+1}r_i)H_{i\theta}(r_i) \right]}_{\Delta_i \times \tilde{\mathcal{C}}_{(i+1)z}} \exp(-jk_{i+1}r_i) \quad (1.55b)$$

$$\Delta_i \times \mathcal{D}_{(i+1)z} = \underbrace{\left[\frac{k_{i+1}}{\sigma_{i+1}}\tilde{H}_0^{(1)}(k_{i+1}r_i)H_{i\theta}(r_i) - \tilde{H}_1^{(1)}(k_{i+1}r_i)E_{iz}(r_i) \right]}_{\Delta_i \times \tilde{\mathcal{D}}_{(i+1)z}} \exp(+jk_{i+1}r_i) \quad (1.55c)$$

$$E_{1z}(r) = \underbrace{A_{1z} \exp(-\sqrt{\cdot}(k_1r))}_{\tilde{A}_{1z}} \tilde{J}_0(k_1r) \exp\left(\sqrt{\cdot}(k_1r) - \sqrt{\cdot}(k_1r)\right) \quad (1.55d)$$

$$H_{1\theta}(r) = \frac{k_1}{\sigma_1} \tilde{A}_{1z} \tilde{J}_1(k_1r) \exp\left(\sqrt{\cdot}(k_1r) - \sqrt{\cdot}(k_1r)\right) \quad (1.55e)$$

$$E_{(i+1)z}(r) = \tilde{\mathcal{C}}_{(i+1)z} \tilde{H}_0^{(1)}(k_{i+1}r) \exp(+jk_{i+1}(r - r_i)) + \tilde{\mathcal{D}}_{(i+1)z} \tilde{H}_0^{(2)}(k_{i+1}r) \exp(-jk_{i+1}(r - r_i)) \quad (1.55f)$$

$$H_{(i+1)\theta}(r) = \frac{k_{i+1}}{\sigma_{i+1}} \left[\tilde{\mathcal{C}}_{(i+1)z} \tilde{H}_1^{(1)}(k_{i+1}r) \exp(+jk_{i+1}(r - r_i)) + \tilde{\mathcal{D}}_{(i+1)z} \tilde{H}_1^{(2)}(k_{i+1}r) \exp(-jk_{i+1}(r - r_i)) \right] \quad (1.55g)$$

1.3.3.3.4 Applications numériques La figure 1.13 présente deux exemples du cas à 5 couches d'épaisseur 1 μm :

- (a), une couche homogène de conductivité 10 fois plus faible que celle du conducteur central (résultat identique au cas mono-couche),
- (b), une alternance de cinq couches de conductivité égale à celle du conducteur ou dix fois plus faible (même discontinuité de courant que dans le cas mono-couche multipliée par le nombre de couches).

La figure 1.14 présente un cas d'alternance de 20 couches avec une conductivité égale à celle du conducteur central, ou dix fois plus faible, pour deux fréquences différentes (1 et 10 GHz). La courbe en rouge montre la densité de courant dans le cas mono-couche pour une conductivité équivalente égale à $\sigma_1 + \frac{\sigma_1}{10}$.

La figure 1.15 montre l'évolution de la résistance équivalente et de la résistivité effective en fonction du nombre de couches. Ces valeurs oscillent fortement autour de σ_1 et $\sigma_1/10$ avant de se stabiliser autour de $\frac{\sigma_1 + \frac{\sigma_1}{10}}{2} = 0,55\sigma_1$.

1.4 Conclusion

Ce chapitre avait pour objet la modélisation électromagnétique de conducteurs composites. Nous avons tout d'abord établi un état de l'art sur les différents modèles analytiques qui prédisent les propriétés électriques notamment la conductivité effective de milieux conducteurs composites. L'application de ces modèles sur nos matériaux composites innovants nécessite une

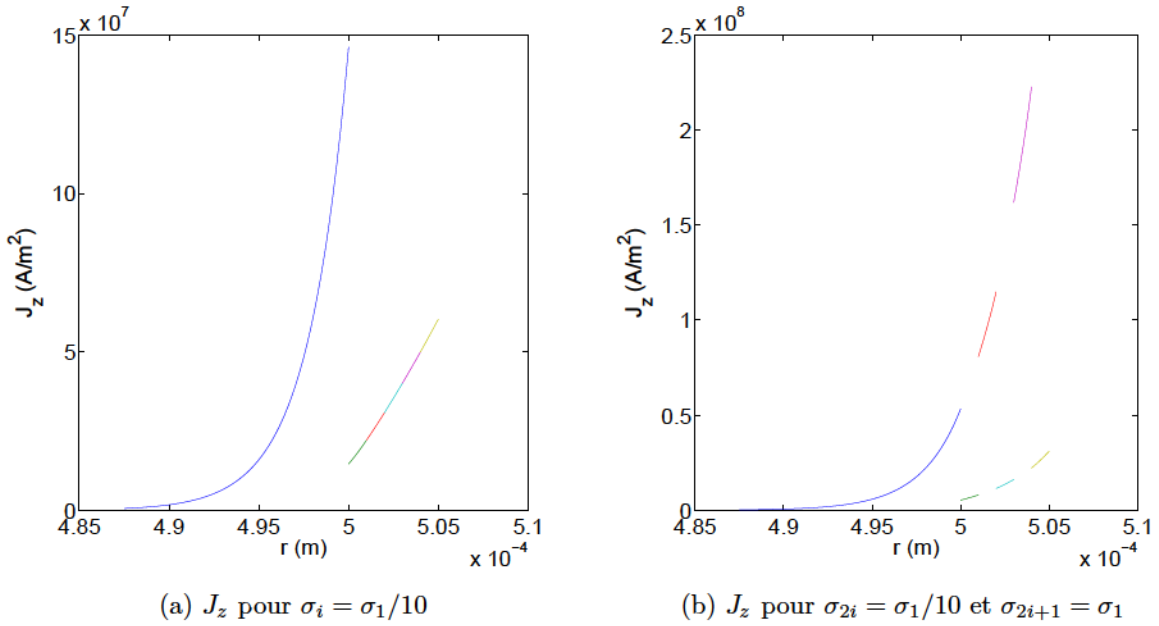


FIGURE 1.13 – Conducteur avec 5 couches : densité de courant pour plusieurs conductivités avec $\sigma_1 = 5 \cdot 10^7$ S/m, $r_1 = 0,5$ mm, (couche de $1 \mu\text{m}$) et $f = 1$ GHz

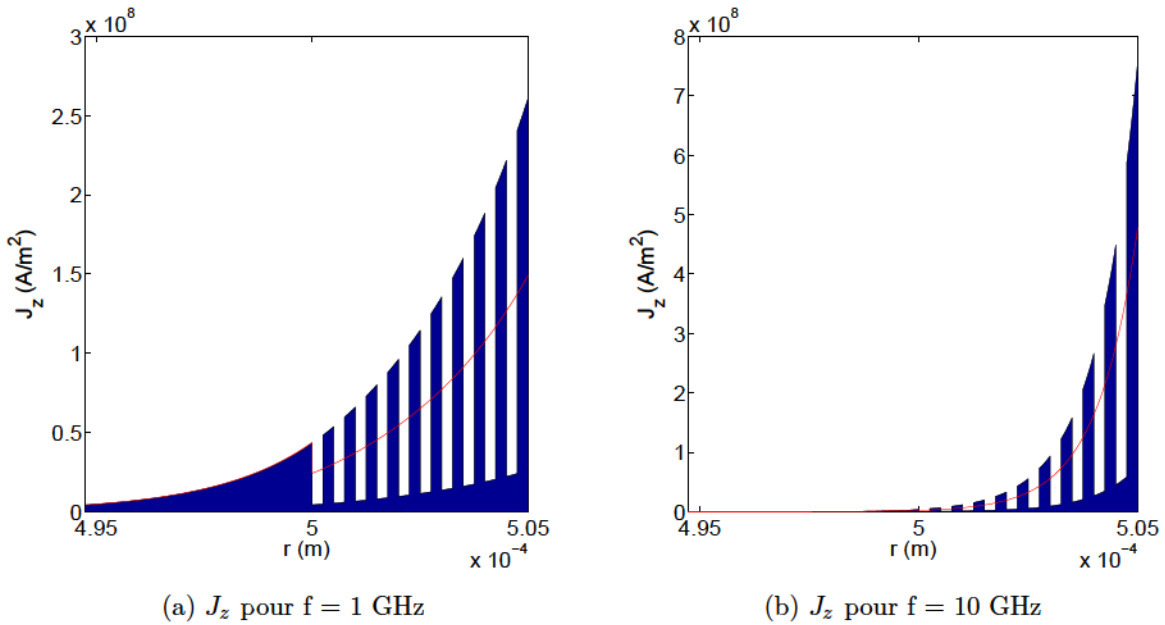


FIGURE 1.14 – Densité de courant dans un conducteur à 20 couches alternées avec $\sigma_1 = 5 \cdot 10^7$ S/m, $r_1 = 0,5$ mm, $\sigma_{2i} = \sigma_1/10$ et $\sigma_{2i+1} = \sigma_1$; épaisseur totale des couches $5 \mu\text{m}$; densité de courant pour la conductivité effective en rouge

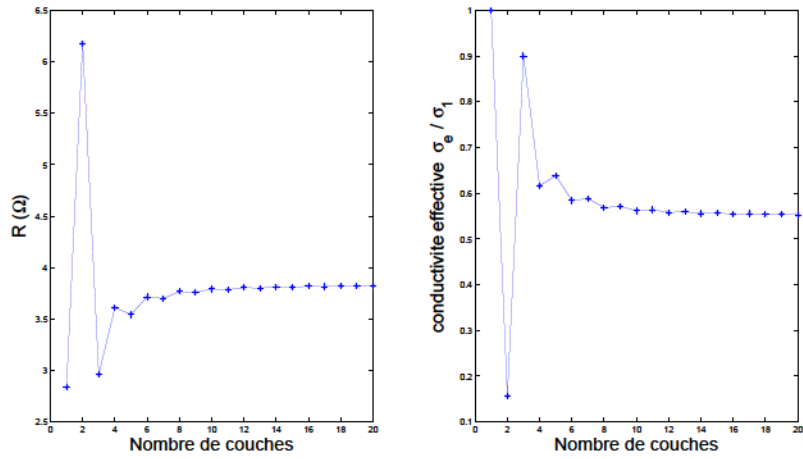
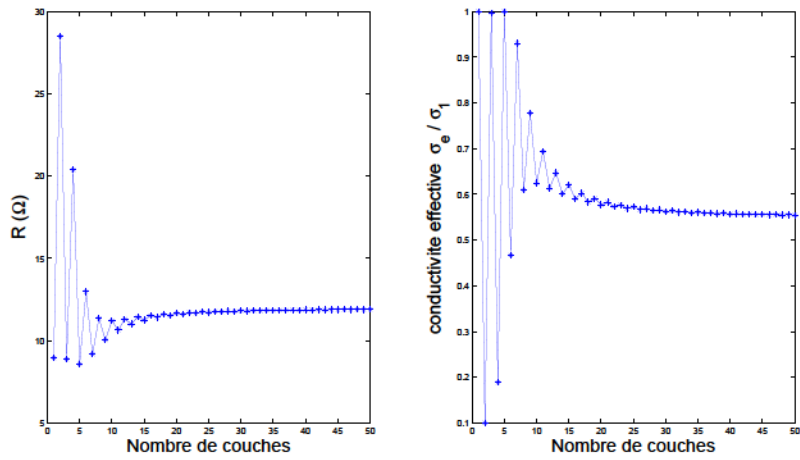
(a) $f = 1$ GHz(b) $f = 10$ GHz

FIGURE 1.15 – Résistance et conductivité effective en fonction du nombre de couches avec $\sigma_1 = 5 \cdot 10^7$ S/m, $r_1 = 0,5$ mm, $\sigma_{2i} = \sigma_1/10$ et $\sigma_{2i+1} = \sigma_1$; épaisseur totale des couches $5 \mu\text{m}$

caractérisation microstructurale afin de connaître le modèle le plus adapté à chaque composite.

Une caractérisation microstructurale effectuée sur un autre dépôt de conducteur composite avec la technique de dépôt sous vide a montré une configuration de conducteurs en multicouches, où une alternance de bons et mauvais conducteurs avec différentes épaisseurs est observée. Cette configuration de conducteurs en multicouches est similaire avec celle des revêtements des connecteurs hyperfréquences. La deuxième section a été consacrée à la modélisation électromagnétique de ce cas, plus particulièrement le phénomène d'effet de peau. Ce phénomène est étudié dans le cas de conducteurs en multicouches avec des conductivités différentes déposés sur un substrat conducteur de forme cylindrique. L'apparition d'un « double » effet de peau est observé lorsque la conductivité de la couche est moins bonne que celle du conducteur central, où la densité de courant dans la couche est plus faible avec une valeur qui dépend du rapport des conductivités. Cela implique une augmentation de la résistance équivalente et une concentration des pertes par effet Joules sous la couche externe ce qui crée d'éventuelles contraintes thermiques dans une zone difficilement accessible pour un refroidissement. Le courant est de nouveau rejeté vers la couche lorsque la fréquence augmente. Pour une configuration de plusieurs couches avec une alternance de conductivité égale à celle du substrat conducteur ou dix fois plus faible, nous avons observé la même répartition de courant que dans le cas monocouche multipliée par le nombre de couches. La valeur de la résistance effective équivalente oscille fortement autour de la conductivité du substrat σ_1 et $\sigma_1/10$ lorsque le nombre de couche est faible avant de se stabiliser autour de la valeur moyenne des deux conductivités $0,55 \sigma_1$ lorsque l'on dépasse un certain nombre de couches.

La perspective de ce travail est de faire une caractérisation microstructurale de tous les nouveaux matériaux pour connaître leurs structurations internes afin de choisir le modèle le plus adapté à chaque matériau. Une comparaison pourra alors être faite entre les valeurs de la conductivité effective obtenues par la caractérisation hyperfréquence du chapitre 2 et les valeurs prédites par le modèle analytique adapté.

Caractérisation hyperfréquence de la conductivité

Sommaire

2.1	Introduction	40
2.2	Méthodes de caractérisation hyperfréquence de la conductivité électrique	40
2.2.1	Méthodes de Maxwell	40
2.2.2	Méthode de la cavité quasi- TE_{011}	43
2.3	Étude théorique des résonateurs	44
2.3.1	Guide d'onde coplanaire (CPW)	45
2.3.2	Résonateur en anneaux (ring)	51
2.3.3	Facteur de qualité Q_0 des résonateurs	59
2.3.4	Modélisation analytique des pertes	60
2.3.5	Modélisation numérique	71
2.4	Réalisation technologique et résultats expérimentaux	74
2.4.1	Conception et dimensionnement des composants	74
2.4.2	Mise en œuvre technologique	78
2.4.3	Moyens de mesures	85
2.5	Résolution du problème inverse	85
2.5.1	Caractérisation avec la méthode de l'abaque	87
2.5.2	Caractérisation avec les modèles analytiques des pertes	91
2.6	Conclusion	95

2.1 Introduction

Dans le domaine de la connectique hyperfréquence et de l'automobile, le matériau conducteur à utiliser pour former un bon revêtement d'un connecteur doit combiner trois propriétés principales : une forte inertie chimique, une bonne malléabilité et une bonne conductivité électrique. A l'heure actuelle, le matériau le plus utilisé comme conducteur de revêtement est l'or. Il répond le mieux à toutes ces caractéristiques mais son prix et sa forte volatilité sur les marchés devient de plus en plus problématique.

C'est donc dans cette optique que le projet Plug-InNano propose d'étudier des pistes et des solutions pour son remplacement. Les nouveaux matériaux susceptibles de remplacer l'or sont développés à base d'argent ou de cuivre qui possèdent également une très bonne conductivité mais ils présentent des problèmes d'ordre chimique. Le principal problème de l'argent est son affinité à la sulfuration. L'autre défaut de l'argent est sa tendance à s'éroder rapidement et à se souder à courant moyen. Le problème du cuivre est sa réaction avec l'oxygène et la formation de couches d'oxyde de cuivre. Pour limiter ces problèmes et améliorer certaines propriétés, d'autres matériaux doivent être ajoutés dans la matrice d'argent ou de cuivre (figure 2.1). Le nouveau matériau est alors un conducteur composite, sa conductivité électrique effective devient inconnue. Une caractérisation hyperfréquence de la conductivité électrique de ces nouveaux matériaux est alors indispensable.

Dans ce chapitre, nous présenterons rapidement dans un premier temps, quelques méthodes de caractérisation de la conductivité électrique qui existent dans la littérature, puis une étude théorique et les démarches de conception et de réalisation des composants résonateurs planaires que nous allons utiliser pour la caractérisation. Enfin, nous aborderons les formalismes analytiques et la technique que nous avons adoptée pour mesurer la conductivité électrique de ces conducteurs composites.

2.2 Méthodes de caractérisation hyperfréquence de la conductivité électrique

2.2.1 Méthodes de Maxwell

Maxwell [21] a décrit deux méthodes de mesure de la conductivité effective des surfaces métalliques à des fréquences micro-ondes. La densité de courant à l'intérieur du métal décroît exponentiellement avec la profondeur selon la formule suivante :

$$J = J_0 \exp \left[- \left(\frac{\omega \mu \sigma}{2} \right)^{1/2} x \right] \quad (2.1)$$

où J_0 : densité de courant à la surface, ω : fréquence angulaire, μ : perméabilité, σ : conductivité, et x : distance dans le conducteur suivant la normale.

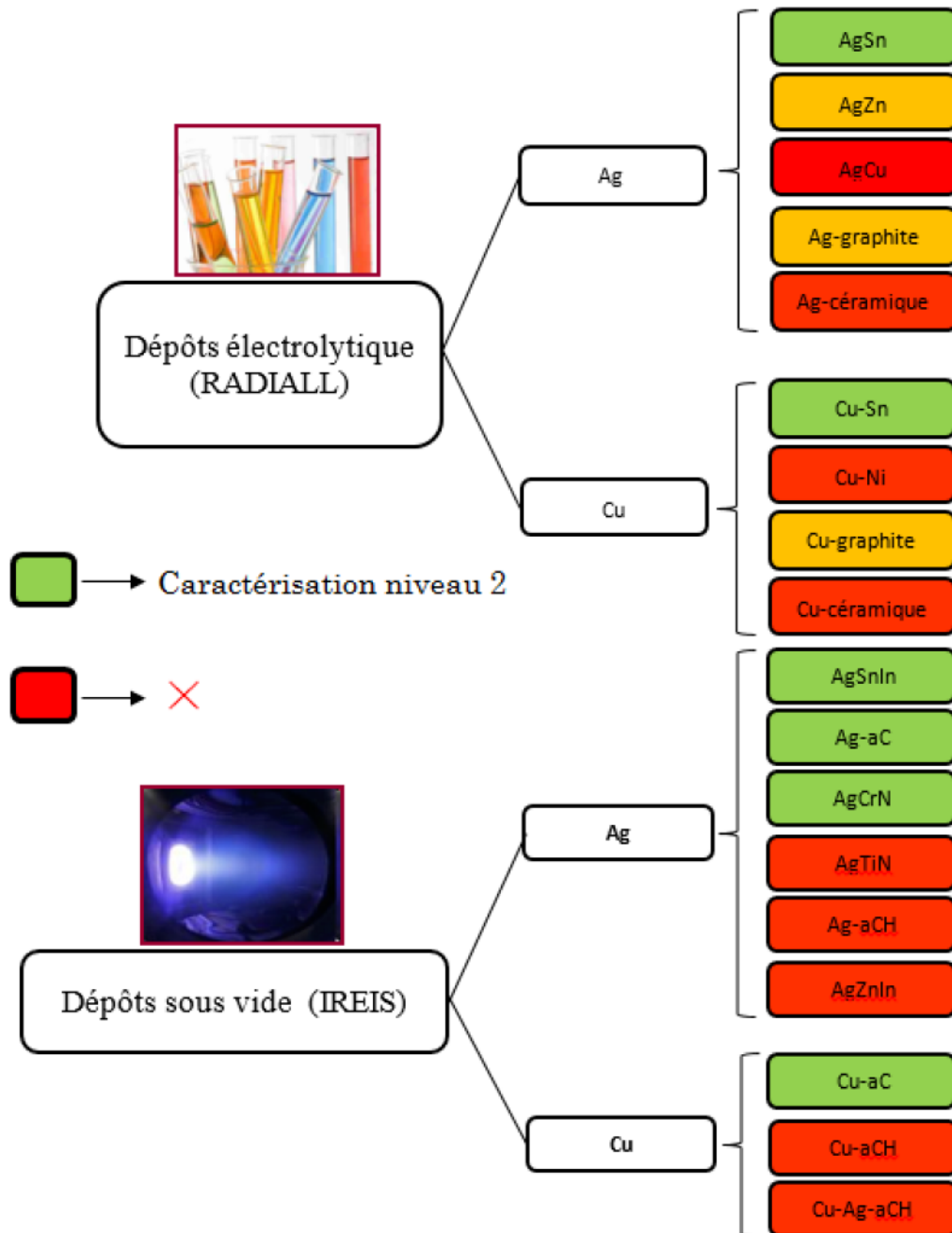


FIGURE 2.1 – Matériaux développés au cours du projet Plug InNano

Lorsque $x = \sqrt{\left(\frac{2}{\omega\mu\sigma}\right)}$ alors $J(x) = J_0/e$.

Cette valeur de x est définie comme étant la profondeur de pénétration de l'effet de peau δ . Il est facile de montrer que les pertes totales, obtenues en intégrant $J^2/2\sigma$ par rapport à x , est égale à $J_0^2/2\sigma\delta$.

Ces méthodes consistent à mesurer les pertes de transmission dans les guides d'ondes linéaires ou à mesurer le facteur de qualité Q d'une cavité résonante. Les deux méthodes ont été appliquées à une fréquence de 24 GHz.

2.2.1.0.1 Méthode en guides d'ondes Dans cette méthode, l'échantillon à mesurer est sous forme d'une longue pièce d'un guide d'onde ou un système de transmission équivalent (figure 2.2). Si une extrémité du guide d'onde est court-circuitée, le rapport d'onde stationnaire mesuré dans l'autre extrémité est une fonction connue de l'atténuation de guide qui dépend de la conductivité. Donc la conductivité peut être calculée à partir d'une mesure du rapport d'onde stationnaire.

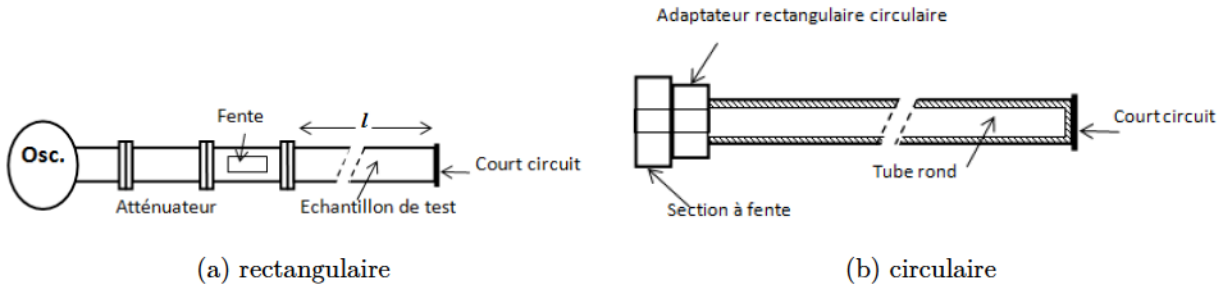


FIGURE 2.2 – Guide d'onde pour la mesure de l'atténuation

Si r est le rapport d'onde de tension mesurée, et l est la longueur du guide d'onde, l'atténuation par unité de longueur est donnée comme suit :

$$\alpha = \begin{cases} \frac{10}{l} \log \frac{r-1}{r+1} & \text{dB} \\ \frac{1}{2l} \log \frac{r-1}{r+1} & \text{nepers} \end{cases} \quad (2.2)$$

L'atténuation et la conductivité sont liées par l'expression suivante :

$$\alpha = \frac{1}{2b} \frac{1}{[1 - (\lambda_0/\lambda_c)]^{1/2}} \left(\frac{4\pi}{\lambda_0\mu c\sigma} \right)^{1/2} \left[1 + \frac{2b}{a} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c} \right)^2 \right] \quad (2.3)$$

où α est l'atténuation en Nepers par mètre, σ est la conductivité en Siemens par mètre, a et b sont la largeur et la hauteur du guide d'onde en mètre, λ_0 est la longueur d'onde en espace libre en mètre, $\lambda_c = 2a$ est la longueur d'onde de coupure de guide en mètre, μ_0 est la perméabilité de l'espace libre, c est la vitesse de la lumière. Cette expression n'est valable que pour le mode TE_{01} .

2.2.1.0.2 Méthode de la cavité résonante Une cavité résonante formée avec le métal à mesurer est utilisée dans cette méthode (figure 2.3). Le facteur de qualité Q de la cavité dépend de la conductivité. La constante de proportionnalité dépend du couplage et, si elle est connue, une seule mesure du rapport d'onde stationnaire d'entrée à la résonance permet de calculer la résistivité.

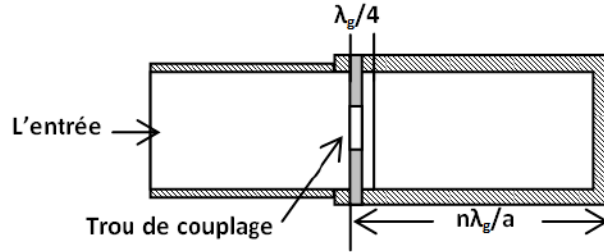


FIGURE 2.3 – Cavité résonante sous test

Le facteur de qualité à vide Q_0 , pour une cavité résonante, est donné par :

$$Q_0 = K \frac{\lambda_0}{\delta} \quad (2.4)$$

où λ_0 est la longueur d'onde de résonance, δ est la profondeur de peau. La constante de proportionnalité K est une fonction de la géométrie du résonateur. Donc, une mesure de Q_0 permet de calculer la conductivité à l'aide de δ (si la constante K est connue pour ce résonateur). La courbe de résonance détermine le facteur Q en charge Q_L :

$$Q_L = \frac{\omega_0}{\omega_1 - \omega_2} \quad (2.5)$$

où ω_0 est la fréquence de résonance, et ω_1, ω_2 sont les fréquences qui correspondent à la moitié de puissance par rapport à la puissance à la résonance ($P_{max} - 3dB$).

Une fois le facteur de qualité obtenu, la profondeur δ est alors déterminée, puis on peut calculer la conductivité d'après la formule :

$$\delta = \nabla \frac{1}{\pi \sigma \mu f} \quad (2.6)$$

2.2.2 Méthode de la cavité quasi- TE_{011}

Dans cette méthode, une cavité résonante avec un mode quasi- TE_{011} est utilisée pour mesurer la résistivité effective des films minces d'un conducteur [22]. Le matériau sous test est déposé sur un substrat diélectrique et inséré dans un guide d'onde par l'occupation de toute la section transversale (figure 2.4).

La conductivité du film métallique est déterminée à partir des coefficients de transmission et de réflexion. Dans le cas de la cavité quasi- TE_{011} , le facteur de qualité à vide Q_0 , et la fréquence de résonance de la cavité avec un échantillon de couche mince dépend de la résistance

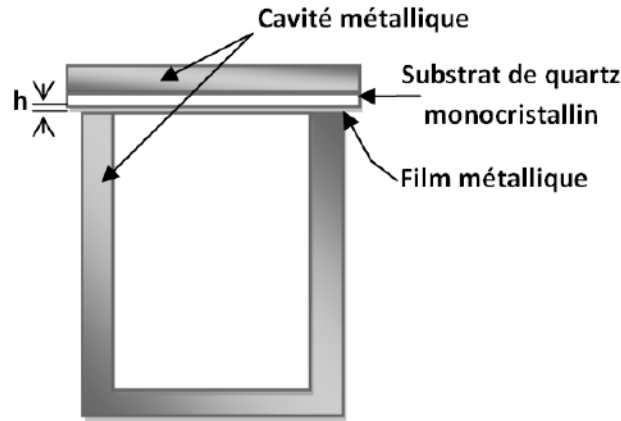


FIGURE 2.4 – Diagramme schématisé d'une cavité cylindrique avec le film mince sur substrat

de surface du film $R_s = 1/(\sigma h)$, où σ est la conductivité, h est l'épaisseur du film qui doit être plus faible que l'épaisseur du substrat. La valeur de σh dans l'intervalle $[10^{-5}, 10]$ peut être déterminée d'après les valeurs de facteurs de qualité mesurés. Cet intervalle correspond à la gamme de résistivités mesurables des métaux de la plus haute conductivité à $0,1 \Omega \cdot \text{cm}$ pour un film de 10 nm. Cette technique est cependant limitée à des mesures de films semi-transparents au champ électromagnétique à des fréquences micro-ondes.

D'après [23], la conductivité d'un film mince avec une épaisseur h inférieure au libre parcours moyen des particules est donnée comme suit :

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 - \frac{3}{8x} + \frac{e^{-x}}{16x} (6 - 10x + x^2 + x^3) + \frac{x}{16} (16 - x^2) \int_x^{\infty} \frac{e^{-u}}{u} du \right] \quad (2.7)$$

où σ est la conductivité réduite, σ_0 est la conductivité du matériau, $x = h/\lambda$, où λ est le libre parcours moyen. Cette méthode de mesure permet de mesurer la résistivité des couches minces dans une large bande, à savoir pour plusieurs décades, ce qui n'est pas possible lorsqu'on utilise les méthodes de transmission-réflexion dans les guides d'ondes.

2.3 Étude théorique des résonateurs

La mesure des paramètres électriques à des fréquences élevées nécessite la définition d'une structure de propagation qui mette en évidence des conductivités élevées et qui reste suffisamment simple pour pouvoir extraire la conductivité en fonction des signaux mesurés ainsi que les informations de pertes d'insertion. Notre attention est attirée par les résonateurs micro-ondes qui sont utilisés dans plusieurs applications, tel que les filtres, les oscillateurs et les fréquencesmètres. Son fonctionnement est similaire à celui des circuits résonants RLC. Il existe plusieurs façons de réaliser des résonateurs en hyperfréquence en utilisant, soit un guide d'onde rectangulaire ou circulaire, une cavité diélectrique, ou une ligne de transmission (micro ruban ou coplanaire). Cette dernière a fait l'objet de notre étude grâce à quelques avantages qu'elle présente. Deux structures seront mises en œuvre : un résonateur à ligne de transmission co-

planaire et un résonateur en anneau coplanaire asymétrique. Ces deux structures présentent un phénomène de résonance à une fréquence liée à leurs dimensions géométriques et ont pour intérêt d'être très sensibles à la conductivité électrique du conducteur. Ils permettent une caractérisation à la fréquence de résonance et plusieurs dimensions sont nécessaires pour obtenir une caractérisation sur une bande de fréquence large [1–25 GHz]. Une étude théorique de ce type de résonateurs est présentée dans les deux sections qui suivent.

2.3.1 Guide d'onde coplanaire (CPW)

Un guide d'onde coplanaire (CPW) est une structure proposée par C. P. Wen en 1969 [24] qui consiste en une couche métallique avec deux électrodes de masses adjacentes et parallèles à la ligne centrale, déposés entre deux parties diélectriques inférieure (substrat) et supérieure (généralement de l'air) avec une couverture métallique extérieure, comme illustré figure 2.5. Les dimensions de ligne centrale, le gap entre la ligne et les masses, l'épaisseur et la permittivité des substrats diélectriques déterminent la constante diélectrique effective (ϵ_{eff}), l'impédance caractéristique (Z) et l'atténuation (α) de la ligne. La technique de cartographie conforme suppose que le mode de propagation de l'onde électromagnétique est quasi-TEM. Ce mode de propagation ne correspond pas à un mode TEM. Cependant, un choix judicieux des dimensions de la structure permet de diminuer considérablement les composantes longitudinales des champs électriques et magnétiques E_z et H_z .

2.3.1.1 Étude d'un guide d'onde coplanaire (CPW) dans le cas général

Pour étudier la structure générale d'une ligne CPW, les conducteurs sont supposés avoir une conductivité élevée et les substrats diélectriques une permittivité relative à faible perte. En outre, les matériaux des substrats diélectriques sont considérés comme étant isotropes.

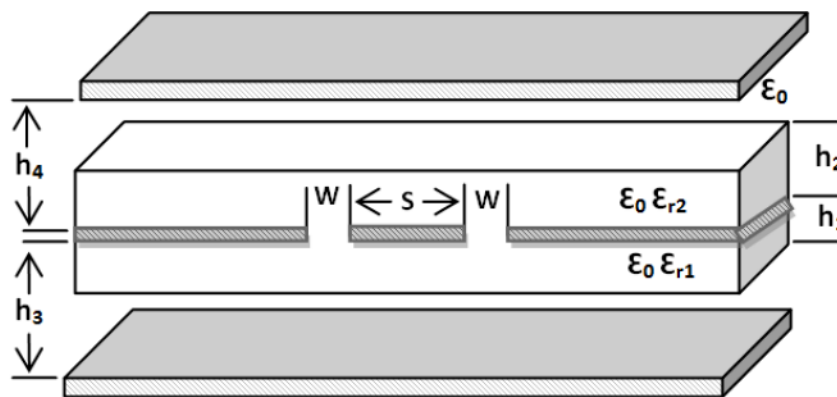


FIGURE 2.5 – Guide d'onde coplanaire CPW

Les expressions de ϵ_{eff} et Z_0 sont déterminées à l'aide de la technique de la cartographie conforme en supposant une épaisseur nulle du conducteur $t = 0$ et des parois magnétiques présentes le long des bords du diélectrique. La structure CPW est alors divisée en plusieurs

régions partielles, la capacité par unité de longueur de chaque région partielle est déterminée séparément, et la capacité totale est alors la somme des capacités partielles.

$$C_{\text{CPW}} = C_1 + C_2 + C_{\text{air}} \quad (2.8)$$

Dans cette équation, C_1 et C_2 sont les capacités partielles de la ligne CPW avec seulement, respectivement, la partie inférieure ou supérieure de la couche diélectrique (figure 2.6(a) et 2.6(b)). C_{air} est la capacité partielle du CPW en l'absence de toutes les couches diélectriques (figure 2.6(c)) [25].

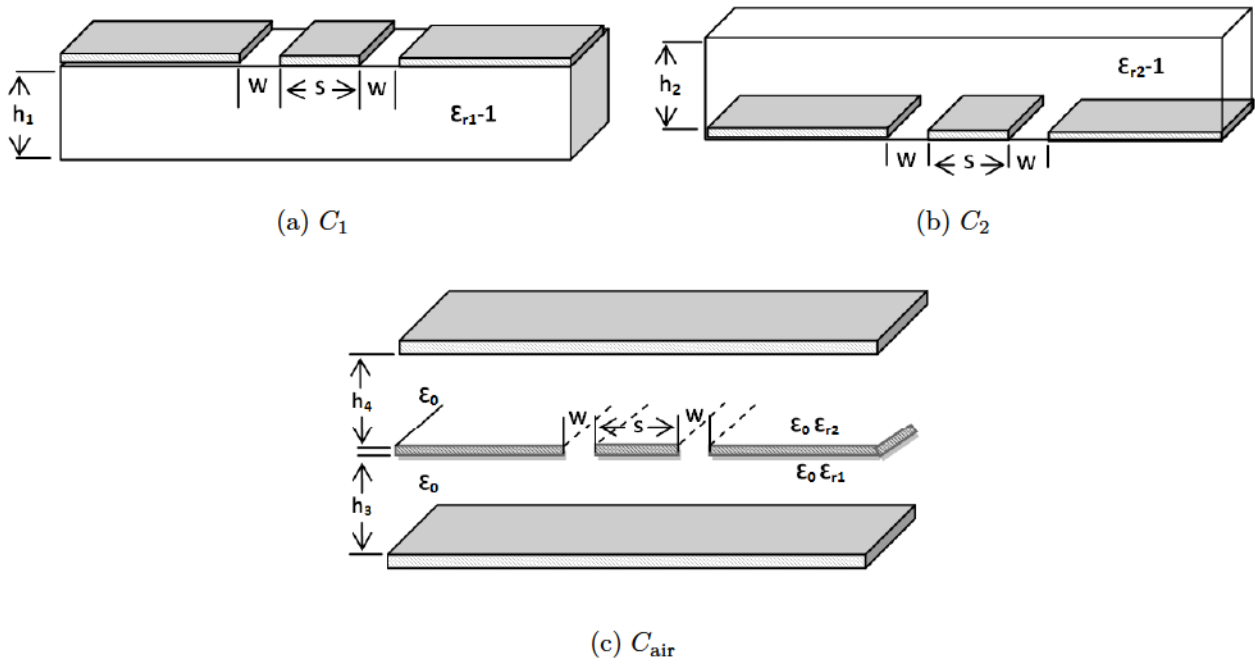


FIGURE 2.6 – Configuration des capacités partielles pour une ligne CPW entre deux substrats diélectriques

2.3.1.1.1 Calcul de C_1 et C_2 : Les capacités C_1 et C_2 de la ligne CPW, avec seulement des régions diélectriques partielles inférieure et supérieure, sont données par [25] :

$$C_{1,2} = 2\epsilon_0(\epsilon_{r1,2} - 1) \frac{K(k_{1,2})}{K(k_{1,2}^\infty)} \quad (2.9a)$$

où,

$$k_{1,2} = \frac{\sinh\left(\frac{\pi S}{4h_{1,2}}\right)}{\sinh\left(\frac{\pi(S+2W)}{4h_{1,2}}\right)} \quad (2.9b)$$

$$k_{1,2}^\infty = \sqrt{1 - k_{1,2}^2} \quad (2.9c)$$

et K est l'intégrale elliptique complète de première espèce.

2.3.1.1.2 Calcul de C_{air} : La capacité C_{air} de la ligne CPW sans couches diélectriques est donnée par [25] :

$$C_{\text{air}} = 2\epsilon_0 \frac{K(k_3)}{K(k_3^\infty)} + 2\epsilon_0 \frac{K(k_4)}{K(k_4^\infty)} \quad (2.10a)$$

où,

$$k_{3,4} = \frac{\tanh\left(\frac{\pi S}{4h_{3,4}}\right)}{\tanh\left(\frac{\pi(S+2W)}{4h_{3,4}}\right)} \quad (2.10b)$$

$$k_{3,4}^\infty = \sqrt{1 - k_{3,4}^2} \quad (2.10c)$$

2.3.1.1.3 Détermination des paramètres de CPW, ϵ_{eff} , ν_{PH} et Z_0 : En remplaçant les équations de C_1 , C_2 et C_{air} dans l'équation de la ligne CPW, nous trouvons l'expression de la capacité totale générale de la ligne coplanaire CPW, soit :

$$C_{\text{CPW}} = 2\epsilon_0(\epsilon_{r1} - 1) \frac{K(k_1)}{K(k_1^\infty)} + 2\epsilon_0(\epsilon_{r2} - 1) \frac{K(k_2)}{K(k_2^\infty)} + 2\epsilon_0 \left[\frac{K(k_3)}{K(k_3^\infty)} + \frac{K(k_4)}{K(k_4^\infty)} \right] \quad (2.11)$$

La constante diélectrique effective est égale à :

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{C_{\text{CPW}}}{C_{\text{air}}} \quad (2.12)$$

En remplaçant l'équation C_{CPW} et C_{air} dans l'équation (2.12), on trouve :

$$\epsilon_{\text{eff}} = 1 + q_1(\epsilon_{r1} - 1) + q_2(\epsilon_{r2} - 1) \quad (2.13)$$

où,

$$q_{1,2} = \frac{K(k_{1,2})}{K(k_{1,2}^\infty)} \left[\frac{K(k_3)}{K(k_3^\infty)} + \frac{K(k_4)}{K(k_4^\infty)} \right]^{-1} \quad (2.14)$$

La vitesse de phase est définie par :

$$\nu_{\text{PH}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \quad (2.15)$$

où c est la vitesse de la lumière dans l'espace libre.

L'impédance caractéristique de la ligne CPW est donnée par :

$$Z_0 = \frac{1}{cC_{\text{air}} \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} = \frac{60\pi}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \left[\frac{K(k_3)}{K(k_3^\infty)} + \frac{K(k_4)}{K(k_4^\infty)} \right]^{-1} \quad (2.16)$$

2.3.1.2 Résonateur à ligne coplanaire CPW

2.3.1.2.1 Simplification de la structure coplanaire : Pour la caractérisation de nos matériaux conducteurs, nous avons choisi la structure la plus simple à concevoir, fabriquer et étudier : il s'agit d'une ligne coplanaire CPW sur un substrat diélectrique connu (alumine) avec une couche métallique, pour la ligne et les masses parallèles, constituée du matériau sous test (figure 2.7). La partie diélectrique supérieure et les plans de masse inférieur et supérieur sont supprimés, donc $\epsilon_{r2} = 1$ et les distances h_3 et h_4 sont infinies (figure 2.6).

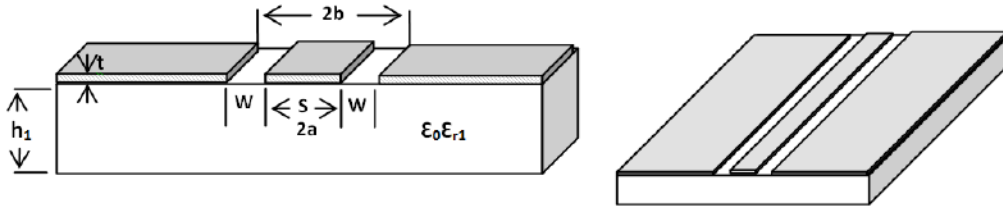


FIGURE 2.7 – Simple ligne de transmission coplanaire CPW

L'avantage de cette structure est la facilité de réalisation du circuit en une seule sérigraphie. L'atout majeur de ces lignes est leur comportement en fréquence qui peuvent fonctionner jusqu'à 100 GHz. Cependant, ces lignes présentent un encombrement relativement important et elles sont mal adaptées aux applications multicouches.

La capacité totale pour cette configuration C_{CPW} est alors donnée, en supprimant $C_2 = 0$, par [25] :

$$C_{CPW} = 2\epsilon_0(\epsilon_{r1} - 1) \frac{K(k_1)}{K(k_1^\infty)} + 4\epsilon_0 \frac{K(k_0)}{K(k_0^\infty)} \quad (2.17)$$

où, k_1 et k_1^∞ sont donnés par l'équation (2.9b) et $k_0 = k_3 = k_4$ par l'équation (2.10b) avec h_3 et $h_4 \simeq \infty$, soit :

$$k_0 = k_3 = k_4 = \frac{S}{S + 2W} \quad (2.18)$$

La constante diélectrique effective est dans ce cas :

$$\epsilon_{\text{eff}} = 1 + \frac{(\epsilon_{r1} - 1) K(k_1) K(k_0)}{2 K(k_1^\infty) K(k_0^\infty)} \quad (2.19)$$

L'impédance caractéristique Z_0 est donnée par [26] :

$$Z_0 = \frac{1}{cC_{\text{air}}} \frac{1}{\epsilon_{\text{eff}}} = \frac{30\pi}{\epsilon_{\text{eff}}} \frac{K(k_0)}{K(k_0^\infty)} \quad (2.20)$$

2.3.1.2.2 Résonateur demi longueur d'onde ($\lambda/2$) : Le résonateur $\lambda/2$ utilisé est un circuit résonant à base d'une simple ligne coplanaire. Le résonateur est sous forme d'un tronçon de ligne dont la longueur correspond à une demi-longueur d'onde guidée. Le résonateur est excité par deux lignes d'accès coplanaires à travers un couplage capacitif (figure 2.9). La structure présente une résonance lorsque la fréquence correspond à la demi-longueur d'onde guidée .

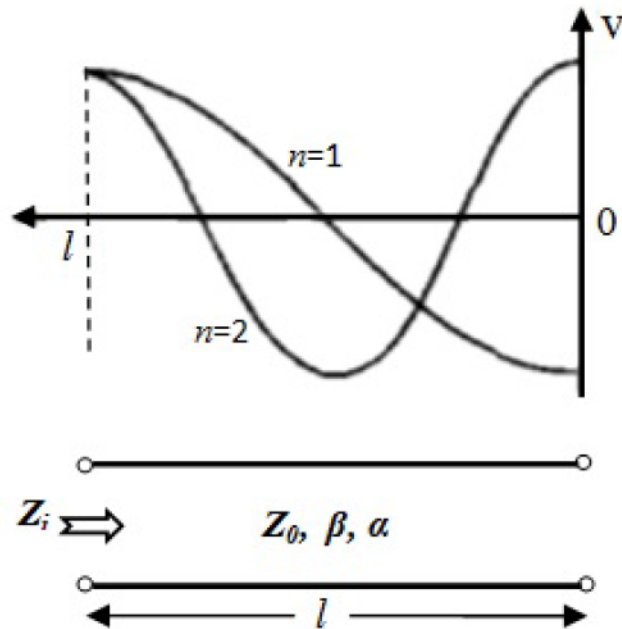


FIGURE 2.8 – Ligne de transmission à pertes ($l = \lambda/2$) à circuit ouvert et répartition de la tension pour $n = 1, 2$

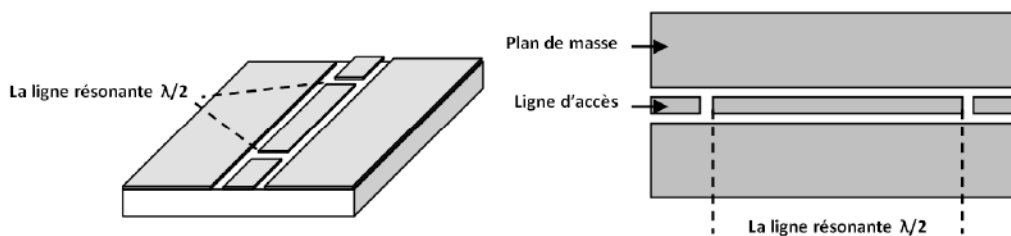


FIGURE 2.9 – Résonateur $\lambda/2$ (a) Structure 3D (b) Vue supérieure.

Ce résonateur se comporte comme un circuit résonant parallèle lorsque sa longueur est égale ou multiple de $\lambda/2$. L'impédance d'entrée d'une ligne à circuit ouvert de la longueur l est donnée par :

$$Z_{\text{in}} = Z_0 \coth(\alpha l + j\beta l) = Z_0 \frac{1 + j \tan(\beta l) \tanh(\alpha l)}{\tanh(\alpha l) + j \tan(\beta l)} \quad (2.21)$$

où β est la constante de phase et α est l'atténuation de la ligne.

À la résonance (pour $\omega = \omega_0$), $l = \lambda/2$ et autour de la résonance $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$, on peut écrire alors :

$$\beta l = \pi + \frac{\pi \Delta\omega}{\omega_0} \quad (2.22)$$

et donc :

$$\tan \beta l = \tan \frac{\pi \Delta\omega}{\omega} \approx \frac{\pi \Delta\omega}{\omega_0} \quad (2.23)$$

et

$$\tanh \alpha l \approx \alpha l \quad (2.24)$$

En utilisant ces approximations dans (2.21), on obtient :

$$Z_{\text{in}} \approx \frac{R}{1 + 2j\Delta\omega RC} \quad (2.25)$$

L'impédance d'entrée d'un circuit résonant parallèle RLC est [27] :

$$Z_{\text{in}} = \frac{Z_0}{\alpha l + j(\Delta\omega\pi/\omega_0)} \quad (2.26)$$

En comparant les formules (2.25) et (2.26), nous pouvons déduire la résistance, la capacité et l'inductance du circuit équivalent RLC , soit :

$$R = \frac{Z_0}{\alpha l} \quad (2.27a)$$

$$C = \frac{\pi}{2\omega_0 Z_0} \quad (2.27b)$$

$$L = \frac{1}{\omega_0^2 C} \quad (2.27c)$$

Le facteur de qualité du circuit équivalent RLC est donné par :

$$Q = \omega_0 \frac{2U}{W} \quad (2.28)$$

où U représente l'énergie accumulée dans l'inductance L et la capacité C , et W est la puissance moyenne dissipée par la résistance R .

On peut déduire :

$$Q = \omega_0 RC = \frac{\beta}{2\alpha} = \frac{\pi}{2\alpha l} \quad (2.29)$$

où α est l'atténuation totale de la ligne qui est inversement proportionnelle au facteur Q_0 . Cela signifie que pour obtenir un facteur Q_0 élevé, il faudra concevoir une ligne à faibles pertes en utilisant des conducteurs de conductivité élevée.

2.3.2 Résonateur en anneaux (ring)

Le résonateur en anneau (*Ring resonator*) a été proposé par P. Troughton en 1969 [28] afin de mesurer la vitesse de phase et les caractéristiques de dispersion d'une ligne micro-ruban. Il a montré une très bonne performance en l'utilisant dans la conception de lignes coplanaires. Le résonateur en anneau est une ligne de transmission sous forme de boucle fermée (ring). Le modèle de circuit le plus simple consiste en deux ports d'excitation, deux fentes de couplage (gap), et la boucle résonante (figure 2.10). L'énergie est couplée dans et hors du résonateur à travers les lignes d'excitation et les gaps de couplage.

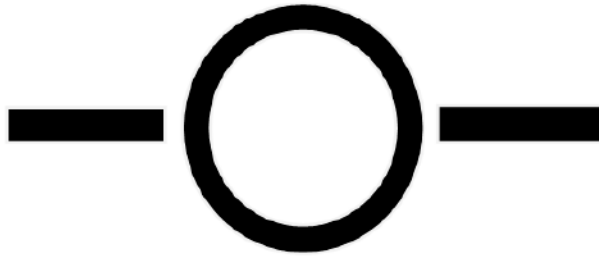


FIGURE 2.10 – *Modèle d'un simple résonateur en anneau*

Si l'écart entre la ligne et le résonateur est très large, l'écart de couplage n'affecte pas la fréquence de résonance. Ce type de couplage s'appelle « couplage lâche ». Ce dernier est dû à la petite capacité de gap du couplage. Si les lignes d'alimentation sont déplacées vers le résonateur, l'écart devient serré et la capacité de gap est alors importante. Cela provoque une fréquence de résonance du circuit qui va s'écarter de la fréquence de résonance intrinsèque de la boucle. Ainsi, lors de la modélisation du résonateur en anneau, les capacités des gaps de couplage doivent être prises en compte.

Lorsque la longueur du cercle du résonateur en anneau est égale à un entier multiple de la longueur d'onde guidée, la résonance est établie. On peut écrire :

$$2\pi r = n\lambda_g \quad (2.30)$$

où r est le rayon moyen entre le rayon extérieur et intérieur du résonateur, λ_g est la longueur d'onde guidée et n le numéro du mode de propagation. Cette relation est valable dans le cas du « couplage lâche », elle ne prend pas en compte l'effet des gaps de couplage.

À partir de cette équation, la fréquence de résonance peut être calculée depuis λ_g qui dépend de la fréquence. Pour le premier mode, les maxima de champ se trouvent dans les gaps de couplage, et les minima (nuls) se trouvent à 90° de déphasage. Deux modèles d'analyse de résonateurs en anneau existent et sont présentés dans la suite.

2.3.2.1 Modèle des parois magnétiques du résonateur en anneau

Un des inconvénients du résonateur en anneau est l'effet de sa forme circulaire qui n'est pas tout à fait valable avec l'approximation linéaire :

$$2\pi r = n\lambda_g \quad (2.31)$$

Dans le but de quantifier l'effet de la courbure à la fréquence de résonance, Wolff et Knoppik [29] ont constaté, après quelques tests préliminaires, que l'influence de la courbure devient considérable si le matériau du substrat utilisé a une faible permittivité relative et les lignes de transmission ont une faible impédance. Sous ses conditions, la largeur des lignes devient grande et le rayon de résonateur n'est pas bien défini, car si le résonateur utilisé est petit, l'effet de la courbure devient donc prépondérant à cause de l'augmentation de la courbure. Alors, une nouvelle théorie qui tient en compte la courbure de résonateur a dû être mise en place. Ils ont proposé un modèle de « parois magnétiques » de résonateur, et ont utilisé une fréquence qui dépend de la permittivité effective pour calculer la fréquence de résonance.

Le modèle des « parois magnétiques » considère le résonateur comme une cavité résonance avec des parois électriques en haut et en bas, et des parois magnétiques sur les cotés (figure 2.11).

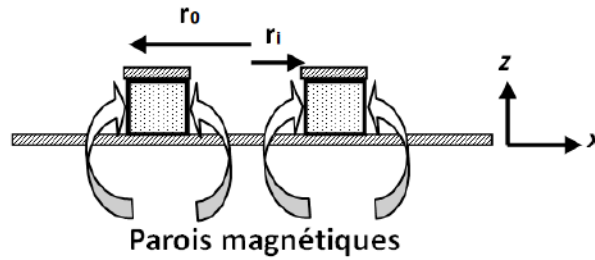


FIGURE 2.11 – Model de parois magnétiques

Les champs électromagnétiques sont considérés comme confinés dans la partie diélectrique entre le plan de masse parfaitement conducteur et le conducteur du résonateur. On suppose qu'il n'y a pas de dépendance en z ($d/dz = 0$) et que les champs sont transverses magnétiques (TM) dans la direction z . Une solution des équations Maxwell en coordonnées cylindriques est :

$$E_z = AJ_n(kr) + BY_n(kr) \cos(n\phi) \quad (2.32)$$

$$H_r = \frac{n}{j\omega\mu_0 r} AJ_n(kr) + BY_n(kr) \sin(n\phi) \quad (2.33)$$

$$H_\phi = \frac{k}{j\omega\mu_0} AJ_n^\infty(kr) + BY_n^\infty(kr) \cos(n\phi) \quad (2.34)$$

où A et B sont des constantes, k est le nombre d'onde, ω est la pulsation angulaire, J_n est une fonction de Bessel de première espèce d'ordre n , Y_n est une fonction de Bessel de deuxième espèce d'ordre n . J_n^∞ et Y_n^∞ sont les dérivées des fonctions de Bessel.

Les conditions aux limites à appliquer sont :

$$H_\phi = 0 \text{ à } r = r_i$$

$$H_\phi = 0 \text{ à } r = r_o$$

où r_o et r_i sont respectivement les rayons extérieur et intérieur.

L'application des conditions aux limites conduit à l'équation suivante :

$$J_n^\infty(kr_o)N_n^\infty(kr_i) - J_n^\infty(kr_i)N_n^\infty(kr_o) = 0 \quad (2.35a)$$

$$k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0} \quad (2.35b)$$

En tenant compte de r_o et r_i , on peut résoudre l'équation (2.35a) pour la variable k . La fréquence de résonance peut être trouvée grâce à l'équation (2.35b). L'utilisation de l'équation propre du modèle des parois magnétiques élimine l'erreur due à l'approximation de rayon moyen du résonateur et prend en compte l'effet de la courbure de la ligne microruban. En appliquant cette analyse, Wolff et Knoppik font la comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux dans le calcul de la fréquence de résonance du résonateur en anneau.

2.3.2.2 Modèle de la ligne de transmission

Le modèle des parois magnétique n'est pas une méthode rigoureuse à cause de la mauvaise prise en compte de l'effet de bord du champ électrique. Afin d'analyser le résonateur en anneau, un modèle de la ligne de transmission a été proposé par [30]. Dans ce modèle, le résonateur est représenté par son circuit électrique équivalent. On peut déterminer la fréquence de résonance du circuit à l'aide de son impédance d'entrée. Les lignes d'alimentation, le gap de couplage et l'anneau sont modélisés dans un seul circuit équivalent général.

2.3.2.2.1 Circuit équivalent du gap de couplage Le gap de couplage est représenté par le modèle *gap end-to-side*, qui consiste en une ligne couplée avec une autre orthogonale, ce qui est le cas d'un résonateur en anneau. Ce modèle est une bonne modélisation, mais la discontinuité qui se trouve dans ce modèle est un problème difficile à résoudre car elle ne peut pas être réduite à un problème à deux dimensions, alors une approximation va permettre de mettre en œuvre un autre modèle qui s'appelle *gap end-to-end* comme la figure 2.12 le montre. L'évaluation de la capacité due au gap a été traitée par Maeda [31] et Benedek [32]. La capacité de gap peut être calculée à partir de la charge distribuée près de la discontinuité de la ligne. Le circuit équivalent proposé pour le gap est un réseau π à deux ports symétriques montré dans la figure 2.12.

La capacité C_2 est due à l'accumulation de la charge entre les deux lignes. C_1 est due à l'effet du champ sur les bords dans l'espace entre les lignes. Leurs expressions sont données par :

$$C_1 = \frac{1}{2}C_{\text{pair}} \quad (2.36a)$$

$$C_2 = \frac{1}{2} \left(C_{\text{impair}} \quad \frac{1}{2}C_{\text{pair}} \right) \quad (2.36b)$$

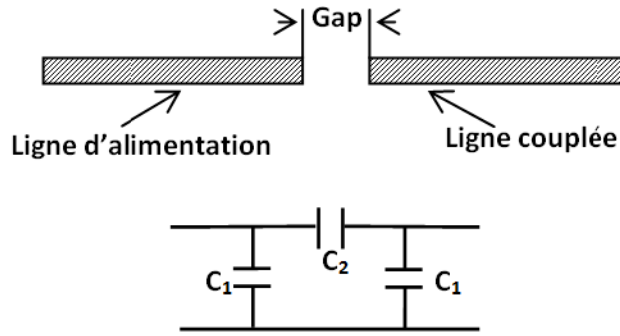


FIGURE 2.12 – Gap end-to-end et son circuit équivalent

où C_{pair} et C_{impair} sont respectivement les capacités dues à l'excitation symétrique et antisymétrique dans le gap.

2.3.2.2.2 Circuit équivalent de la ligne résonante L'anneau peut être modélisé par un circuit équivalent d'une ligne de transmission. Il est représenté par un réseau d'impédances sous forme T à deux ports pour une longueur particulière d'une ligne de transmission (figure 2.13).

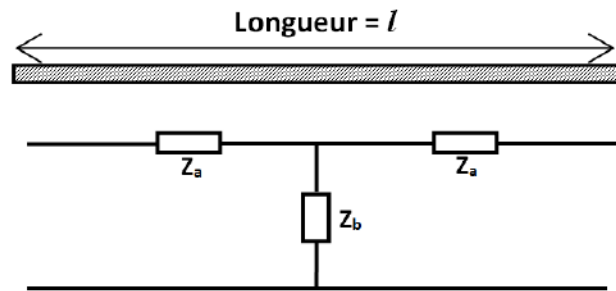


FIGURE 2.13 – Circuit équivalent du résonateur Ring

Les impédances Z_a et Z_b sont données par les équations suivantes :

$$Z_a = Z_0 \pm \tanh\left(\frac{\gamma l}{2}\right) \quad (2.37a)$$

$$Z_b = \frac{Z_0}{\sinh(\gamma l)} \quad (2.37b)$$

où γ est la constante de propagation, l est la longueur de la ligne et Z_0 est l'impédance caractéristique de la ligne.

Une ligne de transmission est caractérisée par quatre paramètres : une résistance R et une inductance L en série, une conductance G et une capacité C en parallèle. La constante de propagation peut s'écrire comme :

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \quad (2.38a)$$

avec

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (2.38b)$$

où, α est la constante d'atténuation, β la constante de phase (nombre d'ondes).

Dans la majorité des lignes de transmission, l'effet dû à L et C est dominant. Si on suppose que la ligne est sans pertes, R et G deviennent négligeables et l'équation (2.38a) devient :

$$\gamma = j\omega \pm \sqrt{LC} = j\beta \quad (2.39)$$

En remplaçant γ dans les équations (2.37a) et (2.37b), on trouve :

$$Z_a = jZ_0 \pm \tan\left(\frac{\beta l}{2}\right) \quad (2.40a)$$

$$Z_b = j\frac{Z_0}{\csc(\beta l)} \quad (2.40b)$$

2.3.2.2.3 Circuit équivalent total du ring résonateur La figure 2.14 montre le circuit équivalent total du résonateur.

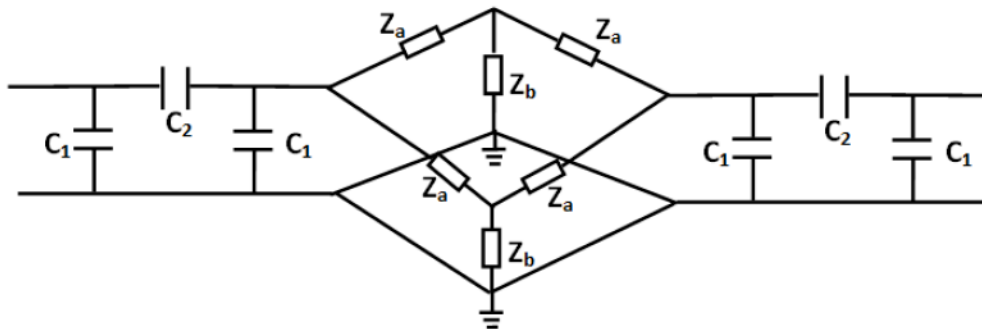


FIGURE 2.14 – Circuit équivalent total du résonateur en anneau

Ce circuit peut être réduit à un circuit à un port en plaçant sur l'autre port une impédance de terminaison qui doit correspondre l'impédance des lignes d'excitation. Ces lignes sont généralement dimensionnées à 50Ω qui est l'impédance d'entrée de l'appareil de mesure. Ce circuit est symétrique, l'impédance peut être trouvée par la simplification des combinaisons séries et parallèles [33].

2.3.2.3 Circuit équivalent du résonateur en anneau en termes de G , L , C

Le modèle de ligne de transmission, cité dans la section précédente, pouvait bien prédire le comportement d'un résonateur en anneau, mais il ne pouvait pas fournir les éléments du circuit équivalent G , L et C pour le circuit de l'anneau. Le résonateur en anneau est divisé par deux ports d'entrée et sortie dans une position arbitraire en créant deux sections l_1 et l_2 pour former un circuit parallèle (figure 2.15).

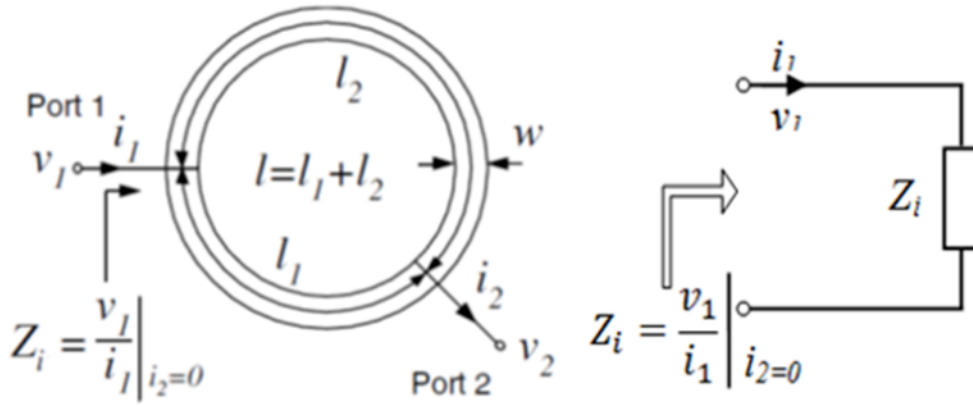


FIGURE 2.15 – Impédance d'entrée du réseau à deux ports du résonateur en anneau

Pour ce circuit parallèle, les paramètres Y sont donnés par :

$$\begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_0[\coth(\gamma l_1) + \coth(\gamma l_2)] & Y_0[\operatorname{csch}(\gamma l_1) + \operatorname{csch}(\gamma l_2)] \\ Y_0[\operatorname{csch}(\gamma l_1) + \operatorname{csch}(\gamma l_2)] & Y_0[\coth(\gamma l_1) + \coth(\gamma l_2)] \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

Si $i_2 = 0$, l'impédance d'entrée du résonateur Z_{in} peut être écrite comme suit :

$$Z_{in} = \frac{Y_{22}}{Y_{11}Y_{22} - Y_{12}Y_{21}} = \frac{Z_0}{2} \frac{1 + j \tanh(\alpha l_g) \tan(\beta l_g)}{\tanh(\alpha l_g) + j \tan(\beta l_g)} \quad (2.42)$$

où $l_g = l/2 = (l_1 + l_2)/2$.

En pratique, les lignes de transmission ont toujours de faibles pertes de sorte que $\alpha l_g \rightarrow 1$, et $\tanh(\alpha l_g) \propto \alpha l_g$. Proche de la résonance, la fréquence angulaire $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$, où ω_0 est la fréquence de résonance et l'écart $\Delta\omega$ est faible, on peut écrire alors :

$$\beta l_g = \omega_0 l_g / \nu_{PH} + \Delta\omega l_g / \nu_{PH} \quad (2.43)$$

où ν_{PH} est la vitesse de phase de la ligne de transmission.

À la résonance, $\omega = \omega_0$, $l_g = \lambda_g/2 = \pi \nu_{PH} / \omega_0$. Par conséquent, (2.43) peut être réécrite :

$$\beta l_g = \pi + \pi \Delta\omega / \omega_0 \quad (2.44a)$$

$$\tanh(\beta l_g) \ll \pi \Delta\omega / \omega_0 \quad (2.44b)$$

En utilisant ces résultats, l'impédance d'entrée (2.42) peut être définie comme suit :

$$Z_{in} \propto \frac{Z_0}{2} \frac{1 + j \alpha l_g \pi \Delta\omega / \omega_0}{\alpha l_g + \pi \Delta\omega / \omega_0} \quad (2.45)$$

Pour $\alpha l_g \pi \Delta \omega / \omega_0 \rightarrow 1$, Z_{in} devient :

$$Z_{\text{in}} \propto \frac{Z_0 / 2\alpha l_g}{1 + j\pi \Delta \omega / \alpha l_g \omega_0} \quad (2.46)$$

Par ailleurs, la formule générale de l'impédance d'entrée d'un circuit *GLC* parallèle est [27] :

$$Z_{\text{in GLC}} = \frac{1}{G + 2j\Delta\omega C} \quad (2.47)$$

Lorsqu'on fait la comparaison entre (2.46) et (2.47) qui ont la même forme, on peut extraire l'expression de la conductance du circuit équivalent de l'anneau :

$$G_r = 2\alpha l_g / Z_0 = \alpha \lambda_g / Z_0 \quad (2.48a)$$

$$C_r = \pi / \omega_0 Z_0 \quad (2.48b)$$

$$L_r = 1 / \omega_0^2 C_r \quad (2.48c)$$

Selon (2.28), le facteur de qualité à vide Q_0 du résonateur en anneau est égal à :

$$Q_{0r} = \omega_0 C_r / G_r = \pi / \alpha \lambda_g \quad (2.49)$$

La formule du facteur qualité Q_0 du résonateur à ligne $\lambda_g/2$ (2.29) et celle du résonateur en anneau (2.49) sont identiques, cela signifie que les deux facteurs Q_0 sont égaux pour la même valeur de l'atténuation α et la même fréquence de résonance du premier mode.

2.3.2.4 Résonateur en anneau coplanaire

Les résonateurs décrits précédemment sont en technologie micro-ruban, c'est-à-dire avec un niveau de conducteur supérieur, sur le substrat, comprenant les lignes sans les masses et un niveau de conducteur sous le substrat qui correspond au plan de masse. Un résonateur en anneau avec la configuration coplanaire peut également être conçu (figure 2.16) [34]. La structure peut être analysée en utilisant le modèle de ligne de transmission similaire à celui décrit pour le résonateur en anneau micro-ruban dans la section 2.3.2.2.

La propagation du signal dans cette structure est perturbée par les modes pairs des fentes couplées tout au long de l'anneau. Pour supprimer ces modes indésirables, le disque central de l'anneau doit être maintenu au potentiel des masses latérales. Un fil de liaison peut être utilisé à l'entrée, à la sortie et le long de l'anneau pour maintenir le potentiel de la masse sur le disque central, mais cette technique nécessite beaucoup d'efforts et du temps. Une autre solution est d'utiliser un boîtier métallique comme un joint qui maintient le disque central au potentiel de la masse le long de la circonférence de l'anneau (figure 2.17).

Le boîtier élimine tous les modes de propagation de type pair et réduit son effet inductif sur le mode impair du CPW. Le boîtier évite la liaison par des fils soudés mais exige un alignement et une bonne pression de contact avec l'anneau. Vu notre travail où nous utilisons le résonateur en

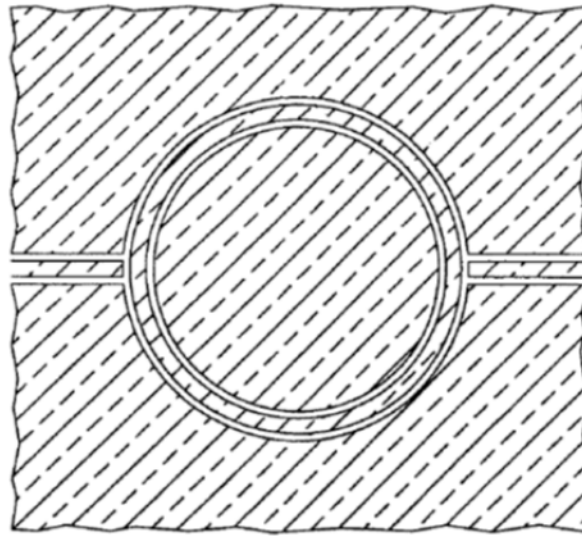


FIGURE 2.16 – Résonateur en anneau CPW alimenté par des lignes de transmission CPW

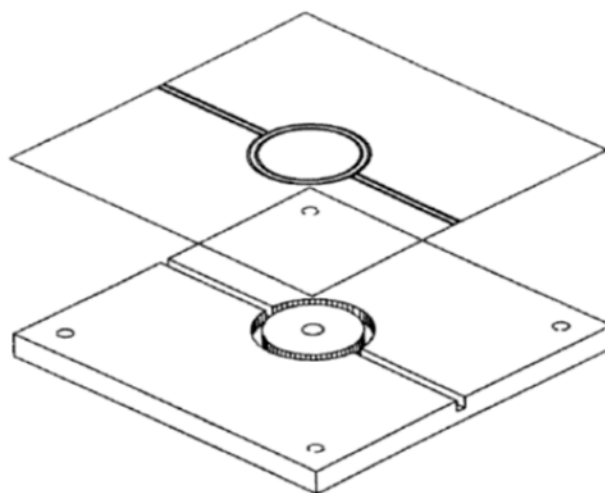


FIGURE 2.17 – Configuration de boîtier pour maintenir le potentiel du disque central

anneau avec deux dimensions et plusieurs matériaux à étudier et caractériser, les deux solutions paraissent contraignantes lors de la mise en œuvre. Pour cela, nous supprimons totalement le disque central et étudions la structure comme un guide d'onde coplanaire asymétrique (ACPW) pour les calculs des pertes en détail dans la section 2.3.4.2.

2.3.3 Facteur de qualité Q_0 des résonateurs

La mesure des paramètres S des résonateurs, notamment des coefficients de transmission S_{12} et S_{21} , permet de déterminer le facteur de qualité du résonateur en charge (Q_L) à la résonance, à partir de la fréquence de résonance et des fréquences qui correspondent au maximum de puissance -3 dB, f_h et f_l , à l'aide de la formule suivante :

$$Q_L = \frac{f_0}{f_h - f_l} \quad (2.50)$$

Le facteur Q_L est une combinaison du facteur de qualité du résonateur (Q_0) et les effets externes comme la charge (Q_{cc}) et les rayonnements externes (Q_{rad}), on peut écrire [35] :

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{2}{Q_{rad}} + \frac{2}{Q_{cc}} \quad (2.51)$$

Les rayonnements externes sont un facteur de perte important dans les substrats épais et à des fréquences élevées. Selon la méthode d'analyse électromagnétique de lignes à micro-ruban de Jackson [36] et Denlinger [37], le facteur Q_{rad} dépasse cependant la valeur 2000 même pour les structures à faible impédance à toutes les fréquences. Cette valeur a un effet négligeable sur Q_0 pour les résonateurs à faible ou haute impédance [38].

Dans ce cas, pour Q_0 , l'expression précédente devient :

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_L} - \frac{2}{Q_{cc}} \quad (2.52)$$

L'expression des pertes d'insertion (L_A) à travers le résonateur est donnée par la théorie des filtres [35], et relie les deux types de facteur Q_{cc} et Q_L par :

$$L_A = 10 \log \frac{Q_{cc}^2}{4Q_L^2} \quad (\text{dB}) \quad (2.53)$$

Après un simple remplacement, Q_0 devient alors :

$$Q_0 = \frac{Q_L}{1 - 10^{-L_A/20}} \quad (2.54)$$

Dans ce type de mesure, il est important de chercher les sources d'erreurs qui contribuent à la diminution de la précision de la mesure. Dans ce cas, la fréquence et les pertes d'insertion sont les seuls paramètres qui devraient dégrader la précision. Les erreurs associées à la précision

de la fréquence se traduiront par la variation du facteur de qualité en charge Q_L comme suit :

$$Q_{L,\max} = \frac{f_h + f_l}{2(f_h - f_l - 2\Delta f)} \quad (2.55a)$$

$$Q_{L,\min} = \frac{f_h + f_l}{2(f_h - f_l + 2\Delta f)} \quad (2.55b)$$

où Δf est l'erreur maximale de la détermination de la fréquence, qui correspond au pas du balayage en fréquence de l'appareil de mesure, dans notre cas, le pas varie entre 5 et 20 MHz.

L'erreur associée aux pertes d'insertion va entraîner des modifications sur la valeur du facteur de qualité à vide Q_0 :

$$Q_{0,\max} = \frac{Q_{L,\max}}{1 - 10^{-(L_A - \Delta L)/20}} \quad (2.56a)$$

$$Q_{0,\min} = \frac{Q_{L,\min}}{1 - 10^{-(L_A + \Delta L)/20}} \quad (2.56b)$$

où ΔL est l'erreur maximale des pertes d'insertion en dB.

La valeur maximale que Δf peut avoir ne dépasse pas la moitié d'un pas du balayage en fréquence de l'analyseur hyperfréquence qui, dans nos mesures, est compris entre 5 et 10 MHz. Donc, l'erreur n'a pas une influence majeure sur les résultats de mesure du facteur de qualité. L'erreur dans la détermination des pertes d'insertion L_A ne pourrait avoir lieu que lorsque le pas du balayage en fréquence en simulation ou mesure est grand. Dans ce cas, il est possible de rater le point exact de sommet du pic de résonance sur la courbe des coefficients de transmission S_{21} et S_{12} , ce qui entraîne une valeur de L_A légèrement décalée par rapport à la vraie valeur.

2.3.4 Modélisation analytique des pertes

La caractérisation hyperfréquence d'un matériau conducteur par la technique de résonateurs coplanaires nécessite la définition de la relation entre la conductivité électrique du matériau, avec lequel il est réalisé, et son facteur de qualité par l'intermédiaire de différents mécanismes de pertes présents dans la structure. Les relations (2.29) et (2.49) montrent le lien entre les pertes traduites par l'atténuation de la ligne de transmission et le facteur de qualité du résonateur.

Dans cette section, on présente la méthode analytique pour le calcul des pertes dans une structure coplanaire, à partir de ses différents paramètres notamment la conductivité électrique.

2.3.4.1 Atténuation de la ligne coplanaire symétrique (CPW)

En général, le facteur de qualité à vide Q_0 d'une structure résonante coplanaire à faible perte est lié aux trois types de pertes : diélectrique, conducteur et par radiation électromagnétique, et exprimé comme suit [39] :

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_r} \quad (2.57)$$

où : Q_d est le terme dû aux pertes diélectriques, Q_c le terme dû aux pertes résistives et Q_r le terme dû aux pertes de radiations.

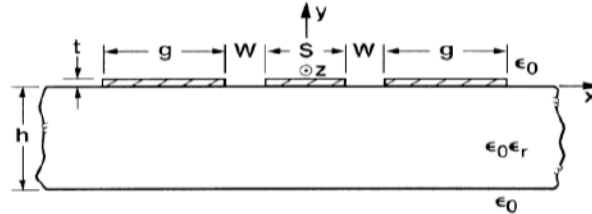


FIGURE 2.18 – Structure du guide d'onde coplanaire

Les formules de ces pertes pour un guide d'onde coplanaire symétrique (figure 2.18) sont détaillés dans la suite.

2.3.4.1.1 Pertes diélectriques Il y a pertes de diélectrique lorsqu'une partie de l'énergie électrique transmise est absorbée par le substrat diélectrique. Elles dépendent principalement des caractéristiques du substrat telles que la tangente de pertes ($\tan \delta$) et sa permittivité relative (ϵ_r). Pour une structure coplanaire symétrique (CPW), l'atténuation due aux pertes diélectriques est :

$$\alpha_d = \frac{\pi}{\lambda_0} \frac{\epsilon_r}{\epsilon_{\text{eff}}} q \tan \delta \quad (\text{nepers/mètre}) \quad (2.58)$$

où :

$$\epsilon_{\text{eff}} = 1 + q(\epsilon_r - 1) \quad (2.59a)$$

et q est le facteur de remplissage :

$$q = 1/2 \pm \frac{K(k_1)}{K(k_1^{\infty})} \pm \frac{K(k_0^{\infty})}{K(k_0)} \quad (2.59b)$$

Les termes $K(k_1)$ et $K(k_0)$ sont les intégrales elliptiques de premier espèce avec le module k_1 et k_0 . Elle est définie par cette formule [40] :

$$K(x) = \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{1 + x^2 \sin^2 \theta} \quad (2.60)$$

où,

$$k_1 = \frac{\sinh\left(\frac{\pi S}{4h_1}\right)}{\sinh\left(\frac{\pi(S+2W)}{4h_1}\right)} \quad (2.61a)$$

$$k_0 = \frac{S}{\sinh(S+2W)} \quad (2.61b)$$

$$k_1^\infty = \sqrt{1 - k_1^2} \quad (2.61c)$$

$$k_0^\infty = \sqrt{1 - k_0^2} \quad (2.61d)$$

2.3.4.1.2 Pertes résistives Les pertes dans les conducteurs sont dues à la conductivité finie des métaux constituant les lignes de transmission. Ces pertes dépendent de l'épaisseur, de la conductivité et des paramètres géométriques de la ligne. L'atténuation due aux pertes résistives α_c peut être calculée par deux techniques analytiques différentes.

2.3.4.1.2.1 Technique de la transformation conforme L'expression de l'atténuation due aux pertes résistives développée selon la méthode de la transformation conforme (Conformal Mapping Method) est [41] :

$$\alpha_c = \frac{R_c + R_g}{2Z_0} \quad (\text{nepers/mètre}) \quad (2.62)$$

L'hypothèse faite pour développer cette expression est que l'épaisseur t du conducteur est beaucoup plus grande que la profondeur de peau dans le métal (environ 5 fois plus grande). R_c est la résistance série en Ohm par unité de longueur du conducteur central, elle est donnée par :

$$R_c = \frac{R_s}{4S(1 - k_0^2)K^2(k_0)} \left[\pi + \ln \frac{4\pi S}{t} \quad k_0 \ln \frac{1 + k_0}{1 - k_0} \right] \quad (2.63)$$

R_g est la résistance série distribuée du conducteur du plan de masse :

$$R_g = \frac{k_0 R_s}{4S(1 - k_0^2)K^2(k_0)} \left[\pi + \ln \frac{4\pi(S+2W)}{t} \quad \frac{1}{k_0} \ln \frac{1 + k_0}{1 - k_0} \right] \quad (2.64)$$

Z_0 est l'impédance caractéristique de la ligne coplanaire :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{30\pi}{\epsilon_{\text{eff}}} \frac{K(k_0^\infty)}{K(k_0)}} \quad (2.65)$$

Le terme R_s est la résistance de surface due à l'effet de peau :

$$R_s = \frac{1}{\delta\sigma} \quad (\Omega) \quad (2.66)$$

où σ est la conductivité, δ est l'épaisseur de peau :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (\text{mètres}) \quad (2.67)$$

avec $\omega = 2\pi f$ la fréquence angulaire, $\mu = \mu_0\mu_r$ la perméabilité du conducteur.

Une autre forme de l'expression des pertes résistives est également démontrée par la technique de transformation conforme [42] et développée par G.Ghione [43], elle est donnée comme suit :

$$\alpha_c = \frac{R_s \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}}{480K(k_0)K'(k_0)} \left\{ \frac{1}{a} \left[\pi + \log \left(\frac{8\pi a(1-k_0)}{t(1+k_0)} \right) \right] + \frac{1}{b} \left[\pi + \log \left(\frac{8\pi b(1-k_0)}{t(1+k_0)} \right) \right] \right\} \quad (2.68)$$

où R_s est la résistance de surface du conducteur donnée par $R_s = 1/(\delta)$, δ est l'épaisseur de peau, σ est la conductivité électrique, $a = S/2$ et $b = S/2 + W$.

2.3.4.1.2.2 Technique de raccordement asymptotique L'atténuation due aux pertes résistives est calculée par la technique du raccordement asymptotique en prenant en compte à la fois l'épaisseur finie ainsi que la conductivité non idéale des conducteurs de la ligne CPW. En outre, la forme de la section transversale du conducteur central n'est pas forcément rectangulaire, mais peut être en forme de trapèze. Ainsi, les côtés du conducteur qui sont normalement supposé verticaux peuvent désormais être considérés comme inclinés selon un angle θ comme le montre la figure 2.19. La largeur du ruban central et la séparation de plans de masse sont respectivement indiquées dans la figure avec $2a$ et $2b$

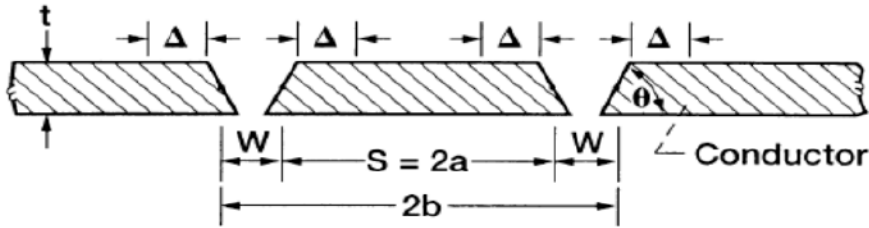


FIGURE 2.19 – Géométrie du conducteur de structure coplanaire montrant le profil des bords

La constante d'atténuation due aux pertes résistives (par la méthode de raccordement asymptotique) est :

$$\alpha_c = \frac{R_{sm}b^2}{16Z_0[K^2(k)](b^2 - a^2)} \left\{ \frac{1}{a} \ln \left(\frac{2a(b-a)}{\Delta(b+a)} \right) + \frac{1}{b} \ln \left(\frac{2b(b-a)}{\Delta(b+a)} \right) \right\} \quad (\text{Nepers/mètres}) \quad (2.69)$$

L'impédance caractéristique est :

$$Z_0 = \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \frac{K(k^\infty)}{K(k)} \quad (\Omega) \quad (2.70)$$

avec

$$k = \frac{a}{\Delta} \quad (2.71a)$$

$$k^\infty = \frac{1}{k^2} \quad (2.71b)$$

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} \quad (2.71c)$$

$$R_{sm} = \omega \mu_c t \pm \left| \left(\frac{\cot(k_c t) + \csc(k_c t)}{k_c t} \right) \right| \quad (2.71d)$$

$$\mu_c = \mu_0 \mu_{rc} \quad (\mu_{rc} \ll 1 \text{ pour le cuivre et l'or}) \quad (2.71e)$$

$$\epsilon_c = \epsilon_0 \epsilon_{rc} \quad j \frac{\sigma_c}{\omega} = \epsilon_0 \quad j \frac{\sigma_c}{\omega} \quad (\epsilon_{rc} \ll 1 \text{ pour le cuivre et l'or}) \quad (2.71f)$$

$$k_c = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \sqrt{1 + j \frac{\sigma_c}{\omega \epsilon_0}} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{j \frac{\sigma_c}{\omega \epsilon_0}} \quad \text{quand } \frac{\sigma_c}{\omega \epsilon_0} \gg 1 \quad (2.71g)$$

Δ est la distance qui limite l'intégration de la densité de courant dans la formule de l'atténuation. Cette distance est choisie de sorte que la puissance des pertes qui en résulte à proximité des bords est conforme à celles du bord. La valeur de cette distance de freinage Δ est une fonction uniquement de la géométrie du bord local, de l'épaisseur de conducteur et de la forme du bord, et est donnée dans le tableau 1 dans [44].

Nous constatons, d'après les formules précédentes de l'atténuation due aux pertes résistives, que ces dernières dépendent toujours de la conductivité électrique du métal. Nous supposons que, lorsqu'on réalise une structure avec plusieurs métaux différents, seules les pertes résistives changent par la modification de la conductivité électrique.

2.3.4.1.2.3 Pertes dans un conducteur avec surface rugueuse Les expressions de l'atténuation due aux pertes résistives, décrites précédemment avec différentes méthodes, sont valables pour les conducteurs avec une surface parfaitement lisse, ce qui n'est pas toujours le cas lorsqu'on dépose le métal sur un substrat diélectrique rugueux afin de garantir une meilleure adhérence. La surface du conducteur est alors forcément rugueuse. Nous devons tenir compte des pertes supplémentaires dues à la rugosité de la surface.

S.P Morgan [45] a modélisé numériquement l'effet de rainures régulières triangulaires et carrées à la surface d'un métal sur les pertes résistives à hautes fréquences. Il a remarqué que les pertes augmentent quand la profondeur de peau est proche de la hauteur des rainures. Avec des rainures avec un rapport de forme d'environ 1 : 1, l'augmentation maximale des pertes de conducteur est un facteur de deux pour un signal qui se déplace perpendiculairement et nettement plus faible pour un signal qui se déplace parallèlement aux rainures. Une simple interprétation du mécanisme est qu'avec une faible profondeur de peau, le signal se propage dans la surface rugueuse du conducteur, ce qui augmente la longueur du trajet et par conséquent la résistance du conducteur. Le facteur entre la valeur des pertes résistives avec une surface

rugueuse et lisse est donné par la formule de Hammerstad et Bekkadal [46] :

$$\alpha_{c,rg} = \alpha_{c0} \left[1 + \frac{2}{\pi} \arctan \left(1.4 \left[\frac{\Delta}{\delta} \right]^2 \right) \right] \quad (2.72)$$

où Δ = moyenne quadratique (RMS) de la rugosité de surface et δ = la profondeur de pénétration du signal.

Les pertes résistive s'accroissent de manière importante si la valeur de la rugosité de surface est proche la profondeur de l'effet de peau à la fréquence de travail. Groisse et al [47] ont décrits un facteur similaire pour corriger les pertes de conducteur pour une surface rugueuse :

$$\alpha_{c,rg} = \alpha_{c0} \left[1 + \exp \left(\left(\frac{\delta}{2\Delta} \right)^{1.6} \right) \right] \quad (2.73)$$

La formule (2.73) est celle utilisée dans le logiciel de simulation HFSS pour calculer les pertes dues à la rugosité de surface. Les deux facteurs ont été comparés graphiquement en fonction de la fréquence [0 – 100 GHz] pour des valeurs de la rugosité de surface de 0.2 à 3 μm [48]. Une saturation vers la valeur 2, en très hautes fréquences pour les grandes valeurs de rugosité a été observée sur les deux facteurs, ce qui signifie que les pertes résistives peuvent être doublées dans un conducteur très rugueux à une fréquence supérieure à 20 GHz.

2.3.4.1.3 Pertes par radiations En plus des pertes résistives et diélectriques, les pertes dues à l'énergie rayonnée dans les lignes coplanaires contribuent sensiblement aux pertes totales. Ces pertes dépendent fortement de la fréquence et de la géométrie de la structure. Pour les substrats épais, les pertes par rayonnement sont dominantes car la ligne rayonne beaucoup dans le diélectrique. Pour les substrats très minces, les pertes par rayonnement sont négligeables et les pertes résistives sont dominantes. Le rayonnement dans le diélectrique se produit parce que la vitesse de phase des ondes se propageant le long de la ligne de transmission est plus grande que la vitesse dans le diélectrique. Le rayonnement est émis dans un semi-cône, d'un angle ψ donné par [49] :

$$\cos(\psi) = \frac{k_z}{k_d} \quad (2.74)$$

où k_z et k_d sont respectivement les constantes de propagation de l'onde guidée et dans le substrat diélectrique.

Rutledge et al [50] ont montré que l'atténuation due aux pertes par rayonnement dans les lignes coplanaires a une dépendance à la fréquence au cube, en utilisant la méthode réciproque et sous l'approximation quasi-statique, et est donnée par :

$$\alpha_r = \left(\frac{\pi}{2} \right)^5 \frac{1}{2} \frac{(1 - 1/\epsilon_r)^2 (S + 2W)^2 \epsilon_r^{3/2}}{\sqrt{1 + 1/\epsilon_r} c^3 K(k) K(k)} f^3 \quad (2.75)$$

où $K(k)$ est l'intégrale elliptique de première espèce, $k = S/(S + 2W)$, S et W sont les dimen-

sions de la structure CPW (figure 2.18).

Pour les fréquences très élevées, la dispersion en fréquence peut être prise en compte et l'angle ψ peut aussi être exprimé en fonction des permittivités :

$$\cos(\psi) = \frac{\epsilon_{\text{eff}}(f)}{\epsilon_r} \quad (2.76)$$

où $\epsilon_{\text{eff}}(f)$ est la permittivité effective qui dépend de la fréquence et ϵ_r est la permittivité du substrat diélectrique.

Le coefficient d'atténuation due aux pertes par rayonnement peut être exprimé en fonction de la permittivité effective du guide d'onde pour une ligne coplanaire [50] :

$$\alpha_r = 2 \left(\frac{\pi}{2}\right)^5 \left(\frac{\left(1 - \frac{\epsilon_{\text{eff}}(f)}{\epsilon_r}\right)^2}{\sqrt{\frac{\epsilon_{\text{eff}}(f)}{\epsilon_r}}} \right) \frac{(S + 2W)^2 \epsilon_r^{3/2}}{c^3 K'(k) K(k)} f^3 \quad (2.77)$$

Cette équation est censée être valable pour des conditions de géométrie limitées par $0.1 < S/W < 10$, épaisseur du substrat $h > 3W$ et longueurs d'onde $\lambda > S + 2W$.

2.3.4.2 Atténuation de la ligne coplanaire asymétrique (ACPW) :

Le résonateur en anneau coplanaire présente pour nous une grande difficulté de fabrication si on souhaite l'utiliser pour la caractérisation des nouveaux matériaux conducteurs car, comme expliqué dans la section 2.3.2.4, le plan de masse central doit être maintenu au potentiel des plans de masses latéraux. Pour éviter cette contrainte technologique, la masse centrale peut être supprimée et la structure est considérée comme un guide d'onde coplanaire asymétrique (figure 2.20).

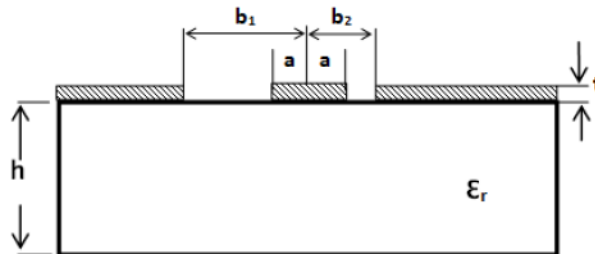


FIGURE 2.20 – Guide d'onde coplanaire asymétrique (ACPW)

Les expressions de l'atténuation due aux pertes résistives, diélectriques et par radiation pour une ligne coplanaire asymétrique ACPW, dans le cas général, sont données par G.Ghione [43] en utilisant la technique de la transformation conforme (Conformal mapping method), par les

équations (2.78a), (2.78b) et (2.78c) :

$$\alpha_c^{\text{ACPW}} = \frac{R_s \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}^{\text{ACPW}}}}{480 K(k) K'(k)} \pm [\Phi(b_1 - a, k) + \Phi(b_2 - a, k) + \Phi(2a, k) - \Phi(b_1 + b_2, k)] \quad (2.78a)$$

$$\alpha_d^{\text{ACPW}} = \tan \delta \frac{\pi f}{c_0} \frac{1}{1/\epsilon_r} \frac{1/\epsilon_{\text{eff}}^{\text{ACPW}}}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}^{\text{ACPW}}}} \quad (2.78b)$$

$$\alpha_r^{\text{ACPW}} = \frac{\pi^3 (1 - \frac{\epsilon_{\text{eff}}^{\text{ACPW}}}{\epsilon_r})^2 (2a)^2 \epsilon_r^{3/2} f^3}{\sqrt{\frac{\epsilon_{\text{eff}}^{\text{ACPW}}}{\epsilon_r}} c^3 K'(k) K(k)} \left[K(\sqrt{k_r k_l}) - \Pi(k_r, \sqrt{k_r k_l}) - \Pi(k_l, \sqrt{k_r k_l}) \right]^2 \quad (2.78c)$$

où :

$$\Phi(x, k) = \frac{1}{x} \left[\log \left(\frac{4\pi x k}{t} \right) + \pi \right] \quad (2.79a)$$

$$k = \sqrt{\frac{2a(b_1 + b_2)}{(b_1 + a)(b_2 + a)}} \quad (2.79b)$$

$$\epsilon_{\text{eff}}^{\text{ACPW}} \ll 1 + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \pm \frac{K'(k_1) K(k)}{K(k_1) K'(k)} \quad (2.79c)$$

$$k_1 = \sqrt{\frac{2 \sinh(\pi a/2h) \pm [\sinh(\pi b_2/2h) + \sinh(\pi b_1/2h)]}{[\sinh(\pi a/2h) + \sinh(\pi b_1/2h)] \pm [\sinh(\pi a/2h) + \sinh(\pi b_2/2h)]}} \quad (2.79d)$$

$$k_{r,l} = \frac{(b_{1,2} - a)}{(b_{1,2} + a)} \quad (2.79e)$$

Π est l'intégrale elliptique de troisième espèce définie par :

$$\Pi(x, y) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{(1 - x \sin^2 \theta) \sqrt{1 - y^2 \sin^2 \theta}} \quad (2.80)$$

Le résonateur en anneau (ring) coplanaire sans plan de masse centrale, que nous souhaitons utiliser pour la caractérisation des matériaux, est un cas particulier de ligne asymétrique ACPW, où le paramètre b_2 tend vers l'infini, comme le montre la figure 2.21.



FIGURE 2.21 – Guide d'onde coplanaire asymétrique avec une seule masse latérale

Dans ce cas, l'expression de l'atténuation est obtenue en remplaçant les paramètres k par

k_3 et k_1 par k_4 qui sont définis par :

$$k_3 = \sqrt{\frac{2a}{b+a}} \quad (2.81a)$$

$$k_4 = \sqrt{\frac{\exp(2\pi a/h) - 1}{\exp[\pi(b+a)/h] - 1}} \quad (2.81b)$$

La permittivité diélectrique effective $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{ACPW}}$ est remplacée par $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{ACPW1}}$, définie par :

$$\epsilon_{\text{eff}}^{\text{ACPW1}} \ll 1 + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \pm \frac{K^{\circ}(k_4)K(k_3)}{K(k_4)K^{\circ}(k_3)} \quad (2.82)$$

L'atténuation totale α du résonateur est la somme des ces différents types de pertes (conducteur, diélectrique et rayonnement). La relation qui relie le facteur de qualité Q_0 et les pertes du résonateur à ligne $\lambda/2$ et du résonateur en anneau est donnée, respectivement, par (2.29) et (2.49).

2.3.4.3 Application des formules analytiques des pertes aux résonateurs

Les méthodes de calcul des différents mécanismes de pertes dans les lignes de transmission coplanaires décrites au cours des sections précédentes ont été appliquées aux résonateurs à ligne $\lambda/2$ et en anneau que nous souhaitons concevoir. L'atténuation due aux pertes résistives et le facteur de qualité total du résonateur sont calculés et tracés en fonction des différentes valeurs des conductivités électriques suivantes : 61, 58, 41, 35, 14 et 9 ± 10^6 S/m, qui correspondent aux conducteurs purs suivants : Argent (Ag), Cuivre (Cu), Or (Au), Aluminium (Al), Nickel (Ni) et étain (Sn) (figures 2.22 à 2.26). Ces matériaux sont beaucoup utilisés dans la fabrication de connecteurs électriques DC et HF.

2.3.4.3.1 Résonateurs à ligne demi-longueur d'onde ($\lambda/2$) coplanaire Pour les lignes coplanaires, trois formules analytiques développées par différentes techniques d'analyse sont disponibles pour calculer l'atténuation due aux pertes résistives. Ce sont la technique de la transformation conforme (Conformal Mapping) qui a été reformulée par G.Ghione [43] et la technique asymptotique. Les figures 2.22 à 2.24 montrent la variation des pertes résistives et les facteurs de qualité des résonateurs à ligne $\lambda/2$ correspondants pour 3 fréquences de résonance 6, 10 et 15 GHz.

Nous observons par ces courbes que l'atténuation due aux pertes résistives diminue en fonction de la conductivité électrique de conducteur, la variation se situe entre environ 0.3 et 0.06 dB/cm dans tous les cas. Par conséquent, le facteur de qualité du résonateur augmente en fonction de la conductivité électrique de conducteur grâce à la diminution des pertes résistives et la stabilisation des autres mécanismes de pertes (diélectrique, radiation). Les résultats obtenus par les différentes méthodes de calcul sont proches les uns des autres. On remarque aussi que lorsqu'on monte en fréquence, les pertes augmentent à cause de la diminution de l'épaisseur de

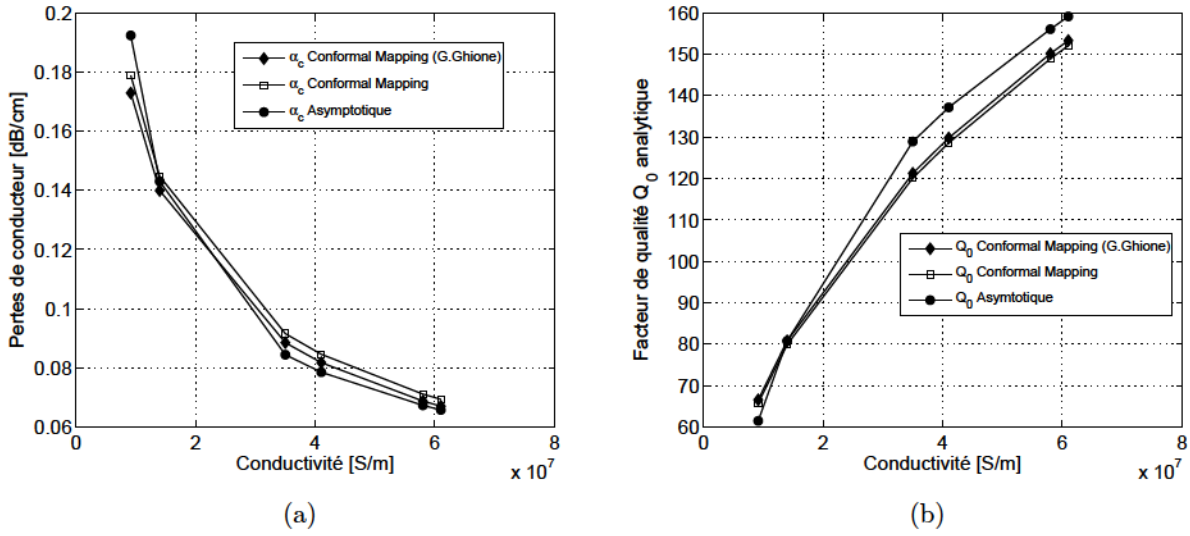


FIGURE 2.22 – Variation de (a) atténuation due aux pertes résistives (b) facteur de qualité du résonateur à ligne $\lambda/2$, par la méthode analytique, à $f_0 = 6$ GHz en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn)

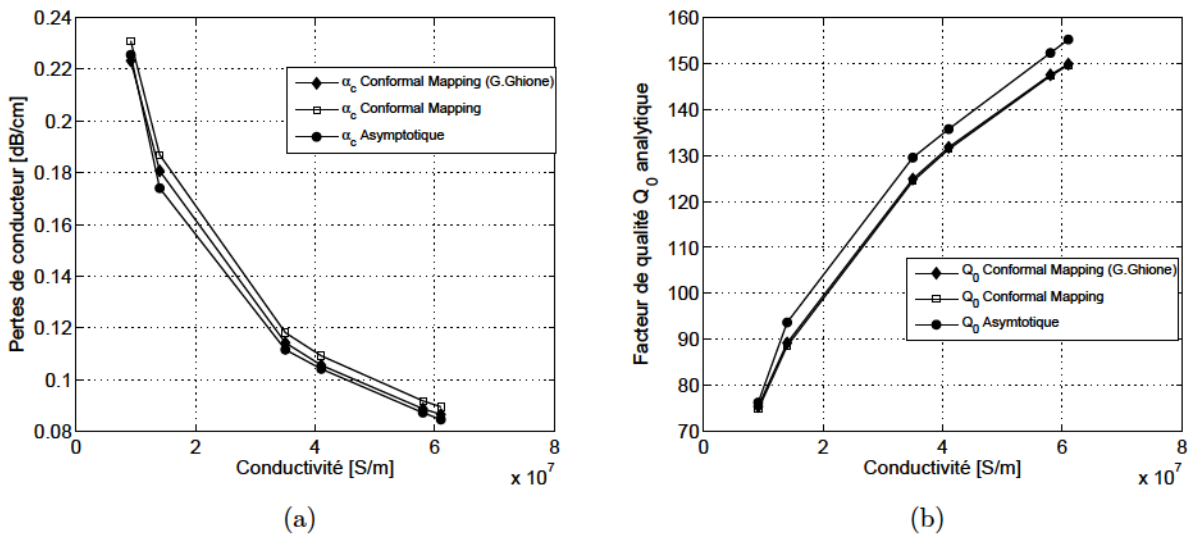


FIGURE 2.23 – Variation de (a) atténuation due aux pertes résistives (b) facteur de qualité du résonateur à ligne $\lambda/2$, par la méthode analytique, à $f_0 = 10$ GHz en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn)

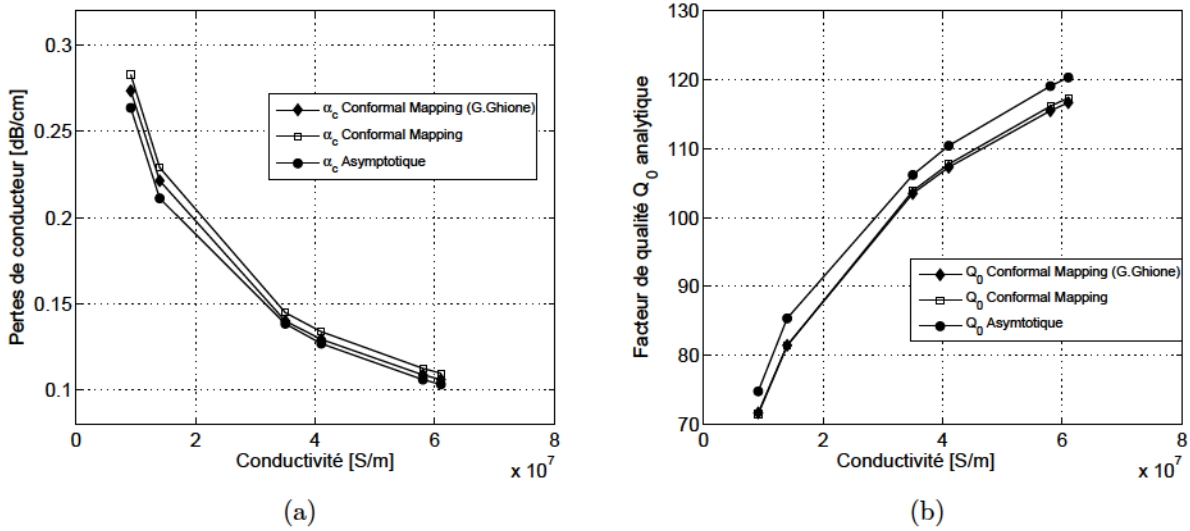


FIGURE 2.24 – Variation de (a) atténuation due aux pertes résistives (b) facteur de qualité du résonateur à ligne $\lambda/2$, par la méthode analytique, à $f_0 = 15$ GHz en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn)

peau (δ) qui entraîne une diminution de la section utile du courant de l'onde électromagnétique donc une résistance plus élevée.

2.3.4.3.2 Résonateurs en anneau coplanaire asymétrique (Ring) Dans le cas du résonateur en anneau coplanaire asymétrique, une seule formule analytique développée par G.Ghione [43] en utilisant la technique d'analyse de la transformation conforme (Conformal Mapping) pour calculer l'atténuation due aux pertes de conducteur. Les figures 2.25 et 2.26 montrent la variation des pertes résistives et des facteurs de qualité totale de résonateurs en anneau correspondants pour deux fréquences de résonance 6 et 10 GHz.

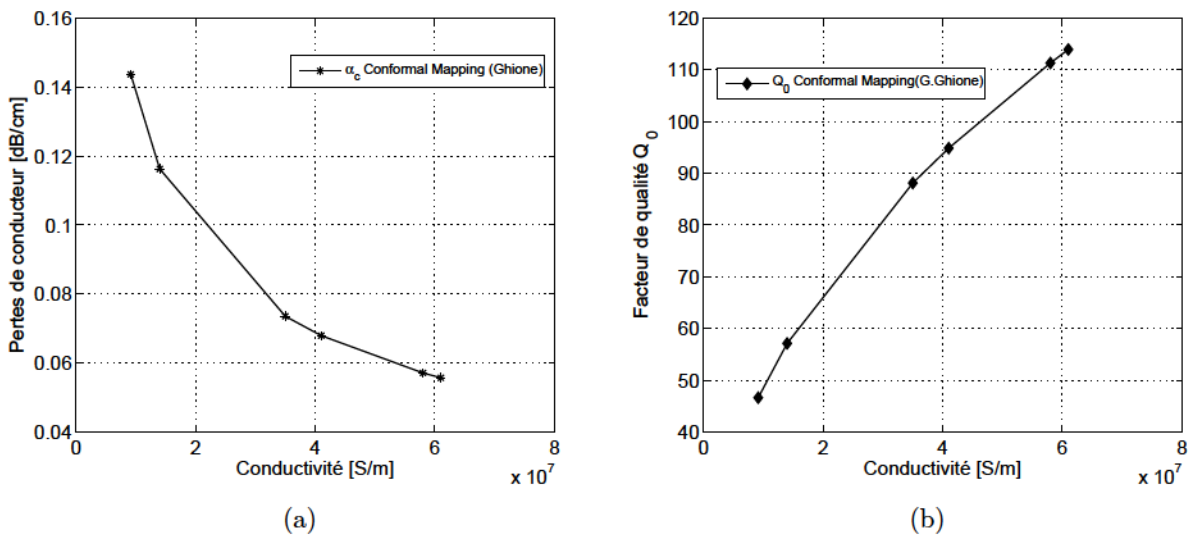


FIGURE 2.25 – Variation de (a) atténuation due aux pertes résistives (b) facteur de qualité du résonateur en anneau, par la méthode analytique, à $f_0 = 6$ GHz en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn)

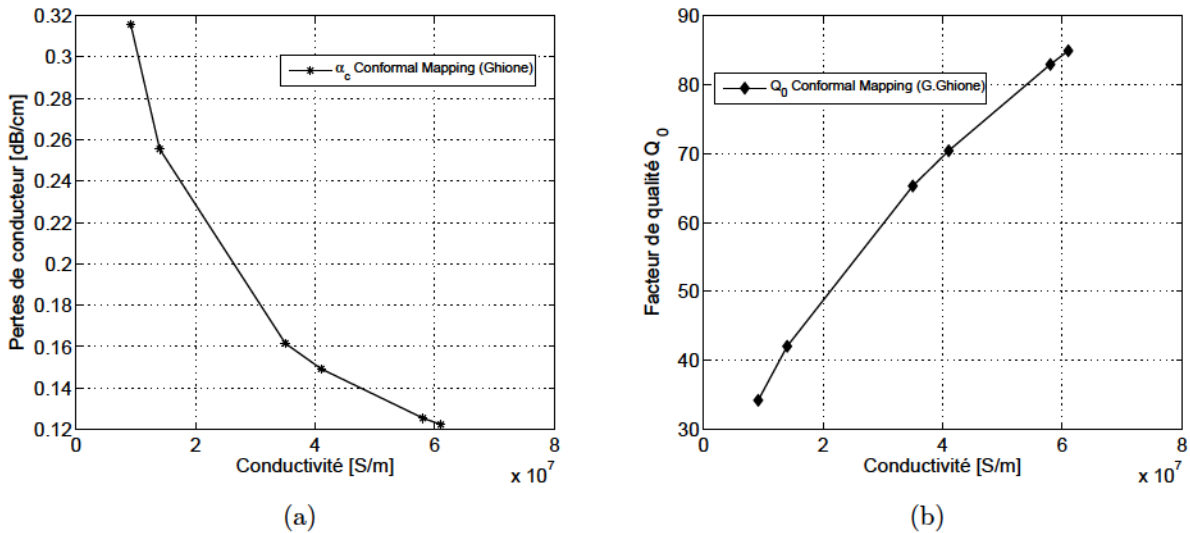


FIGURE 2.26 – Variation de (a) atténuation due aux pertes résistives (b) facteur de qualité du résonateur en anneau, par la méthode analytique, à $f_0 = 10$ GHz en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn)

Les résultats pour le résonateur en anneau montrent que l'atténuation due aux pertes résistives diminue en fonction de la conductivité électrique du conducteur, avec une variation comprise entre environ 0.15 et 0.05 dB/cm à 6 GHz et entre environ 0.32 et 0.12 dB/cm à 10 GHz. La même variation a été observée pour le facteur de qualité du résonateur à ligne $\lambda/2$.

Dans ce type de résonateur, l'augmentation des pertes lors du passage de 6 à 10 GHz est plus importante que celle de résonateur à ligne $\lambda/2$, les pertes ici sont doublées. Cette augmentation est due à deux raisons principales : d'une part la diminution de l'épaisseur de peau (δ) comme nous l'avons vu pour le résonateur à ligne $\lambda/2$ et d'autre part la différence dans les dimensions de deux structures résonantes que nous avons conçues pour les deux fréquences de résonance 6 et 10 GHz. Comme nous pouvons le constater par les formules analytiques, les pertes dépendent également des dimensions de la ligne de transmission notamment la largeur de la ligne du signal (S) et de la fente entre la ligne et le plan de masse (W). Parmi les conditions à respecter lors de la conception de résonateur en anneau, il faut que $S/R < 0.2$, où R est le rayon moyen de l'anneau, afin d'éviter l'excitation des modes d'ordre supérieur [28]. Cette condition et celle d'avoir une impédance caractéristique de 50Ω nous ont imposés de choisir une largeur de ligne $S = 330$ et $185 \mu\text{m}$, et une fente $W = 75$ et $35 \mu\text{m}$, pour, respectivement, le résonateur en anneau à $f_0 = 6$ et 10 GHz. D'après les formules analytiques, les dimensions choisies pour le résonateur en anneau à $f_0 = 10$ GHz provoquent plus de pertes qu'à $f_0 = 6$ GHz.

2.3.5 Modélisation numérique

La technique de caractérisation hyperfréquence de matériaux conducteurs que nous avons adoptée consiste à comparer le comportement d'une structure résonante définie tout en gardant les dimensions, donc la fréquence de résonance, et en changeant le matériau qui constitue la métallisation donc la conductivité électrique du conducteur. Le logiciel HFSS, que nous

avons utilisé pour la conception de nos composants coplanaires, permet de faire une étude paramétrique en fonction de la conductivité du conducteur. Tous les résonateurs à ligne $\lambda/2$ et en anneau conçus sont alors simulés avec les différentes valeurs de conductivité électrique des conducteurs purs de référence : Argent (Ag), Cuivre (Cu), Or (Au), Aluminium (Al), Nickel (Ni) et étain (Sn). Les figures 2.27 à 2.31 montrent la variation des coefficients de transmission S_{12} autour de la résonance et le facteur de qualité Q_0 des résonateurs à ligne $\lambda/2$ et en anneau en fonction de la conductivité électrique des conducteurs purs.

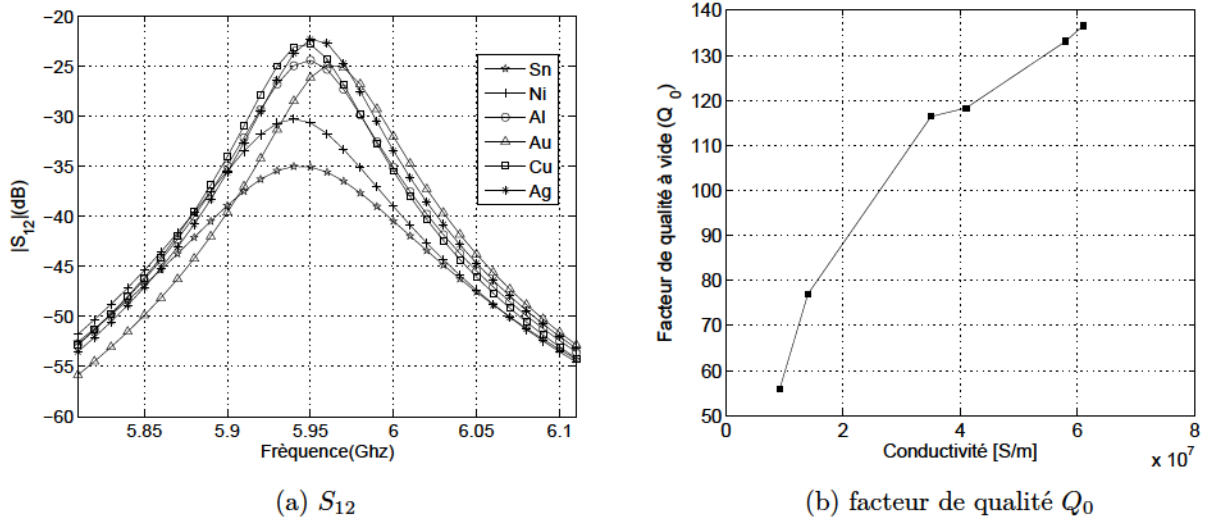


FIGURE 2.27 – Résonateur à ligne $\lambda/2$, $f_0 = 6$ GHz, simulation HFSS en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn)

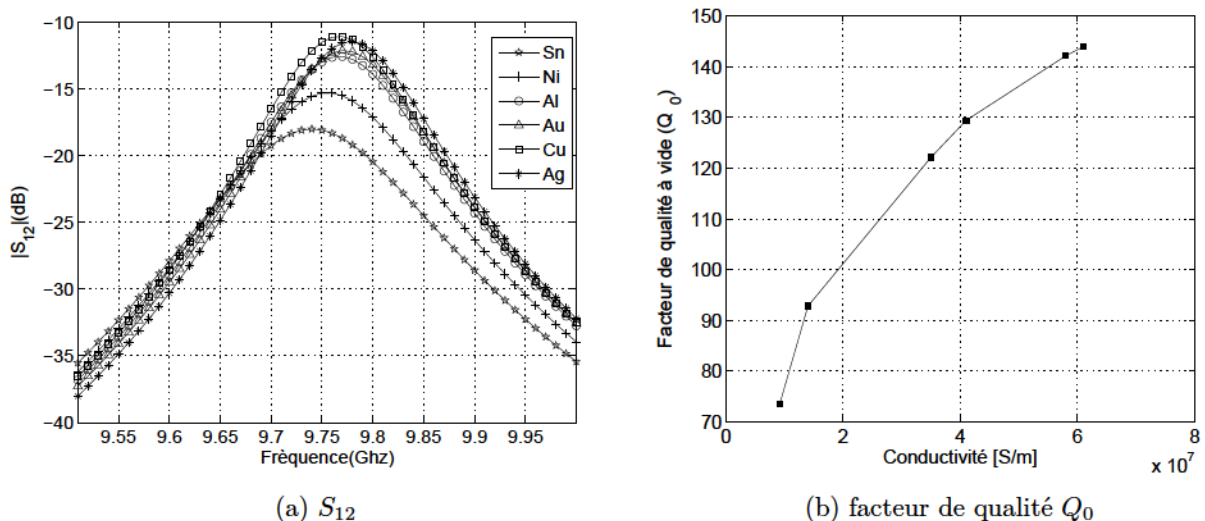
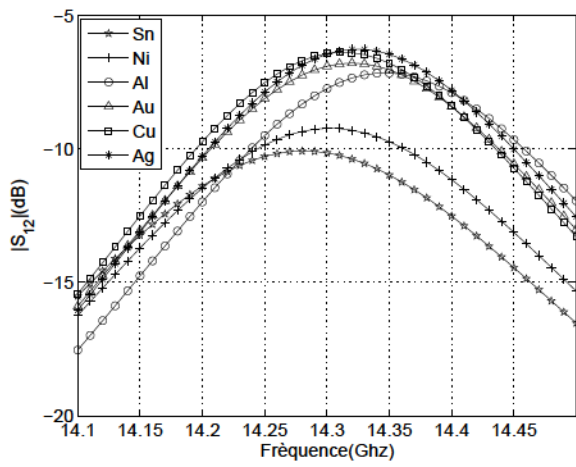
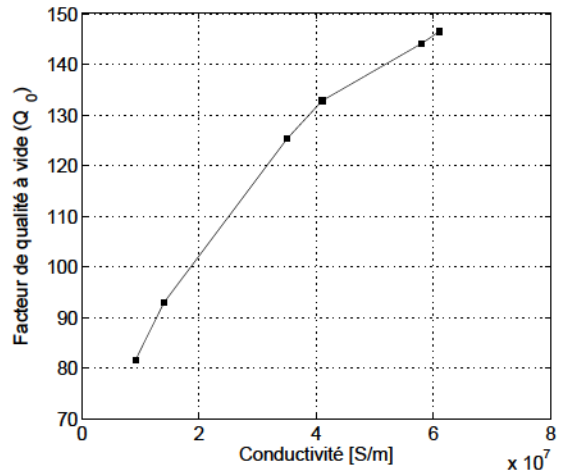


FIGURE 2.28 – Résonateur à ligne $\lambda/2$, $f_0 = 10$ GHz, simulation HFSS en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn)

Nous observons dans les courbes de S_{12} de toutes les structures que la largeur des pics diminue en passant d'un mauvais conducteur à un bon conducteur lorsqu'on augmente la valeur de la conductivité électrique, ce qui entraîne une augmentation du facteur de qualité Q_L . Aussi,

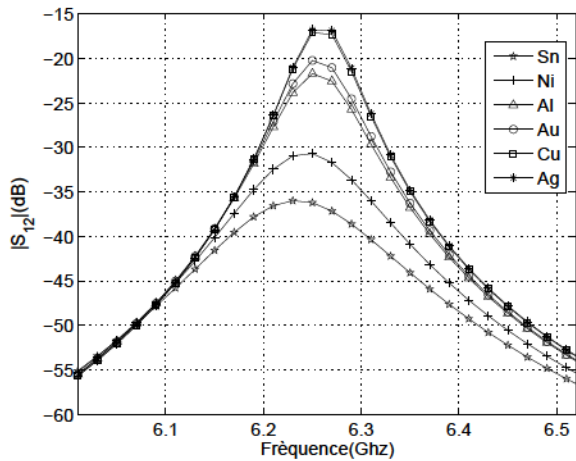


(a) S_{12}

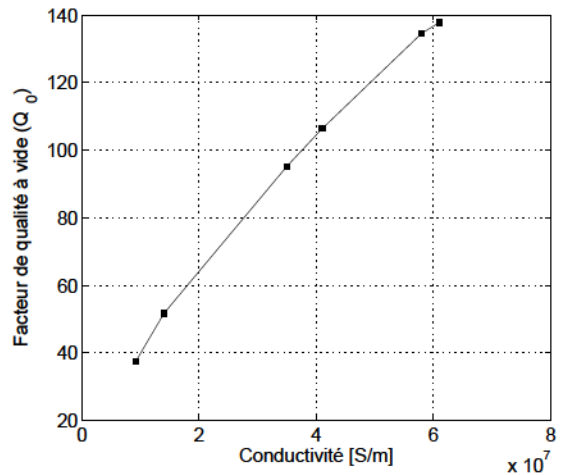


(b) facteur de qualité Q_0

FIGURE 2.29 – Résonateur à ligne $\lambda/2$, $f_0 = 15$ GHz, simulation HFSS en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn)



(a) S_{12}



(b) facteur de qualité Q_0

FIGURE 2.30 – Résonateur en anneau, $f_0 = 6$ GHz, simulation HFSS en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn).

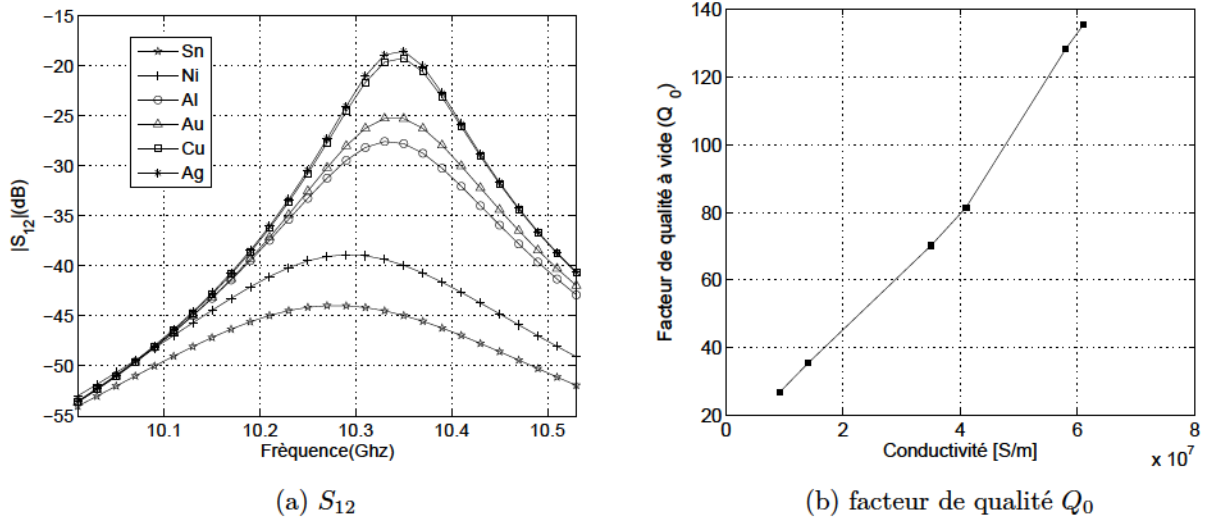


FIGURE 2.31 – Résonateur en anneau, $f_0 = 10$ GHz, simulation HFSS en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn).

en plus de la réduction de la largeur des pics, les pertes d'insertion baissent avec l'augmentation de la conductivité électrique ce qui fait accroître le facteur de qualité à vide Q_0 . Ceci est dû à la diminution des pertes résistives, en supposant que les autres pertes restent constantes.

2.4 Réalisation technologique et résultats expérimentaux

2.4.1 Conception et dimensionnement des composants

Pour cette étude de caractérisation, notre choix de composant s'est porté sur deux types de résonateur coplanaire : le résonateur à ligne avec une longueur égale à la demi-longueur d'onde guidée ($l = \lambda_g/2$) et le résonateur en anneau (ring resonator) sans plan de masse central. Comme cité auparavant, la circonférence moyenne du résonateur en anneau est égale à un entier multiple de la longueur d'onde guidée à la résonance ($2\pi r = n\lambda_g$), où r est le diamètre moyen entre le rayon extérieur et le rayon intérieur du résonateur, λ_g est la longueur d'onde guidée et n le numéro du mode de propagation.

Au début de ces travaux, nous avons conçu et réalisé plusieurs structures pour les tests préliminaires, et à la fin nous avons gardé cinq composants, avec différentes fréquences de résonance, pour la suite de l'étude de caractérisation hyperfréquence de la conductivité, afin de les regrouper sur un seul substrat d'Alumine qui mesure $5 \text{ cm} \pm 2 \text{ cm}$. Le tableau 2.1 récapitule les différents composants conçus et réalisés, avec les dimensions ; longueur l de la ligne ou le rayon r de l'anneau qui définissent la fréquence de résonance du circuit.

La largeur de la ligne et la fente entre celle-ci et les plans de masse latéraux (figure 2.7) sont des paramètres importants dans la conception des structures coplanaires pour définir, d'une part, l'impédance caractéristique de la ligne de transmission qui est fixé dans notre cas à la valeur de l'impédance caractéristique (50Ω) de l'analyseur de réseaux vectoriel (VNA) et,

TABLE 2.1 – Récapitulatif des dimensions et fréquences de résonance des composants

Type de structure	Dimensions (l ou r) [mm]	Fréquence de résonance (théorique) [GHz]
Résonateur demi-longueur d'onde (Ligne $\lambda_g/2$)	$l = 10.6$	$f_0 = 6$
	$l = 6.3$	$f_0 = 10$
	$l = 4.2$	$f_0 = 15$
Résonateur en anneau (Ring)	$r = 3.36$	$f_0 = 6$
	$r = 2$	$f_0 = 10$

d'autre part, pour ne pas dépasser l'ordre de grandeur des dimensions de nos pointes de mesure de type Z-PROB-GSG-500 μm . La formule analytique (2.20) ou un outil numérique permettent de calculer rapidement la valeur de l'impédance caractéristique à partir de ces paramètres en plus des propriétés du substrat diélectrique sur lequel la structure sera réalisée notamment sa permittivité relative.

La phase de conception d'une structure hyperfréquence passe toujours par une étape de simulation numérique sous un logiciel de modélisation électromagnétique 2D ou 3D avant de passer à l'étape de réalisation afin d'éviter les mauvaises surprises dues à une éventuelle erreur de conception. Dans cette étude, nous avons utilisé le logiciel Ansoft-HFSS disponible au laboratoire pour simuler nos structures résonantes (figure 2.32). Il s'agit d'un outil de simulation standard pour une simulation électromagnétique 3D. Il permet de calculer les champs électriques E et magnétiques H , les courants et les paramètres S , Y et Z . C'est un outil de conception d'ingénierie où les utilisateurs n'ont qu'à préciser la géométrie, les propriétés des matériaux et les paramètres de sortie désirés. HFSS générera automatiquement une réponse appropriée en utilisant la méthode des éléments finis. La précision, la capacité et la performance de HFSS assurent la conception des composants opérant à des hautes fréquences tels que les antennes, composants hyperfréquence...etc. Pour simuler une structure, cinq étapes sont nécessaires :

- Dessiner la structure 3D manuellement ou avoir recours à un script (Matlab) qui permet de dessiner automatiquement les structures plus compliquées après avoir spécifié les valeurs des différents paramètres.
- Saisir les propriétés des matériaux (par exemple : le type de conducteur pour la couche métallique, le diélectrique pour le substrat...).
- Définir les excitations et les conditions aux limites (ports d'entrée et de sortie).
- Définir les paramètres de simulation (fréquence adaptative, nombre maximal d'itérations, delta S maximal...).
- Obtenir les résultats des paramètres S , admittance Y ou l'impédance Z sous forme matricielle ou graphique.

La simulation de nos structures résonantes nous a permis de choisir les bonnes dimensions de la structure notamment le gap du couplage qui joue un rôle important dans les pertes

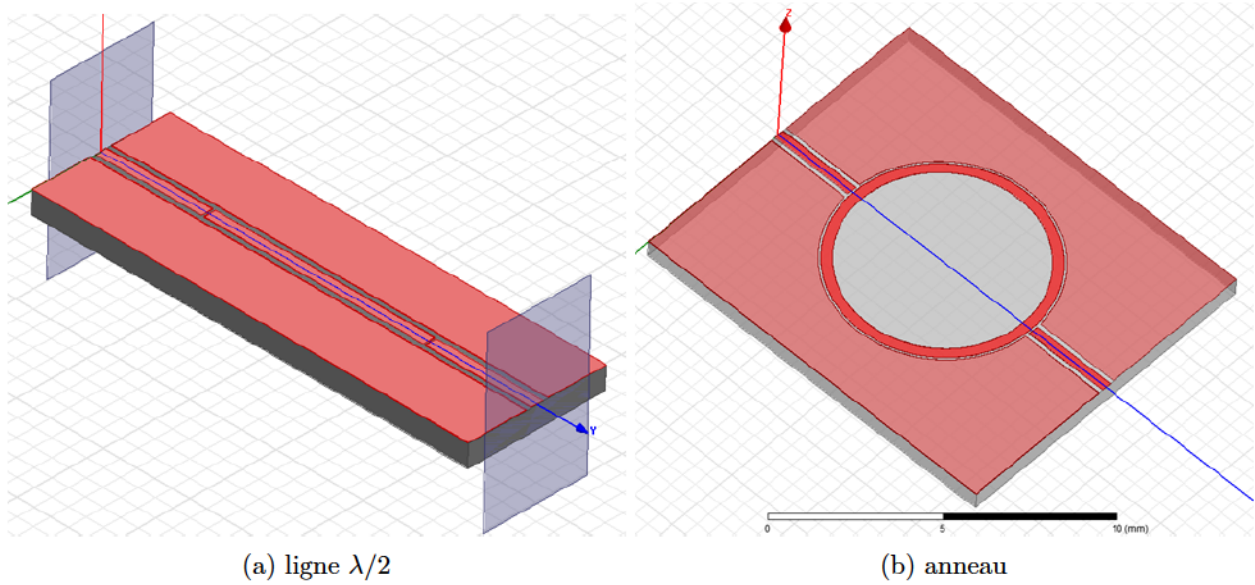
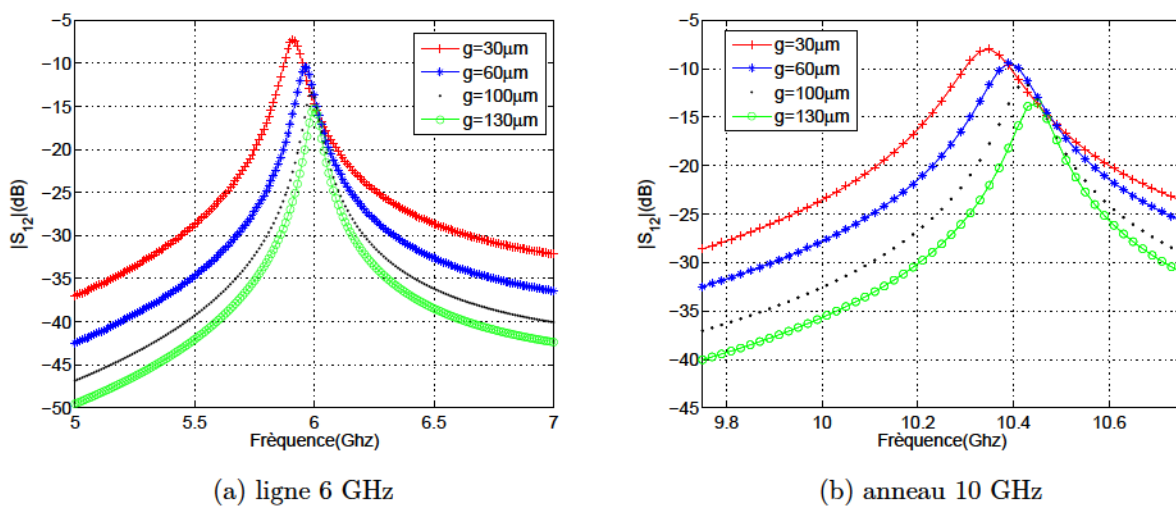


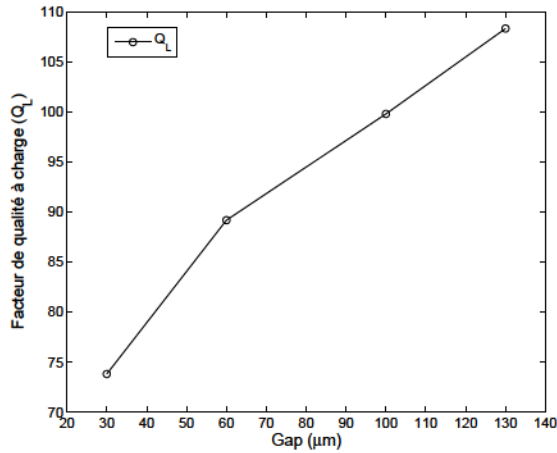
FIGURE 2.32 – Design 3D de deux résonateurs avec le logiciel HFSS

d'insertion et donc la valeur du facteur de qualité en charge du résonateur (Q_L). Pour cela, nous avons mené une étude paramétrique afin d'étudier l'influence de la taille du gap sur le comportement de la structure en observant les pics de résonance qui donnent une idée sur les pertes d'insertion et le facteur de qualité en charge Q_L , ainsi que le facteur de qualité à vide Q_0 . Nous avons choisi un résonateur ligne demi-longueur d'onde ($\lambda_g/2$) avec une fréquence de résonance $f_0 = 6$ GHz et un résonateur en anneau avec $f_0 = 10$ GHz, et fait varier la largeur du gap de couplage entre quatre valeurs : 30, 60, 100 et 130 μm . La figure 2.33 montre la variation du coefficient de transmission S_{12} autour du pic de résonance en fonction de la taille du gap de couplage.

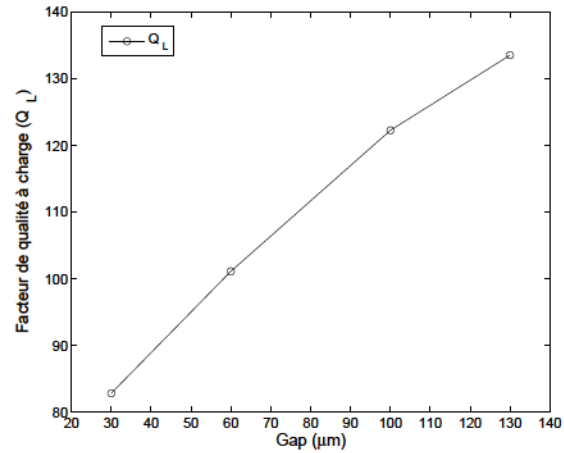
FIGURE 2.33 – Variation du coefficient de transmission S_{12} en fonction de la taille du gap pour deux résonateurs

Nous remarquons que la taille du gap est inversement proportionnelle à la largeur des pics de résonance et directement proportionnelle aux pertes d'insertion ; c'est-à-dire qu'une longueur

du gap faible provoque une bonne transmission mais avec une largeur de résonance importante qui se traduit par un faible facteur de qualité en charge Q_L (figure 2.34). On observe également lorsque le couplage est plus large, que les pics sont de plus en plus fins, donc un facteur Q_L plus élevé mais avec une atténuation plus importante.



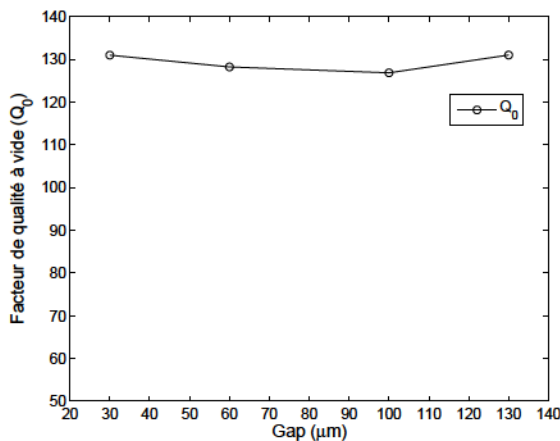
(a) ligne 6 GHz



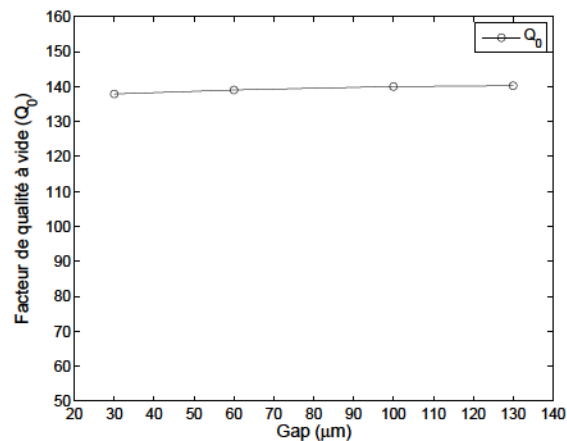
(b) anneau 10 GHz

FIGURE 2.34 – Variation du facteur de qualité Q_L en fonction de la taille du gap pour deux résonateurs

La figure 2.35 montre l'influence de la taille du gap sur le facteur de qualité à vide Q_0 qui est un paramètre obtenu après l'élimination des pertes de couplage selon la formule (2.54). Il est donc lié seulement aux pertes diélectriques, résistives et éventuellement au rayonnement de la ligne résonante.



(a) ligne 6 GHz



(b) anneau 10 GHz

FIGURE 2.35 – Variation du facteur de qualité à vide Q_0 en fonction de la taille du gap pour deux résonateurs

On observe une variation très légère de Q_0 malgré la variation de la taille du gap, sa valeur reste autour de 130 pour le résonateur à ligne et 140 pour le résonateur en anneau car la diminution de Q_L est compensée par l'abaissement des pertes d'insertion. De manière générale,

la taille du gap de couplage affecte les performances du résonateur. Si un gap très petit est utilisé, les pertes d'insertion seront plus faibles, mais le champ électromagnétique dans la structure résonante sera fortement affecté. Un gap très large provoque au contraire moins de perturbation de champ, mais plus de pertes [51]. Dans les résonateurs en anneau, lorsque le pourcentage de la région du couplage par rapport à la circonférence de l'anneau est grand, la performance de la structure est plus perturbée. Le meilleur compromis pour nos structures semble être une largeur du gap de 60 μm pour les résonateurs à ligne $\lambda/2$, 35 et 75 μm pour les résonateurs en anneau avec, respectivement, des fréquences de résonances de 10 et 6 GHz.

2.4.2 Mise en œuvre technologique

2.4.2.1 Gravure par voie chimique

Les différentes phases de fabrication du dispositif coplanaire sont schématisées sur la figure 2.37 et sont résumées en quatre étapes principales :

- Conception d'un masque optique.
- Dépôt de la couche métallique sur le substrat d'alumine.
- Réalisation des motifs en résine par photolithographie en salle blanche.
- Gravure des motifs.

Le masque optique contient les motifs des structures que l'on souhaite réaliser, il est conçu à l'aide du logiciel HFSS, puis fabriqué par un prestataire (figure 2.36). Le dépôt de la couche métallique sur le substrat d'alumine (Al_2O_3) a été élaboré par la technique de pulvérisation cathodique (voie sèche) ou la technique électrolytique (voie humide). Les dépôts obtenus par voie humide ont été réalisés par la société Radiall basée à Voreppe. Les dépôts obtenus par voie sèche ont été réalisés dans notre laboratoire pour le cas du cuivre pur et chez IRIES, filiale recherche et développement du groupe HEF, basée à Andrézieux-Bouthéon, pour le reste des matériaux. Le substrat diélectrique utilisé possède les propriétés suivantes : une épaisseur de 635 μm , une permittivité $\epsilon_r = 9,8$ et une tangente de perte $\tan \delta = 4.10^{-6}$ (valeur mesurée à 10 GHz). La métallisation atteint une épaisseur d'environ 4 μm .

La réalisation des motifs en résine par photolithographie est réalisée en salle blanche à l'aide des procédés standards de la microélectronique (figure 2.37). Quelques gouttes de résine SPR505 (≈ 100 nm) ont été déposées sur la couche métallique à l'aide d'une pipette et grâce à une tournette (spin coating), la résine est étalée sur tout le film conducteur. Ensuite, la résine est séchée sur une plaque chauffante afin d'éliminer les solvants et polymériser la couche photosensible, puis insolée pendant une dizaine de secondes avec une lumière ultra-violet (UV) à travers le masque. Après l'insolation, la résine est révélée dans un développeur (une solution basique) pour obtenir les motifs. La dernière étape dans la salle blanche est la densification de la résine par un recuit à haute température (Hard bake à 110 °C) afin de résister à la solution de gravure.

Finalement, la dernière étape dans le processus de fabrication est la gravure, qui est la phase la plus critique. Elle a pour but d'enlever le métal non protégé par la résine afin de faire



FIGURE 2.36 – Masque optique sur verre pour la photolithographie des structures résonantes

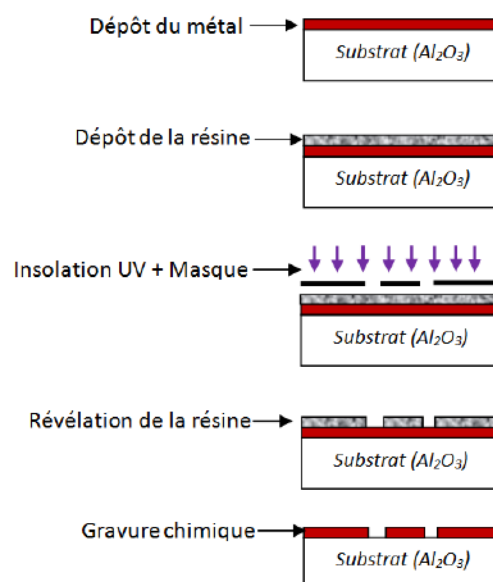
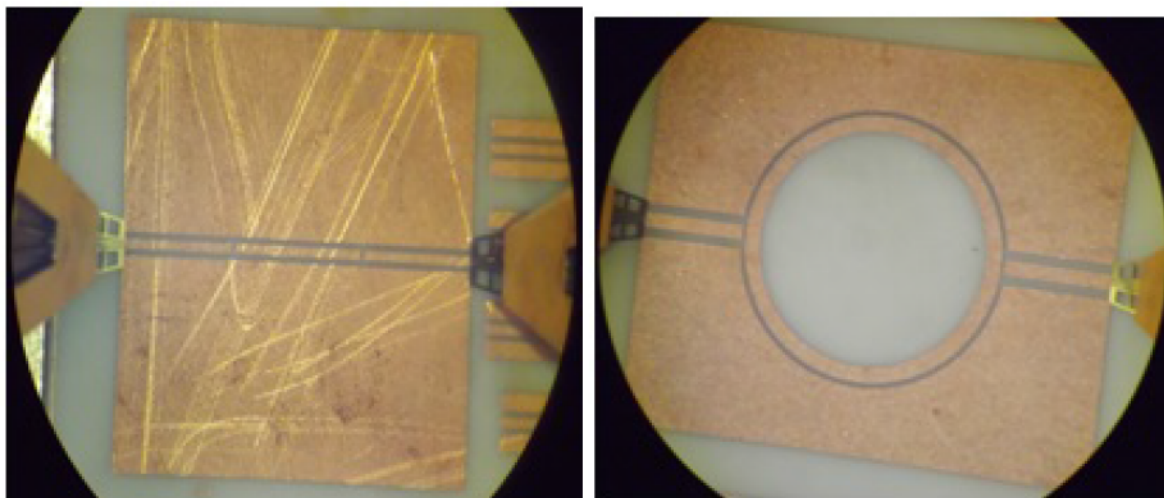


FIGURE 2.37 – Représentation des étapes de fabrication d'une structure coplanaire

apparaître le motif souhaité. Cette phase consiste à tremper l'échantillon dans une solution composée d'un acide ou un mélange d'acides dilués (gravure humide). L'acide grave la couche métallique en dissolvant la matière par une réaction chimique. Le type d'acide dépend de la nature du conducteur utilisé pour la fabrication, et la vitesse de gravure dépend de la concentration de la solution et de la température. La gravure du cuivre et du nickel a été réalisée en utilisant une solution de perchlorure de fer (Fe_2Cl_3) suractivée et diluée à 50%. Pour l'argent, la gravure a été réalisée avec l'acide nitrique (HNO_3) à 10%. Par contre, les motifs en or ont été gravés au sein de la société RADIALL à l'aide d'une solution cyanurée. Le problème souvent rencontré dans cette phase est la sur-gravure lorsque l'acide passe sous la résine ce qui entraîne une modification des dimensions de la structure, voire un décollement total du dépôt. La figure 2.38 montre un exemple de composants réalisés en cuivre par une gravure humide.



(a) ligne demi-longueur d'onde

(b) anneau (ACPW)

FIGURE 2.38 – Structures résonantes réalisées par gravure humide

2.4.2.2 Gravure par laser

Les dispositifs vont être également réalisés avec les nouveaux matériaux de type conducteur composite à caractériser. La gravure chimique reste, à ce jour, limitée à certains conducteurs purs car nous avons rencontré des difficultés pour graver les nouveaux matériaux composites. Pour cette raison, nous avons fait appel à une autre technique de gravure, la gravure laser femto seconde (gravure sèche). La figure 2.39 montre plusieurs composants réalisés avec différents matériaux par la technique de gravure laser effectuée par MANUTECH-USD à Saint-Étienne.

Cette technique de gravure présente l'avantage de ne pas dépendre de la nature du conducteur ni à sa composition microstructurale. En plus, on évite toute la phase de la photolithographie faite en salle blanche.

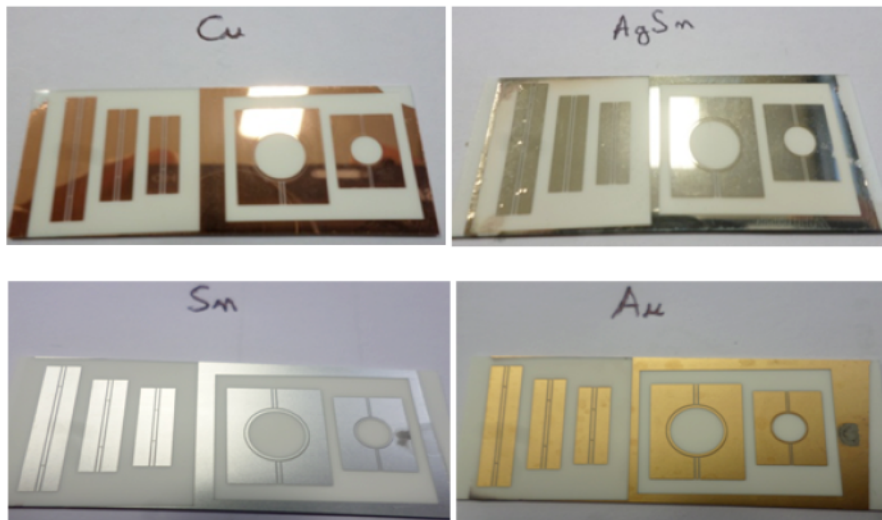


FIGURE 2.39 – Structures résonantes réalisées avec différents matériaux par la gravure femto-laser

2.4.2.3 Mesures dimensionnelles par profilométrie

La gravure par laser est une technique nouvelle, plus particulièrement dans le domaine de gravure des dépôts des couches minces métalliques. Une série de mesures des dimensions des composants réalisés par gravure laser et chimique a été effectuée avec un profilomètre afin de voir la reproductibilité de la fabrication et l'impact de la technique de gravure et la nature du matériau à graver sur les dimensions (figure 2.40).

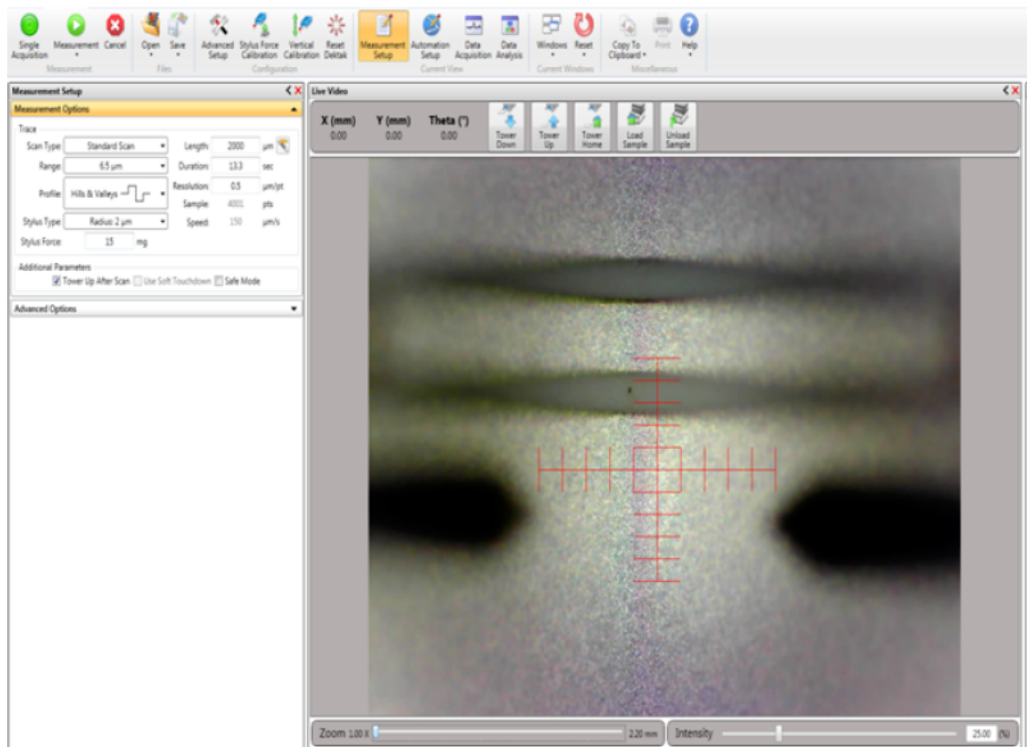


FIGURE 2.40 – Mesure par profilométrie de dimensions des composants résonateurs coplanaires

Les figures 2.41 et 2.42 montrent des résultats de profilométrie pour une ligne coplanaire symétrique ($\lambda/2$) et un résonateur en anneau coplanaire asymétrique (Ring). Nous avons observé

que sur la plupart des composants, la gravure a commencé à graver le substrat diélectrique sous la couche métallique (phénomène de sur-gravure verticale). Ce phénomène de sur-gravure verticale est probablement dû à l'intensité de laser ou la vitesse de balayage de laser.

Nous avons effectué une simulation numérique d'une de nos structures coplanaires avec une fente de sur-gravure verticale de profondeur $2\ \mu\text{m}$ dans le substrat diélectrique, afin de voir son influence sur les pertes dans le composant et sur son facteur de qualité. Nous n'avons observé qu'une légère augmentation du facteur de qualité, donc une diminution des pertes totale dans la structure avec un substrat sur-gravé. Cela peut être dû à la diminution de la permittivité effective ϵ_{eff} [39], qui résulte en une diminution des pertes diélectrique et de radiation. Ce phénomène étant très faible, nous ne l'avons pas pris en compte dans nos modèles.

La gravure humide ne pose pas ce genre de problème car l'agent d'attaque chimique (acide) utilisé ne réagit pas avec le diélectrique (Alumine), c'est le résultat montré dans la figure 2.43. Par contre, comme dit précédemment, il pourrait apparaître une sur-gravure horizontale.

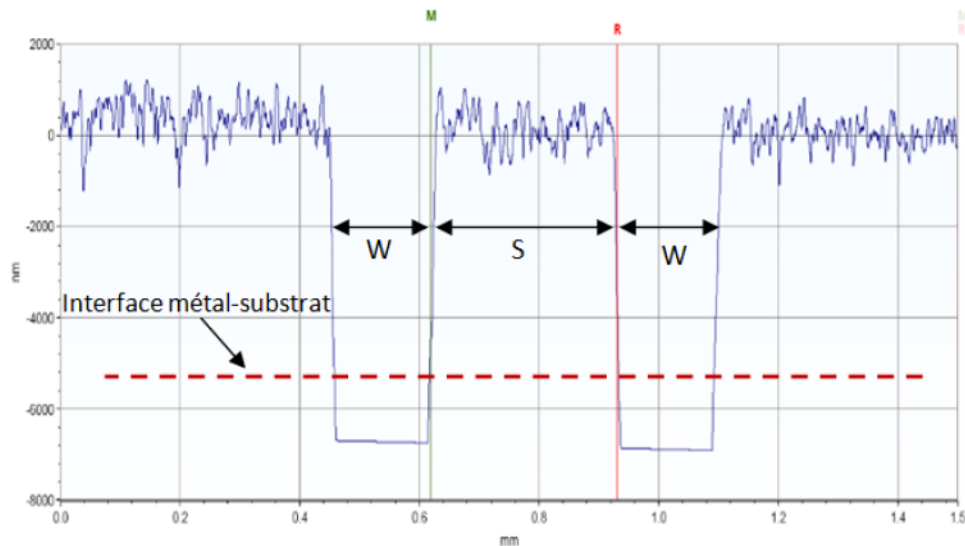


FIGURE 2.41 – Mesure profilométrique des dimensions d'une structure de ligne coplanaire symétrique réalisée par gravure laser

Les figures 2.44, 2.45 et 2.46 montrent la variation de la largeur du ruban S et la fente W de la ligne résonante des composants résonateurs à ligne coplanaire $\lambda/2$ et résonateurs en anneau (Ring) à $f_0 = 6$ et 10 GHz, réalisés par gravure laser. Les paramètres S et W sont identiques pour les trois structures résonateurs à ligne $\lambda/2$ (6, 10 et 15 GHz), ils sont présentés dans la même figure 2.44.

Nous observons, par ces résultats (figures 2.44, 2.45 et 2.46), une variation des paramètres S et W relativement faible autour d'une valeur moyenne (ligne rouge pointillée) mais pas négligeable. L'écart-type de ces dimensions est compris entre 2.26 et 5.09, cette valeur n'est pas élevée par rapport à l'ordre de grandeur des données, ce qui indique une bonne reproductibilité de gravure. On remarque aussi qu'il existe un écart entre la valeur moyenne des dimensions de fabrication et la valeur du masque numérique (ligne noire) plus ou moins important d'un composant à l'autre. Donc, dans les futurs travaux, il faudra optimiser le réglage du système de

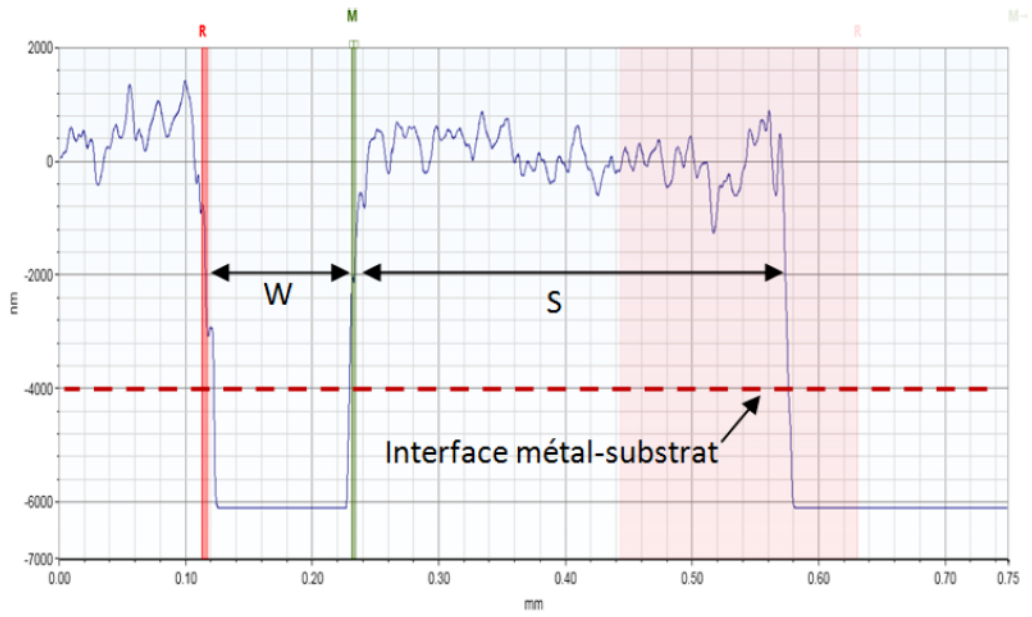


FIGURE 2.42 – *Mesure profilométrique des dimensions d'une structure de ligne coplanaire asymétrique (résonateur en anneau) réalisée par gravure laser*

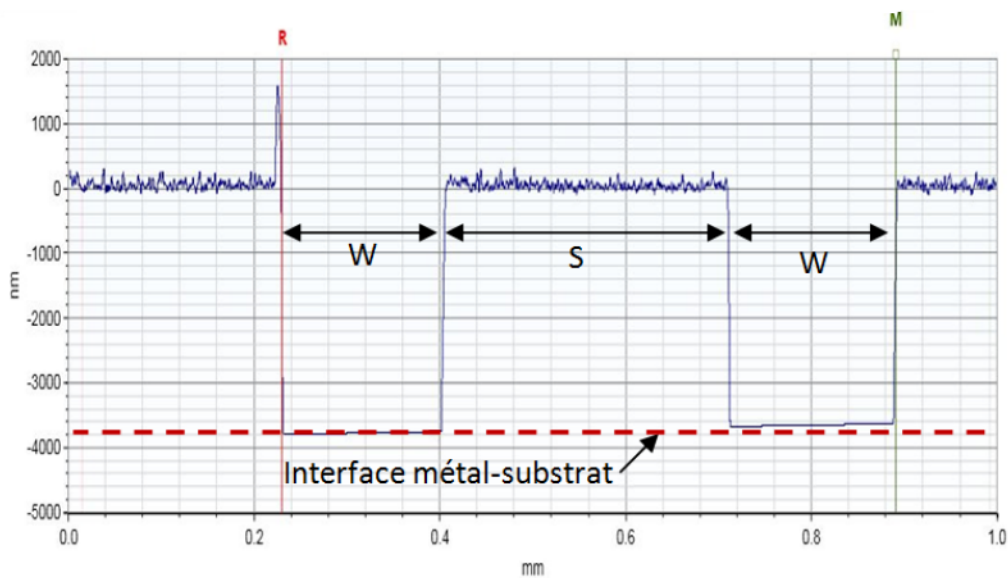


FIGURE 2.43 – *Mesure profilométrique des dimensions d'une structure de ligne coplanaire symétrique réalisée par gravure chimique*

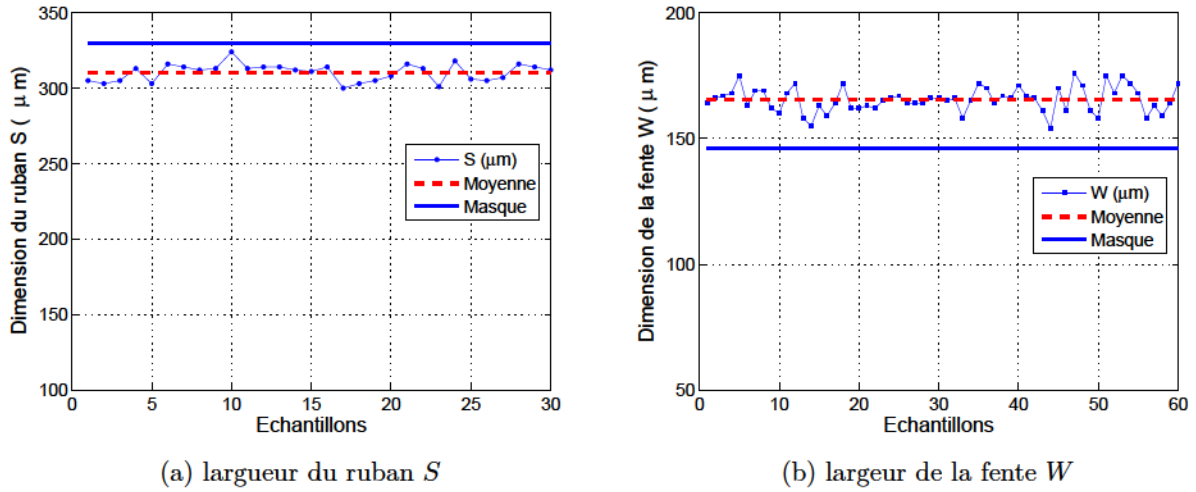
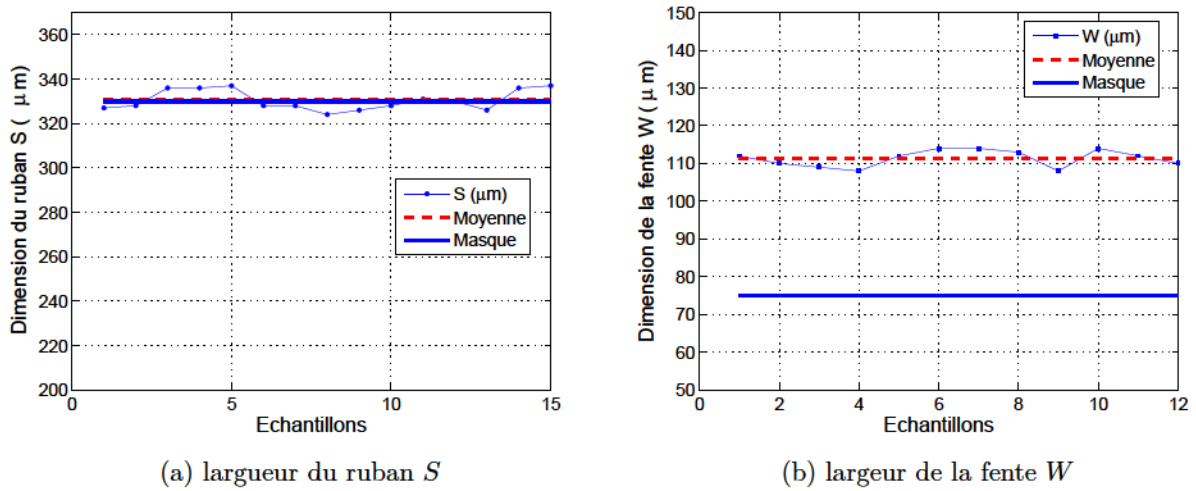
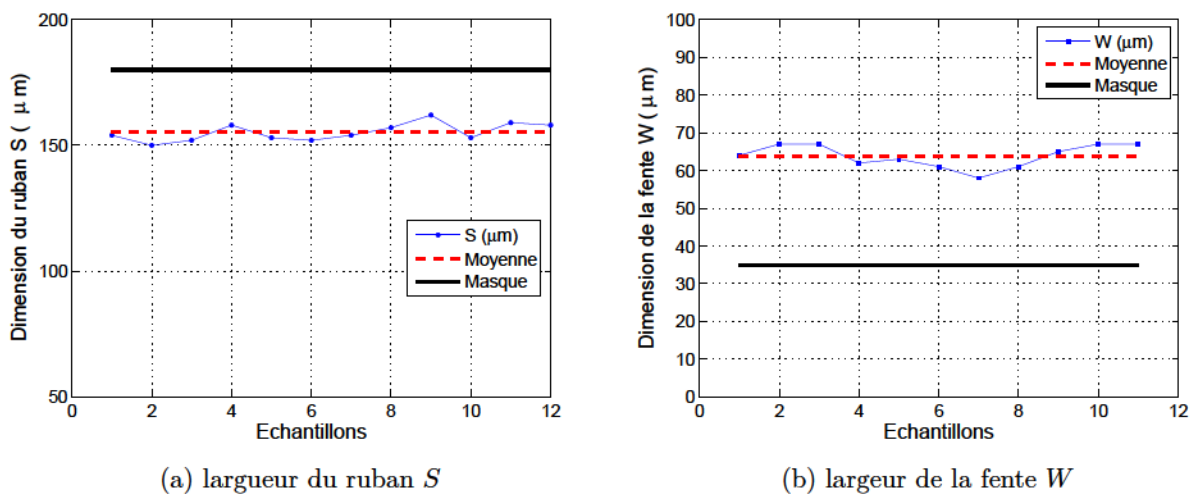


FIGURE 2.44 – Variations des dimensions de la ligne coplanaire symétrique réalisée par gravure laser

FIGURE 2.45 – Variations des dimensions du résonateur en anneau coplanaire asymétrique (Ring), avec $f_0=6$ GHz, réalisé par gravure laserFIGURE 2.46 – Variations des dimensions du résonateur en anneau coplanaire asymétrique (Ring), avec $f_0=10$ GHz, réalisé par gravure laser

gravure laser afin de diminuer l'écart entre les dimensions du masque numérique et l'alignement du laser.

La variation des paramètres S et W pour les composants réalisés par gravure chimique est montrée dans la figure 2.47. Le décalage entre les dimensions réelles et celles du masque numérique est prévisible dans cette technique de gravure (sur-gravure horizontale). On constate que l'écart type de ces valeurs est égal à plus de 10, ce qui signifie une dispersion des valeurs réelles autour de la moyenne plus grande que celle observée pour la gravure laser. Cela indique que la reproductibilité de la gravure chimique est moins bonne que par laser.

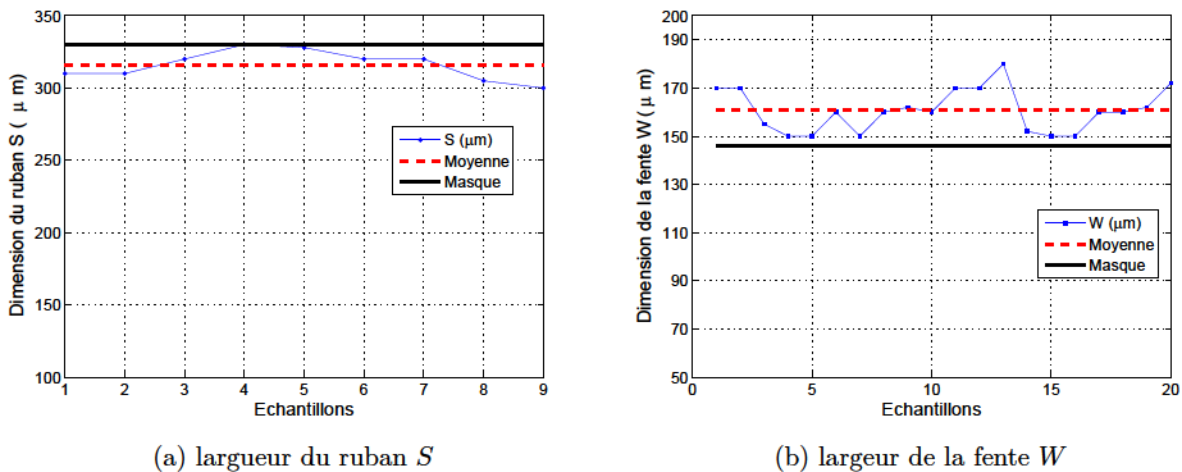


FIGURE 2.47 – Variations des dimensions de la ligne coplanaire symétrique réalisée par gravure chimique

2.4.3 Moyens de mesures

Le banc de mesure hyperfréquence utilisé dans cette étude, se compose d'un testeur sous pointes coplanaires et d'un analyseur vectoriel de réseau (VNA) fonctionnant entre 10 MHz et 60 GHz, nous avons mesuré nos résonateurs dans la bande [10 MHz – 25 GHz] avec un pas de 10 MHz. Les pointes de test sont coplanaires de type GSG (Ground-Signal-Ground), ces pointes sont donc constituées de trois aiguilles parallèles, dont une centrale qui sera en contact avec le signal et deux latérales qui seront en contact avec les plans de masse (figure 2.48).

Le calibrage est indispensable pour toute mesure correcte en hyperfréquence, il permet à l'analyseur d'éliminer les diverses erreurs de mesure, telles que les erreurs dues aux câbles et aux connecteurs. Nous l'effectuons à l'aide d'un kit de calibrage coplanaire adapté aux pointes de mesure en utilisant les standards TOSM (Through – Open – Short – Match).

2.5 Résolution du problème inverse

Les résultats montrés dans les sections de modélisation analytique et numérique des pertes dans les structures résonantes coplanaires (ligne et anneau) mettent en évidence la relation entre

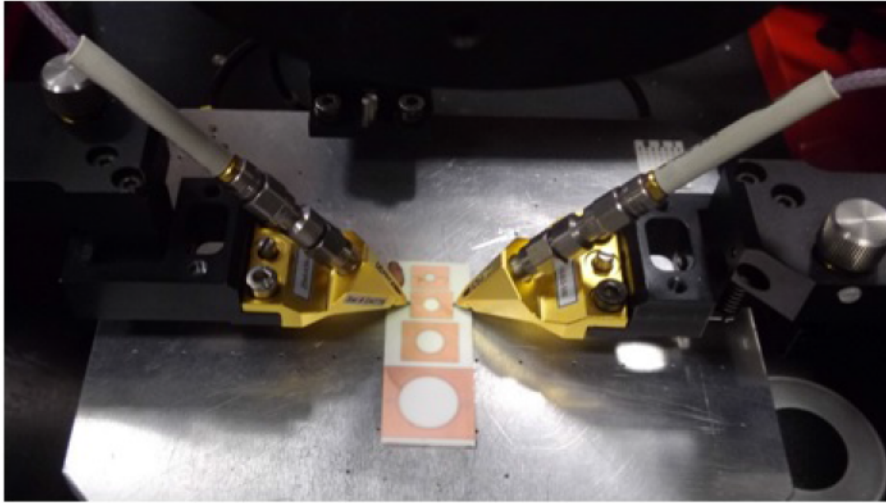


FIGURE 2.48 – Banc de mesure sous pointes coplanaires

la conductivité électrique de la métallisation et les pertes dans la structure traduites par son facteur de qualité Q_0 . L'objectif de la caractérisation décrite ici est de fournir la conductivité des conducteurs composites en fonction de la mesure de ce facteur de qualité.

Nous avons réalisé les différentes structures résonantes, conçues pour différentes fréquences de résonance : 6 GHz et 10 GHz, avec les conducteurs purs : argent (Ag), cuivre (Cu), or (Au) et étain (Sn) constituant une couche de 4 μm d'épaisseur. Ces matériaux purs ont été choisis afin d'avoir des valeurs de référence. Les nouveaux matériaux à caractériser sont également utilisés comme couche métallique des résonateurs.

À l'aide d'un analyseur vectoriel de réseaux (VNA) et d'un testeur sous pointes coplanaires, nous avons mesuré les paramètres S de toutes les structures résonantes. Les courbes de transmission S_{12} pour tous les matériaux purs de référence et les composites à caractériser sont présentées dans les figures 2.50(a), 2.51(a), 2.52(a) et 2.53(a). Chaque matériau présente une courbe de résonance différenciée, liée à sa conductivité. Le facteur de qualité Q_0 qui correspond à la résonance de chaque matériau est ensuite calculé selon les formules citées précédemment, réécrites ici :

$$Q_L = \frac{f_0}{f_{h3dB} - f_{l3dB}} \quad (2.83)$$

où Q_L est le facteur de qualité en charge du résonateur, f_0 la fréquence de résonance, f_{h3dB} et f_{l3dB} sont les fréquences qui correspondent à 3 dB sous le maximum.

$$Q_0 = \frac{Q_L}{1 - 10^{-L_A/20}} \quad (2.84)$$

où L_A est le terme de pertes d'insertion à la résonance.

Deux méthodes de caractérisation de la conductivité hyperfréquence ont été utilisées afin d'extraire la valeur de la conductivité effective d'un matériau conducteur composite :

- la méthode de l'abaque du facteur de qualité à partir des conducteurs purs de conductivité connue,
- la méthode du calcul inverse avec les modèles analytiques.

Elles sont présentées avec les résultats de caractérisation dans les deux parties suivantes.

2.5.1 Caractérisation avec la méthode de l'abaque

Les figures 2.50(b), 2.51(b), 2.52(b) et 2.53(b) présentent les courbes du facteur de qualité Q_0 des conducteurs purs de référence en fonction de leurs conductivités électriques théoriques σ pour les deux résonateurs (ligne et anneau) avec $f_0 = 6$ et 10 GHz. Les valeurs de Q_0 obtenues sont reportées dans la moitié gauche des tableaux 2.2, 2.3, 2.4 et 2.5 avec les conductivités de référence. Avec ces valeurs nous avons tracé l'équation de tendance de Q_0 (régression linéaire) afin de l'utiliser comme abaque afin d'extraire la valeur de la conductivité électrique effective σ_{eff} des nouveaux matériaux à partir de la valeur Q_0 mesurée (figure 2.49).

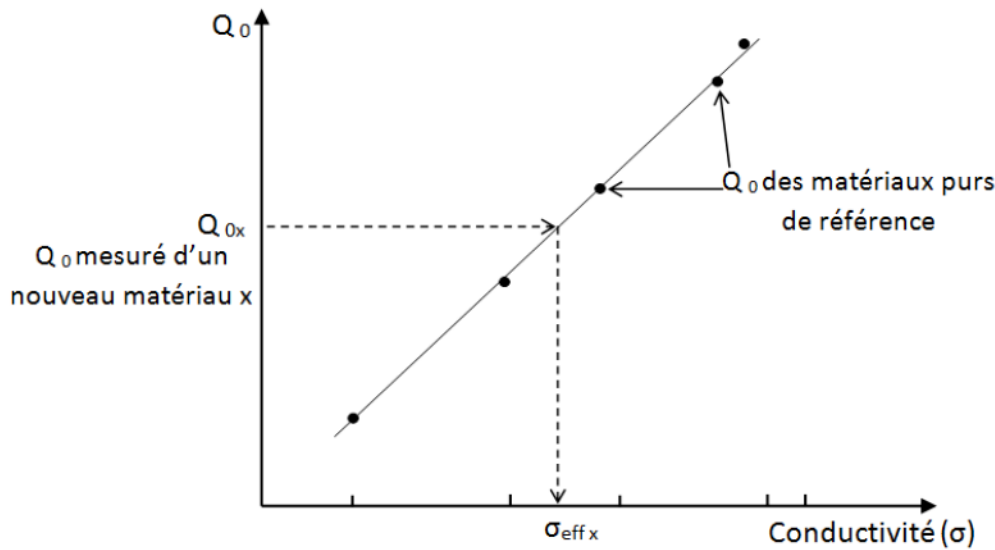
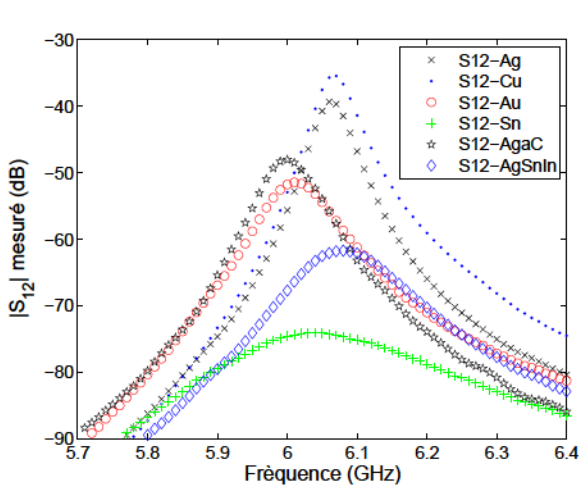


FIGURE 2.49 – Extraction de la conductivité effective (σ_{eff}) du nouveau matériau avec l'abaque du facteur Q

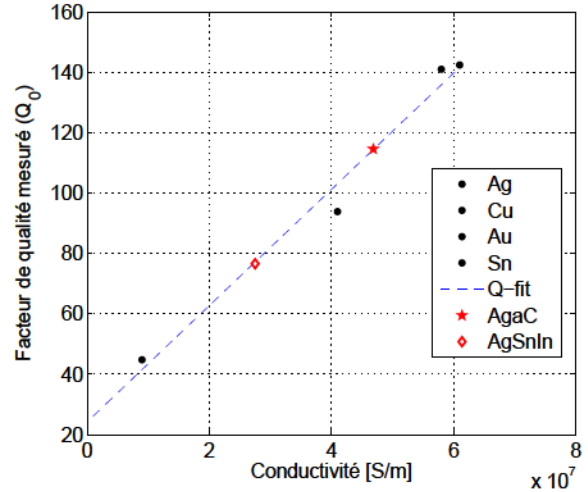
Les valeurs des conductivités effectives σ_{eff} obtenues sont reportées dans la moitié droite des tableaux 2.2, 2.3, 2.4 et 2.5. Nous avons présenté directement les points du facteur de qualité des nouveaux matériaux tracés en fonction de la conductivité effective extraite correspondante. Cette méthode est basée sur l'hypothèse que toutes les pertes dans la structure autre que les pertes résistives sont fixes en gardant les mêmes dimensions et le même substrat diélectrique. La variation du facteur de qualité en fonction de la conductivité du métal est alors uniquement due à la variation des pertes résistives, ce qui nous permet de prédire la valeur de la conductivité effective d'un nouveau matériau grâce à l'abaque de référence tracé pour les conducteurs purs.

2.5.1.1 Synthèse des résultats de caractérisation de la conductivité effective des nouveaux matériaux par la méthode de l'abaque

Les résultats présentés précédemment montrent que les valeurs de conductivité effective extraites à l'aide de l'abaque sont relativement proches, pour chaque matériau pour les différentes structures résonantes. En résumé, nous estimons que Ag-aC possède une meilleure conductivité effective que les autres nouveaux matériaux avec une valeur moyenne de $45.1 \cdot 10^6$, AgSnIn



(a) Paramètre de transmission S_{12}

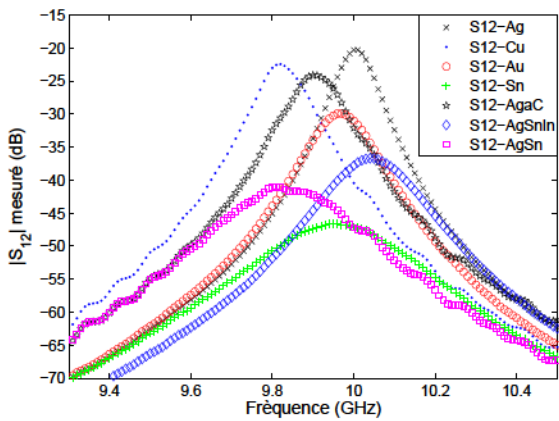


(b) Facteur de qualité en fonction de la conductivité

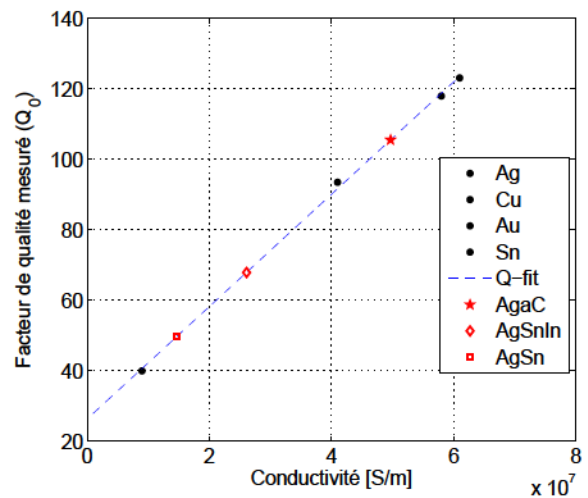
FIGURE 2.50 – Résonateur à ligne $\lambda/2$ avec $f_0 = 6$ GHz

TABLE 2.2 – Résonateur à ligne $\lambda/2$ avec $f_0 = 6$ GHz, valeurs mesurées de la fréquence de résonance f_0 et du facteur de qualité à vide Q_0 , valeurs théoriques de la conductivité des matériaux purs, valeurs estimées par la méthode de l’abaque de la conductivité des matériaux composites

	Matériaux purs connus				Matériaux à caractériser		
	Ag	Cu	Au	Sn	Ag-aC	AgSnIn	AgSn
f_0 (GHz)	6.06	6.07	6.01	6.04	5.99	6.08	–
Q_0	139.95	128.36	80.55	28.01	100.39	57.94	–
σ (S/m)	$61 \cdot 10^6$	$58 \cdot 10^6$	$41 \cdot 10^6$	$9 \cdot 10^6$	$44.21 \cdot 10^6$	$24.26 \cdot 10^6$	–



(a) Paramètre de transmission S_{12}

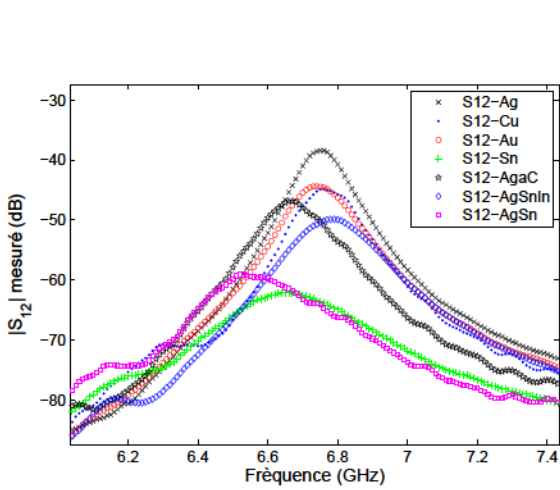


(b) Facteur de qualité en fonction de la conductivité

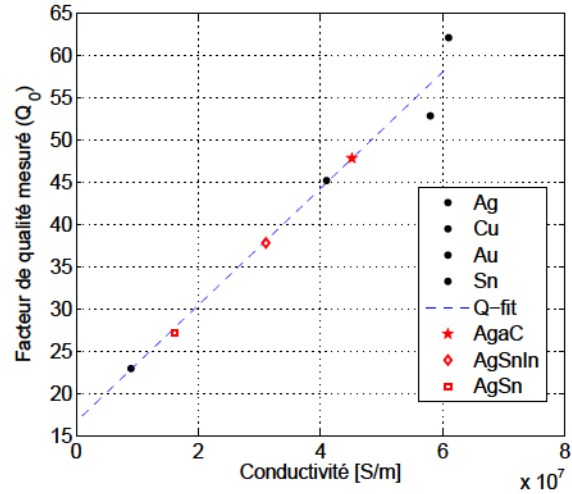
FIGURE 2.51 – Résonateur à ligne ($\lambda/2$) avec $f_0 = 10$ GHz

TABLE 2.3 – Résonateur à ligne $\lambda/2$ avec $f_0 = 10$ GHz, valeurs mesurées de la fréquence de résonance f_0 et du facteur de qualité à vide Q_0 , valeurs théoriques de la conductivité des matériaux purs, valeurs estimées par la méthode de l’abaque de la conductivité des matériaux composites

	Matériaux purs connus				Matériaux à caractériser		
	Ag	Cu	Au	Sn	Ag-aC	AgSnIn	AgSn
f_0 (GHz)	10.01	9.91	9.96	9.95	9.90	10.04	9.86
Q_0	123.15	118.01	93.55	39.98	105.6	67.92	49.7
σ (S/m)	$61 \cdot 10^6$	$58 \cdot 10^6$	$41 \cdot 10^6$	$9 \cdot 10^6$	$49.7 \cdot 10^6$	$26.1 \cdot 10^6$	$14.7 \cdot 10^6$



(a) Paramètre de transmission S_{12}

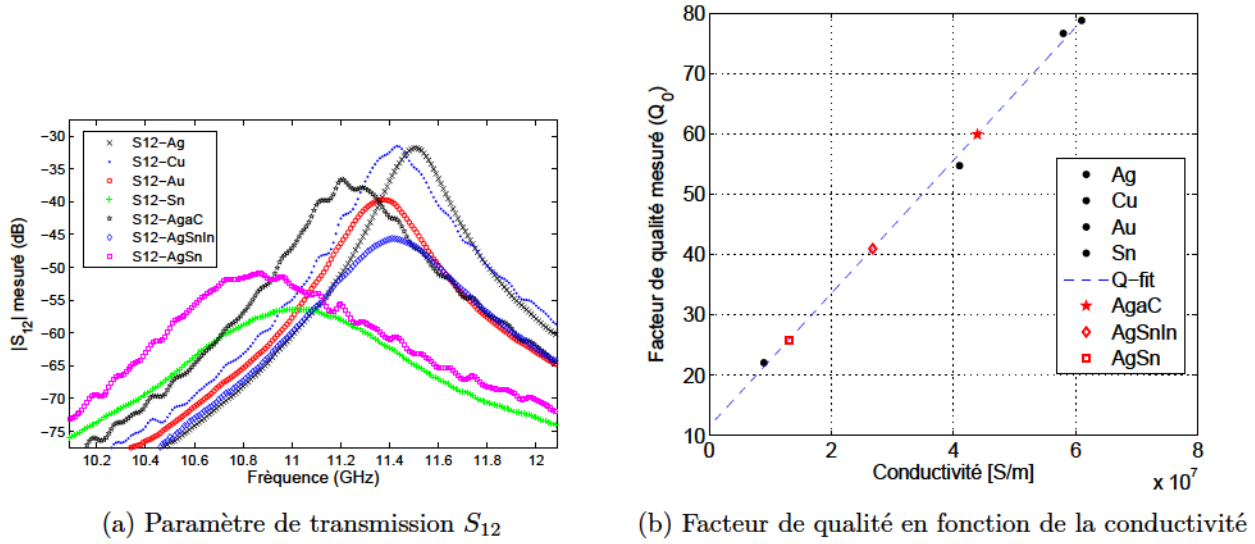


(b) Facteur de qualité en fonction de la conductivité

FIGURE 2.52 – Résonateur en anneau (Ring) avec $f_0 = 6$ GHz

TABLE 2.4 – Résonateur en anneau (Ring) avec $f_0 = 6$ GHz, valeurs mesurées de la fréquence de résonance f_0 et du facteur de qualité à vide Q_0 , valeurs théoriques de la conductivité des matériaux purs, valeurs estimées par la méthode de l’abaque de la conductivité des matériaux composites

	Matériaux purs connus				Matériaux à caractériser		
	Ag	Cu	Au	Sn	Ag-aC	AgSnIn	AgSn
f_0 (GHz)	6.75	6.29	6.74	6.66	6.67	6.79	6.52
Q_0	62.1	52.86	45.2	22.98	47.86	37.84	27.19
σ (S/m)	$61 \cdot 10^6$	$58 \cdot 10^6$	$41 \cdot 10^6$	$9 \cdot 10^6$	$45.2 \cdot 10^6$	$31.1 \cdot 10^6$	$16.1 \cdot 10^6$

FIGURE 2.53 – Résonateur en anneau (Ring) avec $f_0 = 10\text{GHz}$ TABLE 2.5 – Résonateur en anneau (Ring) avec $f_0 = 10\text{ GHz}$, valeurs mesurées de la fréquence de résonance f_0 et du facteur de qualité à vide Q_0 , valeurs théoriques de la conductivité des matériaux purs, valeurs estimées par la méthode de l'abaque de la conductivité des matériaux composites

	Matériaux purs connus				Matériaux à caractériser		
	Ag	Cu	Au	Sn	Ag-aC	AgSnIn	AgSn
f_0 (GHz)	11.51	11.42	11.37	11.02	11.21	11.41	10.81
Q_0	78.18	76.59	52.39	22.07	59.88	40.96	25.8
σ (S/m)	$61 \cdot 10^6$	$58 \cdot 10^6$	$41 \cdot 10^6$	$9 \cdot 10^6$	$43.9 \cdot 10^6$	$26.8 \cdot 10^6$	$13.1 \cdot 10^6$

possède une conductivité effective intermédiaire avec une valeur moyenne de $26.9 \cdot 10^6$ et AgSn détient la plus faible conductivité effective avec une valeur moyenne de $13.8 \cdot 10^6$ (tableau 2.6 et figure 2.54).

TABLE 2.6 – Conductivité effective σ_{eff} estimée des nouveaux matériaux

σ_{eff} (S/m)	Ag-aC	AgSnIn	AgSn
max	$49,7 \cdot 10^6$	$31 \cdot 10^6$	$16,1 \cdot 10^6$
min	$42,7 \cdot 10^6$	$24 \cdot 10^6$	$11,7 \cdot 10^6$
moyenne	$45,1 \cdot 10^6$	$26,9 \cdot 10^6$	$13,8 \cdot 10^6$

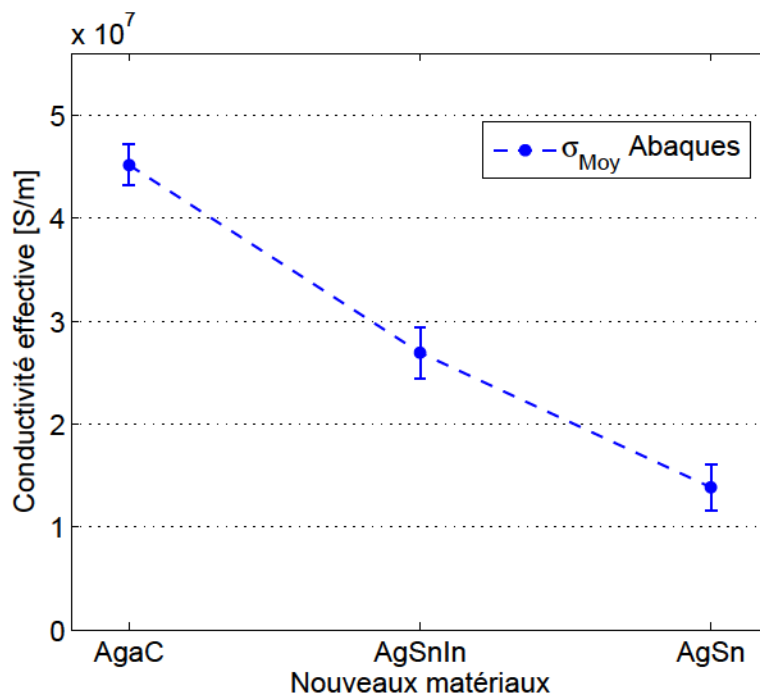


FIGURE 2.54 – Conductivité effective estimée des nouveaux matériaux par la méthode de l'abaque des conductivités

Ces résultats montrent que tous les nouveaux matériaux sont intéressants car ils possèdent des valeurs des conductivités électriques au moins plus élevées que celle de l'étain ($9 \cdot 10^6$ S/m), un des matériaux de référence, couramment utilisé dans le domaine de l'électronique et dans la connectique en particulier. De plus, Ag-aC présente une conductivité meilleure que celle de l'or.

2.5.2 Caractérisation avec les modèles analytiques des pertes

Comme nous l'avons vu dans la section 2.3.4 de la modélisation analytique des pertes, le calcul direct nous permet de calculer les pertes exprimées par l'atténuation, pour une structure résonante coplanaire, connaissant ses propriétés (dimensions, propriétés électromagnétiques des matériaux utilisés) pour une fréquence donnée, à l'aide de différentes formules analytiques.

Le but de la caractérisation hyperfréquence est l'opération inverse, c'est-à-dire de remonter, à partir des grandeurs mesurables, aux propriétés du matériau utilisé comme métallisation, et notamment la conductivité électrique. En d'autres termes, on doit pouvoir déterminer cette dernière à partir de la mesure du facteur de qualité Q_0 du résonateur qui dépend à son tour de l'atténuation due aux pertes de la structure. Un code Matlab a été développé afin de faire le calcul inverse de la conductivité effective pour une valeur de facteur de qualité mesurée.

Les figures 2.55 à 2.58 montrent les valeurs de conductivité effective extraite des nouveaux conducteurs composites pour les différentes structures résonantes (6, 10 et 15 GHz). On donne ici trois modèles analytiques pour le résonateur à ligne demi longueur d'onde ($\lambda/2$) (modèle de raccordement asymptotique, transformation conforme (Mapping) et transformation conforme avec la formule de G. Ghione) et un seul modèle de transformation conforme avec la formule de G. Ghione pour le résonateur en anneau coplanaire asymétrique (ACPW). Chaque figure présente les conductivités calculées par un seul modèle analytique de l'atténuation de la structure avec plusieurs dimensions. La figure 2.59 montre une comparaison entre les valeurs moyennes de la conductivité effective des nouveaux matériaux obtenus par tous les modèles analytiques.

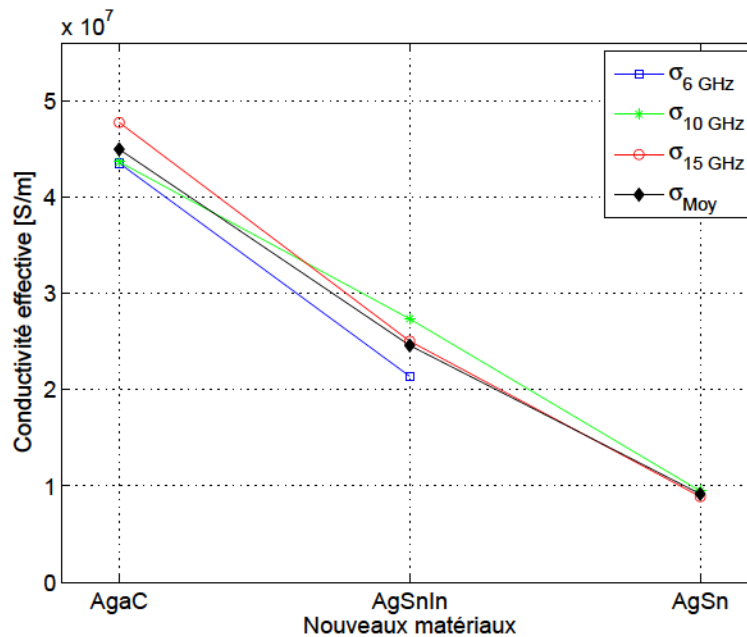


FIGURE 2.55 – Conductivité effective extraite par la méthode analytique de raccordement asymptotique pour les résonateurs à ligne $\lambda/2$

Nous observons que la méthode de calcul inverse par les modèles analytiques des pertes donne la même tendance de la courbe de la conductivité électrique des nouveaux matériaux que la méthode de l'abaque. Ag-aC présente une meilleure conductivité que AgSnIn et AgSn.

Lorsque nous avons extrait les conductivités effectives des nouveaux matériaux avec le calcul inverse par les modèles analytiques des pertes dans les structures conçues, nous avons obtenus dans un premier temps des valeurs des conductivités faibles par rapport à celles trouvées par la méthode de caractérisation par l'abaque de facteur de qualité (figure 2.54) qui nous donne une valeur moyenne de 45×10^6 pour Ag-aC, 26×10^6 pour AgSnIn et 13×10^6 pour AgSn. Cette différence

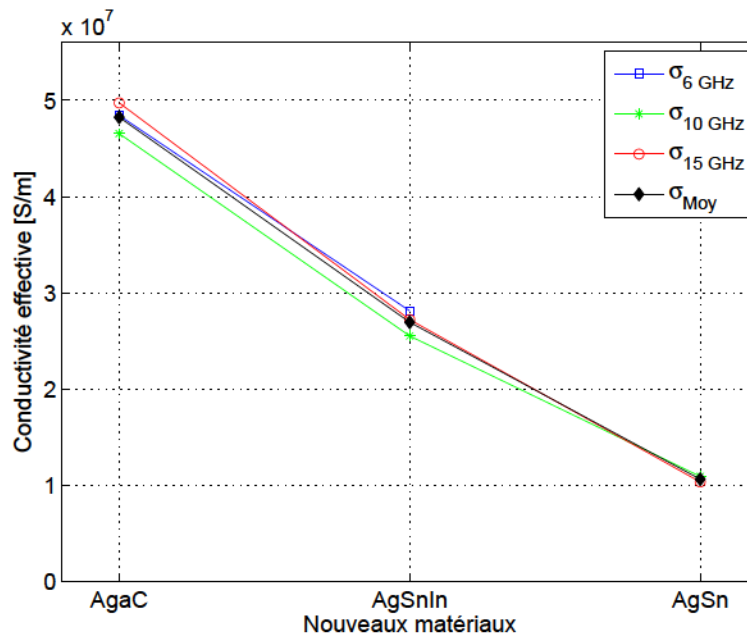


FIGURE 2.56 – Conductivité effective extraite par la méthode analytique de la transformation conforme pour les résonateurs à ligne $\lambda/2$

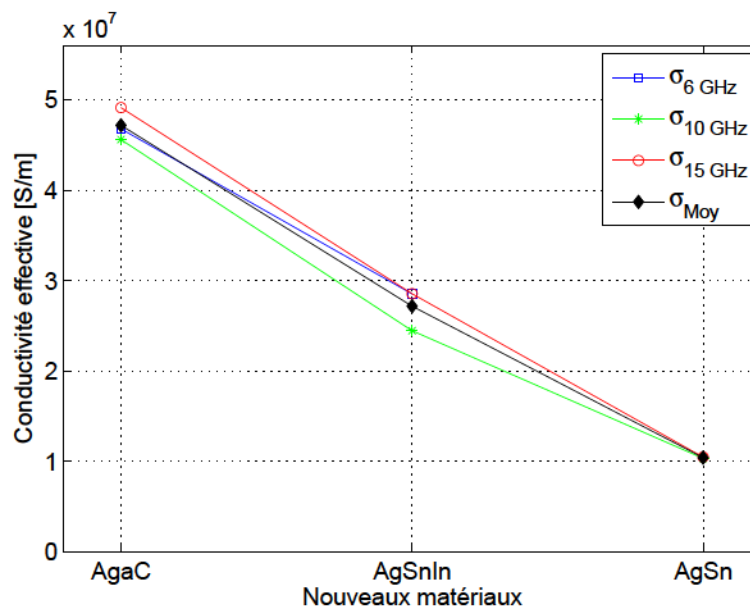


FIGURE 2.57 – Conductivité effective extraite par la méthode analytique de la transformation conforme (la formule de G. Ghione) pour les résonateurs à ligne $\lambda/2$

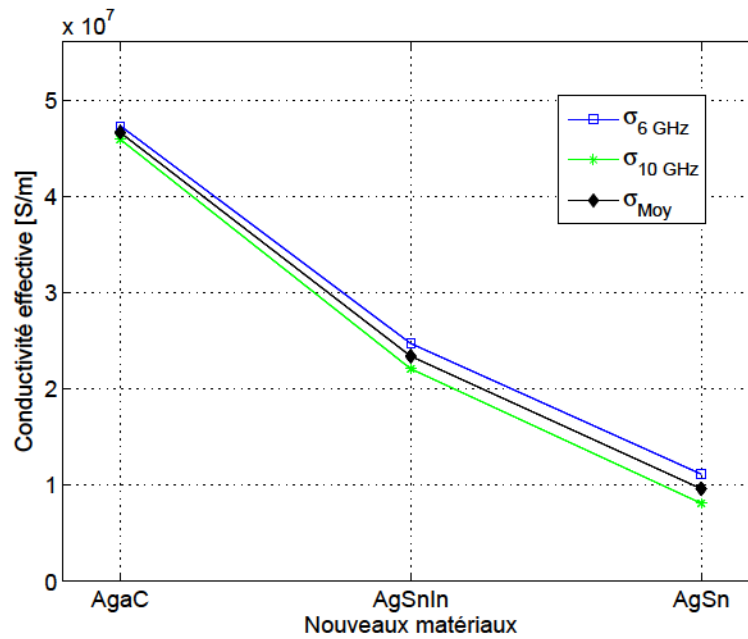


FIGURE 2.58 – Conductivité effective extraite par la méthode analytique de la transformation conforme (la formule de G. Ghione) pour les résonateurs en anneau (ACPW)

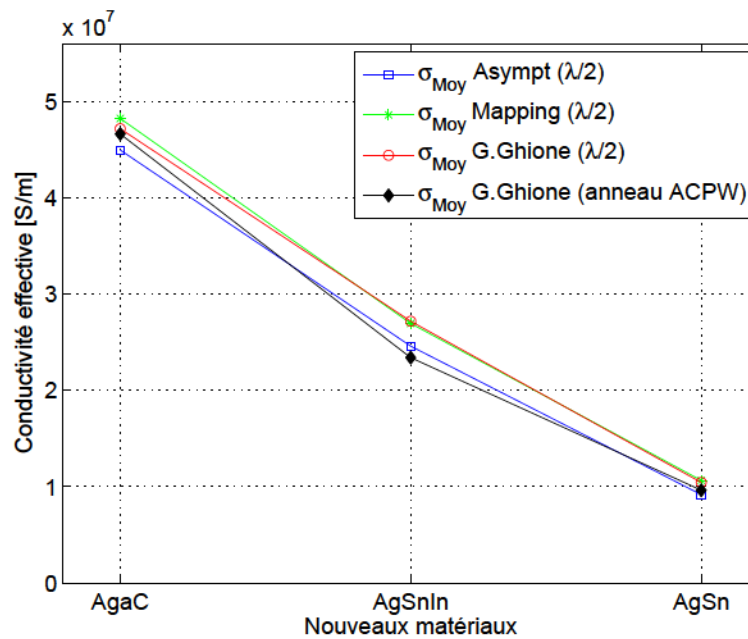


FIGURE 2.59 – Comparaison des valeurs de la conductivité effective moyenne extraite par les différentes méthodes analytiques

est due à l'écart entre les valeurs de facteur de qualité Q_0 obtenues pour les conducteurs purs de référence (Ag, Cu, Au, Sn) par les modèles analytiques des pertes dans les structures conçues (section 2.3.4.3) et celles obtenus par mesure hyperfréquence des structures réalisées (figures 2.50(b), 2.51(b), 2.52(b) et 2.53(b)), où l'on observe que les facteurs Q_0 des modèles analytiques sont plus élevés.

Une partie de cet écart est due à la rugosité de la surface du dépôt métallique des structures réalisées qui entraîne des pertes supplémentaires dans le conducteur, mais cette partie des pertes a été prise en compte dans les pertes de conducteur en utilisant la formule (2.72) et la valeur de la rugosité mesurée avec le profilo-mètre. La différence entre les dimensions conçues et réelles, constatée par la mesure par profilométrie est également prise en compte. Nous avons estimé les sources de pertes non prise en compte par les modèles analytiques à une valeur de 0.1 Np/m. La conductivité moyenne obtenue par les différents modèles pour Ag-aC est égale à $46,7 \cdot 10^6$ S/m, $25,5 \cdot 10^6$ S/m pour AgSnIn, et autour de $10 \cdot 10^6$ S/m pour AgSn. Ces valeurs sont proches de celles obtenues avec la caractérisation par abaques des conductivités (figure 2.54).

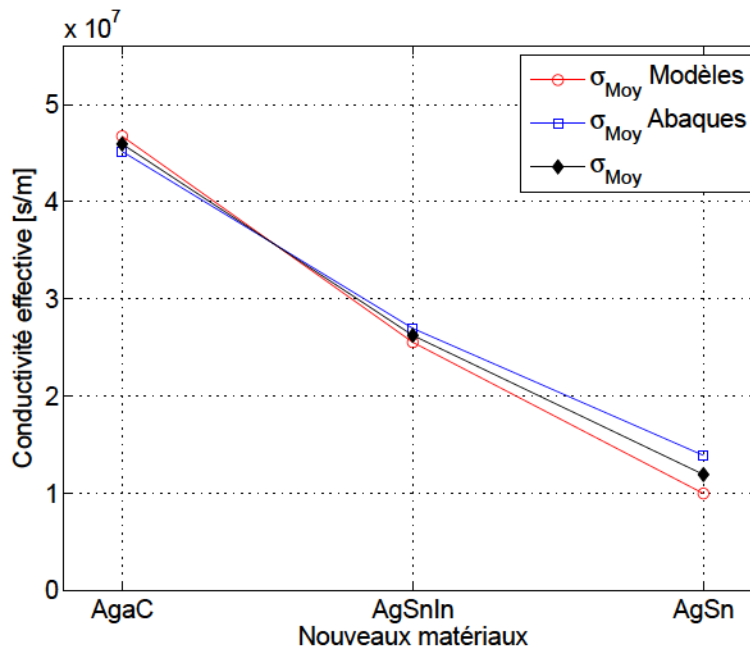


FIGURE 2.60 – Comparaison des valeurs de la conductivité effective moyenne extraite par les méthodes analytiques et abaques de conductivités

Une comparaison entre les valeurs de deux méthodes de caractérisation hyperfréquence, est montrée figure 2.60, avec une valeur moyenne qui donne une conductivité effective de $45,9 \cdot 10^6$ S/m pour Ag-aC, $26,2 \cdot 10^6$ S/m pour AgSnIn, et $11,9 \cdot 10^6$ S/m pour AgSn.

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une méthode de caractérisation hyperfréquence de la conductivité électrique de conducteurs composites susceptibles d'être une alternative à l'or dans la connectique hyperfréquence et DC.

Nous avons tout d'abord établi l'état de l'art de méthodes de mesure de la conductivité. Nous avons retenu une structure de type résonateur coplanaire en raison de la simplicité de fabrication avec le métal déposé sur un seul coté du substrat diélectrique et également en raison du phénomène de résonance qu'elle présente, quantifié avec le facteur de qualité qui est sensible aux pertes totales liées, avec d'autres paramètres, à la conductivité électrique du métal à caractériser.

Une étude théorique des structures résonantes de type ligne demi-longueur d'onde et anneau avec la configuration coplanaire symétrique et asymétrique fait ainsi l'objet de la suite de ce chapitre. Des modélisations analytique et numérique ont été menées dans le but de mettre en évidence la relation entre le facteur de qualité à la résonance et la conductivité électrique de la métallisation qui constitue la structure. Nous avons constaté que le facteur de qualité augmente avec la conductivité grâce à la diminution des pertes résistives, les autres pertes (diélectrique et radiation) étant supposées constantes en changeant seulement le matériau conducteur.

La fabrication des composants résonateurs a été obtenue, après dépôt de la couche conductrice par les partenaires du projet, soit par la procédure classique de la photolithographie en salle blanche suivie d'une gravure chimique (voie humide), soit directement par une phase de gravure par laser femtoseconde (voie sèche). Cette dernière méthode a été la moins contraignante et la plus efficace dans notre cas car elle permet de graver plusieurs types de conducteurs (purs et composites) sans distinction.

La caractérisation hyperfréquence des nouveaux conducteurs composites a été obtenue par deux méthodes différentes :

La méthode de l'abaque consiste à faire correspondre (par régression linéaire) le facteur de qualité des structures réalisées à partir de conducteurs purs de référence avec leur conductivité connue. L'extraction de la conductivité électrique effective du nouveau conducteur est réalisée à l'aide de l'abaque (équation linéaire) à partir du facteur de qualité mesuré. Plusieurs nouveaux matériaux, qui sont des alliages de l'argent, ont été mesurés et caractérisés.

La méthode des modèles analytiques consiste de remonter, à partir de la mesure du facteur de qualité Q_0 , à la conductivité électrique du métal à l'aide d'équations prenant en compte diverses sources de pertes. Les valeurs de conductivité électrique des nouveaux matériaux obtenus par cette méthode sont proches de celles trouvées par la méthode de l'abaque.

Nous avons pu constater que Ag-aC présente une meilleure conductivité que AgSnIn qui est à son tour meilleur conducteur que AgSn. Les conductivités électriques obtenues pour les trois nouveaux matériaux caractérisés sont toutes supérieures à la conductivité de l'étain, un matériau couramment utilisé en électronique et surtout l'or, matériau de référence souvent utilisé dans le domaine de la connectique. Il reste cependant à vérifier leur comportement en situation vibratoire.

Conducteurs en situation vibratoire

Sommaire

3.1	Introduction	98
3.2	Fretting classique	99
3.2.1	Définition	99
3.2.2	Standards de contact	99
3.2.3	Contact électrique DC et AC	100
3.2.4	Banc de test de fretting DC	101
3.2.5	Paramètres associés au cycle de fretting	102
3.2.6	Structure cylindres croisés DC	104
3.2.7	Mesure de résistance DC en fretting	104
3.3	Modélisation d'un contact en HF	105
3.3.1	Résistance de contact en HF	105
3.3.2	Modèle RLC d'un contact en HF	107
3.4	Banc de Fretting HF	115
3.4.1	Nouvelles géométries adaptées aux HF	115
3.4.2	Présentation du banc de mesure de fretting HF	119
3.4.3	Mesures et extraction des résultats	120
3.4.4	Définition d'un critère d'endommagement d'un contact en hyperfré- quences	135
3.5	Conclusion	137

3.1 Introduction

Les développements des nouveaux matériaux du projet Plug-In Nano devront être applicables d'une part au revêtement des connecteurs qui sont les produits les plus utilisés dans le domaine des hyperfréquences. Leurs applications sont aussi variées que le marché de l'électronique. Ils sont utilisés par exemple dans les produits électroniques pour le grand public (téléviseurs, smart phones, ordinateurs), les communications satellitaires, l'instrumentation, le médical, la téléphonie mobile (stations de base, connexions à haut débit). D'autre part, ils seront essentiellement appliqués dans les connecteurs multi contacts et coaxiaux qui permettant de véhiculer tous les signaux électriques et hyperfréquences nécessaires dans l'automobile, l'aéronautique et le spatial. Les connecteurs placés dans ces environnements mécaniquement violents vont subir des vibrations et des variations de température qui vont provoquer des micro-déplacements entre les surfaces d'interconnexion. Le phénomène de micro-frottement des surfaces s'appelle le « fretting ». Au fil du temps, le matériau constituant le revêtement du connecteur se dégrade et peut créer une zone de faible conductivité qui à son tour pourrait faire augmenter la résistance de contact.



FIGURE 3.1 – *Connecteur multi-pin et coaxial pour applications aéronautique et spatiale*

L'augmentation de la résistance de contact fait diminuer la qualité du signal transmis et peut même couper la transmission de signal si la valeur de la résistance de contact est importante. Pour cela, des essais de fretting sont nécessaires afin de caractériser les matériaux de revêtement en situation de frottement. Le Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes (LTDS) de l'École centrale de Lyon a une grande expérience dans le développement d'essais de fretting connectique en courant continu (DC). Mais, un de nos objectifs est de montrer la possibilité de réaliser des tests de fretting avec un signal hyperfréquence. Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord la technique de mesure, la structure de test et le banc d'essais de fretting standards en DC utilisés par le LTDS. Ensuite, la modélisation d'un contact électrique traversé par un signal hyperfréquence (HF) sera abordée. Finalement, la mise en place d'une nouvelle structure

de fretting adaptée aux les mesures en HF et la comparaison entre les résultats obtenus en DC et HF sont présentées.

3.2 Fretting classique

3.2.1 Définition

Le fretting est caractérisé par des micro-mouvements. Lorsque deux surfaces de contact se rejoignent, ils se déplacent relativement l'un par rapport à l'autre tous au long de la surface. Même lorsque les contacts sont bien assemblés, ces mouvements peuvent encore se produire. Généralement, les déplacements fretting dans les pièces de contacts électriques sont rapportés comme étant en dessous de 70 μm [52]. Les principales causes de frottement sont des vibrations et des variations de température induisant une dilatation différentielle. De telles situations sont classiquement observées dans les satellites, les trains, mais aussi dans les voitures, en particulier à côté du moteur. Lorsque les faibles débattements résultent de vibrations externes appliquées à des surfaces qui ne sont pas soumises à des déplacements imposés, on parle de « fretting-wear ». Si le déplacement est la conséquence de la déformation de l'une des deux structures en contact soumise à une sollicitation cyclique, il s'agit de « fretting-fatigue ». Quand les produits de la dégradation sont des oxydes, on utilise le terme « fretting-corrosion » [53].

Le fretting est un phénomène qui provoque des dégradations dans les contacts électriques, notamment par l'apparition de débris de matériaux, la corrosion et l'usure des surfaces revêtues, et provoque ainsi l'oxydation des métaux [54].

3.2.2 Standards de contact

Le fretting est un phénomène complexe et les contacts réels où il est présent sont généralement mal définis et leurs études restent complexes étant donné les différents paramètres agissant sur un contact. Les chercheurs ont choisi des géométries simples et faciles à étudier, afin de modéliser les mécanismes de dégradation en fretting, il est possible d'en dénombrer essentiellement trois principales (figure 3.2) :

- configuration Plan-Plan,
- configuration Cylindre-Plan,
- configuration Sphère-Plan.

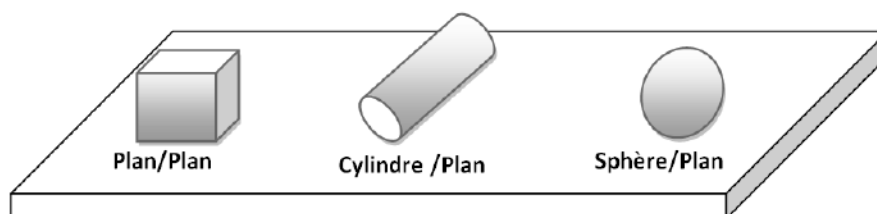


FIGURE 3.2 – Principaux types de contact étudiés en fretting

La configuration plan-plan permet de maintenir des surfaces de frottement constantes quelques soit l'usure des interfaces. Cependant l'analyse mécanique montre que la distribution de pression et surtout de cisaillement se caractérise par une discontinuité en bordure de contact (effet de bord). L'analyse est alors complexe et il est difficile d'évaluer correctement le chargement qui est imposé au matériau. Alors les chercheurs ont préféré l'étude des configurations cylindre-plan ou sphère-plan [55]. La configuration sphère-plan est la plus simple à étudier, car un seul point de contact est présent dans ce cas. Une autre configuration, similaire à cette dernière, place deux cylindres en position croisée l'un par rapport à l'autre. Elle est souvent utilisée dans les tests de fretting en courant continu DC.

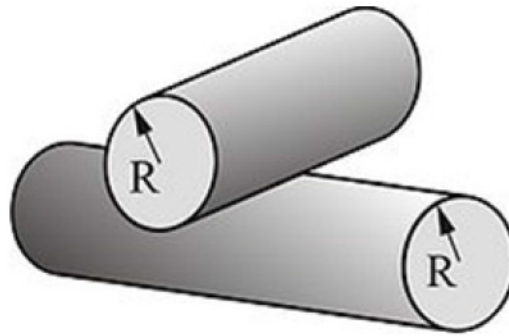


FIGURE 3.3 – Configuration de contact cylindres croisés

3.2.3 Contact électrique DC et AC

Le cuivre et ses alliages sont les plus utilisés comme substrat de contact alors que les métaux nobles et semi-nobles que sont l'or, l'argent, le palladium et ses alliages sont réservés pour des revêtements en couches minces afin de rendre les surfaces relativement chimiquement inertes et de stabiliser l'usure. Le phénomène de fretting peut générer des interruptions momentanées de très courtes durées lorsque les surfaces sont dans un stade avancé de dégradation, avec un courant continu (DC). La présence du courant électrique fait croître la température de contact par effet Joule, favorise l'oxydation des surfaces d'usure et constitue une source de fluctuation du coefficient de frottement, $\mu = f(i)$, et de la résistance électrique, $R_e = f(i)$ [56]. La nature de la dégradation des contacts électriques par le fretting dépend de plusieurs paramètres. Le paramètre le plus utilisé dans les études de la dégradation par le fretting des contacts électriques est la valeur de la résistance de contact [57]. Le développement de films superficiels d'oxydes, l'accumulation des particules d'usure et l'instabilité mécanique du contact s'avèrent les facteurs principaux régissant la résistance du contact électrique. Holm [56] a rapporté que la résistance électrique de contact est la résultante de deux composantes à savoir la résistance constricitive et celle de films électriquement isolants.

$$R_{\text{contact}} = R_{\text{constriction}} + R_{\text{film}} \quad (3.1)$$

Le premier terme est représentatif de la restriction de l'écoulement du courant électrique autour des aspérités du contact effectif. Quant au second, il prend de l'importance quand des

couches isolantes commencent à recouvrir la surface. Cette composante, R_{film} , est calculée par la loi suivante :

$$R_{\text{film}} = \frac{\rho_1 + \rho_2}{4a} \quad (3.2)$$

où $\rho_{1,2}$ est la résistivité du contact et a le rayon de la jonction de constriction.

La plupart des travaux visant à évaluer l'effet du fretting sur les contacts électriques ont été réalisés avec un courant continu. Le comportement sous fretting avec un courant alternatif a fait l'objet de très peu d'études. Gagnon et Braunovic [58] ont fait une étude comparative sur l'effet de fretting sur un contact cuivre-cuivre avec des courants DC et AC avec les mêmes conditions de mesure. Dans le cas où le courant continu a été utilisé, la résistance de contact a été calculée à partir de la tension de contact mesurée entre le cylindre et la base plate métallique en utilisant la technique des quatre points, une technique particulièrement appropriée à cet effet, car il élimine l'effet de masse sur la résistance de contact. Dans le cas où le courant alternatif est utilisé, le signal de la tension de contact a été mesuré à l'aide d'un oscilloscope haut débit. Une alimentation type Clarke-Hess 828 a été utilisé pour maintenir un courant alternatif de 50 mA à travers le couple cylindre-plaque, pour une gamme de fréquence de [50 – 440 Hz].

3.2.4 Banc de test de fretting DC

Les tests de fretting en courant continu pour un contact électrique sont réalisés en utilisant diverses sources de fretting. Les chercheurs utilisent plusieurs équipements pour générer des faibles déplacements comme un vibreur externe, un agitateur électrodynamique, un moteur pas à pas ou avec la dilatation thermique. La figure 3.4 montre un exemple d'une machine, au laboratoire LTDS de Lyon, conçue pour simuler au mieux les conditions de frottement des connecteurs dans les moteurs des automobiles [59]. Chaque source de fretting a une fréquence et une amplitude particulière [54].

3.2.4.1 La fréquence de mouvement

Antler [60] a montré que la vitesse du mouvement de fretting influe sur le taux de dégradation, dans le cas des contacts Cu-Cu. La fréquence de fretting est l'un des facteurs de contrôle importants, dans les essais de fretting corrosion, parce que la corrosion est en fonction du temps. Les fréquences de fretting utilisées dans des nombreuses recherches peuvent être classées en trois gammes : haute, moyenne et basse fréquence. Les hautes fréquences peuvent être générées en utilisant un agitateur électrodynamique dans la bande [20 – 120 Hz] [52]. Généralement, le test multi-contact avec le connecteur réel fonctionne entre 30 et 80 Hz [61]. Une fréquence de fretting moyenne peut être créée par un moteur pas à pas avec une vis micrométrique et un agitateur électrodynamique vers 5 – 20 Hz, les tests de contact unique se font dans cette bande de fréquence. Les faibles fréquences ont été obtenues par chauffage et refroidissement d'une barre de métal [62].

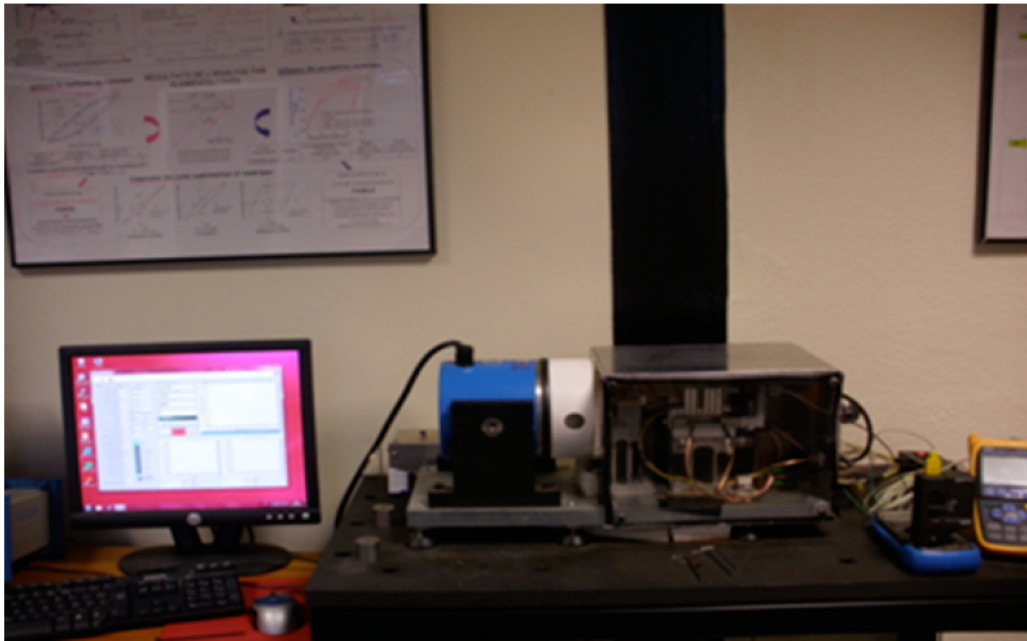


FIGURE 3.4 – Les outils utilisés pour les tests de fretting et la mesure de la résistance de contact en courant continu (DC) au sein du laboratoire LTDS-ECL

3.2.4.2 Le déplacement

Le déplacement est un des facteurs importants dans les tests de contact unique. Castel [63] a étudié le rapport entre la vitesse de dégradation et l'augmentation de l'amplitude, il montre que la fréquence de frottement a peu ou pas d'effet en dessous de 20 Hz, et peu ou pas de dégradation qui se produit en dessous de 3 μm d'amplitude. Hannel et al [52] ont également montré que la résistance de la petite zone de contact de fretting fait par glissement partiel est inférieure à celle de grande surface de contact de fretting fait par glissement total.

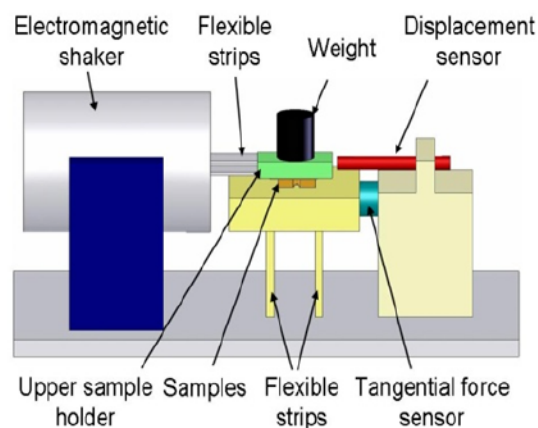


FIGURE 3.5 – Schéma de la machine génératrice des mouvements de fretting

3.2.5 Paramètres associés au cycle de fretting

Le cycle de fretting est défini comme la représentation du chargement tangential en fonction du déplacement (figure 3.6). Pour un cycle de fretting, on peut définir plusieurs paramètres

observables qui servent à identifier entièrement les conditions de chargement imposées durant un cycle de fretting [64].

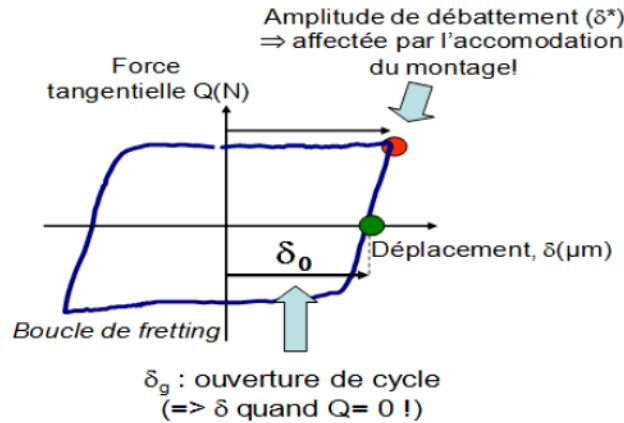


FIGURE 3.6 – Illustration des variables définies par un cycle de fretting

L'amplitude de débattement maximale δ^* en μm , asservie par le système de pilotage, correspond à l'amplitude imposée. Cependant cette valeur ne correspond pas exactement au déplacement relatif des deux corps en contact. En effet, il faut tenir compte de la déformation élastique du montage, appelée la complaisance.

L'ouverture de cycle δ_0 est définie comme la valeur du déplacement pour une force tangentielle nulle. Cette valeur permet d'approximer le glissement réel entre les deux corps. Cette grandeur est indépendante de la souplesse du montage.

L'amplitude maximale de la force tangentielle Q^* représente l'effort tangentiel transmis par le contact. Ce paramètre est utilisé pour définir le coefficient de frottement dans le cas du glissement total ($\mu = Q^*/P$).

La raideur tangentielle expérimentale en $N/\mu m$ est déterminée par la pente du cycle de fretting après le changement de sens de glissement. Cette valeur est représentative de la complaisance mécanique du montage et du contact. Elle est calculée à partir de la pente de la courbe.

L'aire à l'intérieur de la courbe d'hystérésis représente l'énergie de frottement dissipée. Elle intègre différents phénomènes dissipatifs par exemple la déformation plastique et élastique des massifs en contact, la création et l'éjection des débris, la thermodynamique du contact... Cette énergie dissipée peut être approchée en écrivant le produit de l'amplitude de la force tangentielle par la distance glissée au cours d'un cycle de fretting : $E_d = 4\delta_0 Q^*$. Si l'amplitude de déplacement est faible, un collage peut se produire, le mode de déplacement est élastique, aucune dissipation d'énergie n'est observée et l'usure est minimale. Si, au contraire, le glissement est total, l'énergie dissipée au cours du cycle est maximale et l'usure sera donc importante. Le glissement total est associé à la création de débris alors que le glissement partiel peut être associé à une usure par création et propagation de fissures.

3.2.6 Structure cylindres croisés DC

Une des structures qui sont souvent utilisées, comme échantillon sous test est la structure cylindres croisés, où le contact est établi entre deux plaques métalliques, d'épaisseur 0.35 mm, avec des parties déformées sous forme de demi-cylindres de rayon de 2.35 mm. Ces derniers sont placés en position croisée (90°) comme montré figure 3.7. L'avantage de cette structure est sa fabrication simple, la possibilité d'avoir un dépôt de revêtement uniforme et un montage simple pour la mesure à quatre points.

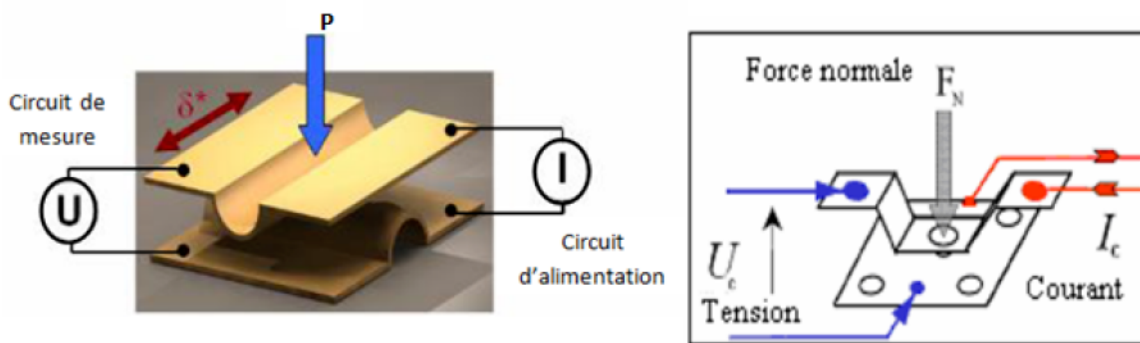


FIGURE 3.7 – Illustration de la configuration de contact à cylindres croisés, et sphère-plan et principe de la mesure à quatre points de la résistance de contact électrique

3.2.7 Mesure de résistance DC en fretting

La résistance électrique de contact est mesurée par la méthode à quatre points. Cette méthode consiste à imposer un courant de 5 mA et de mesurer l'évolution de la tension en fonction du nombre de cycles de fretting. Il est alors possible de suivre l'évolution de la résistance de contact. La durée de l'expérience dépend de la nature du matériau de revêtement à caractériser, noble ou non, la fréquence de déplacement, l'amplitude de déplacement, la force normale appliquée et d'autres facteurs environnementaux tels que l'humidité et la température. Lors d'un essai, la force tangentielle, le déplacement relatif, la résistance de contact électrique moyenne par cycle de frottement, l'humidité relative et la température sont enregistrés en continu [52].

Comme l'illustre la figure 3.8, la durée de vie électrique d'un contact est identifiée lorsque la variation de la résistance électrique dépasse un seuil critique de $\Delta R_c = 4 \text{ m}\Omega$. Ce seuil, à partir duquel la valeur de la résistance de contact DC augmente de façon importante, a été fixé suite à des travaux de recherche en collaboration entre le laboratoire LTDS à Lyon et l'entreprise PSA. On estime alors qu'il y a rupture électrique quand : $\Delta R > \Delta R_c$ [59].

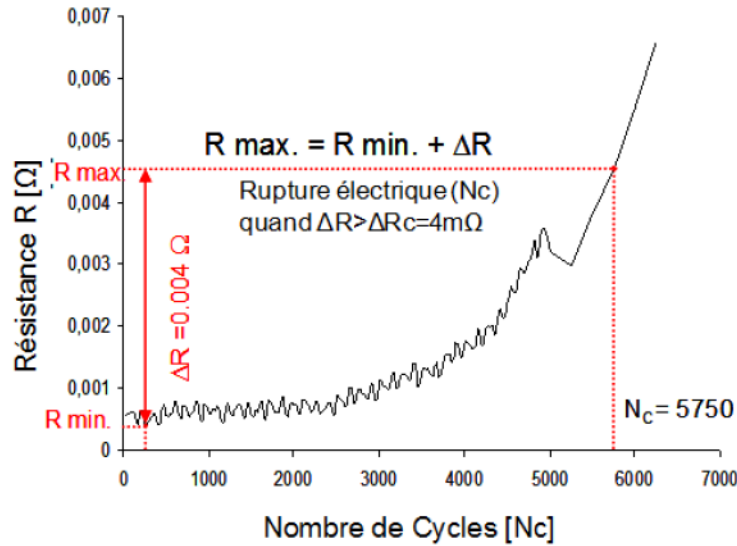


FIGURE 3.8 – Mesure de la résistance de contact DC en fonction de nombre de cycles

3.3 Modélisation d'un contact en HF

3.3.1 Résistance de contact en HF

En courant continu et basses fréquences, les connecteurs électriques comprennent souvent une couche d'or sur une sous-couche de nickel pour réduire l'usure mécanique et l'inter-diffusion entre l'or et le métal du substrat et ainsi atténuer la dégradation des contacts. M. Antler [65] a montré que l'utilisation d'une sous-couche de nickel doit être prise en considération à cause de ses effets inductifs à des fréquences dans la gamme des GHz. La rugosité de surface doit également être contrôlée non seulement pour optimiser la résistance de contact et les propriétés d'usure mécanique, mais aussi pour minimiser les pertes par effet Joule dans les hautes fréquences.

Les dimensions latérales des points de contact dépendent de la charge mécanique et varient généralement de quelques microns à quelques dizaines de microns. L'interface électrique est constituée d'une multitude de points de contact de dimensions variables, les propriétés électriques de ces contacts sont mieux comprises en étudiant les propriétés électriques d'un seul point [66]. La résistance de constriction R_c entre deux espaces séparés par une seule constriction circulaire de diamètre $2a$ est : $R_c = \rho/2a$, où ρ est la résistivité électrique des conducteurs, comme montré dans la figure 3.9.

L'expression précédente est valable uniquement pour les courants continus (DC) et les basses fréquences (BF). La différence principale du problème de la résistance de constriction dans les basses fréquences et les hautes fréquences provient de l'effet de peau qui est important dans les hautes fréquences. Cet effet limite la pénétration du champ électromagnétique à une profondeur δ à l'intérieur d'un conducteur et le champ se propage dans le diélectrique qui existe entre les conducteurs. Cette profondeur de pénétration est définie comme :

$$\delta = \left[\frac{\rho}{\pi f \mu_r \mu_0} \right]^{1/2} \quad (3.3)$$

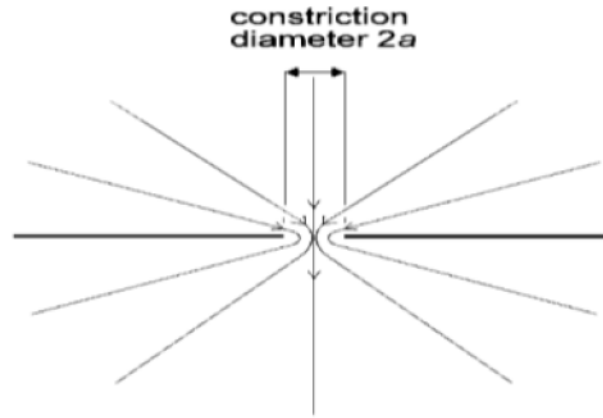


FIGURE 3.9 – Flux de courant dans un contact en DC

où ρ est la résistivité du conducteur, f est la fréquence du signal, μ_0 est la perméabilité magnétique en l'espace libre et μ_r est la perméabilité relative du conducteur ($\mu_r \infty 1$) pour la plupart des conducteurs non magnétiques). Pour le cuivre avec une résistivité de $1.7 \cdot 10^{-8} \text{ m}\Omega$, l'épaisseur de peau est de $2,1 \text{ }\mu\text{m}$ à 1 GHz.

Comme le signal HF se propage juste dans l'interface et les points de contact de conducteur, alors l'analyse DC pour étudier la résistance de contact n'est plus valable en HF parce que la résistance électrique de la région A (figure 3.10) contribue à la résistance de la zone de constriction (zone de contact). L'amplitude de la résistance électrique de la zone B, située à l'extérieur de la zone de constriction, dépend des dimensions de l'interface et peut contribuer de manière significative à la résistance totale de connexion.

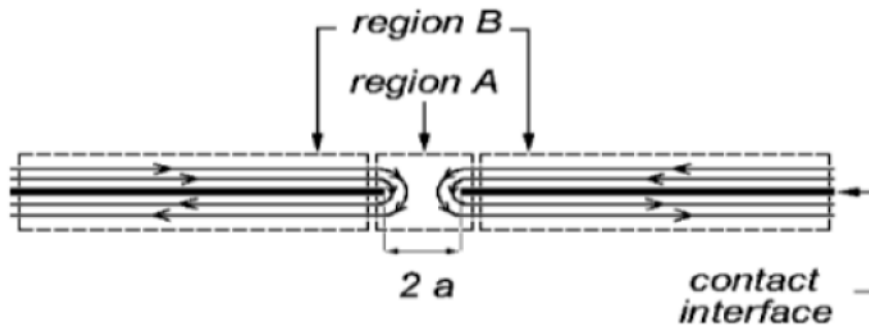


FIGURE 3.10 – Flux de courant dans un contact en HF

À des fréquences très élevées, l'effet de peau domine, et le courant circule dans une couche d'épaisseur égale à δ sur le périmètre du point de contact. Il a été montré que, aux très hautes fréquences, le modèle ligne de courant et ainsi la résistance de constriction, sera relativement indépendante de la fréquence, c'est à dire, le modèle est mis en avant par le rayon du point contact. Ainsi, la fréquence n'aura pas d'impact majeur sur la résistance de constriction à des fréquences d'excitation beaucoup plus grandes que 1 GHz.

3.3.2 Modèle RLC d'un contact en HF

3.3.2.1 Etat de l'art sur le modèle RLC d'un contact HF

En hautes fréquences, la résistance de contact est la somme de la résistance de constriction et la résistance résultant du flux du courant dans la région B de la figure 3.10 [67]. En DC et BF, la résistance de constriction est généralement beaucoup plus grande que la résistance du matériau R_{bulk} . En basses fréquences, la résistance totale de connexion est considérée identique à la résistance de constriction avec peu d'erreurs, et est indépendante de la géométrie de contact. En revanche, la résistance de contact dans les hautes fréquences dépend de la géométrie de la connexion électrique en raison de l'importance de la composante de résistance de matériau R_{bulk} . La figure 3.11 montre un modèle de circuit électrique équivalent à un contact électrique en HF, proposé par Timsit [67]. Ce modèle consiste en une résistance, une capacité et une inductance en parallèle reliées en série avec l'impédance du matériau.

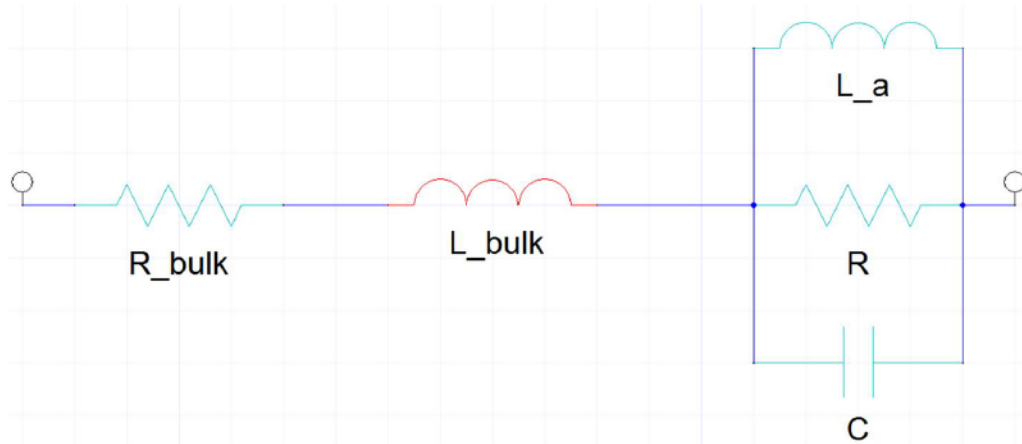


FIGURE 3.11 – Circuit électrique équivalent d'un contact en HF proposé par Timsit [67]

Un autre modèle a été proposé par Malucci [68], où il a modélisé l'interface de contact par une capacité en parallèle avec une résistance en série avec une inductance (figure 3.12).

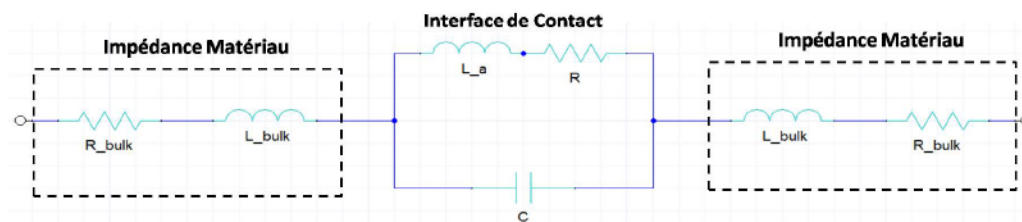


FIGURE 3.12 – Circuit électrique équivalent d'un contact en HF modélisé par Malucci [68]

La résistance total de connexion est égale à :

$$R_T = 2(R_{C,HF} + R_{\text{bulk}}) \quad (3.4)$$

où $R_{C,HF}$ est la résistance de propagation en hautes fréquences de chaque côté de constriction

de rayon a . La quantité R_{bulk} peut s'écrire comme suit :

$$R_{\text{bulk}} = \frac{\rho}{2\pi\delta} \ln \left(\frac{R_{\text{cylindre}}}{a} \right) \quad (3.5)$$

La résistance de matériau R_{bulk} représente la résistance d'un anneau d'épaisseur δ s'étendant à partir du bord de constriction au bord de la zone cylindrique concernée c'est-à-dire la zone supérieure de la région B de la figure 3.10. Cette composante R_{bulk} (résistance du matériau) peut être sensiblement plus grande que la résistance de constriction. L'équation indique que la résistance de la connexion à hautes fréquences est proportionnelle à la dimension de la zone de contact définie par R_{cylindre} , et également avec la fréquence, par l'augmentation de la résistance R_{bulk} à cause de la diminution de δ .

L'expression de la résistance de constriction est donnée par :

$$R_{\delta} = 0.14\rho \frac{\delta^{0.2}}{a^{1.24}} \quad (3.6)$$

La capacité d'interface est déterminée par la zone de contact nominale et par le gap d'interface effectif, et peut être écrit comme suit :

$$C = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{A}{d} \quad (3.7)$$

où A est la zone de contact nominale $\pi R_{\text{cylindre}}^2$, d est le gap d'interface moyen comme montré figure 3.13 et ϵ_r est la permittivité relative du diélectrique ou de la couche présente dans le contact.

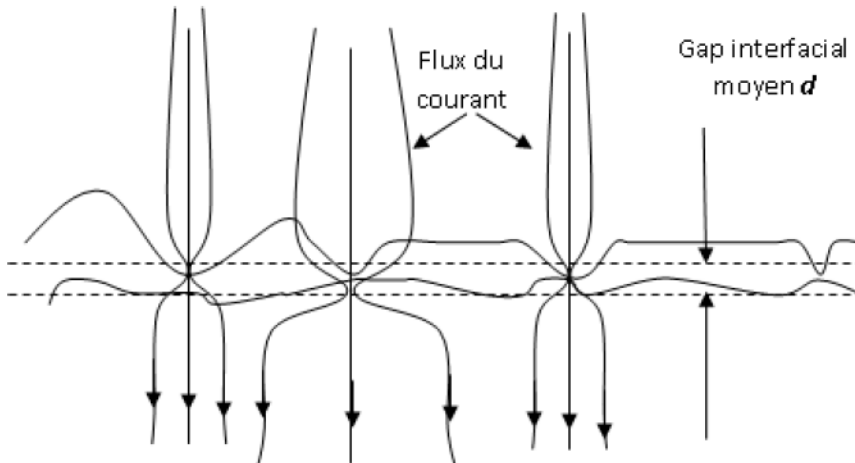


FIGURE 3.13 – Interface d'un contact électrique (représentation du flux de courant)

L'inductance d'interface est déterminée par deux valeurs d'inductances de la région A et B de la figure 3.10. L'inductance qui correspond à la région B est déterminée par la zone de contact nominale, par les dimensions de points de contact et la profondeur de l'effet de peau δ .

L'inductance totale de cette région est donnée par :

$$L_{\text{bulk}} = \frac{\mu_0 \delta}{8\pi} \ln \left(\frac{R_{\text{cylinder}}}{a} \right) \quad (3.8)$$

L'inductance du point de contact circulaire du rayon a , qui correspond la région A est :

$$L_a = \frac{\mu_0 \delta}{4\pi} \quad (3.9)$$

3.3.2.2 Choix du modèle d'un contact HF

Afin de déterminer le comportement en hyperfréquences d'un contact électrique, un ensemble de simulations sous logiciel HFSS en structure coaxiale a été réalisé. La structure consiste en deux lignes de transmission coaxiales mises en contact par leurs conducteurs centraux, sachant que le contact est assuré par deux demi-sphères placées sur le conducteur central à l'extrémité de chaque ligne (figure 3.14).

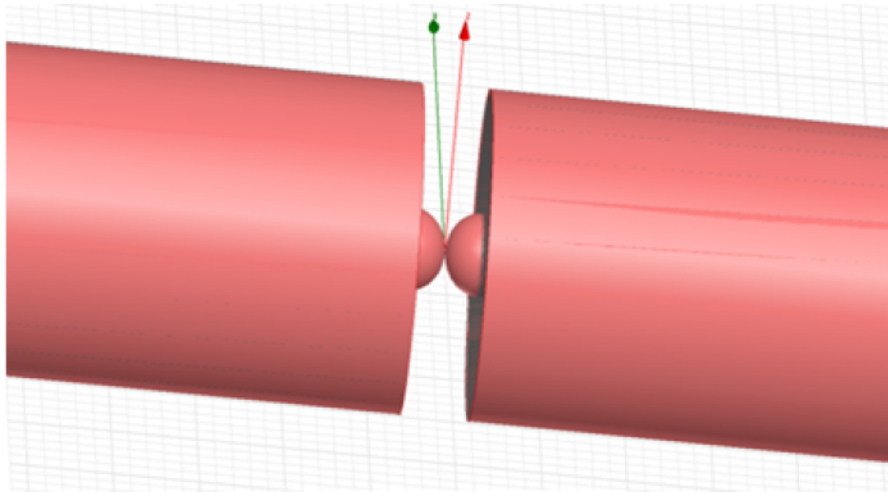


FIGURE 3.14 – Simulation 3D d'un contact sphère-sphère dans une structure coaxiale

La simulation de cette structure a été réalisée avec deux modes ; un mode de contact ponctuelle entre les deux sphères et un mode d'isolation où un espace d'air est placé entre les sphères pour assurer une discontinuité entre les deux lignes coaxiales. La figure 3.15 montre la réponse en fréquence de la structure présentée avec les coefficients de transmission S_{21} et réflexion S_{11} .

Nous avons observé une transmission correcte en basse fréquence (S_{21} proche de 0 dB) et une coupure à la résonance, puis de nouveau une bonne transmission, dans le cas du contact entre les sphères. La réflexion présente un comportement symétrique avec une réflexion très faible en dehors de la résonance (S_{11} inférieur à -20 dB) et une réflexion totale à la résonance (0 dB). Le cas de la discontinuité électrique se différencie par rapport au cas d'une continuité par une inversion des résonances série et parallèle, où les courbes de transmission S_{21} et de réflexion S_{11} s'inversent. Si l'on s'intéresse au cas de la structure sphère-sphère, les coefficients de transmission (S_{21}) et de réflexion (S_{11}) de ce genre de structure présentent une résonance bien marquée autour de 3,5 GHz.

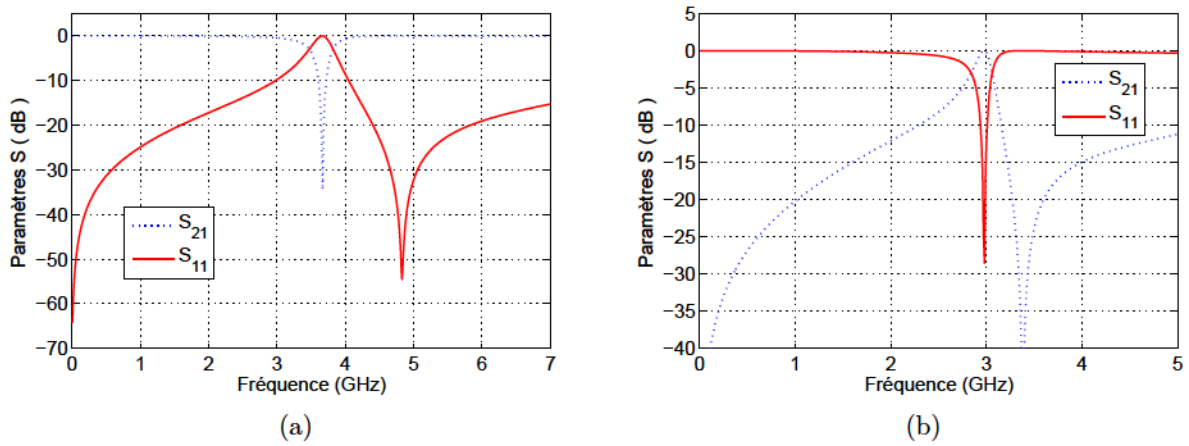


FIGURE 3.15 – Comparaison des paramètres S d'un contact sphère-sphère dans le cas (a) d'une continuité électrique assurée par un matériau conducteur (b) d'une discontinuité (air à l'interface)

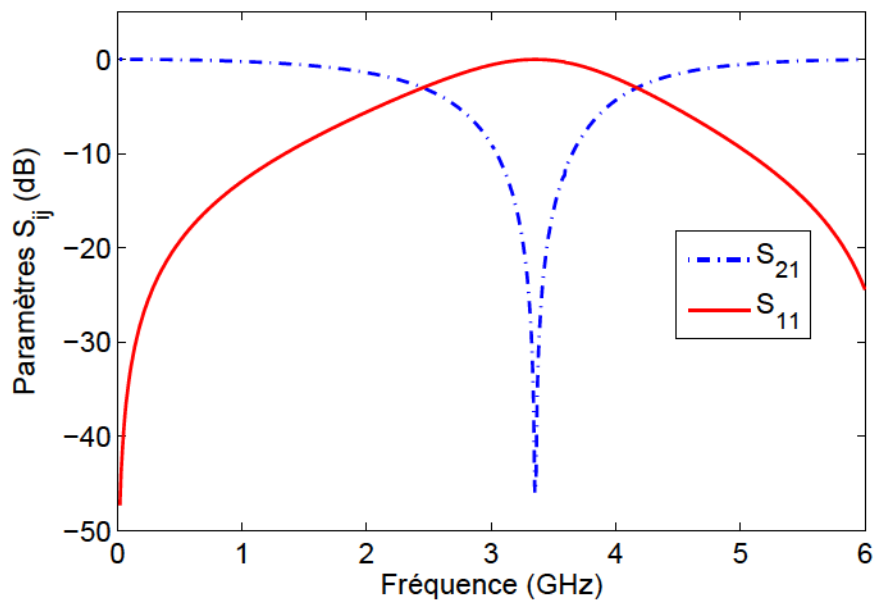


FIGURE 3.16 – Réponse en fréquence d'un contact sphère-sphère (transmission S_{21} , réflexion S_{11})

Le type de résonance observée dans la figure 3.16 peut correspondre à une résonance d'un circuit équivalent RLC où le condensateur C est en parallèle avec l'ensemble résistance R et inductance L en série (figure 3.17). Deux lignes de transmission complètent le modèle pour prendre en compte les longueurs d'accès coaxiales au contact sphère-sphère. Ce modèle est équivalent avec celui proposé par Malucci (figure 3.12).

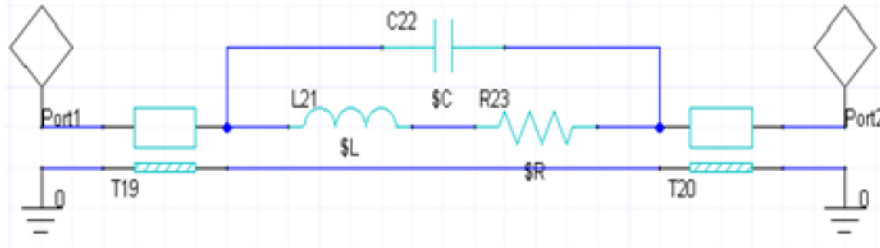


FIGURE 3.17 – Modèle RLC équivalent d'un contact sphère-sphère

L'impédance équivalente au circuit RLC a pour expression :

$$Z = \frac{R + jL\omega}{1 + jRC\omega - LC\omega^2} \quad (3.10)$$

et la matrice admittance $[Y]$ équivalente au quadripôle peut être exprimée en fonction de Z :

$$[Y] = \begin{bmatrix} 1/Z & 1/Z \\ 1/Z & 1/Z \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

Les lignes de transmission de part et d'autre de ce quadripôle ajoutent un déphasage $\exp^{j\omega T}$. Par transformation $Y \rightarrow S$, on obtient ainsi les paramètres S équivalents à l'ensemble :

$$S_{21} = \frac{2Z_0}{Z + 2Z_0} \exp^{2j\omega T} \quad (3.12a)$$

$$S_{11} = \frac{Z}{Z + 2Z_0} \exp^{2j\omega T} \quad (3.12b)$$

Dans le cas où la résistance de contact reste faible, $R \rightarrow Z_0$, on obtient les expressions suivantes pour les paramètres S :

$$S_{21} \ll \frac{1 + jRC\omega - LC\omega^2}{1 + j\omega \left(\frac{L}{2Z_0} + RC \right) - LC\omega^2} \exp^{2j\omega T} \quad (3.13a)$$

$$S_{11} \ll \left(1 + \frac{2Z_0 RC}{L} \right) \frac{j\omega \left(\frac{L}{2Z_0} + RC \right)}{1 + j\omega \left(\frac{L}{2Z_0} + RC \right) - LC\omega^2} \exp^{2j\omega T} \quad (3.13b)$$

On peut déduire des deux équations quelques caractéristiques :

Fréquence de résonance :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}} \quad (3.14)$$

Facteur de qualité :

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f} = \frac{\sqrt{LC}}{RC + \frac{L}{2Z_0}} \quad (3.15)$$

Maximum de réflexion :

$$S_{11\max} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2Z_0 RC}{L}}} \quad (3.16)$$

Déphasage du coefficient de transmission en dehors de la résonance :

$$\phi_{21}(f \rightarrow f_0) = 2\omega T \quad (3.17)$$

Ces expressions peuvent être inversées pour extraire les paramètres constitutifs du modèle :

Inductance équivalente :

$$L = 2Z_0 S_{11\max} \frac{\Delta f}{2\pi f_0^2} \quad (3.18)$$

Capacité équivalente :

$$C = \frac{1}{L(2\pi f_0)^2} \quad (3.19)$$

Résistance équivalente :

$$R = \left(\frac{1}{S_{11\max}} - 1 \right) \frac{L}{2Z_0 C} \quad (3.20)$$

Temps de retard des lignes d'accès :

$$T = \frac{\Delta\phi_{21}}{2\pi\Delta f} \quad (3.21)$$

A l'aide de ces formules, nous avons simulé le circuit RLC et tracé sa réponse en fréquence afin de faire correspondre les résultats de simulation de la structure 3D du contact coaxial avec ceux du modèle équivalent en introduisant des valeurs correctes de R , L et C . S'il est possible d'obtenir facilement la réponse fréquentielle de ce modèle en fonction des éléments constitutifs R , L et C , il est par contre plus complexe de déterminer les éléments R , L , C à partir de la réponse en fréquence. Cela reste cependant possible sur un modèle aussi simple par des équations analytiques. Comme nous pouvons le voir dans la figure 3.18, avec une valeur de résistance de 4 m Ω , une inductance de 18.8 nH et une capacité de 10 pF, la réponse fréquentielle issu de ce circuit RLC équivalent est proche de celle obtenue par la simulation 3D de la structure du contact coaxial.

D'après cette comparaison, le circuit RLC équivalent proposé peut être considéré comme le modèle électrique d'un contact en hyperfréquence.

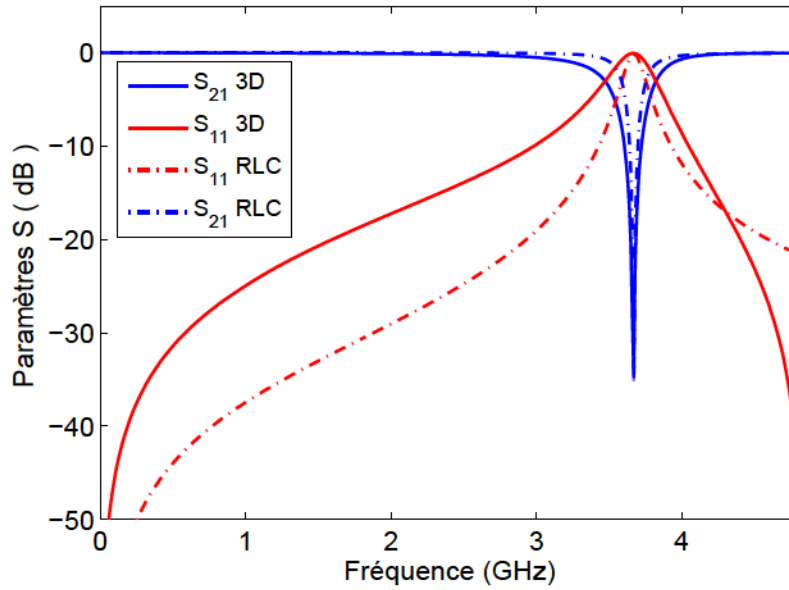


FIGURE 3.18 – Comparaison entre les coefficients de transmission et réflexion de la structure 3D du contact coaxiale et le circuit RLC équivalent d'un contact HF

3.3.2.3 Comportement du modèle RLC vis-à-vis de la dégradation du contact

Un élément possédant une conductivité électrique variable est introduite entre les deux sphères pour traduire la dégradation du contact (figure 3.19). Il peut modéliser une particule d'oxyde d'un conducteur qui se produit après frottement dans les contacts réalisés par un conducteur qui réagit avec l'oxygène. En fonction de la conductivité de l'élément au contact, la transmission du signal évolue : on note la présence d'effets capacitif et inductif qui se traduisent par des résonances série et parallèles.

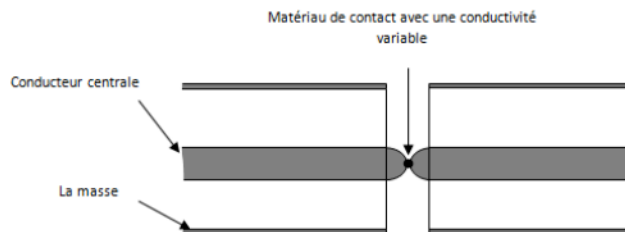


FIGURE 3.19 – Matériau à conductivité variable placé entre les sphères de contact dans la structure coaxiale

Lorsque la conductivité électrique de l'élément conducteur varie (ici entre 10^5 et 10^8 S/m), on observe une diminution de la résistance R du modèle équivalent (de 1.5 à 0.1 Ω) avec l'augmentation de la conductivité (figure 3.20(a)). Ceci confirme le lien évident entre conductivité et résistance équivalente. Nous observons par ailleurs peu de variations sur les autres paramètres du modèle (L et C) et le déphasage T_d , qui semblent liés à la géométrie de la structure, reste fixe ici.

La dégradation du contact électrique peut également se traduire sous forme de déformation de la géométrie de l'interface, ce qui pourrait changer les dimensions de la section de contact.

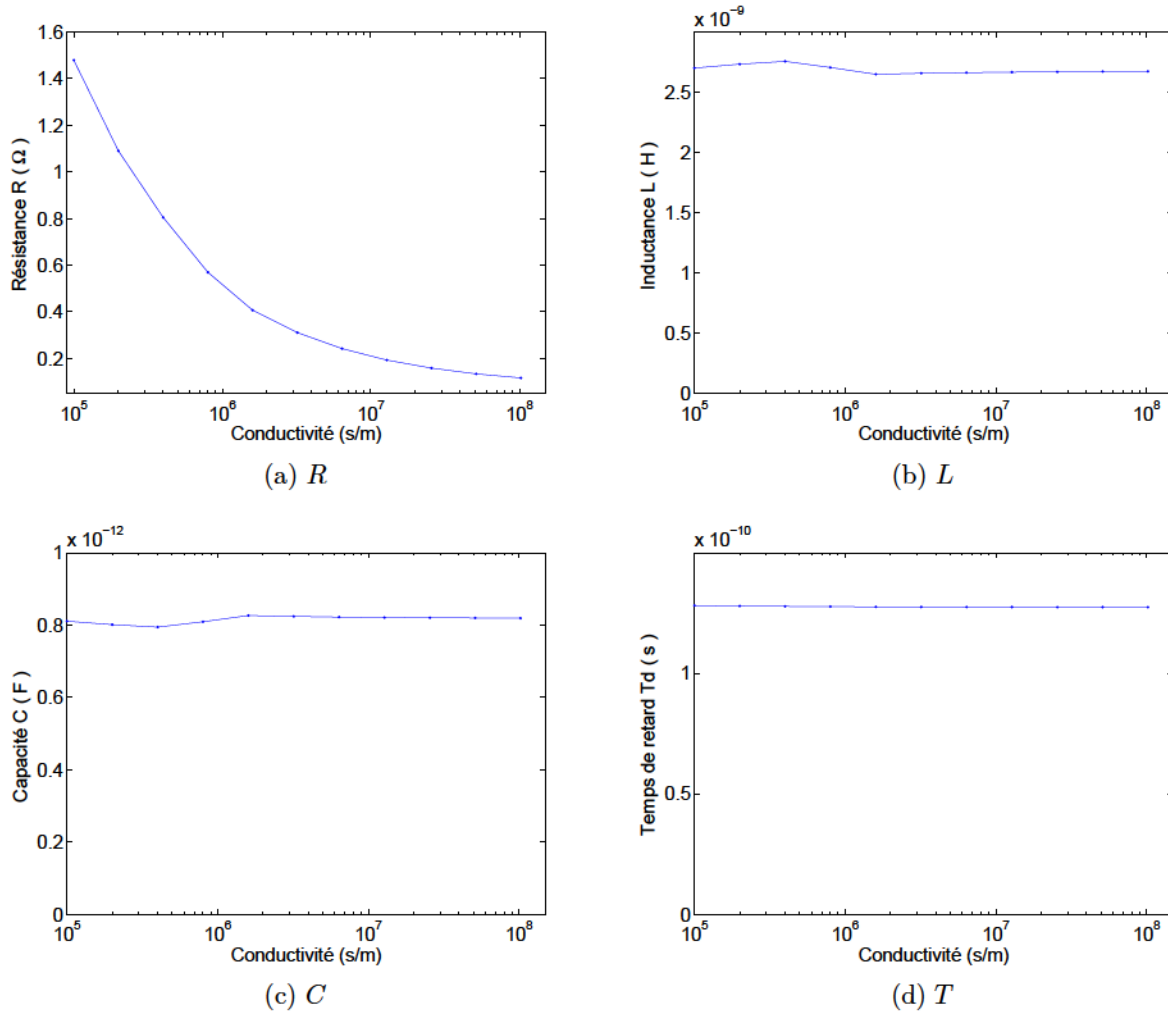


FIGURE 3.20 – Variation du modèle RLC en fonction de la conductivité de l'élément de contact (10^5 – 10^8 S/m)

Pour modéliser ce phénomène, nous avons fait varier la section de contact entre les deux demi-sphères en faisant varier la distance entre leur centre d entre 0,1 mm et 1 mm (figure 3.21).

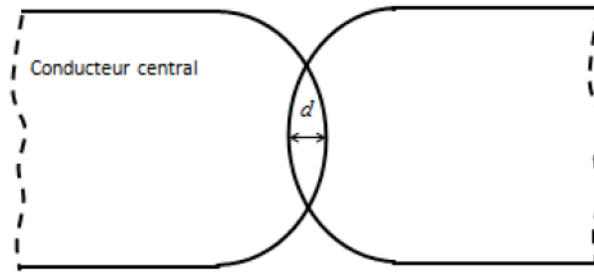


FIGURE 3.21 – Variation de la section de contact entre les demi-sphères

Nous avons remarqué une augmentation régulière de l'inductance L (2,7 à 3 nH) et la capacité C (de 0,8 à 1 pF) (figure 3.22). Ces deux éléments semblent être liés à la géométrie de la structure qui évolue en rapprochant les deux faces des demi-sphères, ce qui se traduit par l'augmentation de C et par l'augmentation de la surface de contact qui provoque une augmentation de L . Les variations de la résistance R , un peu aléatoires, sont plus difficiles à interpréter et ne sont peut-être pas significatives.

Le modèle RLC proposé ici est suffisamment simple pour en obtenir les paramètres à l'aide de formules analytiques. Les coefficients de transmission et de réflexion issus de ce modèle correspondent aux résultats de simulation 3D. Dans la partie suivante nous allons présenter les essais de fretting sur certains matériaux avec un signal hyperfréquence en utilisant une nouvelle structure adaptée pour les mesures HF. La résistance de contact est déduite des paramètres S mesurés à l'aide des formules analytiques développés dans la présente section.

3.4 Banc de Fretting HF

3.4.1 Nouvelles géométries adaptées aux HF

Les mesures de la résistance du contact en DC se font par la méthode des cylindres croisés réalisés à partir de plaques métalliques poinçonné. Le courant électrique passe donc à travers un point de contact sous forme d'un petit cercle (figure 3.23).

La résistance du contact en courant continu (DC) est mesurée par la méthode des quatre points en utilisant la structure décrite précédemment (section 3.2.6). Afin de travailler dans les mêmes conditions mécaniques, dynamiques et électriques, pour la mesure de l'évolution de la résistance de contact en fonction du temps de fretting lorsqu'on passe de DC à un signal hyperfréquence, nous avons utilisé, en premier temps, la même structure de plaques cylindres croisés DC en branchant deux câbles RF de l'analyseur vectoriel de réseaux (VNA) avec les connecteurs coaxiaux SMA soudés aux accès des plaques (figure 3.23). L'appareil de mesure nous fournit les paramètres S_{ij} du signal propagé dans la structure traversant le point de contact de deux demi cylindres.

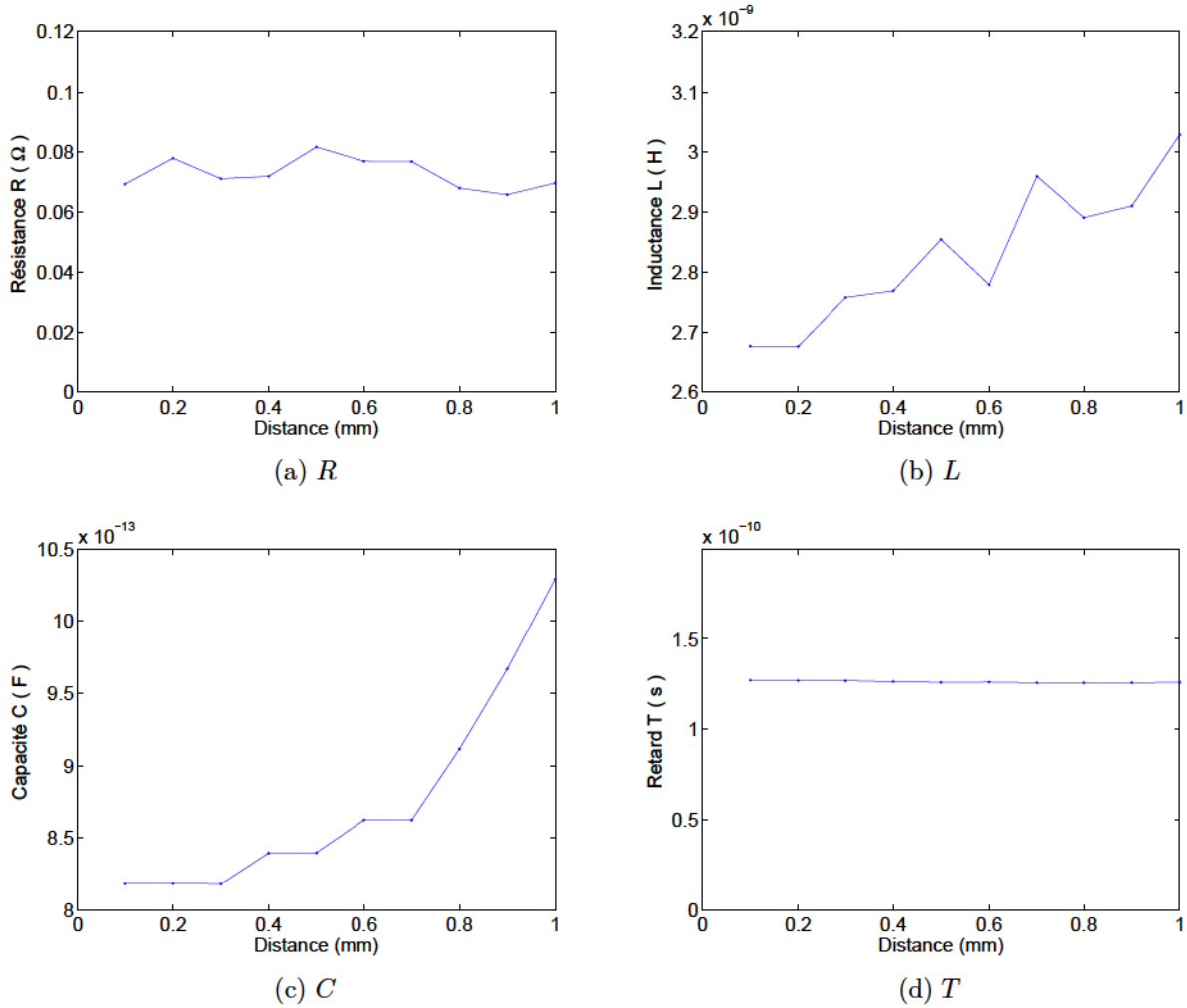


FIGURE 3.22 – Variation du modèle RLC en fonction de l'écartement sphère-sphère d (0,1 – 1 mm)

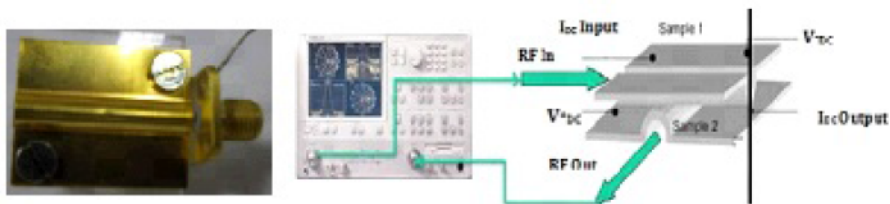


FIGURE 3.23 – Banc de mesure HF de la résistance de contact avec la structure DC

Les résultats de mesure (figure 3.24) montrent une dégradation importante de la propagation avec une transmission à -10 dB et des réflexions à -5 dB. La désadaptation d'impédance est très importante et apparaît dès les basses fréquences (100 MHz) à cause de la géométrie de la structure qui n'est pas dimensionnée pour avoir l'impédance caractéristique de l'analyseur de 50 Ω . Le signal est également atténué par les pertes du conducteur et de rayonnement, vue la surface de métal utilisé.

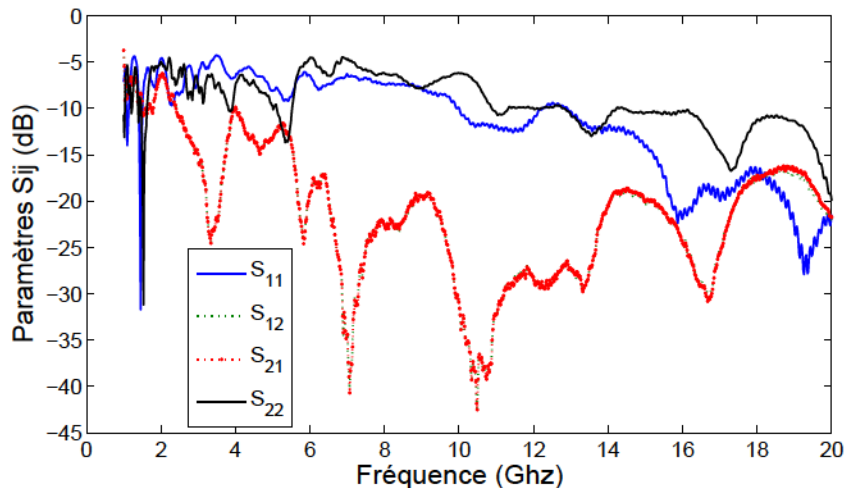


FIGURE 3.24 – Mesure HF des paramètres S_{ij} de la structure cylindres croisés DC

Cela signifie qu'une mesure des défauts de contact sera occultée par les pertes de désadaptation d'impédance dans la configuration actuelle. Afin d'améliorer le comportement des cylindres vis-à-vis du signal hyperfréquence, il semble nécessaire d'adapter leur géométrie. L'idée générale est de remplacer la plaque métallique, source de désadaptation d'impédance et de rayonnement, par une plaque isolante garantissant le maintien mécanique. Une ligne microruban, déposée sur ce substrat diélectrique, assurera la liaison électrique entre le cordon de l'analyseur hyperfréquence et le demi-cylindre, qui sera soudé sur cette ligne (figure 3.25). L'ensemble devra être dimensionné pour minimiser la désadaptation d'impédance (adaptation de la ligne à 50 Ω). Une longueur de 25 mm et une largeur de 5 mm ont été choisies pour un substrat Rogers-TMM10i de permittivité 9.8 et d'épaisseur 3.18 mm. Pour les tests de fretting, la face supérieure du demi-cylindre sera revêtue avec le matériau à caractériser.

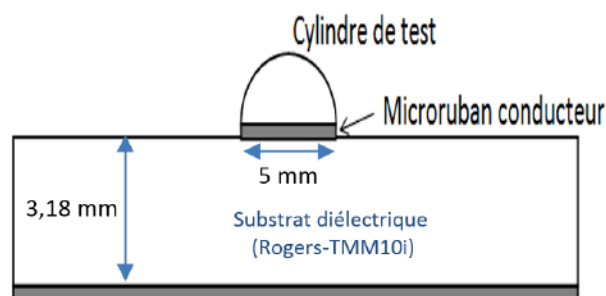


FIGURE 3.25 – Nouvelle configuration micro-ruban des cylindres de fretting HF

Le test de contact est réalisé en croisant les deux plaques de sorte que les deux demi-cylindres soient en contact par un point, à l'aide d'un support mécanique. Nous mesurons les coefficients de transmission et réflexion (S_{ij}) par une simulation numérique 3D sous logiciel HFSS (figure 3.26(a)) et par mesure HF avec l'analyseur VNA (figure 3.26(b)).

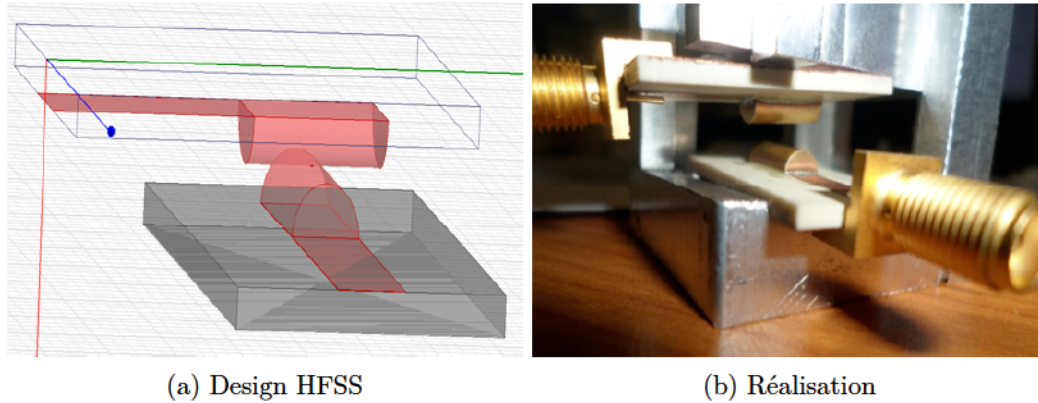


FIGURE 3.26 – Structure de contact cylindres croisés adaptée aux HF

La figure 3.27 montre une comparaison entre les paramètres S_{ij} obtenus par simulation HFSS et par mesure HF où une transmission correcte du signal est observée avec la simulation dans la gamme de fréquence [0 - 4 GHz] contre une transmission moins bonne en mesure HF. Au-delà de la fréquence dite de coupure 4 GHz, la transmission est dégradée et la réflexion devient importante. Donc, pour les tests de fretting en hyperfréquences, la résistance de contact sera étudiée de préférence dans la bande passante [0 - 4 GHz].

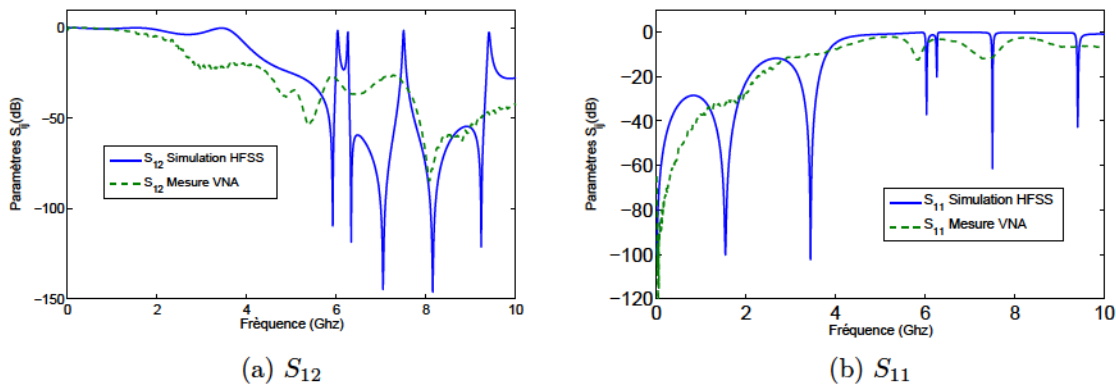


FIGURE 3.27 – Résultats de simulation et de mesure de la nouvelle structure de contact HF

Dans le but d'augmenter la fréquence de coupure, nous avons fait une simulation avec HFSS de la structure de contact HF en réduisant la longueur des lignes micro-rubans à 7.5 mm, ce qui a entraîné un décalage de la fréquence de 4 à 7 GHz. Si on veut obtenir à une valeur plus élevée, on doit encore diminuer la longueur à quelques millimètres (2 - 5 mm). Cette solution peut poser des problèmes de branchement et de fixation de la structure dans l'appareil de test de fretting en plus à la difficulté de fabrication. Tous les tests de fretting présentés dans les parties qui suivent sont faits avec les dimensions initiales.

3.4.2 Présentation du banc de mesure de fretting HF

L'objectif principal de cette partie est de mesurer la dégradation des signaux HF et de voir l'évolution de la résistance de contact HF pour différents revêtements conducteurs, nobles ou non nobles, déposés sur les demi-cylindres (appelés substrats) durant des tests de fretting, et la comparer avec le comportement de la résistance DC. Comme nous l'avons indiqué dans la section 3.2.7, la durée de vie du contact électrique DC est caractérisée par le nombre de cycles de fretting associés à une augmentation de la résistance électrique supérieure à $4 \text{ m}\Omega$. Nous souhaitons, par cette étude, définir un seuil de rupture électrique équivalent pour les contacts en hyperfréquences. Pour réaliser les mesures, nous avons fixé la structure cylindres croisés HF dans un banc de test de fretting au sein du laboratoire LTDS-Lyon, avec le même branchement décrit précédemment (figure 3.28). Nous y avons ajouté de courts câbles SMA soudés sur l'extrémité des lignes micro-rubans afin de permettre une mesure HF. Ces câbles sont reliés à l'analyseur par l'intermédiaire de câbles SMA standard. Il faut veiller à bien fixer la liaison entre ces câbles afin que la connexion ne subisse pas de vibration. Par ailleurs, les courts câbles reliés aux cylindres vont diminuer la qualité du signal car notre calibrage SMA est limité aux connecteurs, et par conséquent nous n'avons pas supprimé les erreurs de ces longueurs supplémentaires.



FIGURE 3.28 – Banc de fretting HF avec la structure en demi-cylindres croisés sur lignes microrubans

La réalisation de la ligne micro-ruban est faite par gravure mécanique. Les demi-cylindres de laiton (CuZn37) sont fabriqués et revêtus par la société RADIALL avec des dépôts de différents matériaux obtenus par électrodéposition. Ce procédé a l'avantage de pouvoir être utilisé sur des pièces avec des géométries complexes (figure 3.29).

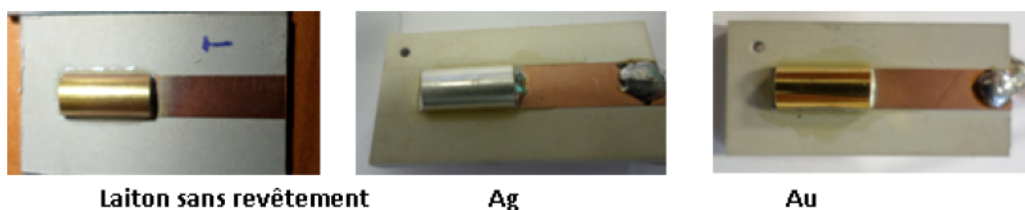


FIGURE 3.29 – Exemple de la structure micro-ruban avec différents revêtements sur les demi-cylindres.

Une sous-couche de Nickel est toujours présente sur l'ensemble des dépôts avec une épaisseur de $2 \mu\text{m}$. Son rôle principal est de constituer une barrière contre la diffusion du cuivre (substrat en laiton). En effet, celui-ci diffuse très facilement à travers les dépôts (figure 3.30). Un autre

avantage de l'utilisation du Nickel comme sous couche dans les connecteurs est l'amélioration des propriétés mécaniques et la résistance à la corrosion du contact du fait de sa dureté .

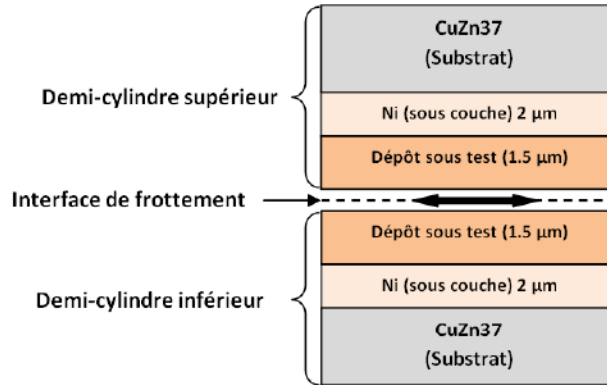


FIGURE 3.30 – Configurations des dépôts dans les échantillons de couples homogènes

3.4.3 Mesures et extraction des résultats

Les conditions du test de fretting sont comme suit :

- une force normale de 3 N qui a été ajustée de façon à générer des pressions et des aires de contact représentatives des contacts réels,
- une amplitude de glissement référence (ouverture de cycle) $\delta_{\text{ref}} = \leq 9 \mu\text{m}$ qui a été définie de façon à obtenir, par une mesure DC, une durée de vie de 10^5 cycles pour le contact référence Ag (2 μm) / Ag (2 μm) de PSA,
- une fréquence de déplacement de 30 Hz (30 cycles par seconde).

Les paramètres mesurés sont les paramètres S_{ij} et plus particulièrement le coefficient de transmission (S_{21}) à partir duquel la résistance de contact HF (R) sera déduite selon la formule (3.12a), réécrite ici :

$$S_{21} = \frac{2Z_0}{R + 2Z_0} e^{(\alpha + j\beta)(l_1 + l_2)} \quad (3.22)$$

Nous utilisons un logiciel d'acquisition de données que nous connectons à l'analyseur afin de récupérer les résultats de mesure durant les tests de fretting.

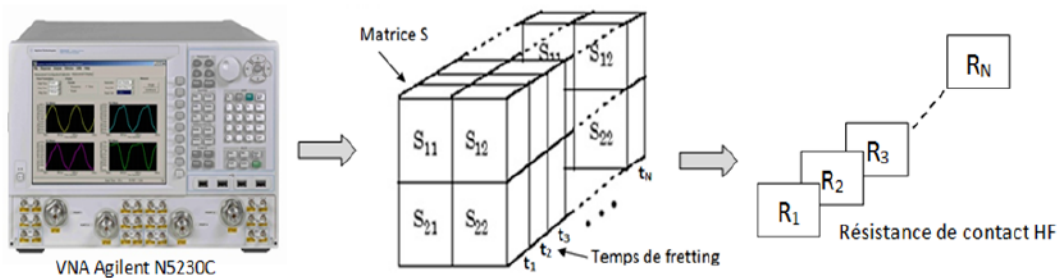


FIGURE 3.31 – Calcul de la résistance de contact HF à partir de la mesure des paramètres S

3.4.3.1 Contact entre cylindres de laiton sans revêtement

Le laiton CuZn37 est utilisé uniquement pour les parties mâles des connecteurs, du fait de son mauvais comportement en relaxation. Son avantage est le faible développement des couches intermétalliques lorsqu'il est utilisé comme substrat. Dans un premier temps, nous avons fait un test de fretting avec uniquement un signal HF [0-10 GHz] pour des demi-cylindres de laiton sans revêtements afin de voir le comportement de la transmission du signal vis-à-vis des microfrottements appliqués avec la nouvelle structure en cylindres croisés adaptée aux mesures HF. Nous observons, dans la figure 3.32, l'évolution du coefficient de transmission S_{21} en fonction de la durée de fretting, pour une bande de fréquence autour de 1.3 GHz.

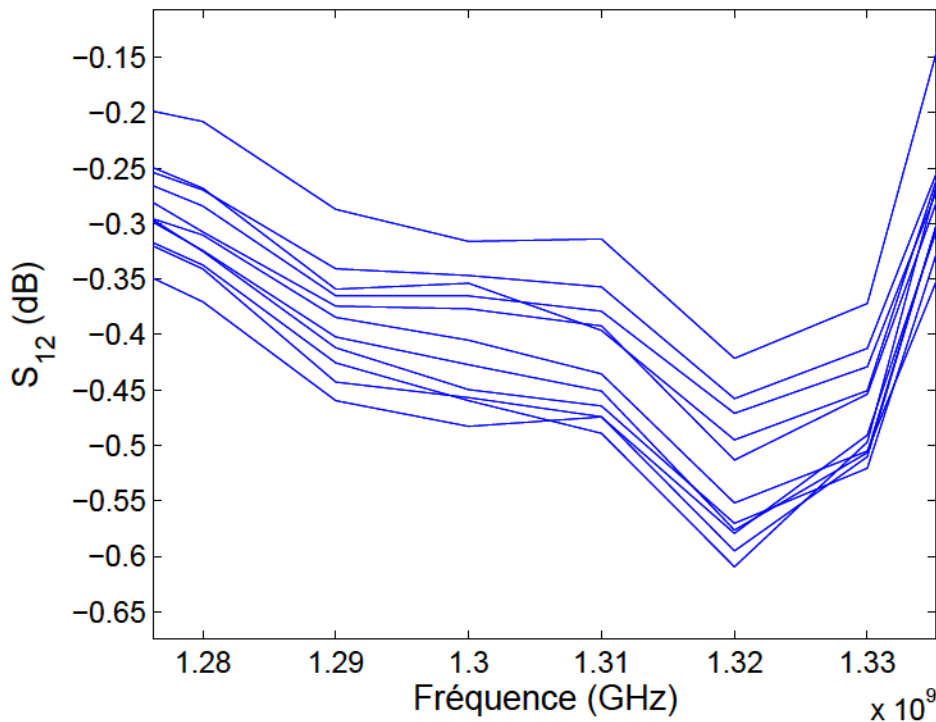
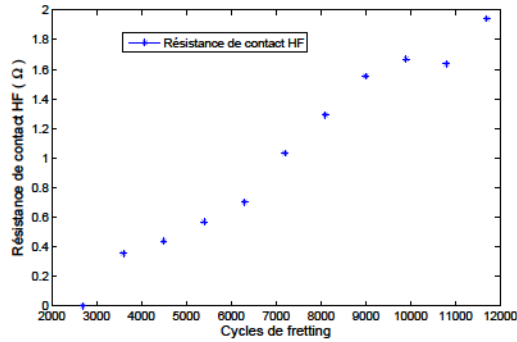


FIGURE 3.32 – Variation de S_{21} pendant le test de fretting pour des cylindres sans revêtement

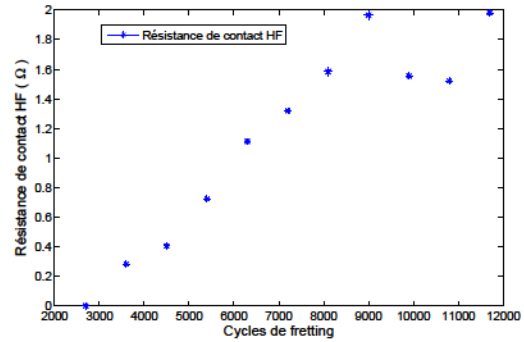
Une dégradation de la transmission est observée, avec un écart d'environ 0.2 dB entre la valeur de S_{21} initiale et celle après 5 minutes sous sollicitation de fretting. Par conséquent, une augmentation de la résistance de contact HF est évidente en fonction du temps de fretting (figure 3.33), la valeur initiale est considérée comme nulle et les valeurs suivantes représentent l'écart par rapport la résistance initiale ou la dégradation de contact.

Dans le deuxième essai, où nous avons pris plus de points de mesure (figure 3.34), on observe des valeurs négatives au début de la mesure qui présentent une diminution de la résistance après quelques cycles de fretting puis une augmentation normale. Cette diminution peut être interprétée par le nettoyage des impuretés déposées sur le revêtement par les premiers frottements ce qui améliore temporairement la transmission.

Les résultats obtenus nous ont encouragés à continuer de travailler avec la nouvelle structure pour la mesure de la résistance de contact HF tout en gardant les mêmes conditions de test que

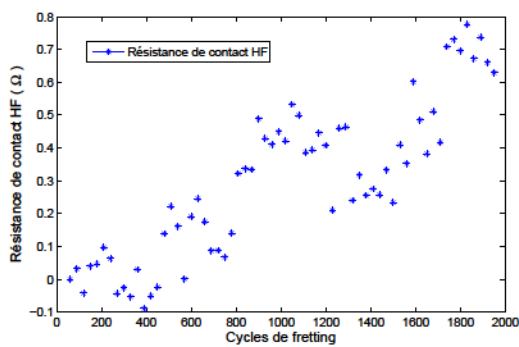


(a) 1.3 GHz

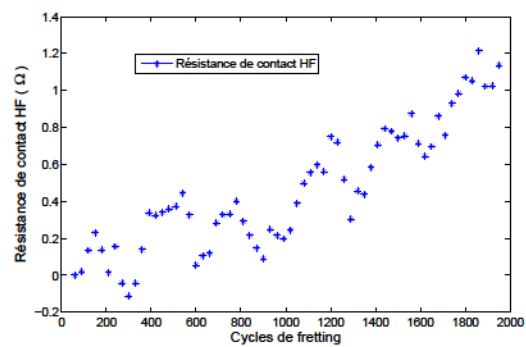


(b) 3.3 GHz

FIGURE 3.33 – Variation de la résistance de contact durant un test de fretting sur un contact sans revêtement



(a) 1.3 GHz



(b) 3.3GHz

FIGURE 3.34 – Variation de la résistance de contact durant un test de fretting sur un contact sans revêtement (2^e essais, une mesure chaque seconde)

les mesures DC. En plus, nous allons effectuer dans la suite des tests de fretting, des mesures simultanées de la résistance HF et DC, sur des différents dépôts de matériaux conducteurs tels que l'étain, le bronze blanc, l'or et l'argent allié, afin de pouvoir comparer et caractériser les deux résistances [69]. Des inductances ont été placées à la sortie des équipements de mesure DC dans le but d'isoler le signal HF et d'éviter la perturbation des appareils. L'analyseur HF comporte ses propres capacités à ses entrées qui permettent de bloquer le signal DC.

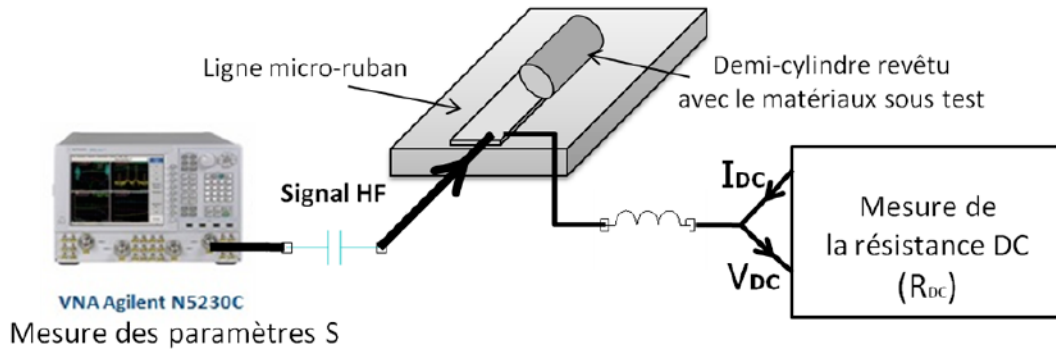


FIGURE 3.35 – *Mesure simultanée de la résistance DC et HF lors du test de fretting*

3.4.3.2 Contact avec revêtement d'étain (Sn)

L'étain est utilisé pour les connecteurs dont les conditions d'utilisation sont moins sévères et est très répandu dans l'industrie automobile du fait de sa facilité de mise en œuvre. Il s'oxyde facilement, mais son oxyde est friable, ce qui permet un passage du courant après insertion. Il possède une bonne capacité d'auto nettoyage [70]. Il s'agit du revêtement le moins coûteux. Sa grande faiblesse est son comportement au fretting-corrosion. Les figures 3.36 et 3.37 montrent l'évolution de la résistance de contact HF et DC en fonction de cycle de fretting pour un contact Sn/Sn à deux fréquences différentes du signal HF. Nous observons que les deux résistances ont la même variation qualitative mais la résistance de contact HF montre des valeurs plus élevées très probablement à cause de l'effet de peau.

Ces variations peuvent être caractérisées par deux bandes distinctes. Dans le premier intervalle (avant 3000 cycles), la résistance de contact reste relativement stable avec quelques $m\Omega$ de variations. Dans la seconde bande (après 3000 cycles), la résistance de contact augmente progressivement et devient instable et se caractérise par des fluctuations importantes, avec un maximum de $2\ \Omega$ pour la résistance DC et $15, 10\ \Omega$ pour la résistance HF à 2,5, 5 GHz respectivement. Avec les conditions actuelles de mesure, la valeur de seuil de la rupture électrique DC de $4\ m\Omega$ est obtenue à partir de 2250 cycles environ (figure 3.38). Au moment de l'obtention de cette valeur, nous n'observons aucune augmentation significative de la résistance de contact HF.

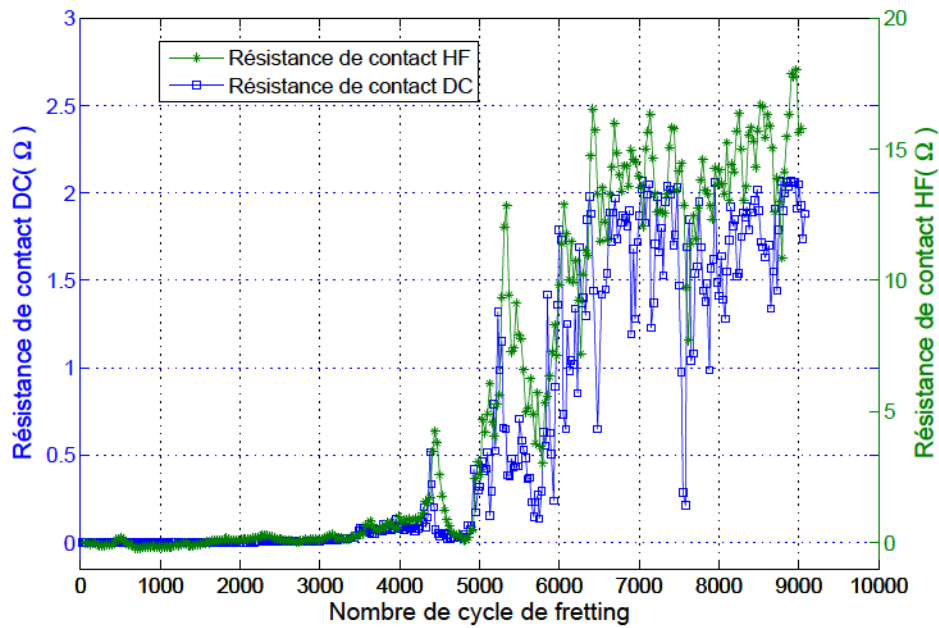


FIGURE 3.36 – Variation de la résistance de contact DC et HF (2.5 GHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d'étain (Sn)

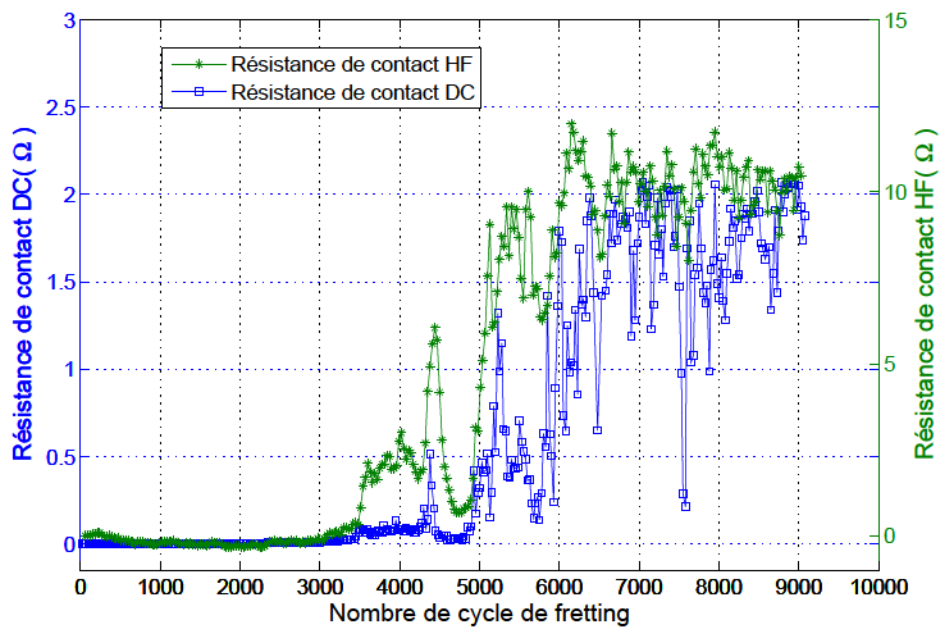


FIGURE 3.37 – Variation des résistances de contact DC et HF (5 GHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d'étain (Sn)

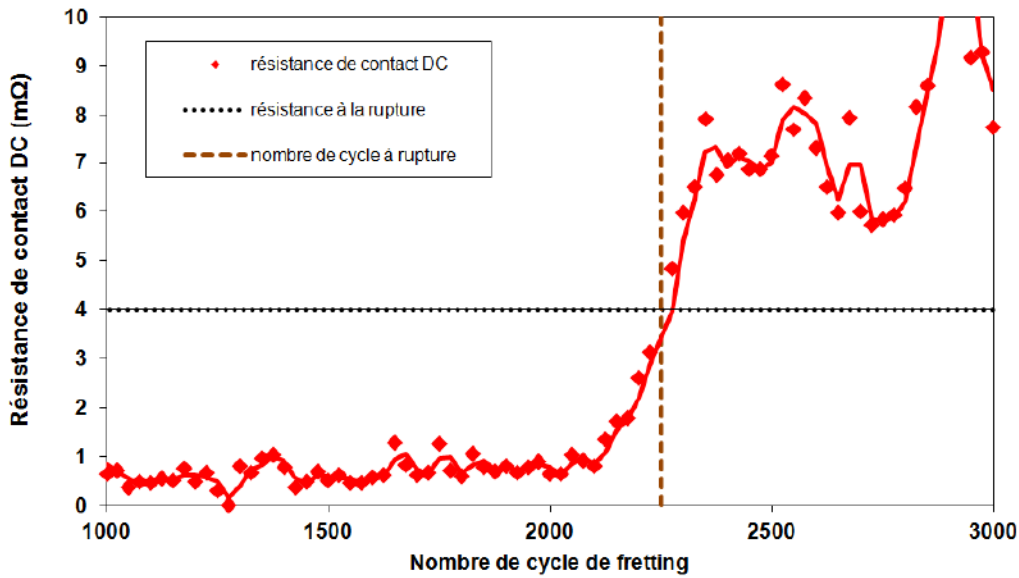


FIGURE 3.38 – Variation de la résistance de contact DC durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d’étain (zoom autour du seuil de rupture DC)

3.4.3.2.1 Résultats d’analyse MEB et EDX sur le contact étain Dans le but d’analyser les mécanismes de dégradation et d’examiner les dommages du contact après le test de fretting effectué avec les signaux HF et DC, des analyses par microscopie à balayage électronique (MEB) et par EDX semi-quantitative, ont été effectuées sur la zone de contact des deux demi-cylindres (fixe et mobile). La dégradation d’un contact électrique avec une interface non noble est liée à la cinétique d’oxydation, comme indiqué par les travaux de Fouvry *et al* [71]. Au cours des sollicitations en fretting, l’oxygène s’infiltré dans l’interface et réagit avec le revêtement non noble en créant une couche isolante qui favorise l’augmentation de la résistance du contact. Des analyses chimiques (figure 3.39) ont été réalisées sur l’interface de l’étain soumis à des sollicitations de fretting sous ces conditions : $P = 3\text{ N}$, $f = 30\text{ Hz}$, $HR = 10\%$, $T = 25^\circ\text{C}$ et $AG \leq 9\text{ }\mu\text{m}$, avec un diamètre d’analyse EDX $d = 0.2\varnothing_f$, où \varnothing_f est le diamètre de la zone du contact frettée.

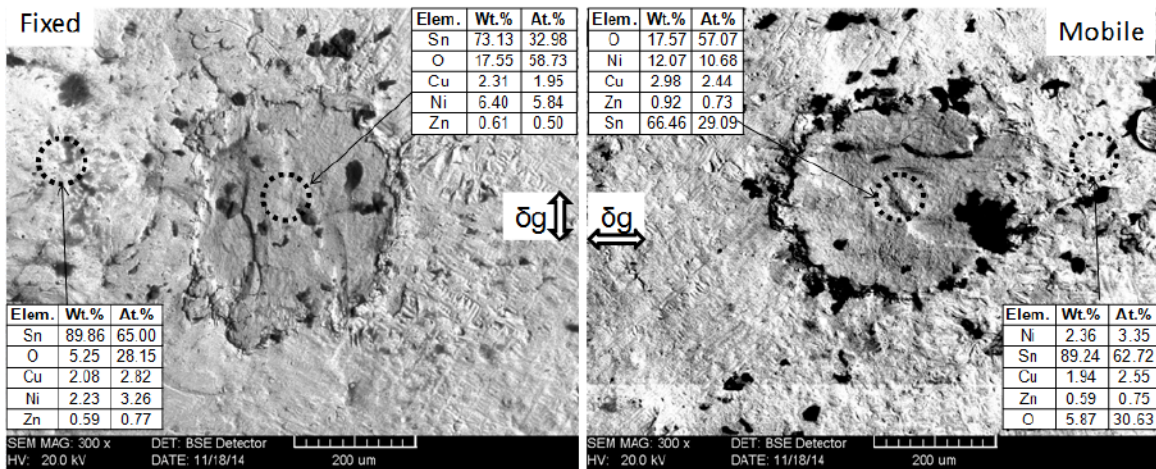


FIGURE 3.39 – Analyses MEB (en mode BSE) et EDX semi quantitative, images de la trace de fretting et quantification des éléments d’un dépôt d’étain soumis aux sollicitations du fretting sous les conditions : $P = 3\text{ N}$, $f = 30\text{ Hz}$, $HR = 10\%$, $T = 25^\circ\text{C}$ et $AG \leq 9\text{ }\mu\text{m}$, $N_c = 2200\text{ cycles}$.)

Les analyses montrent la dégradation de l'interface avec une diminution de la concentration de l'étain. Toutefois, après la défaillance du contact, la concentration de l'étain reste à une valeur non négligeable. Un autre élément important dans cette analyse est la concentration de l'oxygène (O), qui a une concentration moyenne supérieure à 50 % at. Par conséquent, l'interface est constituée par un troisième corps isolant contenant essentiellement des oxydes d'étain, mais aussi des oxydes de nickel et cuivre. L'analyse chimique effectuée sur le contact de l'étain démontre que le comportement de la résistance électrique, lors d'un essai réalisé avec deux signaux HF et DC simultanés, semble être également lié à la cinétique d'oxydation dans le contact.

3.4.3.3 Contact avec revêtement de Bronze blanc

Le bronze blanc est un matériau dont la conductivité électrique est suffisante pour la transmission de signal, et dont la dureté protège en outre efficacement les pièces revêtues des frottements qu'elles peuvent subir. L'inconvénient du bronze blanc non traité est son aptitude médiocre au brasage [72]. Les figures 3.40 et 3.41 montrent l'évolution de la résistance de contact HF et DC en fonction des cycles de fretting pour un contact avec un revêtement de bronze blanc à deux fréquences différentes du signal HF. On remarque également que la variation de la résistance HF suit celle de la résistance DC, avec toujours une différence dans les ordres de grandeur où la résistance de contact HF montre des valeurs plus élevées à cause du phénomène d'effet de peau. On observe une stabilité relative, avec peu de variation de la résistance, dans le début du test jusqu'à environ 6000 cycles, puis une augmentation graduelle avec un maximum d'environ 300 m Ω pour la résistance DC et 5 Ω pour la résistance HF.

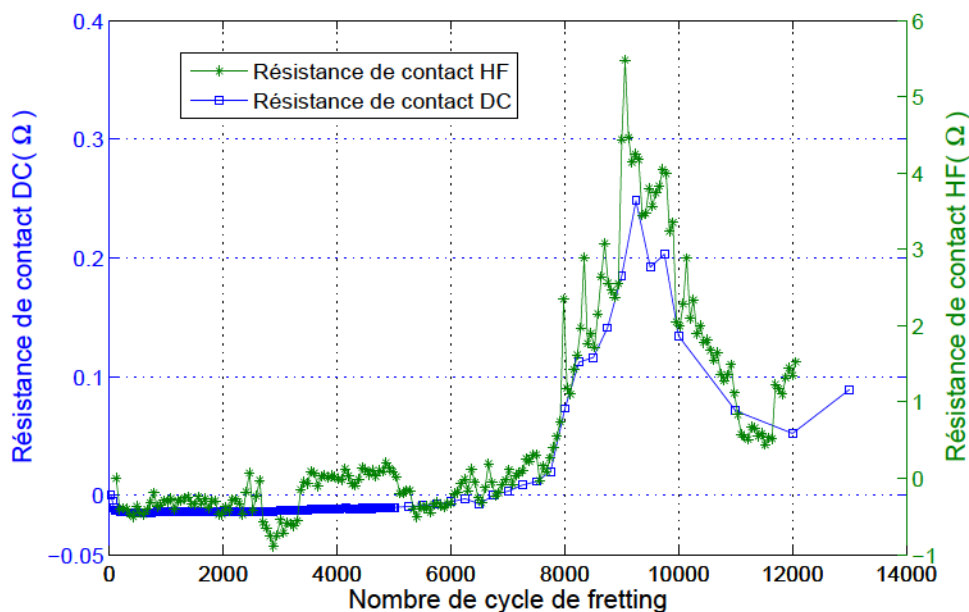


FIGURE 3.40 – Variation des résistances DC et HF (1.5 GHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement de bronze blanc

Pour le cas du bronze blanc, la valeur de seuil de la rupture électrique DC de 4 m Ω est

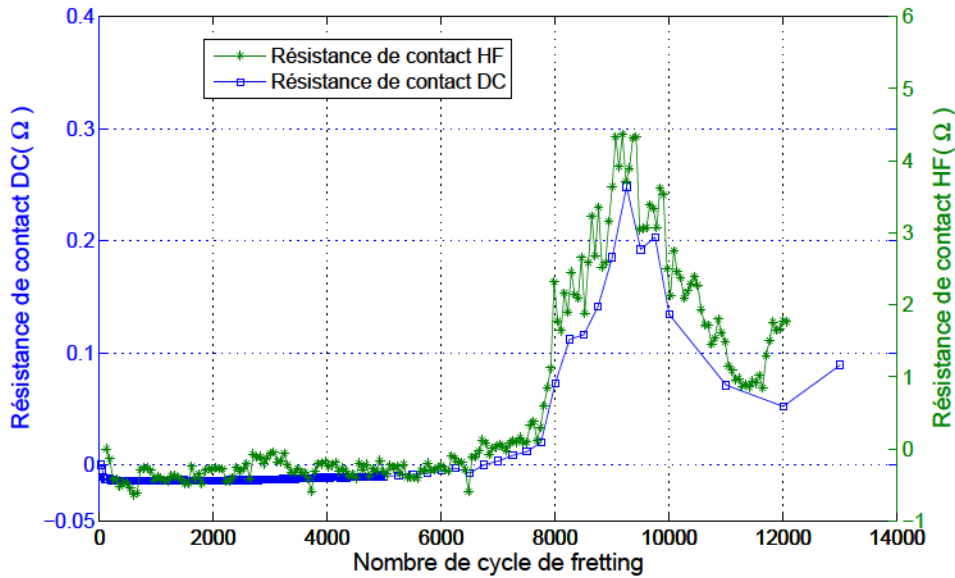


FIGURE 3.41 – Variation des résistances DC et HF (2.61 GHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement de bronze blanc

obtenue à partir de 4800 cycles environ (figure 3.42). Au moment de l'obtention de cette valeur, il n'y a pas de variation importante au niveau de la résistance de contact HF.

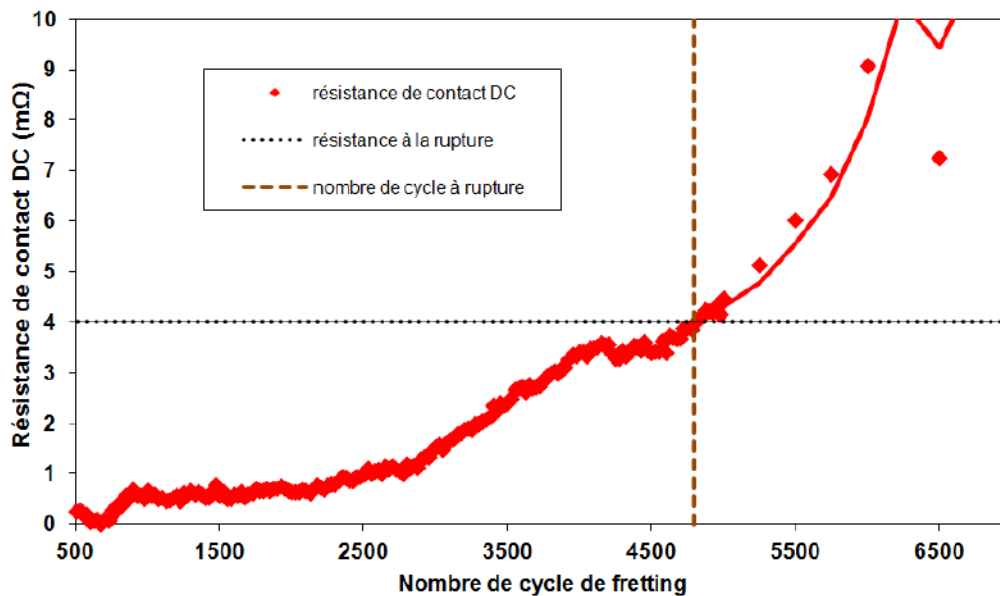


FIGURE 3.42 – Variation de la résistance de contact DC durant un test de fretting sur un contact avec revêtement de bronze blanc (zoom autour du seuil de rupture DC)

3.4.3.3.1 Résultats d'analyse MEB et EDX sur le contact de Bronze blanc Pour le contact de bronze blanc qui se compose de cuivre, d'étain et de zinc, les analyses (figure 3.43) montrent une élimination de la couche (diminution des concentrations des éléments) et une augmentation de la concentration de l'oxygène dans la zone de contact. Comme dans le cas de l'étain, le revêtement n'est pas complètement éliminé.

Des travaux antérieurs [73] montrent que la dégradation d'un contact électrique, avec un

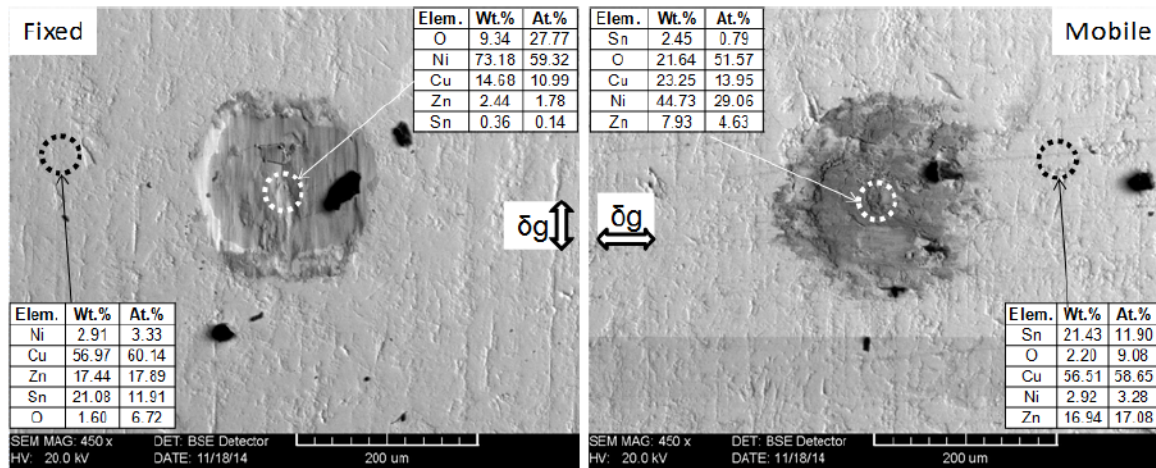


FIGURE 3.43 – Analyses MEB (en mode BSE) et EDX semi quantitative, images de la trace de fretting et quantification des éléments d'un dépôt de bronze blanc soumis aux sollicitations du fretting sous les conditions : $P = 3\text{ N}$, $f = 30\text{ H}$, $HR = 10\%$, $T = 25^\circ\text{C}$ et $AG = \leq 9\ \mu\text{m}$, $N_c = 4800\text{ cycles}$)

matériau non-noble comme l'étain ou le bronze blanc, parcouru par un courant continu, est liée à un seuil de concentration de l'oxygène $[O]_{th}$, soit :

$$N_c(\Delta R > 4\text{ m}\Omega) \text{ lorsque } [O]_{d=0.2\varnothing_f} > [O]_{th} \ll 50\% \text{ at}$$

Les éléments de la couche réagissent avec cette quantité d'oxygène piégé à l'interface et forment une couche d'oxyde. Par conséquent, ce nouvel élément isolant favorise la dégradation progressive de la résistance de contact électrique. Donc, même avec un essai avec deux signaux HF et DC simultanés dans un contact non-noble, le mécanisme de dégradation observé est lié à la cinétique d'oxydation des éléments de la couche.

3.4.3.4 Contact avec revêtement d'or (Au)

L'or correspond au métal quasi-idéal pour les contacts électriques : il est très peu réactif et ne s'oxyde pas. Le principal problème est l'encrassement des surfaces dorées par les graisses et les poussières situées dans l'environnement du connecteur, du fait de l'aspect poreux du dépôt. La porosité des dépôts d'or provoque également l'apparition de zones oxydées en surface car l'oxygène peut pénétrer jusqu'à l'interface intérieure, qui peut être soit directement le substrat soit une sous-couche. Par ailleurs, l'or est trop mou pour des applications à fortes vibrations et/ou à forte pression de contact : l'usure est alors très rapide et le frottement s'établit directement sur le substrat au bout de quelques cycles. Pour pallier ces problèmes de dureté insuffisante, l'or est utilisé avec une faible quantité de nickel ou de cobalt, ce qui permet d'améliorer sa résistance à l'usure. L'or possède en revanche de bonnes propriétés électriques, et permet le passage du courant même avec une faible force de contact. En raison du prix élevé de la dorure, ce type de revêtement est réservé aux applications les plus sensibles au niveau électrique.

Pour les tests de fretting sur le revêtement d'or (figures 3.44 et 3.45), on observe une longue phase de stabilisation de la résistance de contact DC puis une brusque augmentation jusqu'à

60 mΩ. La variation de la résistance HF est moins stable dans la première phase avec une légère diminution par rapport à la valeur initiale.

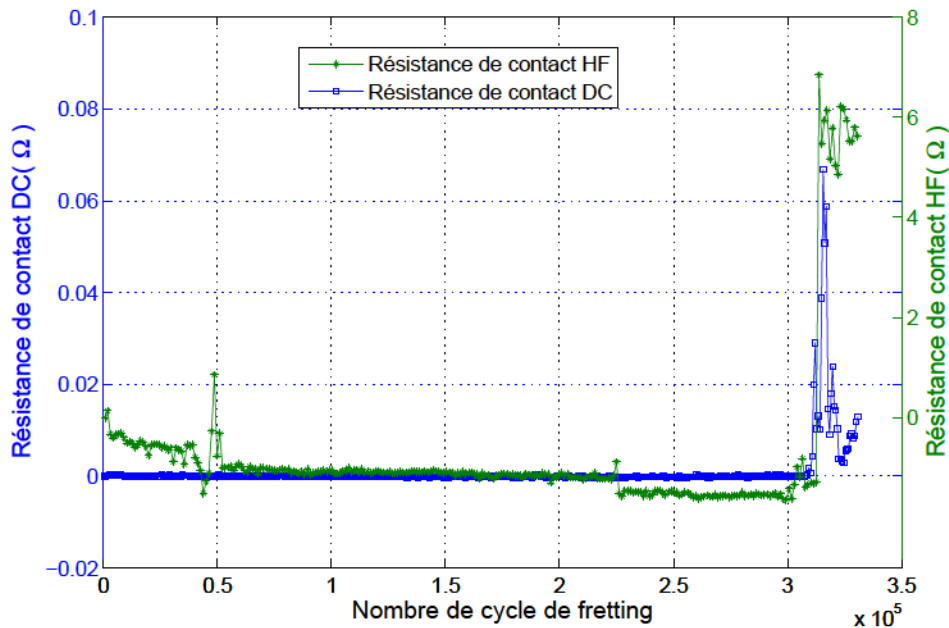


FIGURE 3.44 – Variation des résistances DC et HF (970 MHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d'Or (Au)

La rupture électrique DC à 4 mΩ est obtenue à partir de 316 820 cycles environ (figure 3.46). Au moment de la rupture DC, la résistance HF a également augmenté de façon brusque, suivant celle DC.

3.4.3.4.1 Résultats d'analyse MEB et EDX sur le contact d'or Certaines études montrent [73] que la défaillance électrique pour une interface Au-Au est liée à l'élimination progressive du matériau noble du contact qui correspond à une dégradation de l'or ainsi que la sous-couche de nickel et le substrat. Contrairement à l'interface non-noble où l'augmentation de résistance de contact est progressive, la dégradation de cette dernière pour le revêtement noble est forte. Les analyses MEB et EDX avec un diamètre de $d = 0.2\varnothing_f$, ont été réalisées sur un contact Au-Au soumis aux sollicitations de fretting avec un signal HF et DC (figure 3.47).

Les analyses chimiques montrent une diminution de l'élément noble (Au) et une augmentation des concentrations de Cu, Zn et O au centre la trace de contact. On remarque que la concentration en or est inférieure à 2 % at, ce qui signifie une disparition pratiquement complète de l'or. Ces valeurs confirment le processus d'usure de l'or et la formation d'une couche de débris d'oxyde isolant emprisonnés dans l'interface. Une étude précédente [73] montre que la défaillance électrique avec un signal de courant continu peut être associée à l'existence d'une concentration seuil de l'élément noble $[Au]_{th}$ à l'interface, soit :

$$N_c(\Delta R > 4m\Omega) \text{ lorsque } [Au]_{d=0.2\varnothing_f} < [Au]_{th} \ll 5 \% \text{ at}$$

Les présentes analyses confirment que, dans le cas de l'application simultanée de signaux

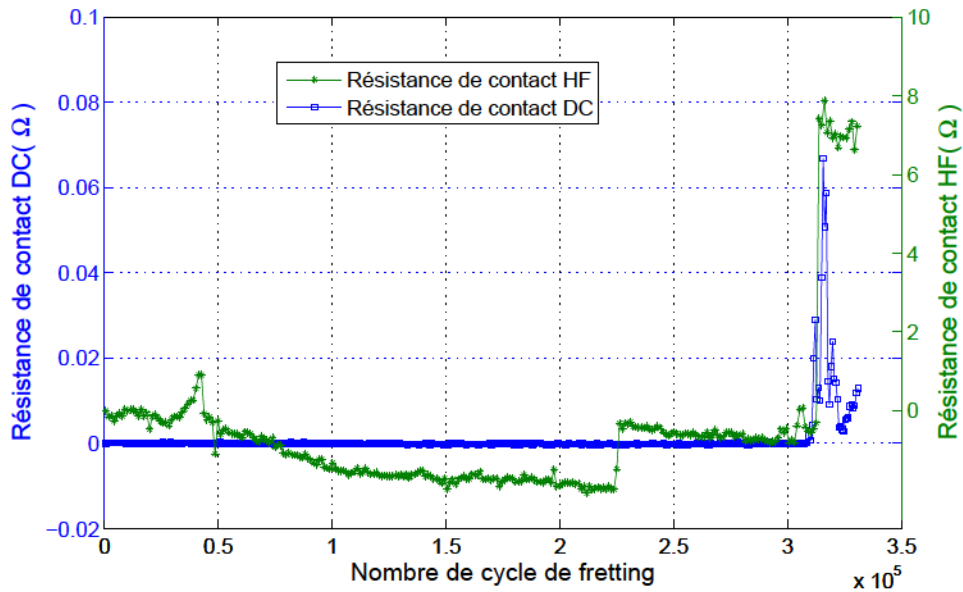


FIGURE 3.45 – Variation des résistances DC et HF (1.58 GHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d'Or (Au)

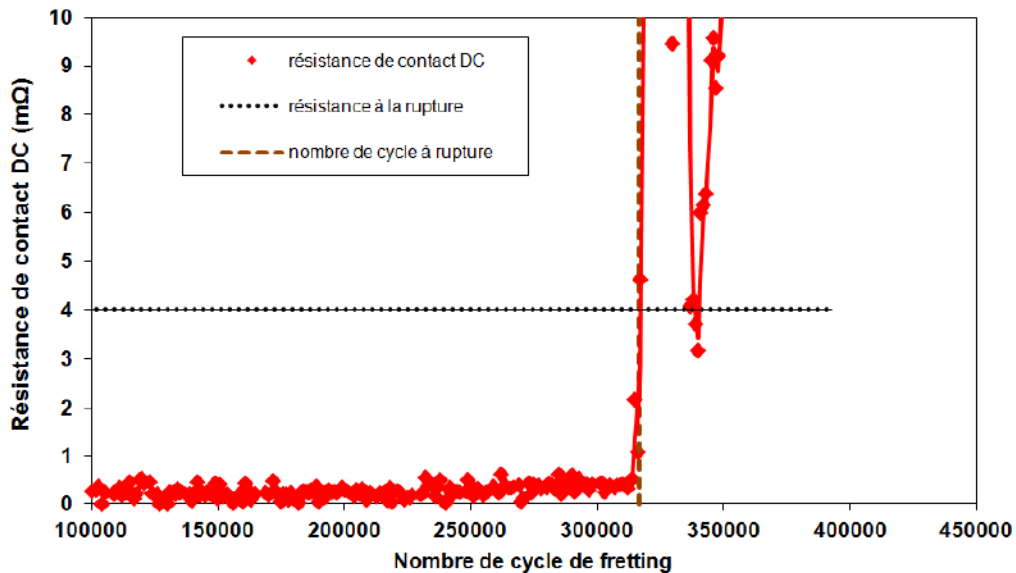


FIGURE 3.46 – Variation de la résistance de contact DC durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d'or (zoom autour du seuil de rupture DC)

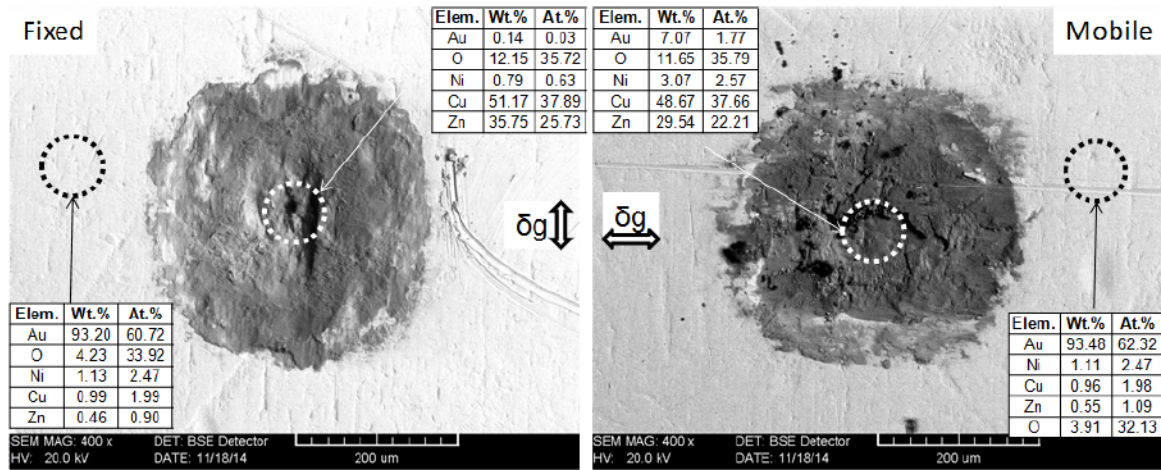


FIGURE 3.47 – Analyses MEB (en mode BSE) et EDX semi quantitative, images de la trace de fretting et quantification des éléments d'un dépôt d'or (Au) soumis aux sollicitations du fretting sous les conditions : $P = 3\text{ N}$, $f = 30\text{ Hz}$, $HR = 10\%$, $T = 25^\circ\text{C}$ et $AG = \leq 9\text{ }\mu\text{m}$, $N_c = 316820\text{ cycles}$.)

HF et DC, la dégradation de l'interface présente les mêmes mécanismes qu'un test effectué uniquement avec un signal DC.

3.4.3.5 Contact avec revêtement d'argent (Ag)

L'argent est un métal qui est relativement important dans le domaine des contacts électriques, il possède la meilleure conductivité thermique et électrique, il est peu sensible à l'oxydation et sa grande ductilité permet une mise en forme aisée. L'argent peut être une bonne alternative, plus performante que certains matériaux et moins coûteuse que l'or, mais ses performances en fonctionnement méritent d'être approfondies parce que l'argent est particulièrement sensible à la sulfuration et peut se souder sous fort courant. Les figures 3.48 et 3.49 montrent l'évolution des résistances de contact DC et HF en fonction du nombre de cycles de fretting pour un contact revêtu en argent pur. Deux stades d'évolution de la résistance DC sont observés, une légère diminution au début du test puis la résistance se stabilise jusqu'à environ 70 000 cycles. Ensuite, elle augmente graduellement jusqu'à atteindre des valeurs élevées (environ 40 m Ω).

Dans ce test, la rupture électrique DC à 4 m Ω est obtenue à partir de 75 720 cycles, où la résistance HF commence à augmenter doucement pour arriver à une valeur maximale de 1.5 et 2 Ω pour les fréquences respectives de 500 MHz et 2 GHz.

3.4.3.5.1 Résultats d'analyse MEB et EDX sur le contact d'argent

La figure 3.50 montre les analyses MEB et EDX avec un diamètre de $d = 0.2\varnothing_f$, réalisées sur un contact Ag/Ag soumis aux sollicitations de fretting avec des signaux HF et DC. La défaillance électrique pour une interface Ag/Ag est due au même phénomène que celle de Au/Au. Nous observons une élimination progressive du matériau noble du contact qui correspond à une dégradation de l'argent, passage d'une concentration atomique d'environ 83 % at sur la surface non frettée à une concentration de moins de 5 % at sur la zone de contact après un test de fretting, ce qui signifie une disparition presque complète de l'argent. Nous constatons également que la

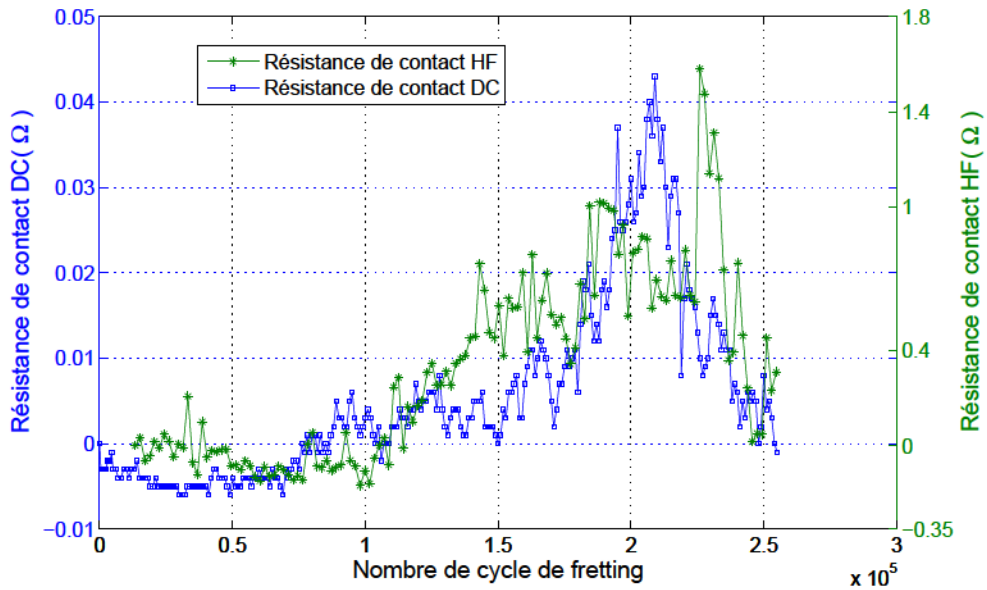


FIGURE 3.48 – Variation des résistances DC et HF (509 MHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d'argent (Ag)

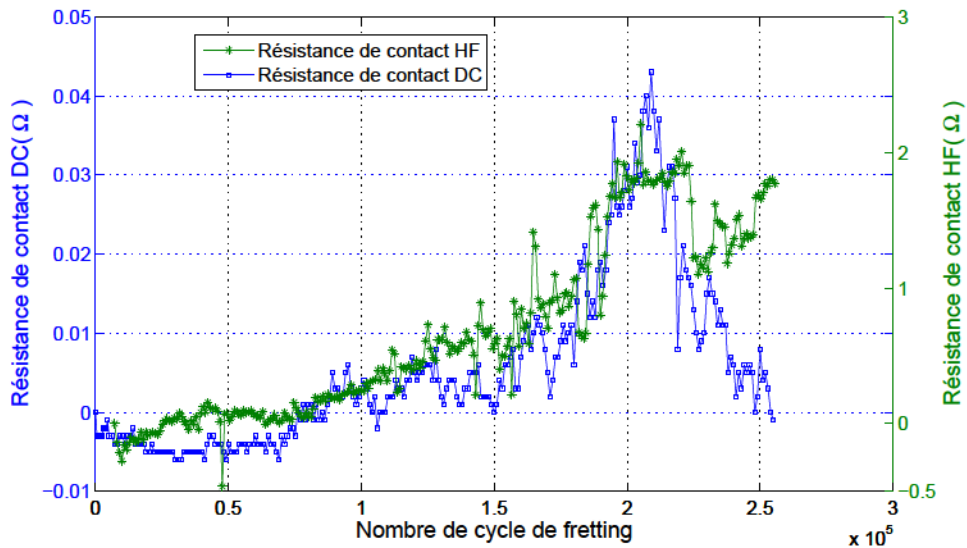


FIGURE 3.49 – Variation des résistances DC et HF (2.1 GHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d'argent (Ag)

concentration en oxygène (O) a augmenté dans la zone de frottement à cause de la dégradation de la sous-couche de nickel et l'apparition de l'élément constituant le substrat (Cu).

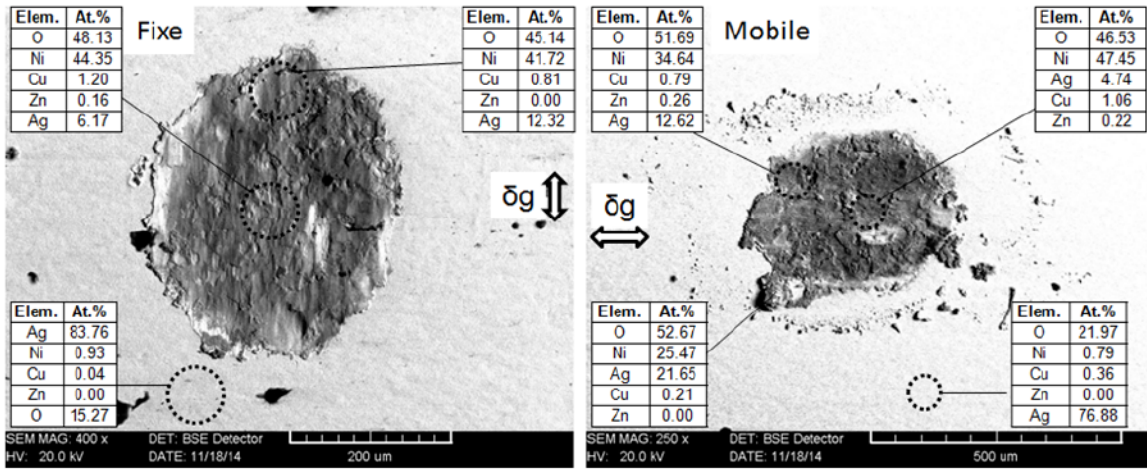


FIGURE 3.50 – Analyses MEB (en mode BSE) et EDX semi quantitative, images de la trace de fretting et quantification des éléments d'un dépôt d'argent (Ag) soumis aux sollicitations du fretting sous les conditions : $P = 3 \text{ N}$, $f = 30 \text{ Hz}$, $HR = 10\%$, $T = 25^\circ\text{C}$ et $AG = \leq 9 \mu\text{m}$, $N_c = 75720 \text{ cycles}$)

Ces résultats confirment le processus d'usure de l'argent et la formation d'une couche de débris d'oxyde isolant emprisonnés dans l'interface. Comme dans le cas de l'or, l'endommagement d'un contact électrique avec un signal de courant continu peut être associée à l'existence d'une concentration seuil de l'élément noble (Ag_{th}) à l'interface, soit[73] :

$$N_c(\Delta R > 4 \text{ m}\Omega) \text{ lorsque } [Ag]_{d=0.2\varnothing_f} < [Ag]_{th} \ll 5 \% \text{ at}$$

3.4.3.6 Contact avec revêtement d'argent allié

L'argent n'est jamais utilisé à l'état pur dans la connectique. Un alliage d'argent a été développé par la société Radiall afin d'améliorer son comportement dans les contacts électriques face aux contraintes chimiques, électriques et mécaniques. Nous présentons ici les résultats d'un test de fretting avec un couple de signaux DC et HF sur un contact avec revêtement d'argent allié (figures 3.51 et 3.52).

Nous observons que la résistance de contact DC reste stable pour une courte période de 1 261 cycles avant de dépasser le seuil de rupture DC de 4 m Ω et augmenter jusqu'à environ 100 m Ω dans un premier temps puis diminuer et remonter à plus de 250 m Ω après environ 7 000 cycles. Les résultats observés pour l'argent allié montrent que la durée de vie de ce dépôt est plus courte que celle de l'argent pur et les valeurs de la résistance DC sont plus importantes ; quelques centaines de m Ω pour l'argent allié contre quelques dizaines de m Ω pour l'argent pur. Cela est dû à la présence de l'élément non-noble dans l'alliage de l'argent qui réagit facilement avec l'oxygène lorsque la température monte lors du frottement et forme des particules d'oxyde résistives. Les analyses MEB réalisées sur ce contact après test de fretting confirme ce phénomène.

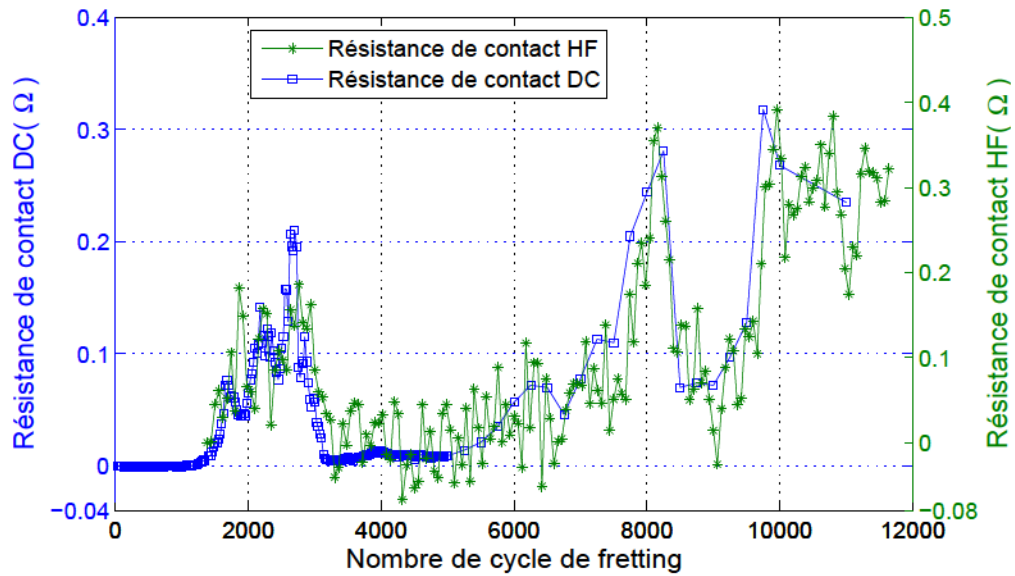


FIGURE 3.51 – Variation des résistances DC et HF(100 MHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d'argent allié

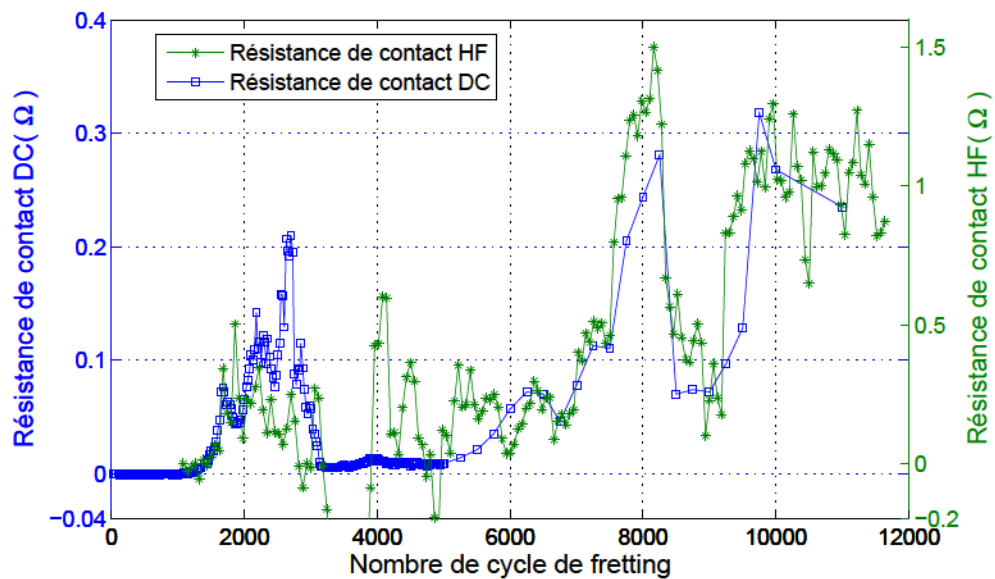


FIGURE 3.52 – Variation des résistances DC et HF (1.56 GHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d'argent allié

3.4.3.6.1 Résultats d'analyse MEB et EDX sur le contact Ag allié Les analyses MEB (figure 3.53) montrent une dégradation du dépôt d'argent allié. En effet, on remarque que la quantité d'argent dans l'interface est très faible à la rupture électrique (environ 3.78 % at en moyenne) compte tenu de la concentration initiale dans le dépôt (77 % at en moyenne). De plus, on remarque une forte présence d'oxydes dans le troisième corps. En effet, les concentrations en oxygène, cuivre et nickel sont importantes. Ces premières analyses laissent penser que la rupture électrique est liée à une dégradation du dépôt et l'élimination progressive de l'élément noble (Ag) conducteur de l'interface.

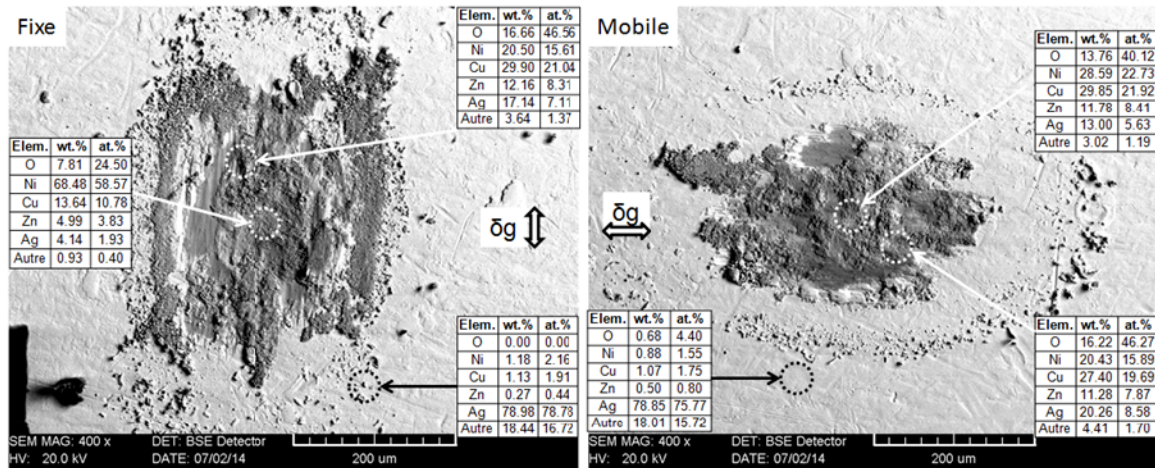
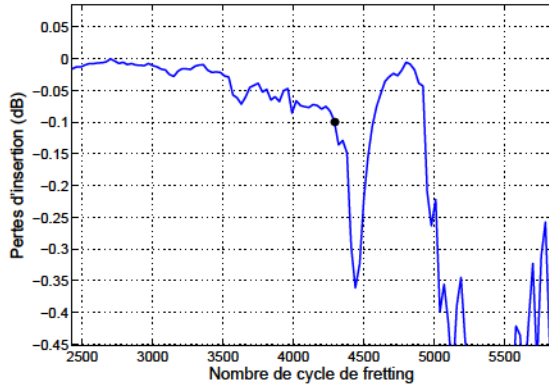


FIGURE 3.53 – Analyses MEB (en mode BSE) et EDX semi-quantitative, images de la trace de fretting et quantification des éléments d'un dépôt d'argent allié soumis aux sollicitations du fretting sous les conditions : $P = 3\text{ N}$, $f = 30\text{ Hz}$, $HR = 10\%$, $T = 25^\circ\text{C}$ et $AG = \leq 9\text{ }\mu\text{m}$, $N_c = 4400\text{ cycles}$)

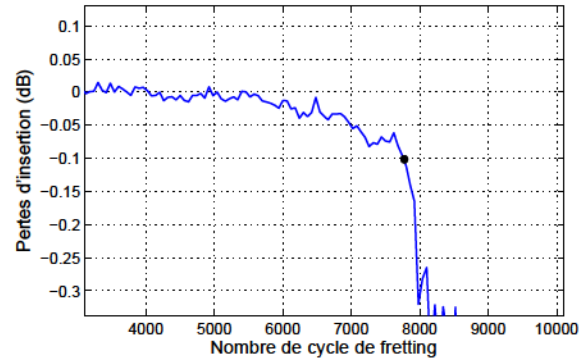
3.4.4 Définition d'un critère d'endommagement d'un contact en hyperfréquences

La plupart des résultats ont montré que la résistance de contact HF présente la même variation qualitative que la résistance DC avec une différence dans l'ordre de grandeur. De plus, au moment de la rupture du contact en DC, c'est-à-dire lorsque la résistance DC augmente de $4\text{ m}\Omega$ (valeur de critère d'endommagement d'un contact en DC définie par le laboratoire LTDS à Lyon), la résistance HF n'augmente pas de façon significative et le niveau de signal sur bruit est faible dans cette zone. Afin d'établir un critère d'endommagement d'un contact en hyperfréquences, nous avons choisi le paramètre atténuation de signal (ou pertes d'insertion) en dB car il est directement mesurable par l'analyseur de réseau vectoriel. Le seuil d'endommagement d'un contact est défini par une valeur minimum d'augmentation de l'atténuation, à partir de laquelle l'augmentation continue de manière importante. En analysant la variation de l'atténuation de signal en fonction des cycles de fretting, en particulier le bruit de fond de la structure actuelle, nous avons estimé que la valeur $-0,1\text{ dB}$ peut être choisie comme un seuil critère d'endommagement d'un contact en HF (figure 3.54).

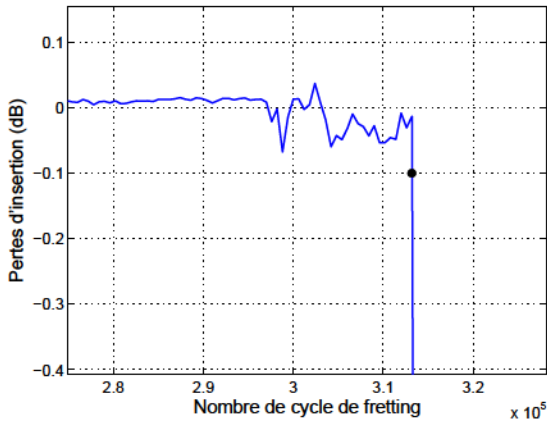
La durée de vie électrique du contact en hyperfréquence est alors identifiée lorsque la variation des pertes d'insertion dépasse le seuil critique fixé à $0,1\text{ dB}$. D'après ces résultats, nous



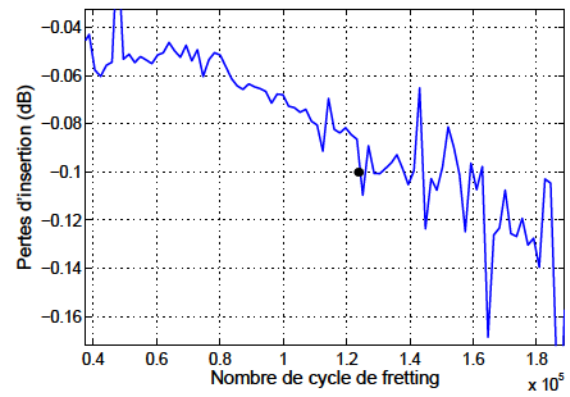
(a) Etain (Sn)



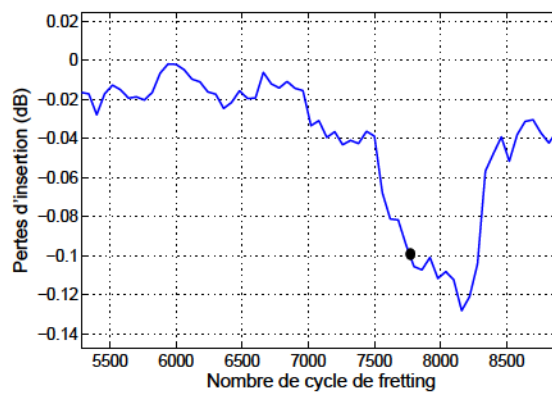
(b) Bronze blanc



(c) Or (Au)



(d) Argent (Ag)



(e) Argent allié (AgSn)

FIGURE 3.54 – Critère d'endommagement en HF d'un contact avec divers revêtements

remarquons que les durées de vie électrique des contacts avec différents revêtements en hyperfréquence sont plus longues qu'en courant continu DC sauf dans le cas de l'or où la rupture électrique DC à $4 \text{ m}\Omega$ est obtenue en même temps que la rupture électrique HF. On obtient

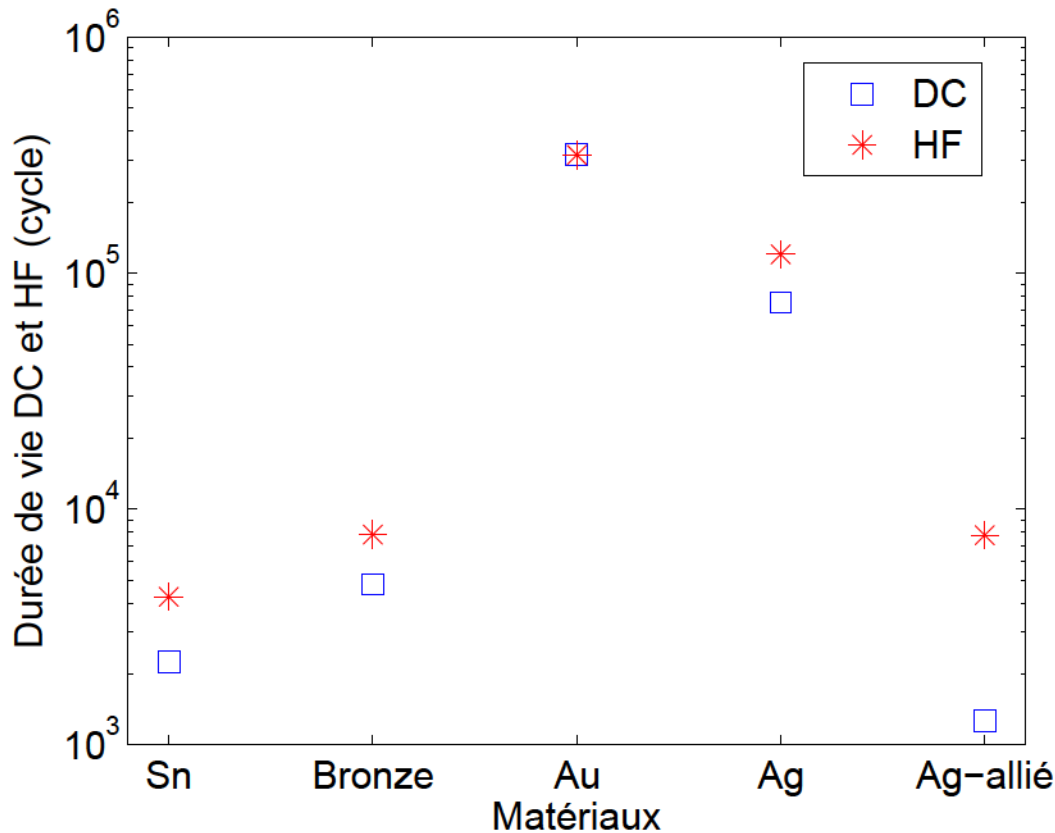


FIGURE 3.55 – Durées de vie des contacts électriques DC et HF avec différents matériaux de revêtement

pour l'étain (Sn) une durée de vie en HF de 4 250 cycles contre 2 250 cycles en DC, pour le bronze blanc, une durée de vie en HF d'environ 7 800 cycles contre 4 800 cycles en DC, pour l'argent une durée de vie en HF d'environ $1,2 \times 10^5$ cycles contre $0,75 \times 10^5$ cycles en DC et pour l'argent allié une durée de vie en HF d'environ 7 750 cycles contre 1 261 cycles en DC (figure 3.55. Autrement dit, lorsque un connecteur est soumis des micro-vibrations générant un fretting dans le contact, le signal hyperfréquence continue à être transmis pour une durée donnée après la rupture du courant continu DC.

3.5 Conclusion

Le test de fretting a pour objectif de caractériser la durée de vie des dépôts pour le revêtement des connectiques DC et HF. Nous avons présenté dans ce chapitre la mise en œuvre d'une nouvelle structure de test de fretting adaptée aux mesures en hyperfréquence. Elle a été conçue pour remplacer la structure cylindres croisés utilisée uniquement en mesures DC par le laboratoire LTDS-ECL.

La modélisation d'un contact traversé par un signal hyperfréquence a également été abordée. Une structure constituée de deux lignes coaxiales avec des extrémités sphériques du conducteur

central qui assurent le contact entre les deux lignes a été simulée pour observer le comportement d'un contact. Une résonance a été observée dans le contact qui correspond à la résonance d'un circuit équivalent RLC (condensateur C est en parallèle avec l'ensemble résistance R et inductance L en série). D'après une étude paramétrique, il semble que seule la résistance équivalente R soit liée à la dégradation de la conductivité de la zone du contact. Ceci impliquerait que cet élément serait le critère essentiel à prendre en compte comme critère de dégradation du contact.

Finalement, des résultats de tests de fretting avec un couple de signaux DC et HF simultanés sont présentés. La comparaison entre l'évolution de la résistance de contact en DC et celle en HF, en fonction des cycles de fretting, a montré qu'il y a une bonne corrélation qualitative entre les deux résistances. La résistance HF présente des valeurs plus grandes à cause de l'effet de peau et sa variation est moins stable que celle DC. Dans les conditions actuelles de mesure, nous avons pu établir un seuil critère d'endommagement d'un contact en hyperfréquence d'une valeur d'atténuation de signal ou pertes d'insertion de 0,1 dB qui caractérise la durée de vie électrique d'un contact traversé par signal à haute fréquence. La durée de vie électrique des contacts avec différents revêtements en hyperfréquence sont plus longues qu'en courant continu DC, ce qui signifie qu'au moment de la rupture DC, le signal HF serait toujours transmis.

Conclusion

Ces travaux de thèse s'inscrivent dans le cadre de la modélisation et caractérisation hyperfréquence de nouveaux matériaux conducteurs. Ces matériaux ont été développés au cours du projet de recherche *Plugin Nano* dans le but de remplacer le revêtement d'or dans les domaines tels que la connectique automobile qui est un environnement sévère, en particulier au niveau du moteur, et la transmission de signaux à haute fréquence. Il existe plusieurs matériaux conducteurs, en dehors des métaux nobles et rares (platine, palladium), qui possèdent de bonnes caractéristiques électriques comme l'argent, le cuivre, l'étain, etc., mais ils présentent généralement des défauts comme la mauvaise tenue à la sulfuration ou à l'oxydation ainsi que d'autres défauts mécaniques. Afin de résoudre ce problème, il faut développer des matériaux composites mélangeant plusieurs conducteurs. Différentes combinaisons de matériaux ont été proposées et des études ont été menées par les différents partenaires du projet pour retenir les meilleurs revêtements. Ces derniers doivent être ensuite testés sur des connecteurs HF par l'entreprise Radiall et des capteurs présents dans l'environnement moteur par la société PSA, pour vérifier la tenue fonctionnelle et valider ces nouveaux matériaux.

Les tâches qui nous ont été confiées sont composées de trois parties principales : la modélisation électromagnétique du comportement de matériaux composites en hyperfréquence, la caractérisation de la conductivité électrique effective des nouveaux matériaux développés et la mise en place d'un nouveau banc de fretting qui permet de la mesure de la résistance de contact en HF en fonction des cycles de vibration.

Dans le *premier chapitre*, nous avons tout d'abord fait un état d'art sur les modèles analytiques de prédiction de la conductivité effective de milieux conducteurs composites. L'application de ces modèles sur nos matériaux composites nécessite une caractérisation micro-structurale afin de connaître le modèle le plus adapté à chaque composite. Par ailleurs, une caractérisation effectuée sur certaines couches de conducteurs composites avec une technique de dépôt sous vide a montré une configuration de conducteurs en multicouches, avec une alternance de couches constituées des deux conducteurs de l'alliage. Nous avons par conséquent abordé la modélisation électromagnétique de cette configuration, et plus particulièrement le phénomène d'effet de peau. Ce phénomène est étudié dans le cas d'un conducteur composite en multicouches avec des conductivités différentes déposées sur un substrat conducteur de forme cylindrique. Nous avons observé un « double » effet de peau lorsque la conductivité de la couche est moins bonne que celle du conducteur central, où la densité de courant dans la couche est plus faible avec une valeur qui dépend du rapport des conductivités. Ce résultat implique une augmentation de la résistance équivalente et une concentration des pertes par effet Joules sous la couche externe, ce

qui crée d'éventuelles contraintes thermiques dans une zone difficilement accessible pour un refroidissement. Lorsqu'on monte en fréquence, la densité du courant augmente de nouveau dans la couche extérieure. Pour une configuration de plusieurs couches avec une alternance de bonnes et mauvaises conductivités, nous avons observé la même répartition de courant que dans le cas monocouche multipliée par le nombre de couches. La perspective de ce travail est de faire une caractérisation micro-structurale de tous les nouveaux matériaux pour connaître leur structuration interne afin de choisir le modèle le plus adapté à chaque matériau. Une comparaison pourra alors être établie entre les valeurs de la conductivité effective obtenues par la caractérisation hyperfréquence du second chapitre et les valeurs prédites par le modèle analytique.

Le *second chapitre* est consacré à la caractérisation hyperfréquence des conducteurs composites retenus dans le cadre du projet. Dans notre cas, la caractéristique à déterminer est la conductivité électrique. Dans un premier temps, nous avons fait l'état de l'art de certaines méthodes de mesure de la conductivité électrique. Nous avons pu en déduire que les structures résonantes étaient les plus précises. Nous proposons ensuite une étude théorique de deux structures coplanaires de type résonateurs à ligne demi-longueur d'onde et anneau avec la configuration symétrique et asymétrique. Ces structures ont été choisies en raison de la simplicité de fabrication car le métal est déposé sur un seul côté du substrat diélectrique. Elles présentent un phénomène de résonance qui est sensible aux pertes totales liées, avec d'autres paramètres, à la conductivité électrique du métal à caractériser. En suite, des modélisations analytiques et numériques ont été menées dans le but de mettre en évidence la relation entre le facteur de qualité à la résonance et la conductivité électrique de la métallisation qui constitue la structure (analyse directe). Nous avons constaté que le facteur de qualité augmente avec la conductivité grâce à la diminution des pertes résistives, les autres pertes (diélectrique et radiation) étant supposés constantes lorsqu'on change uniquement le dépôt métallique. La fabrication des composants résonateurs a été réalisée, soit par la procédure classique de la photolithographie en salle blanche suivie d'une gravure chimique (voie humide), soit par gravure à l'aide d'un laser femtoseconde (voie sèche). La technique de gravure chimique est limitée à certains matériaux généralement à l'état pur, par contre la gravure par laser est capable de graver tous types de matériaux (purs ou composites), de plus elle donne une meilleure reproductibilité de fabrication. La caractérisation hyperfréquence des nouveaux conducteurs composites a été faite par deux méthodes différentes : la méthode de l'abaque du facteur de qualité à partir de structures réalisées avec des conducteurs purs de référence en fonction de leurs conductivités connues et la méthode de caractérisation avec le calcul inverse des modèles analytiques des pertes. Plusieurs matériaux, qui sont des alliages de l'argent, ont été mesurés et caractérisés, il s'agit de Ag-aC, AgSnIn et AgSn. Les deux méthodes montrent des résultats similaires avec des conductivités qui restent meilleurs que celle de l'étain et en font donc des candidats potentiels au remplacement de l'or

Le *dernier chapitre* concerne la définition d'un seuil de critère d'endommagement d'un contact électrique qui caractérise sa durée de vie électrique en hyperfréquence lorsqu'il est en situation vibratoire. Après une description de la structure et du banc de mesure de la

résistance de contact en courant continu DC avec les différents paramètres associés durant un test de fretting, nous proposons une nouvelle structure adaptée aux mesures en hyperfréquence. Une modélisation simplifiée d'un contact traversé par un signal hyperfréquence a été faite en simulant une structure à deux lignes coaxiales avec pour chacune un conducteur central à embout demi-sphérique qui assure le contact. La réponse fréquentielle est assimilable à un circuit équivalent RLC et une étude paramétrique montre que la résistance équivalente R est liée à la dégradation de la conductivité de la zone du contact, les autres éléments étant liés à une modification géométrique. Finalement, des résultats des tests de fretting avec une mesure simultanée DC et HF sont proposés, ce qui n'avait pas encore été présenté dans la littérature. La comparaison entre l'évolution de la résistance de contact en DC et celle en HF en fonction des cycles de fretting a montré qu'il y a une bonne corrélation de manière qualitative entre les deux résistances. La résistance HF présente des valeurs plus grandes à cause de l'effet de peau et sa variation est moins stable que celle DC. Une valeur d'atténuation du signal ou pertes d'insertion de 0,1 dB a été définie comme seuil d'endommagement du contact en hyperfréquence dans les conditions actuelles de mesure ; cette valeur caractérise la durée de vie électrique d'un contact traversé par un signal à haute fréquence. Les mesures ont également montré que la durée de vie électrique des contacts sont plus longues en hyperfréquence qu'en courant continu DC, l'atténuation HF n'étant pas significative au moment de la rupture DC.

Le projet *Plugin Nano* dans lequel s'inscrit cette thèse se terminera en juillet 2016 ; à ce jour, les matériaux composites candidats au remplacement de l'or n'ont pas encore été tous validés, il reste par conséquent plusieurs tâches à réaliser à l'issue de cette thèse. Les caractérisations micro-structurales des nouveaux conducteurs composites, au fur et à mesure de leur disponibilité, devront permettre d'obtenir la structure interne et ainsi d'établir une correspondance avec les modèles de conductivité composite. Il conviendra également de caractériser leur conductivité hyperfréquence à l'aide de résonateurs coplanaires. Par ailleurs, une validation expérimentale du modèle d'effet de peau en multi-couches est en préparation à partir d'un résonateur coaxial à demi-longueur d'onde. Le banc de fretting HF-DC, dans sa configuration actuelle, fournit un signal HF assez dégradé avec un niveau de bruit élevé. Une piste d'amélioration envisagée est la réduction des dimensions des demi-cylindres qui devrait avoir des conséquences positives sur l'adaptation d'impédance à l'entrée du dispositif et sur son rayonnement.

Bibliographie

- [1] D. Stroud. The effective medium approximations : Some recent developments. *Superlattices and Microstructures*, 23(3-4), 1998.
- [2] R. Landauer. The electrical resistance of binary metallic mixtures. *Applied Physics*, 23(7) :779–784, 1952.
- [3] EP. Mamunya, VV. Davidenko, and EV. Lebedev. Effect of polymer-filler interface interactions on percolation conductivity of thermoplastics filled with carbon black. *Composite Interfaces*, 4(4) :169–176, 1997.
- [4] R. Barton-Carter. *Development and modeling of electrically conductive resins for fuel cell bipolar plate applications*. PhD thesis, Michigan technological university, Michigan, USA, 2008.
- [5] F M. Fowkes. Determination of interfacial tensions, contact angles, and dispersion forces in surfaces by assuming additivity of intermolecular interactions in surfaces. *Physical Chemistry*, 66(2) :382–382, February 1962.
- [6] M. L. Clingerman, E. H. Weber, J. A. King, and K. H. Schulz. Development of an additive equation for predicting the electrical conductivity of carbon- filled composites. *Applied Polymer Science*, 88(2280-2299), 2003.
- [7] D. K. Owens and R. C. Wendt. Estimation of the surface free energy of polymers. *Applied Polymer Science*, 13(8) :1741–1747, August 1969.
- [8] R. L. McCullough. Generalized combining rules for predicting transport properties of composite materials. *Composites Science and Technology*, 22(3), 1985.
- [9] F. Lux. Models proposed to explain the electrical conductivity of mixtures made of conductive and insulating materials. *Materials Science*, 28 :285–301, 1993.
- [10] D. S. McLachlan. Equation for the conductivity of metal-insulator mixtures. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 1985.
- [11] C. Wen-Zhong, T. Shan-Tung, and G. Jian-Ming. A physically based percolation model of the effective electrical conductivity of particle filled composites. *Journal of Composite Materials*, 40(23), December 2006.
- [12] M. Y. Koledintseva, R. E. DuBroff, and R. W. Schwartz. A Maxwell-Garnett model for dielectric mixtures containing conducting particles at optical frequencies. *Progress In Electromagnetics Research*, 63 :223–242, 2006.
- [13] Y. K. Godovsky and V. E Privalko. *Thermal and Electrical Conductivity of Polymer Materials*. Springer, 1st edition, April 2013.

- [14] D. Stauffer and A. Aharony. *Introduction to Percolation Theory*. Taylor and Francis, 2nd edition, July 1994.
- [15] G. FL Fiuschau, S. Yoshikawa, and R. E. Newnham. Resistivities of conductive composites. *Applied Physics*, 72(3), August 1992.
- [16] A. M. Jayannavar and N. Kumar. Generalization of bruggeman's unsymmetrical effective-medium theory to a three-component composite. *Physical Review B : Condensed Matter and Materials Physics*, 44(21), December 1991.
- [17] Z. Hashin. Assessment of the self consistent scheme approximation : Conductivity of particulate composites. *Composite Materials*, 2(3) :284–300, 1968.
- [18] H. B. Dwight. Skin effect and proximity effect in tubular conductors. *American Institute of Electrical Engineers, Transactions of the*, 41 :189–198, Juin 2009.
- [19] R. F. Harrington. *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*. Wiley-IEEE Press, 2nd edition, September 2001.
- [20] S.A. Schelkunoff. The electromagnetic theory of coaxial transmission lines and cylindrical shields. *Bell System Technical Journal*, 13(4) :532–579, October 1934.
- [21] E. Maxwell. Conductivity of metallic surfaces at microwave frequencies. *Applied Physics*, 18(7), July 1947.
- [22] T. Zychowicz, J. Krupka, and J. Mazierska. Measurements of conductivity of thin gold films at microwave frequencies employing resonant techniques. In *Proceedings of Asia-Pacific Microwave Conference*, Yokohama, Japan, December 2006.
- [23] R. C. Hansen and W. T. Pawlewicz. Effective conductivity and microwave reflectivity of thin metallic films. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 82(2064–2066), November 1982.
- [24] C. P. Wen. Coplanar waveguide : A surface strip transmission line suitable for nonreciprocal gyromagnetic device applications. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 17(12) :1087–1090, Dec 1969.
- [25] S. Gevorgian, L. J. P. Linner, and E. L. Kollberg. CAD models for shielded multilayered CPW. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 43(4) :772–779, April 1995.
- [26] G. Ghione and C. Naldi. Analytical formulas for coplanar lines in hybrid and monolithic MICs. *Electronics Letters*, 20(4) :179–181, Feb 1984.
- [27] D. M. Pozar. *Microwave Engineering*. John Wiley & Sons, 4nd edition, December 2011.
- [28] K. Chang and LH. Hsieh. *Microwave Ring Circuits and Related Structures*. Wiley-Interscience, 2ed edition, May 2004.
- [29] I. Wolff and N. Knoppik. Microstrip ring resonator and dispersion measurements on microstrip lines. *Electronics Letters*, 7(26) :779–781, December 1971.

- [30] K. Chang, T. S. Martin, F. Wang, and J. L. Klein. On the study of microstrip ring and varactor-tuned ring circuits. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, MTT(35) :1288–1295, December 1987.
- [31] M. Maeda. An analysis of gap in microstrip transmission lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, MTT(20) :390–396, June 1972.
- [32] P. Benedek and P. Silvester. Equivalent capacitance for microstrip gaps and steps. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, MTT(20) :729–733, November 1972.
- [33] T. S. Martin. A study of the microstrip ring resonator and its applications. Master's thesis, Texas A&M University, College Station, December 1987.
- [34] J. A. Navarro and K. Chang. Varactor-tunable uniplanar ring resonators. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, MTT(41) :760–766, May 1993.
- [35] M.E. Goldfarb and A. Platzker. Losses in GaAs microstrip. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 38(12), 1990.
- [36] R. W. Jackson. Full wave, finite element analysis of irregular microstrip discontinuities. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 37 :81–89, Jan 1989.
- [37] E. J. Denlinger. Losses of microstrip lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 28(6) :513–521, June 1980.
- [38] H. Tanaka and F. Okada. Precise measurements of dissipation factor in microwave printed circuit boards. *Electromagnetic Measurements CPEM 88*, pages 266–267, June 1988.
- [39] R. N. Simons. *Coplanar Waveguide Circuits, Components, and Systems*. John Wiley & Sons, Ohio, USA, 2001.
- [40] A. M. El-Bakly. *Optimization Study of the Stripline Resonator Technique for Dielectric Characterization*. PhD thesis, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute, Blacksburg, Virginia, February 1999.
- [41] K. Beilenhoff, H. Klingbeil, W. Heinrich, and H. L. Hartnagel. Open and short circuits in coplanar MMIC's. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 41(9) :1534–1537, September 1993.
- [42] G. H. Owyang and T. T. Wu. The approximate parameters of slot lines and their complement. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, pages 49–55, 1958.
- [43] G. Ghione and C.U. Naldi. A new analytical, cad-oriented model for the ohmic and radiation losses of asymmetric coplanar lines in hybrid and monolithic MIC's. *Department of Electronics, Polytechnic of Turin*, 1996.
- [44] C. L. Holloway and E. F. Kuester. A quasi-closed form expression for the conductor loss of CPW lines, with an investigation of edge shape effects. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 43(12) :2695–2701, December 1995.
- [45] S. P. Morgan. Effect of surface roughness on eddy current losses at microwave frequencies. *Applied Physics*, 20(352), 1949.

- [46] L. Tsang, X. Gu, and H. Braunsch. Effects of random rough surface on absorption by conductors at microwave frequencies. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 16(4), April 2006.
- [47] S. Groiss, I. Bardi, and O. Biro. Parameters of lossy cavity resonators calculated by the finite element method. *IEEE Transactions on Magnetics*, 32(3) :894–897, May 1996.
- [48] A. F. Horn and al. Effect of conductor profile on the insertion loss, phase constant, and dispersion in thin high frequency transmission lines. *Rogers Corporation, DesignCon*, 2010.
- [49] P. Kittara, G. Yassin, and S. Withington. Analysis of superconducting coplanar waveguides for SIS mixer circuits. *13rd International Symposium on Space Terahertz Technology*, March 2002.
- [50] M. Y. Frankel and al. Terahertz attenuation and dispersion characteristics of coplanar transmission lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 39(6), June 1991.
- [51] C. C. Yu and K. Chang. Transmission-line analysis of a capacitively coupled microstrip-ring resonator. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 45(11) :2018–2024, November 1997.
- [52] S. Hannel, S. Fouvry, Ph. Kapsa, and L. Vincent. The fretting sliding transition as a criterion for electrical contact performance. *Elsevier-Wear*, May 2001.
- [53] Ludovic Gallego. *Fretting et usure des contacts mécaniques : Modélisation numérique*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, Lyon, Septembre 2007.
- [54] Y. W. Park, J. P. Jung, and K. Y. Lee. Overview of fretting corrosion in electrical connectors. *International Journal of Automotive Technology*, 7(1) :75– 82, 2006.
- [55] Manuel Sylvestre. *Etude en fretting, sous conditions thermiques et vibratoires sévères, de paliers avec butées en matériaux carbonés imprégnés en contact avec des arbres en acier ou en alliage de titane nitrurés*. PhD thesis, Université de Poitiers, Poitiers, Decembre 2010.
- [56] B.Khemici. *Effet des couples métallique et du courant électrique sur la dégradation en meso-fretting*. PhD thesis, Ecole de technologie supérieure de Montreal, Montreal, Novembre 2006.
- [57] Daniel Gagnon. *Etude de la transition tribologique entre le fretting et le meso-fretting pour des matériaux de contact électrique*. PhD thesis, Université du Quebec, Montreal, Mai 2005.
- [58] Daniel Gagnon and Milenko Braunovic. Fretting in copper-to-copper contacts under AC and DC current conditions. *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies*, 24(3), September 2001.
- [59] J. Laporte, S. Fouvry, J. Sautel, and A. Chavanne. Proc.5th connectors symposium. In *A fast methodology to select materials coatings against fretting wear damages for connector application*, number 978-3-00-048824-5, pages 138–150, Lemgo- Germany, March 2015.

- [60] Morton Antler. Survey of contact fretting in electrical connectors. *IEEE Transactions on Components, Hybrids and Manufacturing Technology*, Chmt-8(1), March 1985.
- [61] G. T Flowers, F. Xie, M. J. Bozack, and R. D. Malucci. Vibration thresholds for fretting corrosion in electrical connectors. *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies*, 27(1) :65–71, 2004.
- [62] J Swingler. *Degradation of Electrical Contacts Under Low Frequency Fretting Conditions*. PhD thesis, Loughborough University, United Kingdom, 1994.
- [63] Ph. Castel, A. Menet, and A. Carballeira. Fretting corrosion in low level electrical contacts : A quantitative analysis of the significant variables. In *Proceeding 12th Int. Conf. Electrical Contact Phenomena and the 30th Annual Holm Conf. Electrical Contacts*, pages 75–81, Chicago, September 1984.
- [64] Olivier Perrinet. *Analyse de l'endurance de contacts électriques Sn, Au et Ag soumis à des sollicitations complexes de fretting usure*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, Lyon, Avril 2014.
- [65] M. Antler. *Materials, coatings, and platings in Electrical Contacts : Principles and Applications*. CRC Press, 2nd edition, 1999.
- [66] R.S. Timsit. *Electrical contact resistance : Fundamental principles, in Electrical Contacts : Principles and Applications*. CRC Press, 2nd edition, December 2013.
- [67] R.S. Timsit. High speed electronic connectors : A review of electrical contact properties. *IEICE Transactions on Electronics*, E88(8), August 2005.
- [68] R. D. Malucci, Naperville, and A. P. Panella. Wave propagation and high frequency signal transmission across contact interfaces. In *22th Electrical contacts IEEE holm conference*, pages 199–206, Montreal, Canada, September 2006.
- [69] B. Benarabi, J. Laporte, B. Bayard, S. Fouvry, and J. Sautel. Radiofrequency characterization of fretting damage in electrical contact. In *Proc. 5th Connectors Symposium*, number 978-3-00-048824-5, pages 49–56, Lemgo- Germany, March 2015.
- [70] Mélanie Bordignon. *Limites d'utilisation des revêtements d'étain en connectique automobile*. PhD thesis, Ecole nationale supérieure des mines de Paris 1, Paris, Decembre 2009.
- [71] S. Fouvry, P. Jedrzejczyk, and O. Alquier. Quantification of the electronical contact endurance of thin plated silver coatings subjected to fretting wear : Influence of coating thickness. In *Proc. of the 26th ICEC and 4th ICREPEC*, pages 205–212, Beijing, China, May 2012.
- [72] Yves Rivassou. *Procédé pour revêtir une pièce métallique destinée à être brasée, revêtement utilise à cet effet et pièce ainsi revêtue*. Radiall EP 0893187 A1, Janvier 1999.
- [73] P. Jedrzejczyk, S. Fouvry, and P.Chalandon. A fast methodology to quantify electrical-contact behaviour under fretting loading conditions. *Wear*, 267(9-10) :1731–1740, September 2009.

Table des figures

1	Propriétés principales de l'or	7
1.1	Schéma d'un mélange multi-phase	18
1.2	Représentation des modèles série et parallèle	18
1.3	Conductivité électrique en fonction de la fraction volumique des particules conductrices	19
1.4	Comparaison des modèles de la conductivité effective de mélanges	21
1.5	Caractérisation microstructurale de conducteur composite	22
1.6	Fil conducteur cylindrique seul	26
1.7	Répartition de la densité de courant dans un conducteur simple	27
1.8	Effet de peau et résistance équivalente pour un conducteur simple ($r_1 = 0,5 \text{ mm}$)	28
1.9	Fil conducteur cylindrique avec couche conductrice	29
1.10	Conducteur avec couche : champ électrique et densité de courant	31
1.11	Conducteur avec couche : résistance équivalente	31
1.12	Fil conducteur cylindrique avec plusieurs couches conductrices	32
1.13	Conducteur avec 5 couches : densité de courant	35
1.14	Densité de courant dans un conducteur à 20 couches alternées	35
1.15	Résistance et conductivité effective en fonction du nombre de couches	36
2.1	Matériaux développés au cours du projet Plug InNano	41
2.2	Guide d'onde pour la mesure de l'atténuation	42
2.3	Cavité résonante sous test	43
2.4	Diagramme schématique d'une cavité cylindrique avec le film mince sur substrat	44
2.5	Guide d'onde coplanaire CPW	45
2.6	Configuration des capacités partielles pour une ligne CPW entre deux substrats diélectriques	46
2.7	Simple ligne de transmission coplanaire CPW	48
2.8	Ligne de transmission à pertes ($l = \lambda/2$) à circuit ouvert et répartition de la tension pour $n = 1, 2$	49
2.9	Résonateur $\lambda/2$ (a) Structure 3D (b) Vue supérieure.	49
2.10	Modèle d'un simple résonateur en anneau	51

2.11	Model de parois magnétiques	52
2.12	Gap end-to-end et son circuit equivalent	54
2.13	Circuit équivalent du résonateur Ring	54
2.14	Circuit équivalent total du résonateur en anneau	55
2.15	Impédance d'entrée du réseau à deux ports du résonateur en anneau	56
2.16	Résonateur en anneau CPW alimenté par des lignes de transmission CPW	58
2.17	Configuration de boîtier pour maintenir le potentiel du disque central	58
2.18	Structure du guide d'onde coplanaire	61
2.19	Géométrie du conducteur de structure coplanaire montrant le profil des bords	63
2.20	Guide d'onde coplanaire asymétrique (ACPW)	66
2.21	Guide d'onde coplanaire asymétrique avec une seule masse latérale	67
2.22	Variation de (a) atténuation due aux pertes résistives (b) facteur de qualité du résonateur à ligne $\lambda/2$, par la méthode analytique, à $f_0 = 6$ GHz en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn)	69
2.23	Variation de (a) atténuation due aux pertes résistives (b) facteur de qualité du résonateur à ligne $\lambda/2$, par la méthode analytique, à $f_0 = 10$ GHz en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn)	69
2.24	Variation de (a) atténuation due aux pertes résistives (b) facteur de qualité du résonateur à ligne $\lambda/2$, par la méthode analytique, à $f_0 = 15$ GHz en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn)	70
2.25	Variation de (a) atténuation due aux pertes résistives (b) facteur de qualité du résonateur en anneau, par la méthode analytique, à $f_0 = 6$ GHz en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn)	70
2.26	Variation de (a) atténuation due aux pertes résistives (b) facteur de qualité du résonateur en anneau, par la méthode analytique, à $f_0 = 10$ GHz en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn)	71
2.27	Résonateur à ligne $\lambda/2$, $f_0 = 6$ GHz, simulation HFSS en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn)	72
2.28	Résonateur à ligne $\lambda/2$, $f_0 = 10$ GHz, simulation HFSS en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn)	72
2.29	Résonateur à ligne $\lambda/2$, $f_0 = 15$ GHz, simulation HFSS en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn)	73
2.30	Résonateur en anneau, $f_0 = 6$ GHz, simulation HFSS en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn).	73
2.31	Résonateur en anneau, $f_0 = 10$ GHz, simulation HFSS en fonction de la conductivité électrique (S/m) des conducteurs purs (Ag, Cu, Or, Al, Ni et Sn).	74

2.32	Design 3D de deux résonateurs avec le logiciel HFSS	76
2.33	Variation du coefficient de transmission S_{12} en fonction de la taille du gap pour deux résonateurs	76
2.34	Variation du facteur de qualité Q_L en fonction de la taille du gap pour deux résonateurs	77
2.35	Variation du facteur de qualité à vide Q_0 en fonction de la taille du gap pour deux résonateurs	77
2.36	Masque optique sur verre pour la photolithographie des structures résonantes .	79
2.37	Représentation des étapes de fabrication d'une structure coplanaire	79
2.38	Structures résonantes réalisées par gravure humide	80
2.39	Structures résonantes réalisées avec différents matériaux par la gravure femto-laser	81
2.40	Mesure par profilométrie de dimensions des composants résonateurs coplanaires	81
2.41	Mesure profilométrique des dimensions d'une structure de ligne coplanaire symétrique réalisée par gravure laser	82
2.42	Mesure profilométrique des dimensions d'une structure de ligne coplanaire asymétrique (résonateur en anneau) réalisée par gravure laser	83
2.43	Mesure profilométrique des dimensions d'une structure de ligne coplanaire symétrique réalisée par gravure chimique	83
2.44	Variations des dimensions de la ligne coplanaire symétrique réalisée par gravure laser	84
2.45	Variations des dimensions du résonateur en anneau coplanaire asymétrique (Ring), avec $f_0=6$ GHz, réalisé par gravure laser	84
2.46	Variations des dimensions du résonateur en anneau coplanaire asymétrique (Ring), avec $f_0=10$ GHz, réalisé par gravure laser	84
2.47	Variations des dimensions de la ligne coplanaire symétrique réalisée par gravure chimique	85
2.48	Banc de mesure sous pointes coplanaires	86
2.49	Extraction de la conductivité effective (σ_{eff}) du nouveau matériau avec l'abaque du facteur Q	87
2.50	Résonateur à ligne $\lambda/2$ avec $f_0 = 6$ GHz	88
2.51	Résonateur à ligne ($\lambda/2$) avec $f_0 = 10$ GHz	88
2.52	Résonateur en anneau (Ring) avec $f_0 = 6$ GHz	89
2.53	Résonateur en anneau (Ring) avec $f_0 = 10$ GHz	90
2.54	Conductivité effective estimée des nouveaux matériaux par la méthode de l'abaque des conductivités	91
2.55	Conductivité effective extraite par la méthode analytique de raccordement asymptotique pour les résonateurs à ligne $\lambda/2$	92

2.56	Conductivité effective extraite par la méthode analytique de la transformation conforme pour les résonateurs à ligne $\lambda/2$	93
2.57	Conductivité effective extraite par la méthode analytique de la transformation conforme (la formule de G. Ghione) pour les résonateurs à ligne $\lambda/2$	93
2.58	Conductivité effective extraite par la méthode analytique de la transformation conforme (la formule de G. Ghione) pour les résonateurs en anneau (ACPW) .	94
2.59	Comparaison des valeurs de la conductivité effective moyenne extraite par les différentes méthodes analytiques	94
2.60	Comparaison des valeurs de la conductivité effective moyenne extraite par les méthodes analytiques et abaques de conductivités	95
3.1	Connecteur multi-pin et coaxial pour applications aéronautique et spatiale . .	98
3.2	Principaux types de contact étudiés en fretting	99
3.3	Configuration de contact cylindres croisés	100
3.4	Les outils utilisés pour les tests de fretting et la mesure de la résistance de contact en courant continu (DC) au sein du laboratoire LTDS-ECL	102
3.5	Schéma de la machine génératrice des mouvements de fretting	102
3.6	Illustration des variables définies par un cycle de fretting	103
3.7	Illustration de la configuration de contact à cylindres croisés, et sphère-plan et principe de la mesure à quatre points de la résistance de contact électrique . .	104
3.8	Mesure de la résistance de contact DC en fonction de nombre de cycles	105
3.9	Flux de courant dans un contact en DC	106
3.10	Flux de courant dans un contact en HF	106
3.11	Circuit électrique équivalent d'un contact en HF proposé par Timsit [67] . . .	107
3.12	Circuit électrique équivalent d'un contact en HF modélisé par Malucci [68] . .	107
3.13	Interface d'un contact électrique (représentation du flux de courant)	108
3.14	Simulation 3D d'un contact sphère-sphère dans une structure coaxiale	109
3.15	Comparaison des paramètres S d'un contact sphère-sphère dans le cas (a) d'une continuité électrique assurée par un matériau conducteur (b) d'une discontinuité (air à l'interface)	110
3.16	Réponse en fréquence d'un contact sphère-sphère (transmission S_{21} , réflexion S_{11})	110
3.17	Modèle RLC équivalent d'un contact sphère-sphère	111
3.18	Comparaison entre les coefficients de transmission et réflexion de la structure 3D du contact coaxiale et le circuit <i>RLC</i> équivalent d'un contact HF	113
3.19	Matériau à conductivité variable placé entre les sphères de contact dans la structure coaxiale	113
3.20	Variation du modèle <i>RLC</i> en fonction de la conductivité de l'élément de contact (10^5 - 10^8 S/m)	114

3.21	Variation de la section de contact entre les demi-sphères	115
3.22	Variation du modèle RLC en fonction de l'écartement sphère-sphère d (0,1 – 1 mm)	116
3.23	Banc de mesure HF de la résistance de contact avec la structure DC	116
3.24	Mesure HF des paramètres S_{ij} de la structure cylindres croisés DC	117
3.25	Nouvelle configuration micro-ruban des cylindres de fretting HF	117
3.26	Structure de contact cylindres croisés adaptée aux HF	118
3.27	Résultats de simulation et de mesure de la nouvelle structure de contact HF	118
3.28	Banc de fretting HF avec la structure en demi-cylindres croisés sur lignes micro-rubans	119
3.29	Exemple de la structure micro-ruban avec différents revêtements sur les demi-cylindres.	119
3.30	Configurations des dépôts dans les échantillons de couples homogènes	120
3.31	Calcul de la résistance de contact HF à partir de la mesure des paramètres S	120
3.32	Variation de S_{21} pendant le test de fretting pour des cylindres sans revêtement	121
3.33	Variation de la résistance de contact durant un test de fretting sur un contact sans revêtement	122
3.34	Variation de la résistance de contact durant un test de fretting sur un contact sans revêtement (2°essais, une mesure chaque seconde)	122
3.35	Mesure simultanée de la résistance DC et HF lors du test de fretting	123
3.36	Variation de la résistance de contact DC et HF (2.5 GHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d'étain (Sn)	124
3.37	Variation des résistances de contact DC et HF (5 GHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d'étain (Sn)	124
3.38	Variation de la résistance de contact DC durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d'étain (zoom autour du seuil de rupture DC)	125
3.39	Analyses MEB (en mode BSE) et EDX semi quantitative, images de la trace de fretting et quantification des éléments d'un dépôt d'étain soumis aux sollicitations du fretting sous les conditions : $P = 3$ N, $f = 30$ Hz, $HR = 10\%$, $T = 25^\circ C$ et $AG = \leq 9$ μm , $Nc = 2200$ cycles.)	125
3.40	Variation des résistances DC et HF (1.5 GHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement de bronze blanc	126
3.41	Variation des résistances DC et HF (2.61 GHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement de bronze blanc	127
3.42	Variation de la résistance de contact DC durant un test de fretting sur un contact avec revêtement de bronze blanc (zoom autour du seuil de rupture DC)	127

3.43	Analyses MEB (en mode BSE) et EDX semi quantitative, images de la trace de fretting et quantification des éléments d'un dépôt de bronze blanc soumis aux sollicitations du fretting sous les conditions : $P = 3 \text{ N}$, $f = 30 \text{ Hz}$, $HR = 10\%$, $T = 25^\circ\text{C}$ et $AG = \leq 9 \text{ }\mu\text{m}$, $Nc = 4800 \text{ cycles}$)	128
3.44	Variation des résistances DC et HF (970 MHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d'Or (Au)	129
3.45	Variation des résistances DC et HF (1.58 GHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d'Or (Au)	130
3.46	Variation de la résistance de contact DC durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d'or (zoom autour du seuil de rupture DC)	130
3.47	Analyses MEB (en mode BSE) et EDX semi quantitative, images de la trace de fretting et quantification des éléments d'un dépôt d'or (Au) soumis aux sollicitations du fretting sous les conditions : $P = 3 \text{ N}$, $f = 30 \text{ Hz}$, $HR = 10\%$, $T = 25^\circ\text{C}$ et $AG = \leq 9 \text{ }\mu\text{m}$, $Nc = 316820 \text{ cycles.}$)	131
3.48	Variation des résistances DC et HF (509 MHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d'argent (Ag)	132
3.49	Variation des résistances DC et HF (2.1 GHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d'argent (Ag)	132
3.50	Analyses MEB (en mode BSE) et EDX semi quantitative, images de la trace de fretting et quantification des éléments d'un dépôt d'argent (Ag) soumis aux sollicitations du fretting sous les conditions : $P = 3 \text{ N}$, $f = 30 \text{ Hz}$, $HR = 10\%$, $T = 25^\circ\text{C}$ et $AG = \leq 9 \text{ }\mu\text{m}$, $Nc = 75720 \text{ cycles}$)	133
3.51	Variation des résistances DC et HF (100 MHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d'argent allié	134
3.52	Variation des résistances DC et HF (1.56 GHz) durant un test de fretting sur un contact avec revêtement d'argent allié	134
3.53	Analyses MEB (en mode BSE) et EDX semi-quantitative, images de la trace de fretting et quantification des éléments d'un dépôt d'argent allié soumis aux sollicitations du fretting sous les conditions : $P = 3 \text{ N}$, $f = 30 \text{ Hz}$, $HR = 10\%$, $T = 25^\circ\text{C}$ et $AG = \leq 9 \text{ }\mu\text{m}$, $Nc = 4400 \text{ cycles}$)	135
3.54	Critère d'endommagement en HF d'un contact avec divers revêtements	136
3.55	Durées de vie des contacts électriques DC et HF avec différents matériaux de revêtement	137

Liste des tableaux

2.1	Récapitulatif des dimensions et fréquences de résonance des composants	75
2.2	Résonateur à ligne $\lambda/2$ avec $f_0 = 6$ GHz, valeurs mesurées de la fréquence de résonance f_0 et du facteur de qualité à vide Q_0 , valeurs théoriques de la conductivité des matériaux purs, valeurs estimées par la méthode de l'abaque de la conductivité des matériaux composites	88
2.3	Résonateur à ligne $\lambda/2$ avec $f_0 = 10$ GHz, valeurs mesurées de la fréquence de résonance f_0 et du facteur de qualité à vide Q_0 , valeurs théoriques de la conductivité des matériaux purs, valeurs estimées par la méthode de l'abaque de la conductivité des matériaux composites	89
2.4	Résonateur en anneau (Ring) avec $f_0 = 6$ GHz, valeurs mesurées de la fréquence de résonance f_0 et du facteur de qualité à vide Q_0 , valeurs théoriques de la conductivité des matériaux purs, valeurs estimées par la méthode de l'abaque de la conductivité des matériaux composites	89
2.5	Résonateur en anneau (Ring) avec $f_0 = 10$ GHz, valeurs mesurées de la fréquence de résonance f_0 et du facteur de qualité à vide Q_0 , valeurs théoriques de la conductivité des matériaux purs, valeurs estimées par la méthode de l'abaque de la conductivité des matériaux composites	90
2.6	Conductivité effective σ_{eff} estimée des nouveaux matériaux	91

Valorisation du travail de recherche

- B. Benarabi, J. Laporte, B. Bayard, S. Fouvry , J. Sautel ”*Radiofrequency characterization of fretting damage in electrical contact*”, Proc. 5th Connectors Symposium, ISBN 978-3-00-048824-5, Pages 49-56, March 2015, Lemgo- Germany.
- B. Benarabi, B. Bayard, D. Vincent ”*Skin effect modeling in multilayer cylindrical conductors*” submitted in Microwave and Optical Technology Letters, December 2015.
- B. Benarabi, F. Kahlouche, B. Bayard, A. Chavanne, J. Sautel ”*Q factor by experimental, numerical and analytical methods for coplanar resonator*”, submitted in Progress In Electromagnetics Research (PIER), January 2016.

Résumé : Cette thèse s'intègre dans le cadre d'un projet FUI « Plug InNano » dont l'objectif est de proposer des solutions de remplacement de l'or comme conducteur dans les domaines tels que la connectique hyperfréquence HF et l'automobile. Les nouveaux matériaux susceptibles de remplacer l'or sont des conducteurs composites. Une modélisation analytique du comportement du signal micro-ondes dans les matériaux conducteurs composites en fonction de leur microstructure a été réalisée notamment dans le cas d'une structure multicouche. Une caractérisation micro-ondes a été effectuée, par la mesure de facteurs de qualité de résonateurs coplanaires hyperfréquences (ligne demi longueur d'onde, anneau), réalisés au laboratoire, pour déterminer la conductivité effective des nouveaux conducteurs. En parallèle, des simulations 3D éléments finis ont été réalisées et des modèles analytiques ont été développés pour comparer les résultats théoriques et expérimentaux. Deux méthodes d'extraction de la valeur de la conductivité électrique telles que la méthode de l'abaque du facteur de qualité et la méthode de calcul inverse par les modèles analytiques des pertes. Une structure de fretting (cylindres croisés) innovante, adaptée aux hyperfréquences, a été mise en œuvre pour la caractérisation des revêtements conducteurs en situation vibratoire. Plusieurs matériaux nobles (Or, Ag) et non nobles (étain, bronze blanc et laiton) ont été mesurés et caractérisés. La variation de la résistance de contact hyperfréquence en fonction des cycles de fretting est mesurée en parallèle avec la résistance DC. Un critère d'endommagement d'un contact traversé par un signal HF est défini à 0,1 dB d'atténuation.

Mots-clés : Caractérisation Hyperfréquence, Conducteur composite, Résonateur coplanaire, Facteur de qualité, Modélisation Electromagnétique, Fretting, Contact HF, Résistance de contact.

Modeling and characterization of new conductors for microwave connectors

Abstract: This thesis is part of a project FUI "Plug InNano". Objective of the project is offering a new composite conductor, instead of Gold used as a coating conductor in microwave and automotive connectors. An analytical model of the microwave signal behavior has been achieved in composite conductive materials according to their microstructure, especially the case of a multilayer structure. A microwave characterization was performed by measuring the quality factors of microwave coplanar resonators (half-wavelength line and ring), made in the laboratory, to determine the effective electrical conductivity of this new conductor. In parallel, 3D finite element simulations were conducted, and analytical models for losses calculation have been developed to compare the theoretical and experimental results. Value of the electrical conductivity is extracted using the following methods: abacus of quality factors, and inverse calculation by losses analytical models. A new fretting structure (crossed cylinder), suitable for microwave, has been implemented for the characterization of conductor coatings in fretting environment. Several materials were measured and characterized: noble as Gold and Silver, and non-noble as Tin, white Bronze and Brass. Variation of the microwave contact resistance, as a function of fretting cycles, is measured in the same time with the DC resistance. A damage criterion of a contact for RF signal is defined by 0.1 dB of attenuation.

Keywords: Microwave Characterization, Coplanar Resonator, Quality Factor, Composite Conductor, Electromagnetic Modeling, Fretting, HF Contact, Contact Resistance.