

الجمهوريّة الجزائريّة الديموقراطية الشعبيّة
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
جامعة سعيدة - د. الطاهر مولاي -

Université Saïda- Dr. Tahar Moulay –
Faculté de Technologie



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du **Diplôme de MASTER** en Télécommunications

Spécialité : Système de Télécommunications

Par : Mlle. GUERROUDJ Souad El Hadja

Caractérisation des propriétés diélectrique du Silicone par la méthode de réflexion et de transmission

Soutenu, le 27/06/ 2024, devant le jury composé de :

| | | |
|-------------------------|-----|-------------|
| Mr. CHETIOUI Mohammed | MCA | Président |
| Mr. BOUHMIDI Rachid | MCA | Rapporteur |
| Mr. BOUDKHIL Abdelhakim | MCA | Examinateur |

Dédicace

J'ai un grand plaisir de dédier ce travail à :

Mes chers parents,

Pour votre amour inconditionnel, votre soutien indéfectible et vos sacrifices sans limites qui ont rendu possible chaque étape de ce parcours académique.

À mes frères et sœurs,

Pour leur encouragement constant, leur compréhension et leur inspiration

À mes meilleures amies,

Pour leur présence joyeuse, leurs encouragements chaleureux et leur soutien inébranlable à travers les hauts et les bas.

À Mr. Rachid BOUHMIDI,

Pour ses conseils éclairés, sa patience et son expertise qui ont guidé mes efforts vers l'excellence académique.

À tous ceux qui ont croisé ma route et m'ont apporté leur aide et leur soutien,

Vous avez été une source de motivation et d'inspiration tout au long de ce voyage.

Merci du fond du cœur.

Remerciements

*Je tiens tout d'abord à exprimer mes sincères remerciements à **Mr. RACHID BOUHMIDI** mon directeur de projet, pour son précieux soutien, ses conseils éclairés et son encadrement constant tout au long de cette étude. Sa patience et son expertise ont été essentielles pour orienter mes efforts dans la bonne direction.*

*Je suis également reconnaissante envers **département de Télécommunications**, pour avoir mis à ma disposition les ressources nécessaires pour mener à bien ce projet. Leur soutien logistique a grandement facilité mes recherches et expérimentations.*

*Que les **membres de jury** trouvent, ici, l'expression de mes sincères remerciements pour l'honneur qu'ils me font en prenant le temps de lire et d'évaluer ce travail.*

*Mes remerciements s'étendent également à tous mes **enseignants** durant les années des études.*

*Un merci spécial à **mes proches et amis** pour leur soutien moral et leur compréhension durant cette période intense d'études. Leur encouragement constant m'a motivé à persévérer et à atteindre mes objectifs académiques.*

Enfin, je tiens à exprimer ma gratitude envers tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce projet, ainsi qu'à tous ceux qui m'ont inspiré et guidé tout au long de mon parcours académique.

Résumé

La caractérisation électromagnétique des matériaux diélectriques est cruciale dans de nombreux domaines tels que les télécommunications, le biomédical, l'électronique...etc. Cette thèse se concentre sur l'utilisation de la méthode transmission/Réflexion... Le logiciel de simulation HFSS (High-Frequency Structure Simulator) est utilisées pour calculer les paramètres de réflexion (S_{11}) et de transmission (S_{21}) sur une gamme de fréquences. Ces paramètres fournissent des informations sur la façon dont les ondes électromagnétiques interagissent avec le matériau diélectrique. La méthode NRW est appliquée aux paramètres S_{11} et S_{21} obtenus pour extraire la permittivité du diélectrique. Cette méthode repose sur des équations analytiques qui relient S_{11} et S_{21} à la permittivité du matériau. Les résultats des simulations HFSS montrent une variation typique des paramètres S en fonction de la fréquence pour différents matériaux diélectriques. Les courbes de S_{11} et S_{21} révèlent des résonances qui dépendent des propriétés électromagnétiques du matériau analysé. L'application de la méthode NRW aux données simulées permet de déterminer la permittivité complexe des échantillons avec une précision satisfaisante. Les résultats montrent une bonne concordance avec les données théoriques, validant ainsi l'efficacité de la méthode combinée pour caractériser les diélectriques. Cette thèse démontre que la combinaison de la simulation HFSS et de la méthode de Nicholson-Ross-Weir est une approche robuste et précise pour la caractérisation électromagnétique des matériaux diélectriques. La capacité de HFSS à fournir des paramètres S précis, couplée à la méthode analytique de NRW, permet une détermination fiable de la permittivité des diélectriques, ouvrant la voie à des applications avancées dans les domaines des matériaux et des dispositifs électromagnétiques.

Abstract

The electromagnetic characterization of dielectric materials is crucial in many fields such as telecommunications, biomedical, electronics....etc. This thesis focuses on the use of the transmission/Reflection method. . The HFSS (High-Frequency Structure Simulator) simulation software is used to calculate the reflection (S_{11}) and transmission (S_{21}) parameters over a range of frequencies. These parameters provide information about how electromagnetic waves interact with the dielectric material. The NRW method is applied to the parameters S_{11} and S_{21} obtained to extract the permittivity of the dielectric. This method relies on analytical equations that relate S_{11} and S_{21} to the permittivity of the material. The HFSS simulation results show a typical variation of S parameters as a function of frequency for different dielectric materials. The curves of S_{11} and S_{21} reveal resonances which depend on the electromagnetic properties of the material analyzed. Applying the NRW method to simulated data allows the complex permittivity of samples to be determined with satisfactory accuracy. The results show good agreement with theoretical data, thus validating the effectiveness of the combined method for characterizing dielectrics. This thesis demonstrates that the combination of HFSS simulation and the Nicholson-Ross-Weir method is a robust and precise approach for the electromagnetic characterization of dielectric materials. The ability of HFSS to provide accurate S parameters, coupled with NRW's analytical method, enables reliable determination of dielectric permittivity, paving the way for advanced applications in the fields of electromagnetic materials and devices.

ملخص

يعد التوصيف الكهرومغناطيسي للمواد العازلة أمراً بالغ الأهمية في العديد من المجالات مثل الاتصالات السلكية واللاسلكية والطب الحيوي والإلكترونيات إلخ. ترکز هذه الأطروحة على استخدام طريقة الإرسال/الانعكاس. يتم استخدام برنامج محاكاة HFSS (محاكي البنية عالية التردد) لحساب معلمات الانعكاس (S11) والإرسال (S21) عبر نطاق من الترددات. توفر هذه المعلمات معلومات حول كيفية تفاعل الموجات الكهرومغناطيسية مع المادة العازلة. يتم تطبيق طريقة NRW على المعلمات S11 و S21 التي تم الحصول عليها لاستخراج السماحية للعزل الكهربائي. تعتمد هذه الطريقة على معادلات تحليلية تربط S11 و S21 بالسماحية للمادة. تظهر نتائج محاكاة HFSS تبايناً نموذجيًّا لمعلمات S كدالة للتتردد للمواد العازلة المختلفة. تكشف منحنيات S11 و S21 عن الرنين الذي يعتمد على الخواص الكهرومغناطيسية للمادة التي تم تحليلها. يتيح تطبيق طريقة NRW على البيانات المحاكاة تحديد السماحية المعقدة للعينات بدقة مرضية. تظهر النتائج توافقًا جيدًا مع البيانات النظرية، وبالتالي التحقق من فعالية الطريقة المدمجة للتوصيف المواد العازلة. توضح هذه الأطروحة أن الجمع بين محاكاة HFSS وطريقة Nicholson-Ross-Weir هو أسلوب قوي ودقيق للتوصيف الكهرومغناطيسي للمواد العازلة. تتيح قدرة HFSS على توفير معلمات S دقيقة، إلى جانب الطريقة التحليلية لـ NRW، تحديداً موثوقًا للسماحية العازلة، مما يمهد الطريق للتطبيقات المتقدمة في مجالات المواد والأجهزة الكهرومغناطيسية.

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| Dédicace..... | II |
| Remerciements..... | III |
| Résumé..... | IV |
| Abstract | V |
| <u>ملخص.....</u> | VI |
| Liste des Figures et Tableaux | IX |
| Liste Des Symboles..... | X |
| Liste Des Abréviations..... | XII |
| Introduction Générale | 1 |
| Chapitre I : Généralités sur la caractérisation des matériaux | 2 |
| I.1 Introduction : | 3 |
| I.2 Les équations électromagnétiques de Maxwell : | 3 |
| I.2.1 Force de Lorentz | 3 |
| I.2.2 Équationsde Maxwell dans les milieux..... | 4 |
| I.2.3 Onde électromagnétique plane..... | 6 |
| I.3 Propriétés électromagnétiques des matériaux..... | 8 |
| I.3.1. Permittivité diélectrique : | 9 |
| I.3.1.1 Permittivitédes matériaux à pertes : | 9 |
| I.3.1.2 La polarisation diélectrique : | 10 |
| I.3.2 Perméabilité magnétique : | 10 |
| I.4 Matrice de Répartition des puissances..... | 11 |
| I.4.1 Matrice de Répartition d'un Réseau à 2 Ports : | 11 |
| I.5 Propagation d'une Propagation d'une onde EM dans un milieu stratifié : | 13 |
| I.5.1Onde plane incidente sur un diélectrique illimité : | 13 |
| I.5.2 Onde plane incidente sur un diélectrique de dimension finie : | 15 |
| I.6 Supports de la propagation guidée : | 20 |
| I.6.1Guide d'ondes rectangulaire : | 20 |
| Le développement des équations de Maxwell (I.4) à (I.7) en composantes longitudinales et transversales et leur séparation permet d'aboutir aux équations différentielles de Helmholtz [6]:20 | 20 |
| I.6.2 Lignes coaxiales : | 22 |
| I.7 Types de matériaux : | 24 |
| I.7.1 Matériaux conducteurs : | 24 |
| I.7.2 Matériaux diélectrique : | 24 |
| I.8 Conclusion : | 25 |
| Chapitre II : Techniques de caractérisation des matériaux diélectriques..... | 26 |

| | |
|--|-----------|
| II.1 Introduction : | 27 |
| II.2 Les techniques de caractérisation des matériaux : | 27 |
| II.2.1 La méthode de spectroscopie diélectrique : | 28 |
| II.2.2 La méthode de mesure de capacité : | 28 |
| II.2.3 La méthode de transmission/réflexion : | 29 |
| II.2.3.1 Méthode de la cavité résonante : | 31 |
| II.2.3.2 Méthode de la ligne coaxiale : | 32 |
| II.2.3.3 Méthode de l'espace libre : | 33 |
| II.2.3.4 Méthode du guide d'onde : | 33 |
| II.3 Conclusion : | 34 |
| Chapitre III : Extraction des paramètres caractéristiques de différents Silicone par la méthode NRW | 36 |
| III.1 Introduction : | 37 |
| III.2 Description de la technique de Nicholson Ross & Weir : | 37 |
| III.3 Présentation des outils de simulation : | 40 |
| III.3.1 Le logiciel de simulation HFSS : | 40 |
| III.3.1.1 Présentation du logiciel : | 40 |
| III.3.1.2 Méthode de calcul : | 41 |
| III.3.2 Le logiciel de simulation MATLAB | 42 |
| III.3.2.1 Présentation de logiciel : | 42 |
| III.4 Procédure de De-embedding : | 44 |
| III.5 Résultat et interprétation : | 46 |
| III.6 Conclusion : | 53 |
| Conclusion Générale : | 55 |
| Références Bibliographiques | 56 |

Liste des Figures et Tableaux

| | |
|--|----|
| Figure I.1 : Champs de vecteurs électrique et magnétique pour une onde plane avec une polarisation rectiligne..... | 7 |
| Figure I.2 : Paramètres S d'un réseau à deux ports..... | 11 |
| Figure I.3 : Onde plane incidente sur un milieu illimité | 13 |
| Figure I.4 : Onde incidente sur un milieu stratifié comprenant un diélectrique de dimension finie | 15 |
| Figure I.5 : Section transverse d'un milieu stratifié dans le cas d'une incidence sur un diélectrique de dimension finie | 16 |
| Figure I.6 : Guide d'ondes rectangulaire..... | 21 |
| Figure I.7 : Topologie de la ligne coaxiale..... | 22 |
| Figure I.8 : Champ électrique et magnétique sur la section transversale d'une ligne coaxiale | 22 |
| Figure I.9 : Dimensions et coordonnées d'étude de la ligne coaxiale | 23 |
| Figure II.10 : Onde Electromagnétique transmise à travers et réfléchie par un matériau sous test dans un support de transmission | 29 |
| Figure II.11 : Cellule de mesure en cavité résonante. [12] | 31 |
| Figure II.12 : Cellule de mesure en ligne coaxiale. [12] | 32 |
| Figure II.13 : Méthode de mesure en espace libre. [12]..... | 33 |
| Figure II.14 : Cellule de mesure en guide d'ondes. [16] | 34 |
| Figure III.15 : organigramme pour la méthode de NRW..... | 39 |
| Figure III.16 : interface du logiciel HFSS..... | 40 |
| Figure III.17 : Dispositif de mesure de la permittivité du matériau..... | 41 |
| Figure III.18 : Dispositif de mesure dessiné à l'aide du logiciel HFSS | 42 |
| Figure III.19 : interface du logiciel MATLAB | 43 |
| Figure III.20 : Schéma représentant les mesures de de_embedding | 45 |
| Figure III.21 : Procédure de « de-embedding » opérée dans le dispositif | 45 |
| Figure III.22 : paramètres S simulés pour silicone d'épaisseur 7.25mm et de permittivité $\epsilon_{r1}=11.9$; amplitudes en dB,et phases en degrés | 46 |
| Figure III.23 : paramètres S simulés pour silicone d'épaisseur 7.25mm et de permittivité $\epsilon_{r1}=11.9$ sans de-embedding ; amplitudes en dB,et phases en degrés..... | 48 |
| Figure III.24 : Permittivité de l'échantillon silicone d'épaisseur 7.25 mm déterminée sans la procédure De-Embedding..... | 49 |
| Figure III.25 : Permittivité de l'échantillon silicone d'épaisseur 7.25 mm déterminée avec la procédure De-Embedding..... | 49 |
| Figure III.26 : paramètres S simulés pour silicone nitrate d'épaisseur 9.45mm et de permittivité $\epsilon_{r2}=7$; amplitudes en dB, et phases en degrés | 50 |
| Figure III.27 : Permittivité de l'échantillon silicone nitrate d'épaisseur 9.45 mm déterminée avec la procédure De-Embedding..... | 51 |
| Figure III.28 : Paramètres S simulés pour silicone dioxide d'épaisseur 12.5mm et de permittivité $\epsilon_{r3}=4$; amplitudes en dB,et phases en degrés | 52 |
| Figure III.29 : Permittivité de l'échantillon silicone dioxide d'épaisseur 12.5mm déterminée avec la procédure De-Embedding..... | 53 |
| Tableau 1 Grandeurs vectorielles et caractéristiques des matériaux | 5 |
| Tableau (2) Une comparaison générale des techniques de mesures abordées dans ce chapitre [17]. | 34 |

Liste Des Symboles

\vec{F} : La force de Lorentz

q : La charge électrique

\vec{E} : Le champ électrique en V/m

\vec{v} : La vitesse de la particule

\vec{B} : L'induction magnétique en Tesla

$\overrightarrow{F_e}$: La contribution de la force électrique

$\overrightarrow{F_m}$: La contribution de la force magnétique

\vec{D} : est le vecteur déplacement électrique en C/m²

ρ_{libre} : Densité volumique de charge en C/m³

\vec{H} : est le vecteur du champ magnétique d'excitation en A/m

J : la densité du courant en A/m²

ϵ : la permittivité du matériau F/m

ϵ_0 : la permittivité du vide

ϵ_r : la permittivité relative sans dimension

μ : la perméabilité du matériau H/m

μ_0 : la perméabilité du vide

μ_r : la perméabilité relative

σ : La conductivité du milieu en S/m

ϵ' : la partie réelle de la permittivité

ϵ'' : La partie imaginaire de la permittivité

μ' : la partie réelle de la perméabilité

μ'' : la partie imaginaire de la perméabilité

ω : la pulsation

δ_e : angle de perte

$n(\omega)$: L'indice de réfraction du milieu

$\tilde{n}(\omega)$: indice de réfraction complexe du milieu

$k(\omega)$: absorption du milieu

\vec{P} : polarisation diélectrique

[S] : matrice de répartition

$a_1(l_1)$: onde incidente au port 1

$a_2(l_2)$: onde incidente au port 2

$b_1(l_1)$: onde réfléchie au port 1

$b_2(l_2)$: onde réfléchie au port 2

S_{11} : Coefficient de réflexion à l'entrée lorsque la sortie est adaptée

S_{21} : Coefficient de transmission lorsque la sortie est adaptée

S_{12} : Coefficient de transmission inverse lorsque l'entrée est adaptée

S_{22} : Coefficient de réflexion à la sortie lorsque l'entrée est adaptée

$[S]^t$:Le transposé de la matrice [S]

$[S]^*$: Le conjugué de la matrice [S]

$[I]$: la matrice identité

η :Impédance intrinsèque du diélectrique

Γ_{12} :Le coefficient de réflexion à l'interface l'espace libre- diélectrique

Γ_{21} : le coefficient de réflexion à l'interface espace libre diélectrique – l'espace libre

S_2^t : L'onde transmise de la région 1 vers la région 2

S_2^r : L'onde réfléchie à l'interface de la région 2 - région 3

d : distance

x, y , z : axes de propagation

β : la constante de phase de l'onde

Φ : flux magnétique

V : la différence de potentiel entre le conducteur central de rayon a et le point M (ligne coaxial)

I est le courant parcourant le conducteur central de rayon a (ligne coaxial)

Z_c : Impédance caractéristique

Z_{TEM} :Impédance du mode TEM

χ : la susceptibilité électrique du matériau

Liste Des Abréviations

Op : Onde plane

TE: Transverse Electric

TM: Transverse Magnetic

TEM: Transverse electromagnetic

RF: Radio Frequency

HFSS: High Frequency Simulation Structure

TEM : Onde Transverse Electromagnétique.

VNA : Vectoriel Network Analyzer.

NRW: Nicholson-Ross-Weir.

MUT: materiel Under test.

Introduction Générale

Les matériaux diélectriques comme le silicone jouent un rôle essentiel dans divers domaines technologiques tels que l'électronique, les télécommunications et les dispositifs médicaux. Pour optimiser leur performance et garantir leur fiabilité dans ces applications, il est crucial de caractériser avec précision leurs propriétés diélectriques. Cependant, la caractérisation par les méthodes de réflexion et de transmission présente des spécificités particulières. Alors comment ces techniques peuvent-elles être améliorées pour assurer une analyse précise et fiable des propriétés diélectriques ?

Dans le premier chapitre de ce projet, nous avons abordé les généralités sur la caractérisation des matériaux diélectriques. Cela inclut une discussion approfondie sur les concepts fondamentaux des propriétés diélectriques, telles que la permittivité, la perte diélectrique, et leur importance dans le comportement électromagnétique des matériaux.

Le deuxième chapitre a été consacré à l'examen des différentes techniques de caractérisation des matériaux diélectriques. Nous avons exploré les méthodes couramment utilisées telles que la méthode de réflexion, la méthode de transmission, ainsi que d'autres techniques avancées telles que la spectroscopie diélectrique et les méthodes à domaine temporel. Chaque méthode a été étudiée en détail, mettant en lumière ses avantages, ses limitations et son application pratique.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous nous sommes concentrés sur l'extraction des paramètres caractéristiques du silicone en utilisant la méthode NRW (Nicolson-Ross-Weir). Cette méthode spécifique est largement reconnue pour sa capacité à déterminer avec précision la permittivité complexe et la perte diélectrique du matériau sur une large bande de fréquences, ce qui est essentiel pour une conception optimale et une modélisation précise des dispositifs électriques et électroniques.

En somme, ce projet vise à approfondir la compréhension des propriétés diélectriques du silicone à travers une exploration détaillée des méthodes de caractérisation et l'application spécifique de la méthode NRW. Une meilleure connaissance de ces aspects contribuera à l'amélioration continue des technologies utilisant le silicone comme matériau diélectrique, ouvrant ainsi la voie à de nouvelles innovations et applications dans divers secteurs industriels.

Chapitre I : Généralités sur la caractérisation des matériaux

I.1 Introduction :

Pour une grande variété de matériaux, les mesures de permittivité et de perméabilité sont nécessaires dans de nombreuses applications. Plusieurs méthodes sont utilisées pour la mesure des paramètres électromagnétiques des matériaux, dans le cas de la méthode de transmission/réflexion (TR), la cellule de mesure est constituée d'une section de ligne coaxiale ou de guide d'onde rectangulaire remplie de l'échantillon à caractériser.

I.2 Les équations électromagnétiques de Maxwell :

I.2.1 Force de Lorentz

Les relations fondamentales de l'électromagnétisme reposent sur cinq équations : l'expression de la force de Lorentz et les quatre équations de Maxwell. La force de Lorentz ou force électromagnétique est la force que subit une particule chargée sous un champ électromagnétique, exprimée par :

$$\vec{F} = q (\vec{E} \times \vec{v} \times \vec{B}) \quad \text{I.1}$$

Les vecteurs \vec{E} et \vec{B} sont respectivement le champ électrique et le champ magnétique, \vec{v} représente la vitesse de la particule dans le référentiel d'étude. Deux contributions à cette force peuvent être distinguées :

- La contribution de la force électrique :

$$\vec{F}_e = q \vec{E} \quad \text{I.2}$$

- La contribution de la force magnétique :

$$\vec{F}_m = q \vec{v} \wedge \vec{B} \quad \text{I.3}$$

L'électromagnétisme est aussi décrit par les équations de Maxwell. Ces équations décrivent quantitativement les interactions entre les charges électriques, le courant électrique, le champ électrique et le champ magnétique comme suit :

I.2.2 Équations de Maxwell dans les milieux

Les équations de Maxwell sont fondamentales pour décrire le comportement des champs électromagnétiques. Dans les milieux matériels, ces équations prennent en compte les interactions avec les matériaux, tels que les diélectriques, les conducteurs, et les semi-conducteurs. Voici une présentation des équations de Maxwell adaptées aux milieux matériels[1].

- Équation de Maxwell Gauss :

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_{libre} \quad \text{I.4}$$

- Équation Maxwell Thomson

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{I.5}$$

- Équation Maxwell Faraday

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{I.6}$$

- Équation Maxwell Ampère

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}_c \quad \text{I.7}$$

- Les équations de Maxwell sont complétées par des équations reliant les grandeurs électriques, magnétiques et diélectriques dans un milieu. Trois équations du milieu sont alors définies :

Équation de l'induction électrique :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad \text{I.8}$$

Équation de l'induction magnétique :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad \text{I.9}$$

Loi d'Ohm locale

$$\vec{J}_c = \sigma \vec{E} \quad \text{I.10}$$

Les différentes grandeurs vectorielles ainsi que les caractéristiques des matériaux sont mentionnées dans le tableau suivant [2]:

Tableau 1 Grandeurs vectorielles et caractéristiques des matériaux

| Les vecteurs | Les caractéristiques des milieux |
|--|--|
| \vec{D} : est le vecteur déplacement électrique en C/m^2 | ρ : Densité volumique de charge en C/m^3 |
| \vec{B} : l'induction magnétique en Tesla | σ : La conductivité du milieu en S/m |
| \vec{H}: est le vecteur du champ magnétique d'excitation en A/m | ϵ : La permittivité du matériau F/m |
| \vec{E} : le champ électrique en V/m | μ : La perméabilité du matériau H/m |
| \vec{J}_c : La densité du courant de conduction en A/m^2 | ϵ_r : La permittivité relative sans dimension μ_r : La perméabilité relative sans dimension (Par rapport au vide) |

Dans le domaine fréquentiel en régime harmonique, les équations de Maxwell deviennent :

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad \text{I.11}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{I.12}$$

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega \vec{D} + \vec{J} \quad \text{I.13}$$

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega \vec{B} \quad \text{I.14}$$

I.2.3 Onde électromagnétique plane

Pour étudier la propagation, on choisit une direction de l'espace de propagation, par exemple x . Le champ électromagnétique est donc décrit par

$$\vec{E}(x - ct) \text{ et } \vec{B}(x - ct) \quad \text{I.15}$$

Les vecteurs \vec{E} et \vec{B} sont donc constants dans le plan. La divergence nulle du champ électrique (dans le vide) montre que :

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \underbrace{\frac{\partial E_y}{\partial y}}_{=0} + \underbrace{\frac{\partial E_z}{\partial z}}_{=0} = \frac{\partial E_x}{\partial x} = 0 \quad \text{I.16}$$

Cette relation est vérifiée pour deux conditions alternatives : soit E_x ne dépend pas de x , ce qui contredit la notion de propagation selon x , soit la composante E_x est nulle. Le même raisonnement appliqué au champ \vec{B} , lui aussi de divergence nulle, montre que le champ EM est de la forme

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \text{ et } \vec{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} \quad \text{I.17}$$

Les champs \vec{E} et \vec{B} sont transverses, car les vecteurs sont toujours perpendiculaires à la direction de propagation. La relation de Maxwell-Faraday (I.6) appliquée à l'onde plane permet de montrer que les vecteurs \vec{E} et \vec{B} sont également perpendiculaires. En effet,

$$\left(\frac{\partial / \partial x}{\partial / \partial z} \right) \wedge \begin{pmatrix} 0 \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = - \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} 0 \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} \quad \text{I.18}$$

Soit :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{\partial B_y}{\partial t} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{\partial B_z}{\partial t} \end{cases} \quad \text{I.19}$$

Comme le champ électrique ne dépend que d'une variable $\phi = x - ct$, les relations ci-dessus se mettent sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial E_z}{\partial \phi} = \frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{\partial B_y}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial t} = -c \frac{\partial B_y}{\partial \phi} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} = \frac{\partial E_y}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial E_y}{\partial \phi} = \frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{\partial B_z}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial t} = -c \frac{\partial B_z}{\partial \phi} \end{cases} \quad \text{I.20}$$

Chapitre I : Généralités sur la caractérisation des matériaux

Et après intégration par rapport à \emptyset :

$$\begin{cases} E_z = -cB_y \\ E_y = -cB_z \end{cases} \quad \text{I.21}$$

Le produit scalaire $\vec{E} \cdot \vec{B} = E_y B_y + E_z B_z = c(B_y B_z - B_y B_z)$ est nul, ce qui montre que les vecteurs \vec{E} et \vec{B} de l'onde plane sont perpendiculaires. D'autre part, on peut calculer que :

$$\|\vec{E}\| = c\|\vec{B}\| \quad \text{I.22}$$

La figure I.1 présente une visualisation de l'onde EM plane dans le cas où les vecteurs \vec{E} et \vec{B} gardent la même direction au cours de la propagation. Dans cet exemple, on parle de polarisation rectiligne, mais il existe d'autres états de polarisation.

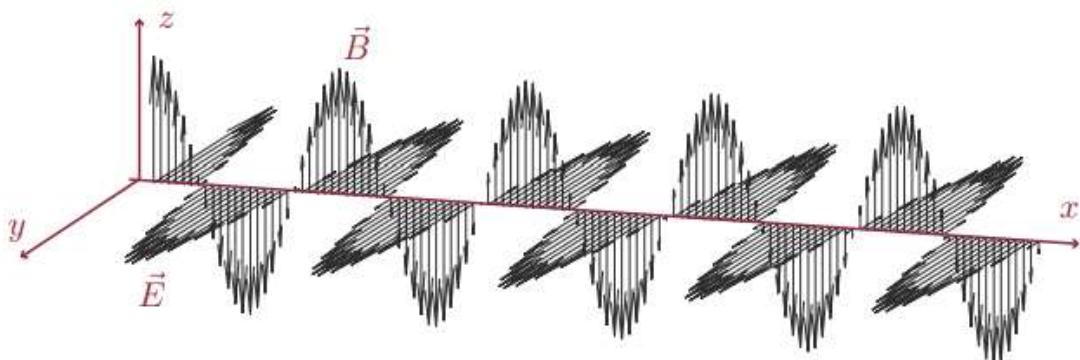


Figure I.1 : Champs de vecteurs électrique et magnétique pour une onde plane avec une polarisation rectiligne.

La propagation se fait suivant l'axe x, le champ électrique est orienté suivant y et le champ magnétique est orienté suivant z. En utilisant le formalisme de l'onde monochromatique, on peut décrire le champ électromagnétique par :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}, \vec{B} = \vec{B}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad \text{I.23}$$

Avec cette écriture, les relations de divergence nulle sur \vec{E} et \vec{B} donnent :

$$\vec{k} \cdot \vec{E} = 0 \quad \text{et} \quad \vec{k} \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{I.24}$$

Chapitre I : Généralités sur la caractérisation des matériaux

Ce qui est une autre démonstration du caractère transverse de l'onde plane dans le vide. La relation d'induction (I.6) impose d'autre part :

$$i\vec{k} \times \vec{E} = i\omega \vec{B} \quad \text{I.25}$$

Soit :

$$\vec{B} = \frac{1}{\omega} \vec{k} \wedge \vec{E} = \frac{k}{\omega} \vec{k} \wedge \vec{E} = \frac{1}{c} \vec{k} \wedge \vec{E} \quad \text{I.26}$$

I .3 Propriétés électromagnétiques des matériaux

Les propriétés électromagnétiques des milieux matériels sont définies à partir de deux paramètres constitutifs : la permittivité ϵ , qui traduit la réaction du milieu face à une excitation électrique et la perméabilité μ , qui décrit le comportement du matériau vis-à-vis d'une excitation magnétique. La permittivité et la perméabilité sont représentées par des valeurs complexes :

$$\epsilon = \epsilon' - j\epsilon'' \quad \text{I.27}$$

$$\mu = \mu' - j\mu'' \quad \text{I.28}$$

La réponse électromagnétique de milieux peut être représentée par une permittivité et une perméabilité moyenne. Pour avoir accès à la permittivité et la perméabilité complexes d'un milieu matériel on prélève un échantillon de matière et on le place sur le trajet d'une onde électromagnétique progressive, soit dans l'espace libre, soit à l'intérieur d'une structure de propagation. On peut également positionner l'échantillon dans une cavité résonante. Les coefficients de réflexion et de transmission du dispositif expérimental dépendent directement des propriétés électromagnétiques du matériau, c'est la caractérisation électromagnétique. A partir de la mesure de ces coefficients et de l'analyse électromagnétique des discontinuités créées par l'échantillon, on remonte à la permittivité et la perméabilité de l'échantillon. [3]

I.3.1. Permittivité diélectrique :

La permittivité, plus précisément permittivité diélectrique, est une propriété physique qui décrit la réponse d'un milieu donné à un champ électrique appliqué. C'est une propriété macroscopique, essentielle de l'électrostatique, ainsi que de l'électrodynamique des milieux continus. Elle intervient dans de nombreux domaines, notamment dans l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques, et en particulier la lumière visible et les ondes utilisées en radiodiffusion.

Au niveau microscopique, la permittivité d'un matériau est liée à la polarisabilité électrique des molécules ou atomes constituant le matériau. La permittivité d'un matériau est une grandeur tensorielle (la réponse du matériau peut dépendre de l'orientation des axes cristallographiques du matériau), qui se réduit à un scalaire dans les milieux **isotropes**. Elle est très généralement complexe, la partie imaginaire étant liée au phénomène d'absorption ou d'émission du champ électromagnétique par le matériau.

I.3.1.1 Permittivité des matériaux à pertes :

Dans un milieu diélectrique réel, il existe toujours à basses fréquences une faible conductivité liée à différents mécanismes microscopiques (défauts notamment). On parle alors de pertes diélectriques. On peut tenir compte de ces pertes en définissant une permittivité complexe :

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon'(\omega) - i\epsilon''(\omega) = \epsilon_0(\epsilon'_r(\omega) - i\epsilon''_r(\omega)) \quad \text{I.29}$$

Ces pertes sont souvent très faibles. La partie imaginaire est donc très petite devant la partie réelle. On parle alors parfois d'angle de perte, exprimé en pour cents et défini par :

$$\delta_e \approx \tan\delta_e = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \quad \text{I.30}$$

Cette appellation s'explique par le fait que cet angle δ_e est l'angle formé par les vecteurs champs électrique et déplacement électrique dans le plan complexe. Les parties réelles et imaginaires de la permittivité ne sont pas complètement indépendantes. Elles sont reliées par les

relations de Kramers-Kronig. Dans le cas où la permittivité d'un milieu est complexe, la relation liant l'indice de réfraction de ce milieu et sa permittivité relative existe toujours :

$$\tilde{n}(\omega) = n(\omega) - ik(\omega) = \tilde{\epsilon}(\omega)^2 \quad \text{I.31}$$

Où $\tilde{n}(\omega)$ est l'indice de réfraction complexe du milieu, l'indice de réfraction du milieu $n(\omega)$ (celui utilisé pour calculer la vitesse de propagation d'une onde électromagnétique dans ce milieu) et $k(\omega)$ définit l'absorption dans ce milieu.

La mesure de permittivité peut s'effectuer à l'aide de différents instruments tels que : les sondes coaxiales, des guides d'onde, des cavités résonnantes, des bancs en espace libre, etc.

I.3.1.2 La polarisation diélectrique :

Un matériau diélectrique, et grâce à ses dipôles, est capables de stocker l'énergie électrique lorsqu'un champ électrique externe lui est appliqué ; ce phénomène s'appelle : polarisation. L'estimation de cette grandeur physique est calculée en comptant le nombre de moments dipolaires par unité de volume. La polarisation désigne l'aptitude du diélectrique à se laisser influencer par le champ électrique en déplaçant ses barycentres de charges positives et négatives. Soit un champ électrique uniforme E extrême appliquée sur un échantillon, ce champ produit une polarisation uniforme :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \cdot x \cdot \vec{E}_{ext} \quad \text{I.32}$$

I.3.2 Perméabilité magnétique :

La perméabilité magnétique du matériau (μ) s'exprime par le produit de la perméabilité du vide μ_0 (Qui s'exprime en H/m) et de la perméabilité relative μ_r (sans dimension) :

$$\mu = \mu_0 \mu_r \quad \text{I.33}$$

μ_0 : Est une constante universelle, la constante magnétique (ou perméabilité magnétique du vide), qui vaut $4\pi \times 10^{-7}$ H/m, : Dépend du matériau.

Chapitre I : Généralités sur la caractérisation des matériaux

En électrodynamique des milieux continus en régime linéaire, caractérise la faculté d'un matériau à modifier un champ magnétique \vec{B} , c'est-à-dire à modifier les lignes de flux magnétique. Cette valeur dépend ainsi du milieu dans lequel il est produit où le champ magnétique varie linéairement avec l'excitation magnétique \vec{H} . Si le régime du matériau est dit linéaire, le champ magnétique \vec{B} et le champ d'excitation magnétique \vec{H} sont reliés, dans un matériau donné, par la relation dite « constitutive » :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} . [4]$$

I.4 Matrice de Répartition des puissances

Un réseau hyperfréquence linéaire peut être caractérisé par une matrice particulière, appelée matrice de répartition ou encore matrice [S]. Cette matrice s'obtient en décomposant la tension et le courant aux ports d'accès du réseau en ondes incidentes et réfléchies. La popularité de la matrice de répartition pour la caractérisation des réseaux linéaires provient du fait que les termes de cette matrice sont plus facilement mesurables aux hyperfréquences. Cette matrice donne aussi des informations plus directes sur des paramètres utiles, tel le niveau d'adaptation des divers ports d'accès et les diverses fonctions de transfert du réseau, tel le gain et le niveau d'isolation[4].

I.4.1 Matrice de Répartition d'un Réseau à 2 Ports :

Dans le cas d'un réseau à deux ports d'accès, nous avons une onde incidente $a_1(l_1)$ et une onde réfléchie $b_1(l_1)$ au port 1, de même qu'une onde incidente $a_2(l_2)$ et une onde réfléchie $b_2(l_2)$ au port 2 :

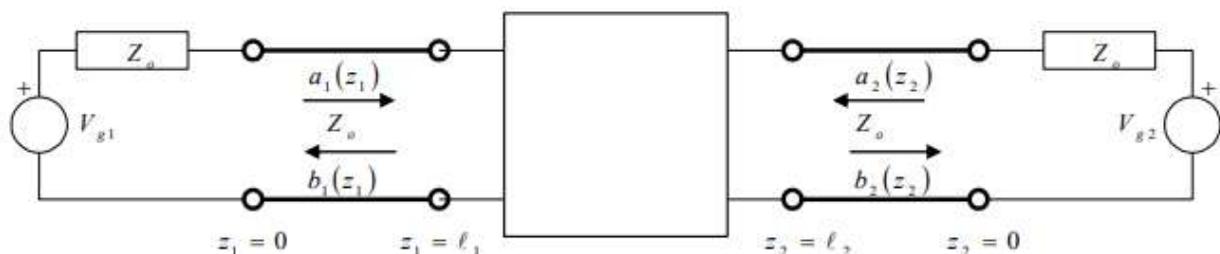


Figure I.2 : Paramètres S d'un réseau à deux ports

Nous avons :

$$\begin{bmatrix} b_1(l_1) \\ b_2(l_2) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1(l_1) \\ a_2(l_2) \end{bmatrix} \quad \text{I.34}$$

Les coefficients S_{11} , S_{12} , S_{21} et S_{22} qui représentent les coefficients de réflexion et de transmission, sont appelés paramètres S.

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \quad \text{I.35}$$

Chacun de ces paramètres est un nombre complexe. Dans le cas d'un réseau à deux ports d'accès, l'interprétation de chacun des quatre paramètres S se définit comme suit :

$$S_{11} = \left. \frac{b_1(l_1)}{a_1(l_1)} \right|_{a_2(l_2)=0} \text{ Coefficient de réflexion à l'entrée lorsque la sortie est adaptée}$$

$$S_{21} = \left. \frac{b_2(l_2)}{a_1(l_1)} \right|_{a_2(l_2)=0} \text{ Coefficient de transmission lorsque la sortie est adaptée}$$

$$S_{12} = \left. \frac{b_1(l_1)}{a_2(l_2)} \right|_{a_1(l_1)=0} \text{ Coefficient de transmission inverse lorsque l'entrée est adaptée}$$

$$S_{22} = \left. \frac{b_2(l_2)}{a_2(l_2)} \right|_{a_1(l_1)=0} \text{ Coefficient de réflexion à la sortie lorsque l'entrée est adaptée}$$

Pour un réseau réciproque :

$$S_{21} = S_{12}$$

Pour un réseau symétrique :

$$S_{11} = S_{22}$$

La matrice S d'un réseau sans pertes est unitaire :

$$[S]^t [S]^* = [I]$$

Avec $[I]$ la matrice identité.

I.5 Propagation d'une onde EM dans un milieu stratifié :

Un milieu stratifié est composé d'au moins de deux matériaux distincts, supposons l'air et un diélectrique quelconque. Selon la dimension du diélectrique orientée suivant la direction de propagation de l'onde dans le milieu stratifié, deux cas peuvent être supposés : une dimension du diélectrique illimitée et une dimension finie [5].

I.5.1 Onde plane incidente sur un diélectrique illimité :

La figure (I.3) montre une onde plane incidente sur un infini un matériau diélectrique de dimension infinie. Par un choix arbitraire le champ électrique E est orienté dans la direction x , le champ magnétique H est orienté dans la direction y et le vecteur de Poynting S est orienté dans la direction z . Les indices 1 et 2 indiquent les deux régions, l'air et le diélectrique respectivement. La notation s'étend pour inclure un exposant indiquant les ondes incidente (i), réfléchie (r) ou transmise (t).

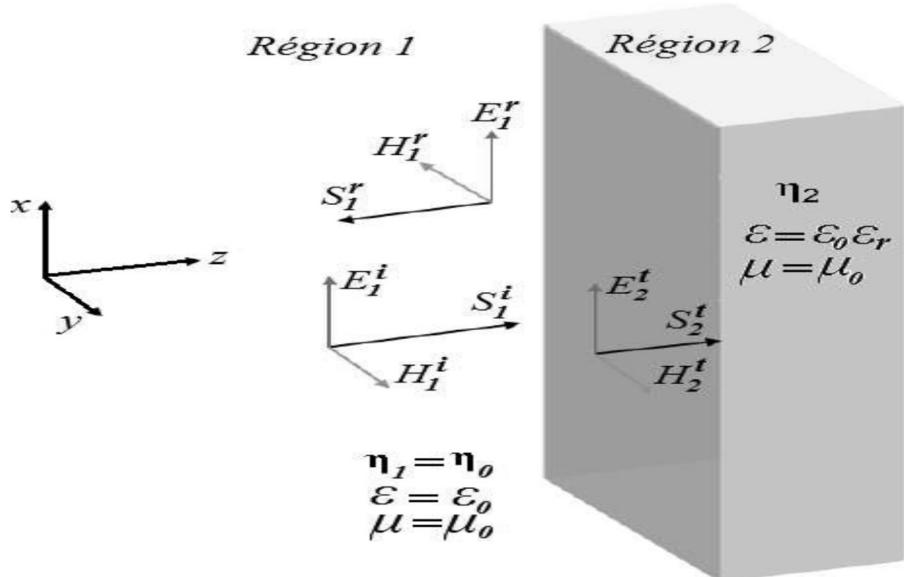


Figure I.3 : Onde plane incidente sur un milieu illimité

En se référant à la figure ci-dessus, le coefficient de réflexion à l'interface séparant les deux matériaux peut être déterminé en mesurant les ondes incidente et réfléchie par le diélectrique. Ce coefficient de réflexion peut être calculé à l'aide des impédances intrinsèques de chaque région. Une impédance intrinsèque, est définie par le rapport du champ électrique et du champ magnétique. Dans le cas d'une onde plane, l'impédance intrinsèque du diélectrique est définie par l'équation suivante :

$$\eta = \frac{|E|}{|H|} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \eta_0 \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} = 120\pi \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \quad \text{I.36}$$

Les deux régions de la figure I. sont l'air d'impédance intrinsèque $\eta_0 = 120\pi \Omega$ et le diélectrique d'impédance η_2 en fonction de sa permittivité. Le coefficient de réflexion entre les deux matériaux, est en fonction de leurs impédances caractéristiques[5].

$$\Gamma_{12} = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} - 1}{\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} + 1} \quad \text{I.37}$$

La manipulation de l'équation (I.52), nous permet d'exprimer le rapport de la perméabilité et la permittivité du diélectrique :

$$\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} = \left(\frac{1 + \Gamma_{12}}{1 - \Gamma_{12}} \right)^2 \quad \text{I.38}$$

Dans le cas de diélectriques de perméabilité relative μ_r égale à l'unité, la permittivité du diélectrique est égale à :

$$\epsilon_r = \left(\frac{1 - \Gamma_{12}}{1 + \Gamma_{12}} \right)^2 \quad \text{I.39}$$

L'équation ci-dessus montre que dans le cas d'un diélectrique de dimension infinie, le coefficient de réflexion est une mesure suffisante pour calculer la permittivité relative de ce diélectrique, à condition qu'il soit non magnétique. Si le matériau était magnétique, avec une perméabilité

μ_r inconnue, le rapport de perméabilité relative et de permittivité relative pourrait être calculé, mais ils ne pourraient pas être séparés l'un de l'autre sans plus d'informations.

I.5.2 Onde plane incidente sur un diélectrique de dimension finie :

L'exemple précédent du diélectrique illimité est irréaliste, bien qu'il démontre la relation entre le coefficient de réflexion et les propriétés électromagnétiques du diélectrique. En pratique une OP est toujours incidente sur un diélectrique de dimension finie, lorsque la dimension suivant l'axe z du diélectrique est réduite d'une épaisseur finie, d , une troisième région est introduite. Pour cette modélisation, cette troisième région l'espace libre, tout comme la région 1. Les figures I.4 et I.5 illustrent un cas de mesure réalisable, où l'épaisseur du matériau testé est connue[5].

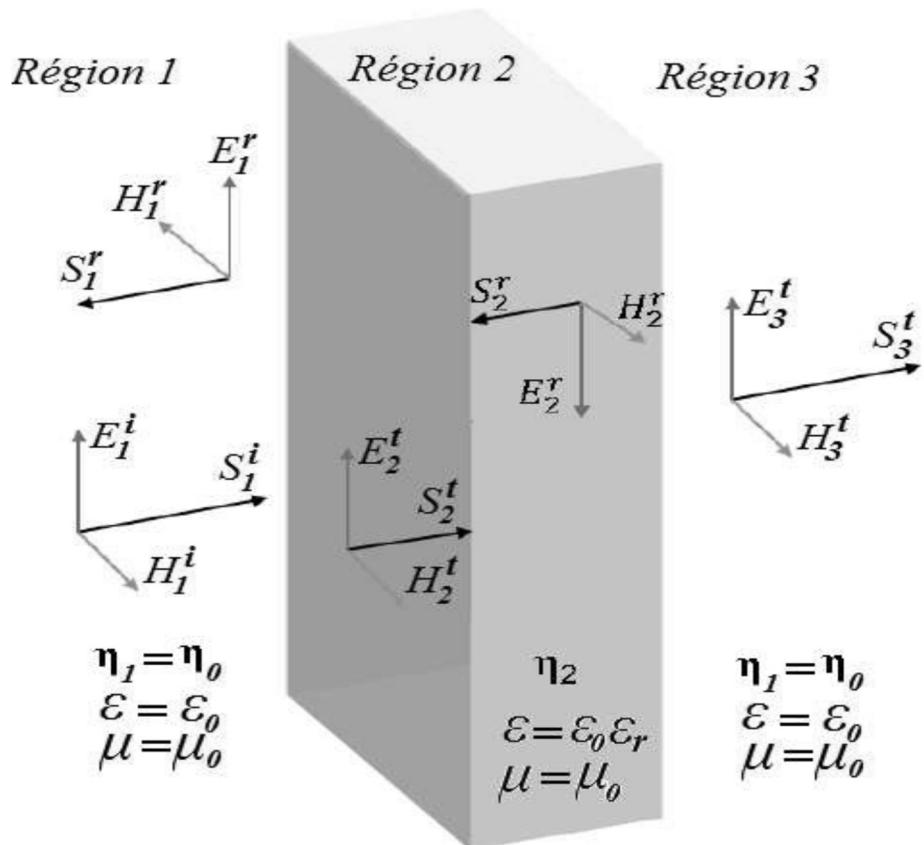


Figure I.4 : Onde incidente sur un milieu stratifié comprenant un diélectrique de dimension finie

L'objectif recherché est de relier les champs réfléchis par le matériau diélectrique de dimension finie au coefficient de réflexion produit par le diélectrique de dimension infinie. Cette

Chapitre I : Généralités sur la caractérisation des matériaux

relation permettra de calculer la permittivité le coefficient de réflexion des diélectriques de dimension finie.

Dans le cas d'un diélectrique infini, le coefficient de réflexion est déterminé en mesurant le rapport de l'onde réfléchie à l'onde incidente à l'interface air-diélectrique. Dans le cas d'un diélectrique fini, la première source de réflexion est à l'interface entre les régions 1 et 2, et le second est à l'interface entre les régions 2 et 3. Le coefficient de réflexion à l'interface l'espace libre-diélectrique est Γ_{12} , tandis que le coefficient de réflexion à l'interface espace librediélectrique-l'espace libre est Γ_{21} . Ces deux les coefficients de réflexion sont tous deux basés sur les deux mêmes impédances intrinsèques, la seule différence étant le matériau dans lequel l'onde incidente se déplace. En tant que tel, la seule différence entre les deux est le signe, donc $\Gamma_{12} = -\Gamma_{21}$

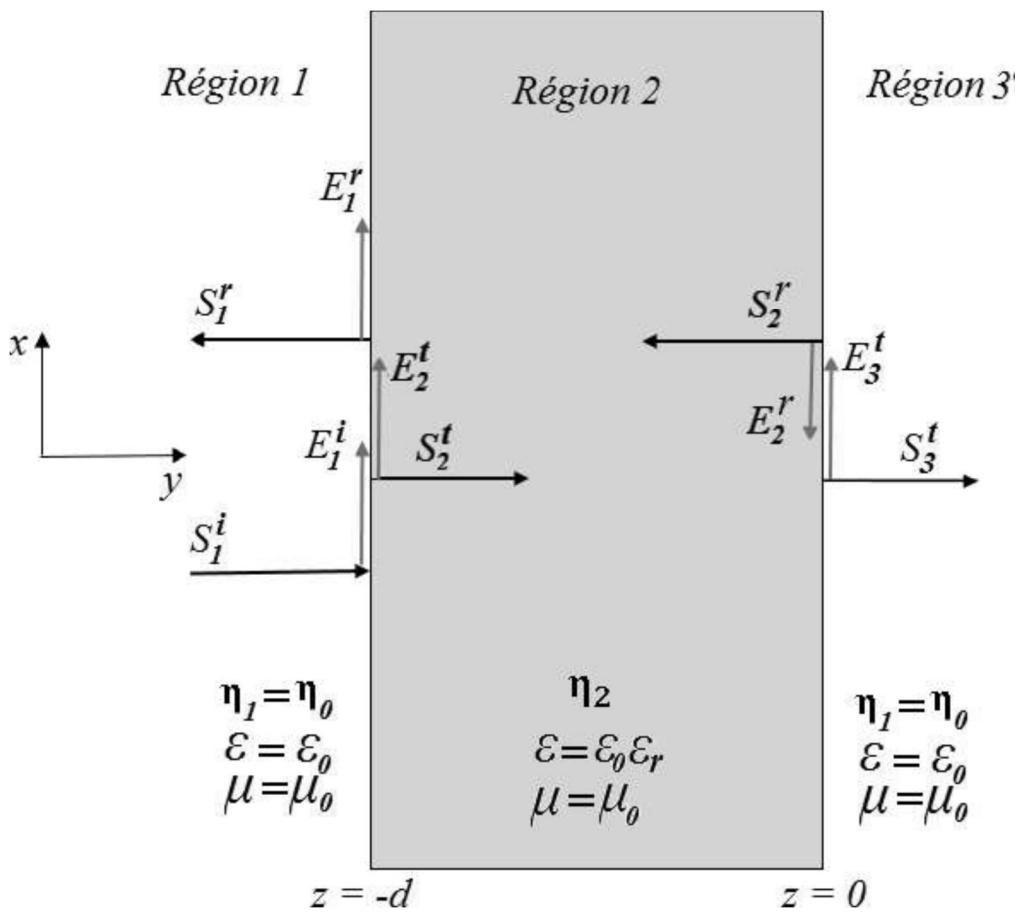


Figure I.5 : Section transverse d'un milieu stratifié dans le cas d'une incidence sur un diélectrique de dimension finie

Chapitre I : Généralités sur la caractérisation des matériaux

Puisque les deux interfaces ne sont pas isolées du reste du milieu stratifié, le coefficient réflexion de ce système multi-régions n'est ni Γ_{12} ni $\Gamma_{21}\cdot\Gamma_{12}$. Reste utile lors du calcul de la permittivité. En conséquence, l'objectif est de calculer le coefficient de réflexion Γ_{int} à l'entrée du système multi-régions en fonction du coefficient de réflexion Γ_{12} du matériau diélectrique infini, ce qui permettra de déterminer la permittivité[5].

Le coefficient de réflexion à l'interface entre les régions 1 et 2, dépend de l'impédance intrinsèque de la région 1, qui est l'espace libre, et l'impédance vue à partir de cette interface. Dans le cas précédent, puisqu'il y avait un diélectrique de dimension infinie dans la direction z, c'était simplement l'impédance intrinsèque du matériau diélectrique. Dans le cas du diélectrique de dimension finie, l'espace libre dans la région 3 agit comme une charge pour le système, créant une onde stationnaire interne à la région 2. En conséquence, l'impédance dans la région 2 varie le long de la direction z. Le coefficient de réflexion au niveau de la première interface dépend de cette impédance à la distance – séparant les régions 2 et 3.

$$\Gamma_{in} = \frac{\eta_L - \eta_0}{\eta_L + \eta_0} = \frac{\eta(-d) - \eta_1}{\eta(-d) + \eta_1} \quad I.40$$

L'étape suivante consiste à déterminer l'impédance $\eta(z)$ en tout point z de la région 2. L'impédance est un concept qui décrit la relation entre les champs électrique et magnétique en un point donné. À l'intérieur de la région 2, deux ondes existent, l'onde transmise S_2^t de la région 1 vers la région 2, et l'onde réfléchie S_2^r à l'interface de la région 2 - région 3. Ces deux ondes doivent être superposées[5].

$$\eta = \frac{|E|}{|H|} = \frac{|E_2^t + E_2^r|}{|H_2^t + H_2^r|} \quad I.41$$

L'onde transmise S_2^t se propageant sur une distance d dans la région 2 va générer l'onde réfléchie S_2^r . Les deux ondes transmise et réfléchie dans le matériau diélectrique sont donc déphasées de la distance d. En conséquence, l'onde réfléchie S_2^r est dépendante de l'onde transmise S_2^t par le coefficient de réflexion Γ_{21} . Ce comportement des deux ondes dans la région 2 est exprimé par :

$$\begin{aligned} E_2^r &= \Gamma_{21} E_2^t e^{-j\beta d} \\ H_2^r &= -\Gamma_{21} H_2^t e^{-j\beta d} \end{aligned} \quad I.42$$

Chapitre I : Généralités sur la caractérisation des matériaux

Le signe négatif dans l'expression du champ magnétique réfléchi est justifié par le fait que cette onde se propage dans le sens opposé de l'onde incidente. La puissance S_2^r de l'onde réfléchie pointe vers le sens négatif de l'axe de propagation z. En plus, puisque la constante de phase β_z , est orientée dans la direction z de l'onde progressive, prenant $\beta_z = -\beta$.

Les champs E_2^r et H_2^r sont définis à la limite séparant la région 2 et région 3, tandis que les champs E_2^t et H_2^t sont tous deux définis à la limite séparant la région 1 et la région 2. Par conséquent, pour déterminer la superposition des deux champs à distance z, des facteurs de propagation doivent être appliqués à chaque terme. Les champs réfléchis doivent tous les deux parcourir une distance z dans le sens négatif, ils doivent donc être multipliés par un facteur de propagation $e^{j\beta d}$. Les champs transmis dans la région 2 doivent tous les deux parcourir une distance $d+z$, ils doivent donc être multipliés par un facteur de propagation $e^{-j\beta(d+z)}$.

$$\begin{aligned}\eta(z) &= \frac{E(z)}{H(z)} = \frac{\frac{E_2^t}{H_2^t} e^{-j(d+z)} + E_2^r e^{j\beta z}}{e^{-j\beta(d+z)} + H_2^r e^{j\beta z}} = \frac{\frac{E_2^t}{H_2^t} e^{-j\beta(d+z)} + \Gamma_{21} E_2^t e^{-j\beta d} e^{j\beta z}}{e^{-j\beta(d+z)} - \Gamma_{21} H_2^t e^{-j\beta d} e^{j\beta z}} \\ &= \frac{\frac{E_2^t}{H_2^t} (e^{-j\beta(d+z)} + \Gamma_{21} e^{-j\beta d} e^{j\beta z})}{e^{-j\beta(d+z)} - \Gamma_{21} e^{-j\beta d} e^{j\beta z}} = \eta_2 \frac{e^{-j\beta(d+z)} + \Gamma_{21} e^{-j\beta(d-z)}}{e^{-j\beta(d+z)} - \Gamma_{21} e^{-j\beta(d-z)}}\end{aligned}\quad \text{I.43}$$

Le coefficient de réflexion à l'entrée du milieu stratifié peut maintenant être déterminé à l'aide de l'impédance ramenée à la distance d .

$$\Gamma_{in} = \frac{\eta(-d) - \eta_1}{\eta(-d) + \eta_1} = \frac{\eta_2 \frac{e^{-j\beta(d-d)} + \Gamma_{21} e^{-j\beta(d+d)}}{e^{-j\beta(d-d)} - \Gamma_{21} e^{-j\beta(d+d)}} - \eta_1}{\eta_2 \frac{e^{-j\beta(d-d)} + \Gamma_{21} e^{-j\beta(d+d)}}{e^{-j\beta(d-d)} - \Gamma_{21} e^{-j\beta(d+d)}} + \eta_1} = \frac{\eta_2 \frac{1 + \Gamma_{21} e^{-j2\beta d}}{1 - \Gamma_{21} e^{-j2\beta d}} - \eta_1}{\eta_2 \frac{1 + \Gamma_{21} e^{-j2\beta d}}{1 - \Gamma_{21} e^{-j2\beta d}} + \eta_1}\quad \text{I.44}$$

Sachant que $\eta_1 = \eta_0$ et que l'impédance intrinsèque dans la région 2 peut être remplacée par l'équation (I.38), alors l'équation ci-dessus devient :

$$\Gamma_{in} = \frac{\sqrt{\mu_r} \left(\frac{1 + \Gamma_{21} e^{-j2\beta d}}{1 - \Gamma_{21} e^{-j2\beta d}} \right) - 1}{\sqrt{\mu_r} \left(\frac{1 + \Gamma_{21} e^{-j2\beta d}}{1 - \Gamma_{21} e^{-j2\beta d}} \right) + 1}\quad \text{I.45}$$

La substitution de l'équation (I.38) et le remplacement de Γ_{21} par Γ_{12} dans l'équation ci-dessus donne :

$$\Gamma_{in} = \frac{\left(\frac{1+\Gamma_{12}}{1-\Gamma_{12}}\right)\left(\frac{1-\Gamma_{21}e^{-j2\beta d}}{1+\Gamma_{21}e^{-j2\beta d}}\right)-1}{\left(\frac{1+\Gamma_{12}}{1-\Gamma_{12}}\right)\left(\frac{1-\Gamma_{21}e^{-j2\beta d}}{1+\Gamma_{21}e^{-j2\beta d}}\right)+1} \quad I.46$$

Ce qui aboutit à :

$$\Gamma_{in} = \frac{\left(\frac{1-\Gamma_{12}e^{-j2\beta d}+\Gamma_{12}-\Gamma_{12}^2e^{-j2\beta d}}{1+\Gamma_{12}e^{-j2\beta d}-\Gamma_{12}-\Gamma_{12}^2e^{-j2\beta d}}\right)-1}{\left(\frac{1-\Gamma_{12}e^{-j2\beta d}+\Gamma_{12}-\Gamma_{12}^2e^{-j2\beta d}}{1+\Gamma_{12}e^{-j2\beta d}-\Gamma_{12}-\Gamma_{12}^2e^{-j2\beta d}}\right)+1} \quad I.47$$

La réduction de l'équation de Γ_{in} à une seule fraction aboutit à :

$$S_{11} = \Gamma_{in}$$

$$S_{11} = \frac{(1-1)-(\Gamma_{12}+\Gamma_{12})+(-\Gamma_{12}e^{-j2\beta d}-\Gamma_{12}e^{-j2\beta d})+(\Gamma_{12}^2e^{-j2\beta d}-\Gamma_{12}^2e^{-j2\beta d})}{(1-1)-(\Gamma_{12}+\Gamma_{12})+(-\Gamma_{12}e^{-j2\beta d}-\Gamma_{12}e^{-j2\beta d})+(\Gamma_{12}^2e^{-j2\beta d}-\Gamma_{12}^2e^{-j2\beta d})}$$

$$S_{11} = \frac{2\Gamma_{12}-2\Gamma_{12}e^{-j2\beta d}}{2-\Gamma_{12}^2e^{-j2\beta d}} = \frac{\Gamma_{12}(1-e^{-j2\beta d})}{1-\Gamma_{12}^2e^{-j2\beta d}} \quad I.48$$

Le résultat ci-dessus est la forme la plus réduite pour le coefficient de réflexion Γ_{12} à l'entrée du milieu stratifié en fonction du coefficient de réflexion du diélectrique de dimension infini. Contrairement au résultat (I.53), où le coefficient de réflexion était entièrement en fonction des paramètres mesurés μ_r et ϵ_r . Cette fois-ci, les deux inconnues dans l'expression du coefficient de réflexion S_{11} à l'entrée du milieu stratifié sont Γ_{12} et β . Aussi, Les deux termes et Γ_{12} et β dépendent à la fois de la permittivité relative et de la relative perméabilité. En supposant que la perméabilité relative est égale à $1+j0$, les deux termes Γ_{12} et β deviennent fonctions seulement de la permittivité relative.

Une approche différente est adoptée. Puisque le matériau de la région 1 est le même que celui de la région 3, il est pratique de mesurer la transmission totale à travers le milieu stratifié. Suivant la

Chapitre I : Généralités sur la caractérisation des matériaux

même approche que celle utilisée pour calculer le coefficient de réflexion, le coefficient transmission calculé est :

$$S_{12} = T = \frac{E_3^t}{E_1^t} = \frac{(1 - \Gamma_{12})^2 e^{-j2\beta d}}{1 - \Gamma_{12}^2 e^{-j2\beta d}} \quad \text{I.49}$$

Les deux paramètres Γ_{12} et β sont suffisants pour résoudre analytiquement les deux équations des coefficients de réflexion et de transmission dans le milieu stratifié... Une fois le coefficient de réflexion obtenu Γ_{12} par le même processus que celui du diélectrique infini est entamé pour calculer la permittivité.

$$\frac{\mu_r}{\epsilon_r} = \left(\frac{1 + \Gamma_{12}}{1 - \Gamma_{12}} \right)^2$$

L'information supplémentaire est la constante de phase β de l'onde se déplaçant dans le matériau diélectrique, qui est aussi fonction de la permittivité et de la perméabilité du matériau diélectrique.

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu_r \epsilon_r} \quad \text{I.50}$$

I.6 Supports de la propagation guidée :

La transmission des informations peut se faire par voie hertzienne (propagation libre) ou par guidage. En ce qui concerne les "guides", Il en existe plusieurs types. Les lignes "bifilaires" composée de 2 (ou plus) conducteurs capables de transmettre la tension en même temps que l'onde électromagnétique sont les guides d'ondes les plus fréquemment utilisés. Mais il arrive qu'on doive utiliser des lignes ne pouvant propager que la seule onde électromagnétique comme les guides d'onde métalliques ou les fibres optiques.

I.6.1 Guide d'ondes rectangulaire :

Le développement des équations de Maxwell (I.4) à (I.7) en composantes longitudinales et transversales et leur séparation permet d'aboutir aux équations différentielles de Helmholtz [6]:

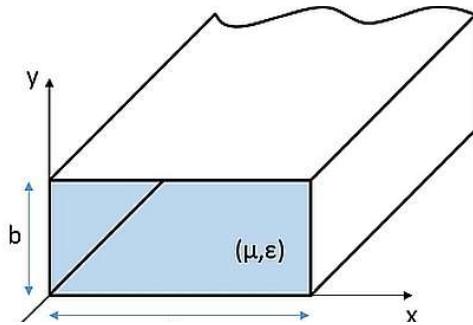


Figure I.6 : Guide d'ondes rectangulaire

Pour le mode TE :

$$\nabla_t^2 H_z + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} + k^2 H_z = 0 \quad I.51$$

Pour un mode TM :

$$\nabla_t^2 E_z + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + k^2 E_z = 0 \quad I.52$$

L'opérateur ∇_t^2 désigne le Laplacien transversal. En faisant usage de la méthode de séparation des variables utilisée dans la solution des équations différentielles, on aura :

$$\begin{cases} \nabla_t^2 X_z + p^2 X_z = 0 \\ \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} + \gamma^2 X_z = 0 \\ p^2 + \gamma^2 = k^2 \end{cases} \quad I.53$$

Où X représente soit le champ magnétique H ou électrique E.

Pour le mode TM :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 \right) \Phi = 0 \quad I.54$$

Avec Φ (flux magnétique) = 0 sur les parois.

Pour le mode TE :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 \right) \Psi = 0 \quad I.55$$

Avec : $\frac{\partial \Psi}{\partial n} = 0$

I.6.2 Lignes coaxiales :

La figure montre une ligne coaxiale composée d'un conducteur central concentratique à un conducteur externe. Le rayon du conducteur interne est désigné par a alors que le rayon du conducteur externe est désigné par b [5].

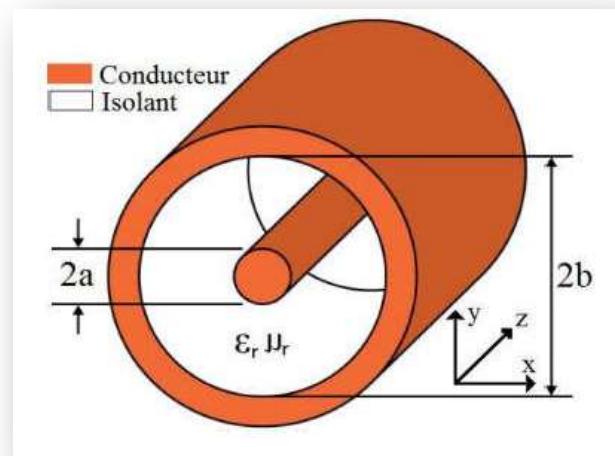


Figure I.7 : Topologie de la ligne coaxiale

Les allures des champs électrique et magnétique sont montrées sur la figure suivante.

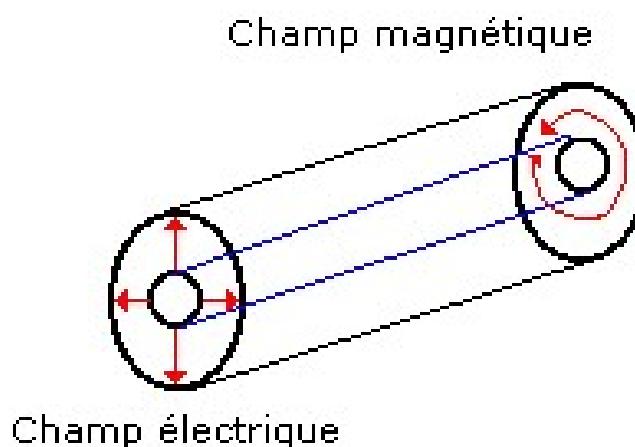


Figure I.8 : Champ électrique et magnétique sur la section transversale d'une ligne coaxiale

Des ondes TEM caractérisées par les composantes longitudinales du champ électromagnétique nulles ($E_z=0$ et $H_z=0$) sont propagées par la ligne coaxiale.

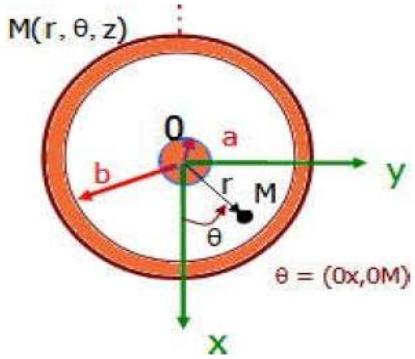


Figure I.9 : Dimensions et coordonnées d'étude de la ligne coaxiale

En se référant à la figure ci-dessus, les composantes en coordonnées cylindriques du champ électromagnétique du mode TEM parcourant la ligne coaxiale sont données par :

$$E_r = \frac{V}{r \ln \frac{a}{b}} \quad \text{I.56}$$

V est la différence de potentiel entre le conducteur central de rayon a et le point M .

$$H_\theta = \frac{I}{2\pi r} \quad \text{I.57}$$

I est le courant parcourant le conducteur central de rayon a .

$$E_\theta = E_z = H_r = H_z = 0 \quad \text{I.58}$$

L'un des paramètres importants à connaître pour une ligne de transmission est Son impédance caractéristique, dont on aura besoin pour s'assurer de l'adaptation de la ligne. Dans le cas de la ligne coaxiale, l'expression de son impédance caractéristique est fonction des rayons de ses conducteurs, ainsi que de la permittivité ϵ_r du support diélectrique séparant ces conducteurs.

$$Z_c = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \frac{a}{b} \quad \text{I.59}$$

L'autre impédance caractérisant non pas la ligne coaxiale mais plutôt le mode TEM qui se propage le long de cette ligne, est l'impédance du mode Z_{TEM} .

$$Z_{TEM} = \frac{\omega \mu}{\beta} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \eta \quad \text{I.60}$$

Avec β la constante de phase :

$$\beta = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$$

I.61

I.7 Types de matériaux :

I.7.1 Matériaux conducteurs :

Un matériau est dit conducteur (d'électricité), s'il possède des électrons libres (au moins un électron par atome). Ces électrons sont présents dans les couches éloignées du noyau. Les forces de liaison avec ce dernier sont faibles, ils ont donc tendance à se déplacer au sein de la matière conductrice d'un atome à un autre. Ce mouvement, en l'absence d'un champ électrique externe, est désordonné et n'engendre pas de courant électrique. Au contraire, si on applique un champ électrique externe, ceci imposant une d.d.p. entre les extrémités d'un conducteur, ces électrons libres vont subir des forces électriques $\vec{F} = q\vec{E}$, le mouvement désordonné initial devient un mouvement ordonné, d'où apparition d'un courant électrique[7].

I.7.2 Matériaux diélectrique :

Un matériau est diélectrique s'il ne contient pas de charges électriques susceptibles de se déplacer de façon macroscopique. Autrement dit, c'est un milieu qui ne peut pas conduire le courant électrique. A ce titre, on l'appelle parfois isolant électrique. On compte parmi ces milieux le verre et de nombreux plastiques. Par exemple, les câbles électriques sont souvent protégés d'un revêtement en plastique pour éviter que le courant électrique puisse en sortir.

Malgré l'impossibilité des milieux diélectriques de conduire le courant, ils présentent de nombreuses caractéristiques électriques. En effet les atomes qui constituent le matériau peuvent présenter des dipôles électrostatiques qui sont susceptibles d'interagir avec un champ électrique. Cette interaction se traduit par la création d'une polarisation reliée à ce champ électrique, au niveau microscopique, par une polarisabilité, et au niveau macroscopique, par la susceptibilité électrique[8].

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$$

I.62

ϵ_0 : la permittivité diélectrique du vide.

χ : la susceptibilité électrique du matériau.

La constante électrique également nommée permittivité du vide, est une constante physique. Elle est notée par ε_0 , définie par :

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{\mu_0} \frac{1}{c^2} \cdot 10^5 \quad \text{I.63}$$

Où :

μ_0 : est la constante magnétique.

c: est la vitesse de la lumière dans le vide.

Dans le système du SI, sa valeur est égale à :

$$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$$

I.8 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons exploré les interactions entre un milieu matériel et une onde électromagnétique, décrites par les équations de Maxwell et dépendant des paramètres caractéristiques du milieu tels que la permittivité et la perméabilité. À partir des équations de Maxwell, les équations de propagation des champs électrique et magnétique ont été établies. En outre, nous avons distingué les milieux conducteurs des milieux diélectriques à pertes. Les supports de propagation guidée tels que la ligne de transmission coaxiale et le guide d'ondes rectangulaire ont été abordés, étant couramment utilisés dans les dispositifs de mesure des propriétés diélectriques et magnétiques des matériaux. Les paramètres électromagnétiques connus sous le nom de paramètres S permettent de calculer les coefficients de réflexion et de transmission du matériau testé, permettant ainsi l'extraction de sa permittivité et de sa perméabilité.

Chapitre II : Techniques de caractérisation des matériaux diélectriques

II.1 Introduction :

La permittivité, ou constante diélectrique, est une propriété fondamentale des matériaux diélectriques qui caractérise leur capacité à stocker l'énergie électrique dans un champ électrique. La connaissance précise de la permittivité des substrats diélectriques est cruciale pour de nombreuses applications, notamment dans les domaines de l'électronique, des télécommunications et de l'ingénierie des matériaux. En effet, cette propriété influence directement le comportement des ondes électromagnétiques dans les matériaux, affectant ainsi la performance des dispositifs tels que les antennes, les capteurs, et les circuits imprimés haute fréquence.

Les méthodes de mesure de la permittivité des substrats diélectriques sont variées et adaptées à différents types de matériaux et gammes de fréquences. Elles peuvent être classées en deux grandes catégories : les méthodes directes et les méthodes indirectes. Les méthodes directes impliquent des techniques de mesure où la permittivité est déterminée directement à partir des propriétés physiques mesurées du matériau. En revanche, les méthodes indirectes nécessitent des calculs supplémentaires pour déduire la permittivité à partir d'autres paramètres mesurés.

Dans ce chapitre, nous examinerons en détail les différentes méthodes de mesure de la permittivité des substrats diélectriques. Nous discuterons des principes de base de chaque méthode, de leurs avantages et inconvénients, ainsi que de leurs domaines d'application spécifiques. Parmi les techniques les plus couramment utilisées, nous inclurons les méthodes basées sur les résonateurs, les méthodes d'onde guidée, et les méthodes de réflexion et transmission.

II.2 Les techniques de caractérisation des matériaux :

Il existe plusieurs techniques de caractérisation des matériaux. Le choix d'une des méthodes dépend de la bande de fréquences que l'on veut couvrir, des paramètres électriques privilégiés, de la précision que l'on cherche à obtenir sur celui-ci, de la rapidité de la méthode ou de sa simplicité, du type du matériau (isolant ou semi-conducteur) et de l'état du matériau à caractériser (gaz, liquide, solide etc.). Les techniques de caractérisation électromagnétique sont généralement de deux types : méthodes résonantes et non résonantes. Les méthodes non résonantes sont globalement utilisées pour obtenir une connaissance générale des caractéristiques électromagnétiques sur une gamme de fréquence, alors que les méthodes résonantes sont utilisées pour préciser les propriétés des matériaux à une seule fréquence ou à des fréquences discrètes différentes[9].

II.2.1 La méthode de spectroscopie diélectrique :

La spectroscopie diélectrique est une technique largement utilisée pour caractériser les propriétés électriques des matériaux, en particulier des matériaux diélectriques. Cette méthode repose sur l'analyse de la réponse en fréquence d'un matériau soumis à un champ électrique alternatif.

Le principe de base de la spectroscopie diélectrique consiste à appliquer un champ électrique alternatif à l'échantillon de matériau sur une gamme de fréquences allant généralement de quelques hertz à plusieurs gigahertz. Pendant cette stimulation, le matériau répond en absorbant et en retransmettant de l'énergie électrique, ce qui se traduit par des changements mesurables dans ses propriétés électriques.

Les principales quantités mesurées dans la spectroscopie diélectrique sont la permittivité diélectrique (ϵ) et le facteur de dissipation diélectrique ($\tan \delta$), également connu sous le nom de perte diélectrique.

La permittivité diélectrique représente la capacité du matériau à stocker de l'énergie électrique sous l'influence d'un champ électrique, tandis que le facteur de dissipation diélectrique indique la quantité d'énergie dissipée sous forme de chaleur pendant ce processus.

En analysant les variations de la permittivité et du facteur de dissipation en fonction de la fréquence du champ électrique alternatif, il est possible d'obtenir des informations sur diverses propriétés du matériau, telles que sa structure moléculaire, sa polarisation électrique, ses transitions de phase, et d'autres caractéristiques importantes. Par exemple, la spectroscopie diélectrique peut être utilisée pour étudier les matériaux polymères, les céramiques, les liquides, les cristaux liquides, et divers autres types de matériaux diélectriques.

II.2.2 La méthode de mesure de capacité :

La méthode de mesure de capacité est utilisée pour évaluer la capacité électrique d'un matériau diélectrique. Cette méthode implique généralement l'utilisation d'un dispositif appelé capacimètre, qui mesure la capacité électrique d'un matériau en appliquant une tension connue et en mesurant la charge électrique stockée. Dans le cas des matériaux diélectriques, la capacité électrique est déterminée par la permittivité (ϵ) du matériau, qui mesure sa capacité à stocker de l'énergie électrique dans un champ électrique donné. Ainsi, en mesurant la capacité électrique d'un

Chapitre II : Techniques de caractérisation des matériaux diélectriques

matériau diélectrique, il est possible d'obtenir des informations sur ses propriétés électriques et sa réponse aux champs électriques externes

II.2.3 La méthode de transmission/réflexion :

Dans le cas de la méthode de la transmission / réflexion, le matériau sous test est inséré dans une porte échantillon, la permittivité (ϵ) et la perméabilité (μ) sont dérivées de la réflexion et la transmission d'une onde électromagnétique au contact de l'échantillon sous test. Diverses méthodes de transmission / réflexion dont pouvons citer : la méthode des cavités résonnantes, la méthode du guide d'onde, la méthode de la sonde coaxiale et la méthode de l'espace libre[10].

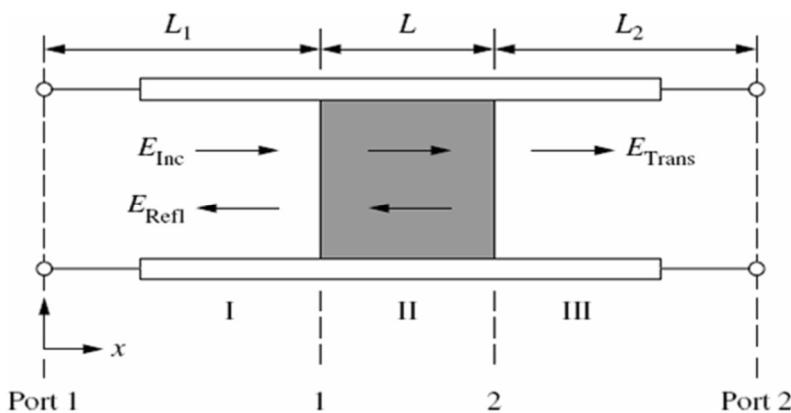


Figure II.10 : Onde Electromagnétique transmise à travers et réfléchie par un matériau sous test dans un support de transmission

E_I, E_{II}, E_{III} sont les champs électriques aux trois sections de la ligne de transmission :

$$E_I = e^{(-\gamma_0 x)} + c1 e^{\gamma_0 x} \quad (\text{II.1})$$

$$E_{II} = c2 e^{(-\gamma x)} + c3 e^{\gamma x} \quad (\text{II.2})$$

$$E_{III} = c4 e^{(-\gamma_0 x)} \quad (\text{II.3})$$

Avec :

$$\gamma_0 = j \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2} \quad (\text{II.4})$$

$$\gamma = j \sqrt{\frac{\epsilon_r \mu_r \omega^2}{c} + \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2} \quad (\text{II.5})$$

Où :

ω : la fréquence angulaire.

c : la vitesse de la lumière dans le vide.

γ_0, γ sont les constantes de propagation dans les lignes de transmission vides et en présence de l'échantillon respectivement.

λ : est la longueur d'onde

Les paramètres d'une matrice S de répartition des puissances :

$$S_{11} = R_1^2 \frac{\Gamma(1-T^2)}{1-\Gamma^2 T^2} \quad (\text{II.6})$$

$$S_{22} = R_2^2 \frac{\Gamma(1-T^2)}{1-\Gamma^2 T^2} \quad (\text{II.7})$$

$$S_{21} = R_1 R_2 \frac{\Gamma(1-T^2)}{1-\Gamma^2 T^2} \quad (\text{II.8})$$

Où R_1 et R_2 sont les transformations des plans de référence des deux ports :

$$R_i = e^{(\gamma_0 L_i)} \quad (i=1,2) \quad (\text{II.9})$$

Le coefficient de transmission T est donné par :

$$T = e^{(-\gamma L)} \quad (\text{II.10})$$

Le coefficient de réflexion Γ est donné par :

$$\Gamma = \frac{(\gamma_0/\mu_0) - (\gamma/\mu)}{(\gamma_0/\mu_0) + (\gamma/\mu)} \quad (\text{II.11})$$

Pour la ligne coaxiale, la longueur d'onde à la coupure est infinie, donc l'équation (II.15) peut être réécrite comme :

$$\Gamma = \frac{\sqrt{\mu_r/\varepsilon_r} - 1}{\sqrt{\mu_r/\varepsilon_r} + 1} \quad (\text{II.12})$$

De plus, S_{21} pour le porte-échantillon vide est :

$$S_{21}^0 = R_1 R_2 e^{(-\gamma_0 L)} \quad (\text{II.13})$$

II.2.3.1 Méthode de la cavité résonante :

Cette technique implique l'utilisation d'une cavité résonante contenant l'échantillon diélectrique. En surveillant les changements de fréquence de résonance et le facteur de qualité de la cavité avec et sans l'échantillon, on peut déduire la permittivité relative complexe du matériau. Bien qu'offrant une précision élevée, cette méthode est limitée à des fréquences spécifiques. Voici les étapes de cette la méthode [11]:

– Configuration expérimentale :

Un échantillon du matériau diélectrique est inséré dans une cavité résonante.

Le type de cavité (coaxiale, TE, TM, TEM) est choisi en fonction des besoins de l'expérience.

– Mesure de la fréquence de résonance :

La fréquence de résonance de la cavité est mesurée avec et sans l'échantillon diélectrique.

Cette mesure est réalisée à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriel (VNA) ou d'autres instruments adaptés.

– Calcul de la permittivité :

En comparant les fréquences de résonance avec et sans l'échantillon, la permittivité relative du matériau diélectrique est calculée à l'aide des équations de la théorie des cavités résonantes.

Cette méthode permet de déterminer la permittivité relative sur différentes fréquences.

– Mesure du facteur de qualité :

Le facteur de qualité de la cavité résonante est mesuré avec et sans l'échantillon diélectrique.

Cela permet d'évaluer les pertes diélectriques du matériau et de caractériser sa qualité en termes de dissipation d'énergie.

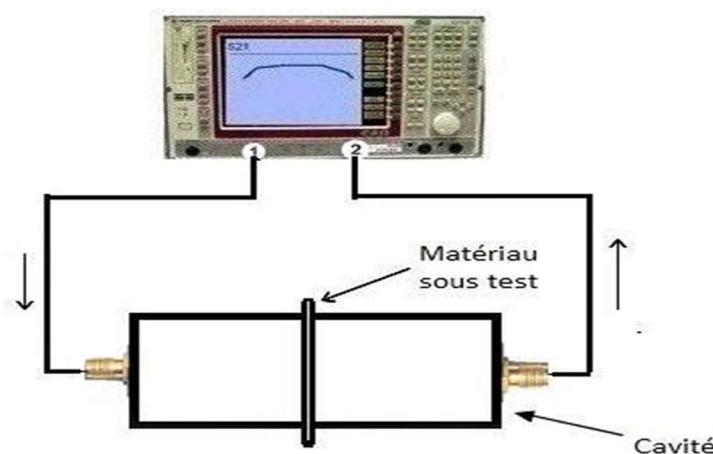


Figure II.11 : Cellule de mesure en cavité résonante. [12]

II.2.3.2 Méthode de la ligne coaxiale :

Elle repose sur l'utilisation d'une ligne coaxiale en contact avec la surface de l'échantillon. En mesurant le coefficient de réflexion de la ligne, la permittivité relative complexe du matériau peut être déterminée. Cette méthode, simple et non destructive, est applicable sur une large bande de fréquences où se propage le mode fondamental TEM sa permittivité peuvent être trouvées comme [13]:

$$\epsilon_r = \frac{Z_0 \gamma \lambda}{j Z_s 2\pi} \quad (\text{II.14})$$

Où :

Z_s : l'impédance caractéristique de l'échantillon.

λ : la longueur d'onde en espace libre.

Z_0 : l'impédance caractéristique de l'air.

γ : la constante de propagation.

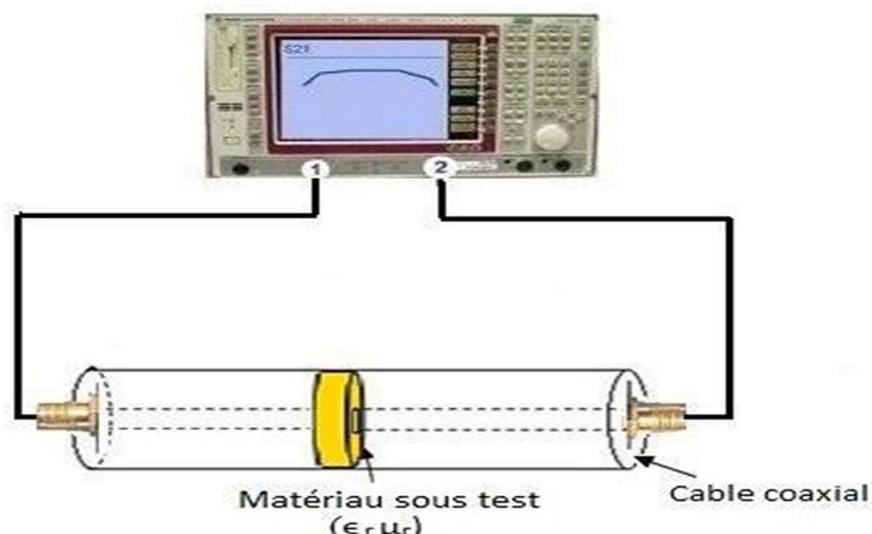


Figure II.12 : Cellule de mesure en ligne coaxiale. [12]

II.2.3.3 Méthode de l'espace libre :

Cette approche implique le positionnement de l'échantillon entre deux antennes dans l'espace libre. En mesurant les paramètres de réflexion et de transmission entre ces antennes avec et sans l'échantillon, la permittivité relative complexe peut être calculée. Cette méthode est particulièrement adaptée aux mesures à haute fréquence et sur des matériaux de grandes dimensions[14].

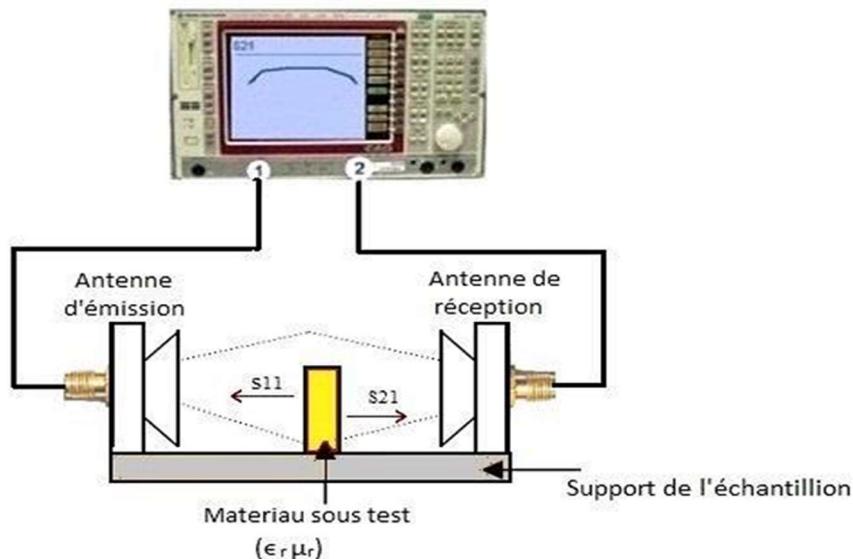


Figure II.13 : Méthode de mesure en espace libre. [12]

II.2.3.4 Méthode du guide d'onde :

Le principe général des techniques de la propagation guidée est basé sur la mesure des paramètres S équivalents aux coefficients de réflexion et de transmission au niveau de la cellule de mesure en présence du matériau à tester. La mesure du signal réfléchi (S_{11}) et de signal transmis (S_{22}), permet théoriquement de remonter à la permittivité du matériau à caractériser. Avec les techniques guidées, l'échantillon est préparé avec une forme et des dimensions adaptées à la cellule de mesure et est inséré à l'intérieur de la structure de propagation[15].

Dans cette approche, l'échantillon est inséré dans un guide d'onde, et les paramètres de réflexion et de transmission sont mesurés. Ces données permettent ensuite de calculer la permittivité relative complexe sur une gamme de fréquences plus large que la méthode de la cavité résonante.

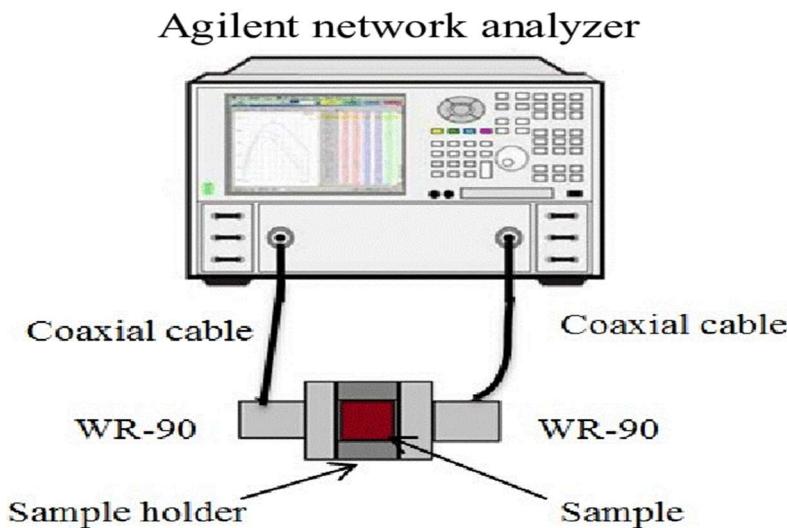


Figure II.14 : Cellule de mesure en guide d'ondes. [16]

Le choix de la méthode dépend de divers facteurs tels que la fréquence de travail, les propriétés spécifiques du matériau, le niveau de précision requis et les dimensions de l'échantillon.

II.3 Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons tenté de présenter les différentes techniques de caractérisation des matériaux. Dans le tableau (2), nous résumons les différentes méthodes utilisées pour la caractérisation des matériaux et abordées dans ce chapitre.

Tableau (2) Une comparaison générale des techniques de mesures abordées dans ce chapitre [17].

| Méthode de mesure | Paramètres mesurés | Avantages | Inconvénients |
|----------------------|-------------------------|---|---|
| Guide d'ondes | ϵ_r et μ_r | <ul style="list-style-type: none"> - Haute fréquence - Convient aux mesures des échantillons solides et liquides. | <ul style="list-style-type: none"> - La préparation des échantillons est relativement difficile. |

Chapitre II : Techniques de caractérisation des matériaux diélectriques

| | | | |
|-------------------------|--------------------------------|--|---|
| Ligne coaxiale | ϵ_r | <ul style="list-style-type: none"> - Mesure en large bande de fréquences. - Meilleur pour les liquides ou les semi-solides - Préparation des échantillons. - Matériau isotrope et homogène - Haute précision pour les matériaux à forte pertes | <ul style="list-style-type: none"> - Étalonnages répétitifs. - Les espaces d'air représentent grandes sources d'erreurs |
| Cavité résonante | $\epsilon_r \text{ et } \mu_r$ | <ul style="list-style-type: none"> - La capacité d'effectuer des mesures sur des échantillons de faibles dimensions. - L'utilisation d'expression approchée pour les champs dans l'échantillon et de la cavité. | <ul style="list-style-type: none"> - Mesure à fréquence unique (fréquence de résonance) - Convient aux échantillons de petite dimension. - Mal adaptée si les pertes sont importantes. |
| Espace libre | $\epsilon_r \text{ et } \mu_r$ | <ul style="list-style-type: none"> - Mesure large bande. - Sans contact. - Préparation facile des échantillons. - Précision moyenne pour grande et faible pertes - Idéal pour les échantillons grands et solides - Utile à haute température | <ul style="list-style-type: none"> - Problème de diffraction aux bords de l'échantillon. - Limité par la taille de l'échantillon. |

Chapitre III : Extraction des paramètres caractéristiques de différents Silicone par la méthode NRW

III.1 Introduction :

Pendant de nombreuses années, diverses méthodes ont été développées pour mesurer simultanément la permittivité (ϵ) et la perméabilité (μ) des matériaux. Nicholson, Ross et Weir ont présenté des algorithmes permettant d'analyser les caractéristiques électromagnétiques des matériaux diélectriques sur une large gamme de fréquences. Ces approches recommandent l'utilisation des paramètres de diffusion des signaux (paramètres S) pour dériver les propriétés électromagnétiques des matériaux. Cependant, l'application de la méthode de Nicholson, Ross et Weir (NRW) à des réseaux analysés dans le domaine fréquentiel peut introduire une certaine incertitude, principalement liée à la longueur de l'échantillon. Des résultats incorrects peuvent être produits lorsque la longueur de l'échantillon est comparable à la longueur d'onde traversant le matériau. Pour pallier cette incertitude, il est recommandé d'utiliser une longueur d'échantillon équivalant à la moitié de la longueur d'onde, ce qui permet d'obtenir des résultats plus fiables.

III.2 Description de la technique de Nicholson Ross & Weir :

La méthode de Nicholson Ross & Weir (NRW) est une technique utilisée pour caractériser les propriétés diélectriques des matériaux. Cette méthode est spécifiquement conçue pour la calibration des réseaux de mesure et le dé-embedding des composants dans les systèmes de communication et de test. Voici une explication générale de la méthode NRW [18] [19]:

1. **Configuration expérimentale :** Un échantillon du matériau diélectrique est placé à l'intérieur d'une cavité résonante. Cette cavité peut être de différents types, comme une cavité résonante coaxiale, une cavité en mode TE, TM ou TEM, selon les besoins de l'expérience.
2. **Mesure de la fréquence de résonance :** La fréquence de résonance de la cavité résonante est mesurée avec et sans l'échantillon diélectrique. Cette mesure peut être réalisée à l'aide d'un analyseur de réseaux ou d'autres instruments de mesure appropriés.
3. **Calcul de la permittivité (ϵ) :** En comparant les fréquences de résonance avec et sans l'échantillon, il est possible de calculer la permittivité relative (ϵ_r) du matériau diélectrique en utilisant les équations de la théorie des cavités résonantes. La permittivité relative (ϵ_r) peut être déterminée à différentes fréquences pour obtenir des informations sur sa dépendance en fréquence.
4. **Mesure du facteur de qualité :** Le facteur de qualité de la cavité résonante est également mesuré avec et sans l'échantillon diélectrique. Cela permet d'évaluer les pertes diélectriques du matériau et de caractériser sa qualité en termes de dissipation d'énergie.

5. Analyse des résultats : Les données obtenues sont analysées pour extraire les paramètres caractéristiques du matériau diélectrique, tels que sa permittivité relative, son facteur de perte, sa conductivité diélectrique, etc. Ces informations sont souvent utilisées pour comprendre le comportement électromagnétique du matériau et pour concevoir des dispositifs ou systèmes basés sur ce matériau.

La méthode de Nicholson Ross & Weir est une technique puissante pour caractériser les propriétés diélectriques des matériaux, en fournissant des informations précieuses sur leur comportement électromagnétique dans une large gamme de fréquences.

La procédure proposée par la méthode NRW se déduit des équations suivantes [5] :

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

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

Ces paramètres peuvent être obtenus directement à partir de l'analyseur de réseau. Le coefficient de réflexion [2], [3] peut être déduit comme :

$$\Gamma = X \pm \sqrt{X^2 - 1} \quad \text{III.3}$$

Où $|\Gamma| < 1$ est une condition à satisfaire pour trouver la racine correcte en termes de paramètre S:

$$X = \frac{(S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1)}{2S_{11}} \quad \text{III.4}$$

Le coefficient de transmission peut s'écrire :

$$T = \frac{S_{11} + S_{21} - \Gamma}{1 - (S_{11} + S_{21})\Gamma} \quad \text{III.5}$$

La perméabilité est donnée par :

$$\mu_r = \frac{1+\Gamma}{\Lambda(1-\Gamma)\sqrt{\frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda_c^2}}} \quad \text{III.6}$$

Où λ_0 est la longueur d'onde en espace libre et λ_c est la longueur d'onde découpage. La longueur d'onde guidée complexe Λ est donnée par :

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \left(\frac{\varepsilon_r \mu_r}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda_c^2} \right) = - \left(\frac{1}{2\pi L} \ln \left(\frac{1}{T} \right) \right)^2 \quad \text{III.7}$$

La permittivité peut être définie comme :

$$\varepsilon_r = \frac{\lambda_0^2}{\mu_r} \left(\frac{1}{\lambda_c^2} - \left[\frac{1}{2\pi L} \ln \left(\frac{1}{T} \right) \right]^2 \right) \quad \text{III.8}$$

La méthode NRW est mise en œuvre sous la forme d'un fichier exécutable dans l'environnement Matlab (Matrix Laboratory). La matrice [S] est exportée vers le script Matlab, puis traitée à l'aide d'outils de simulation des radiofréquences (RF : Radio Frequency) intégrés à Matlab. Les paramètres de la matrice [S] sont ensuite utilisés pour estimer la permittivité à l'aide des modèles analytiques intégrés à l'algorithme NRW. L'organisation du processus de programmation de la méthode NRW est illustrée dans la figure suivante :

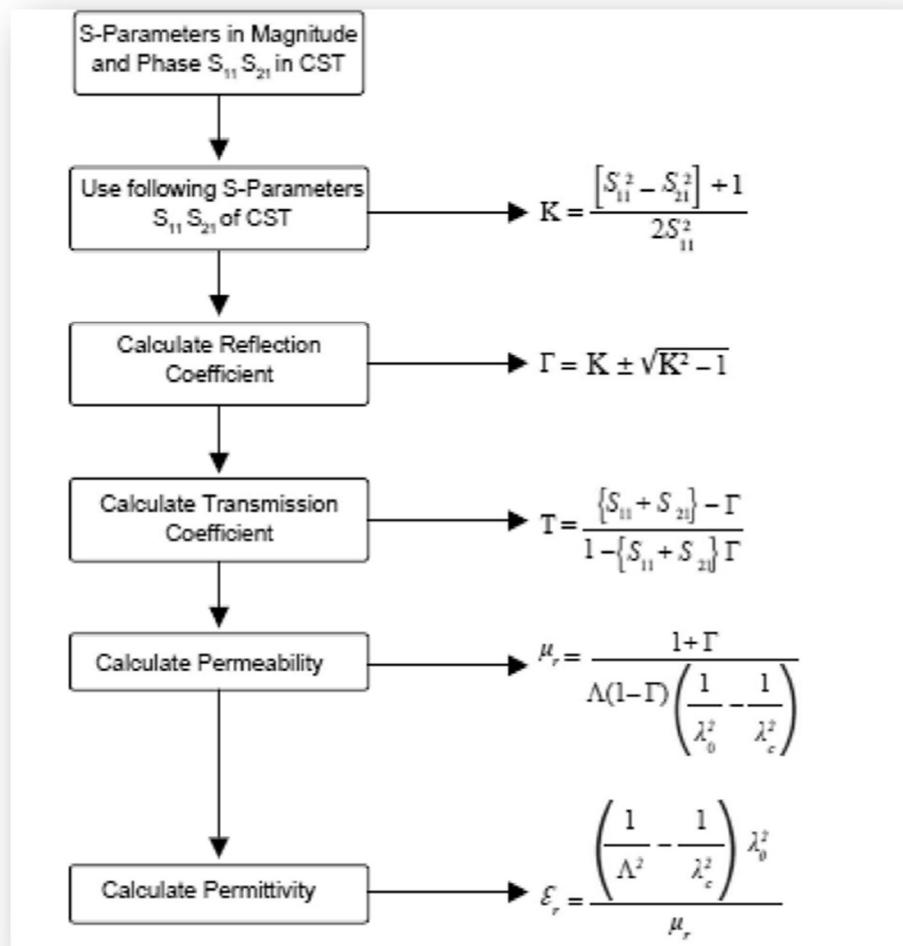


Figure III.15 : organigramme pour la méthode de NRW

Chapitre III : Extraction des paramètres caractéristiques de différents Silicone par la méthode NRW

Premièrement nous allons donner un aperçu sur les logiciels de simulation utilisé dans notre travail. Ensuite nous exposons les résultats des différentes matériaux étudiés.

III.3 Présentation des outils de simulation :

III.3.1 Le logiciel de simulation HFSS :

III.3.1.1 Présentation du logiciel :

Le logiciel HFSS (High Frequency Structure Simulation) v2023 R2 student de Ansys Corporation est un logiciel commercial qui calcule des champs électromagnétiques dans le domaine fréquentiel en résolvant localement les équations de Maxwell. Pour cela, il faut construire des objets en trois dimensions et leur assigner des caractéristiques (type de matériau, taille, épaisseur, ...). Il est ensuite nécessaire de spécifier le type de sources électromagnétiques. Il est possible de paramétriser le système et de faire varier ces paramètres lors de la simulation. Les résultats sont visibles sous forme de graphes ou de représentations dans l'espace. Un des intérêts de HFSS est sa capacité à donner directement les paramètres S en fonction de la fréquence [20].

L'interface du logiciel HFSS est présentée sur la figure suivante. C'est un logiciel de simulation utilisé en hyperfréquence

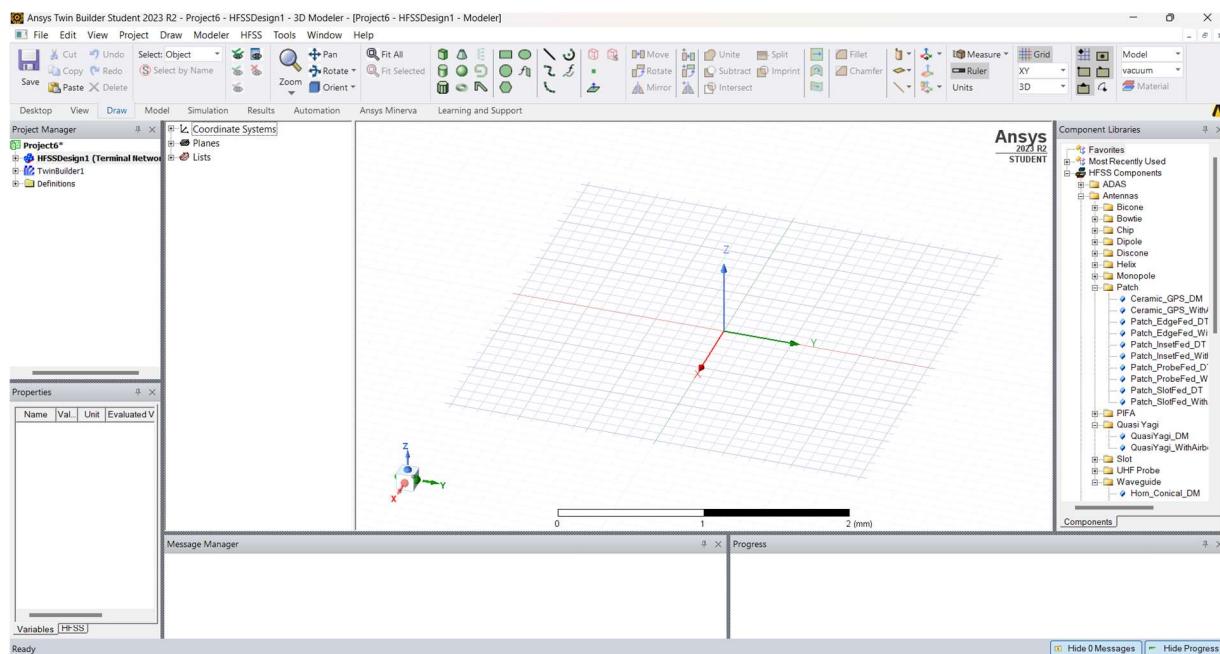


Figure III.16 : interface du logiciel HFSS

III.3.1.2 Méthode de calcul :

Ce genre de simulation fait intervenir des équations aux dérivées partielles. Il existe trois méthodes principales : la méthode des éléments finis, la méthode des différences finies et la méthode des volumes finis. Le principe de ces méthodes est de discréteriser l'espace à l'aide d'un maillage propre à la méthode et de résoudre les équations localement. HFSS utilise la méthode des éléments finis afin de résoudre les équations de Maxwell. La méthode des éléments finis consiste à transformer les équations aux dérivées partielles sous forme intégrale, puis à découper l'espace en sous domaines (mailles) dans lesquelles sont placés les nœuds (l'ensemble maille + nœud formant les éléments). Pour déterminer une solution approchée du problème, il faut ensuite calculer les valeurs du problème aux nœuds des éléments en résolvant les équations locales sous forme intégrale

- **Les avantages de HFSS :**

- La précision
- Une fiabilité acceptable
- Permet d'obtenir le résultat rapide
- Modélisation en 3D
- Optimisation de la conception

Le dispositif de simulation des paramètres de la matrice [S] de répartition des puissances, comprenant deux guides d'ondes de part et d'autre de l'échantillon et du porte échantillon est montré sur la figure suivante :

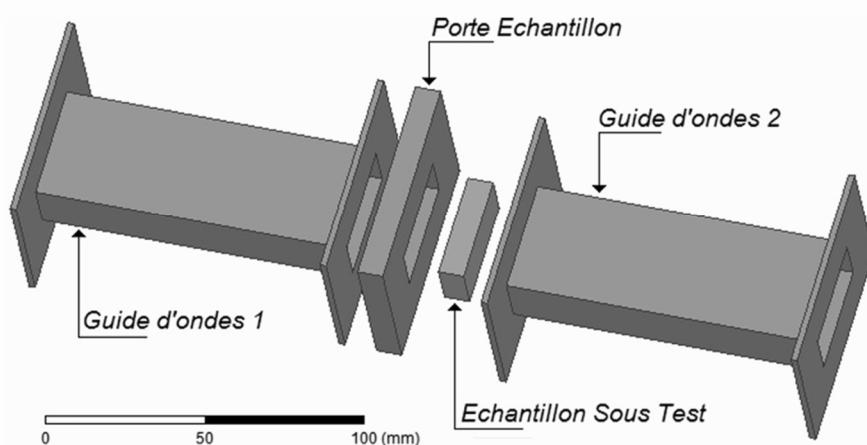


Figure III.17 : Dispositif de mesure de la permittivité du matériau

Le dispositif de mesure du matériau, tel qu'illustré dans la figure précédente, est ensuite modélisé dans l'interface du logiciel HFSS. Nous utilisons des échantillons de différents matériaux sans pertes avec des différentes permittivités relatives (Silicon $\epsilon_{r1}=11.9$; Siliciumdioxide $\epsilon_{r2}=4$ et Silicon nitrate avec $\epsilon_{r3}=7$)

Avec des longueurs ($L_{e1}=7.25$ mm ; $L_{e2}=12.5$ mm et $L_{e3}= 9.45$ mm). Ces échantillons remplissent entièrement la section d'un porte-échantillon de type WR137 (avec des dimensions de $a=34.8488$ mm et $b=15.7988$ mm), La fréquence de coupure pour ce mode est définie comme $f_{c10} = 4.30431$ GHz.

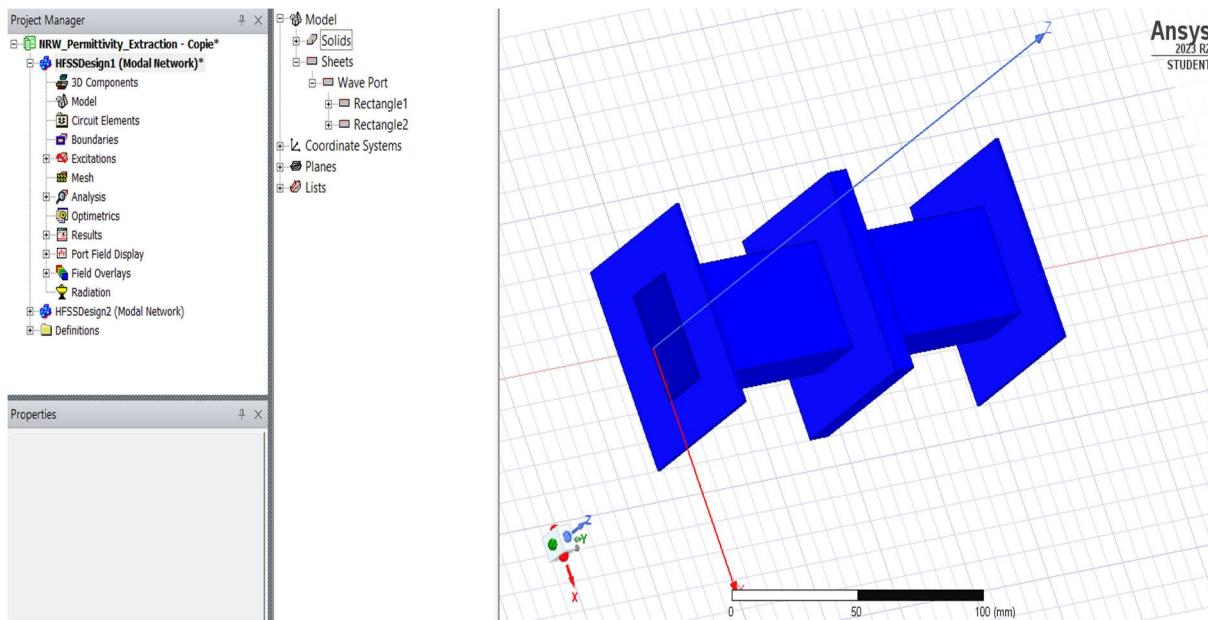


Figure III.18 : Dispositif de mesure dessiné à l'aide du logiciel HFSS

III.3.2 Le logiciel de simulation MATLAB

III.3.2.1 Présentation de logiciel :

MATLAB est un environnement complet, ouvert et extensible pour le calcul et la visualisation. Il dispose de plusieurs centaines (voire milliers, selon les versions et les modules optionnels autour du noyau Matlab) de fonctions mathématiques, scientifiques et techniques.

L'approche matricielle de MATLAB permet de traiter les données sans aucune limitation de taille et de réaliser des calculs numériques et symboliques de façon fiable et rapide. Grâce aux fonctions graphiques de MATLAB, il devient très facile de modifier interactivement les différents paramètres des graphiques pour les adapter selon nos souhaits. L'approche ouverte de MATLAB permet de construire un outil sur mesure. On peut inspecter le code source et les algorithmes des bibliothèques de fonctions (Toolboxes), modifier des fonctions existantes et ajouter d'autres [21].

MATLAB possède son propre langage, intuitif et naturel qui permet des gains de temps de CPU spectaculaires par rapport à des langages comme le C, le TurboPascal et le Fortran. Avec MATLAB, on peut faire des liaisons de façon dynamique, à des programmes C ou Fortran, échanger des données avec d'autres applications (via la DDE : MATLAB serveur ou client) ou utiliser MATLAB comme moteur d'analyse et de visualisation [21].

MATLAB comprend aussi un ensemble d'outils spécifiques à des domaines, appelés Toolboxes (ou Boîtes à Outils). Indispensables à la plupart des utilisateurs, les Boîtes à Outils sont des collections de fonctions qui étendent l'environnement MATLAB pour résoudre des catégories spécifiques de problèmes. Les domaines couverts sont très variés et comprennent notamment le traitement du signal, l'automatique, l'identification de systèmes, les réseaux de neurones, la logique floue, le calcul de structure, les statistiques, etc. [21].

MATLAB fait également partie d'un ensemble d'outils intégrés dédiés au Traitement du Signal. En complément du noyau de calcul MATLAB, l'environnement comprend des modules optionnels qui sont parfaitement intégrés à l'ensemble [21]:

- 1) une vaste gamme de bibliothèques de fonctions spécialisées (Toolboxes)
- 2) Simulink, un environnement puissant de modélisation basée sur les schémas-blocs et de simulation de systèmes dynamiques linéaires et non linéaires
- 3) Des bibliothèques de blocs Simulink spécialisés (Blocksets)
- 4) D'autres modules dont un Compilateur, un générateur de code C, un accélérateur, ...
- 5) Un ensemble d'outils intégrés dédiés au Traitement du Signal : le DSP Workshop.

- L'interface du logiciel MATLAB est présenté comme :

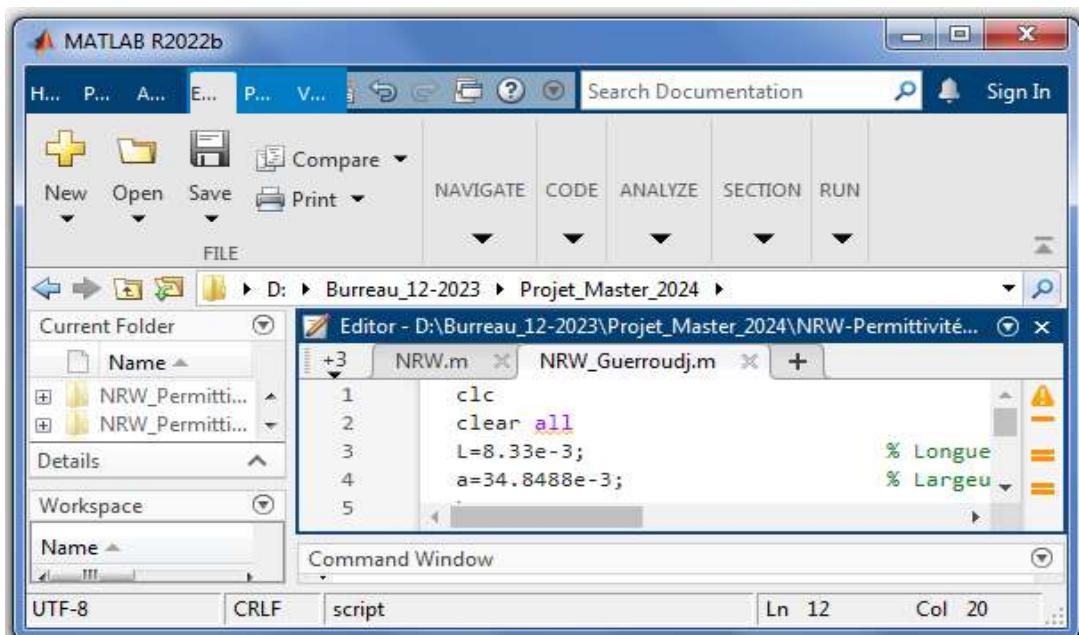


Figure III.19 : interface du logiciel MATLAB

III.4 Procédure de De-embedding :

Le dé-embedding est une étape fondamentale dans les mesures haute fréquence pour isoler les caractéristiques d'un dispositif sous test (DUT) des effets de l'environnement de mesure, tels que les câbles et les connecteurs. Voici les étapes de la procédure [22] [23] :

1. **Caractérisation des composants de test** : Chaque composant de test est caractérisé individuellement pour obtenir ses paramètres de transmission et de réflexion. Cela peut inclure l'impédance caractéristique, la réponse en fréquence et les pertes d'insertion. Les mesures peuvent être effectuées à l'aide d'équipements tels que des analyseurs de réseaux vectoriels (VNA).
2. **Mesure du système complet** : Le DUT est mesuré en utilisant le système complet de mesure comprenant les composants de test. Les mesures incluent les effets combinés des câbles, connecteurs et adaptateurs, en plus des caractéristiques du DUT lui-même.
3. **Extraction des paramètres des composants de test** : À partir des mesures des composants de test, leurs paramètres (matrices de scattering S-parameters) sont extraits. Ces paramètres décrivent comment chaque composant influence le signal passant à travers le système complet.
4. **Dé-embedding** : Les paramètres extraits des composants de test sont utilisés pour compenser les effets de ces composants sur les mesures du système complet. Cela permet d'isoler les caractéristiques du DUT sans les distorsions introduites par les composants de test.
5. **Analyse des résultats** : Les mesures dé-embeddées du DUT sont analysées pour extraire des informations précises sur ses performances, telles que la réponse en fréquence, la stabilité ou d'autres caractéristiques électriques pertinentes.
6. **Validation et ajustement** : Les résultats dé-embeddés sont validés pour s'assurer de leur précision. Des ajustements peuvent être nécessaires en fonction des conditions spécifiques de mesure et des limitations des composants de test utilisés.

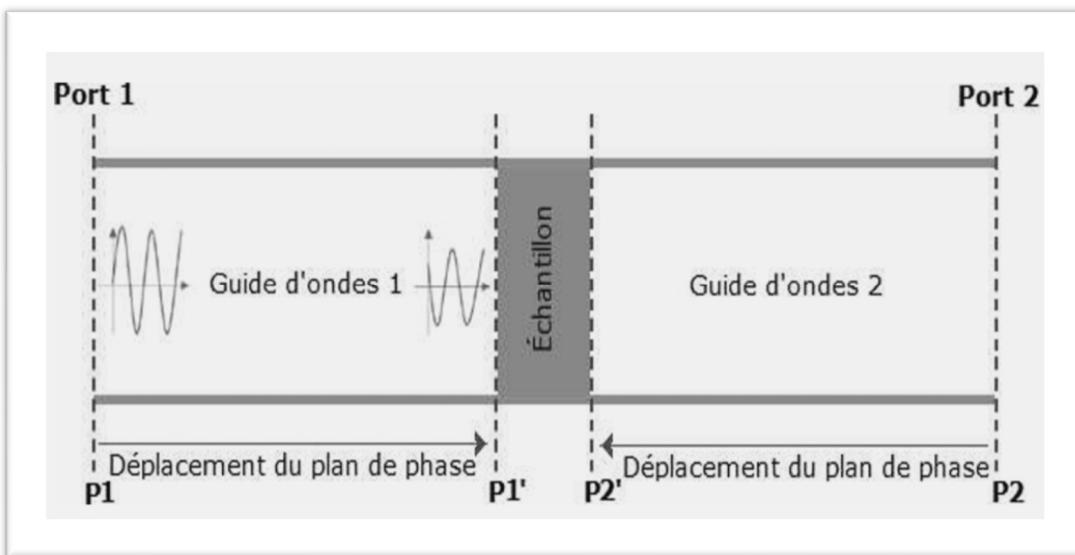


Figure III.20 : Schéma représentant les mesures de de_embedding

Dans la Figure ci-dessus, l'échantillon sous test (MUT) est placé à une distance spécifique des ports de simulation 1 et 2. Ainsi disposé, les simulations réalisées avec le logiciel HFSS fournissent les amplitudes et les phases aux plans de phase notés p1 et p2. Ces simulations permettent de calculer la matrice [S] de distribution de puissance, ce qui permet de déterminer la transmission (de Port 1 à Port 2) ainsi que la réflexion (de Port 1 à Port 1) à travers le dispositif complet.

Comme nous montre la figure, cette procédure est symbolisée par des flèches bleues qui indiquent un déplacement des plans de mesure des paramètres S11 et S21.

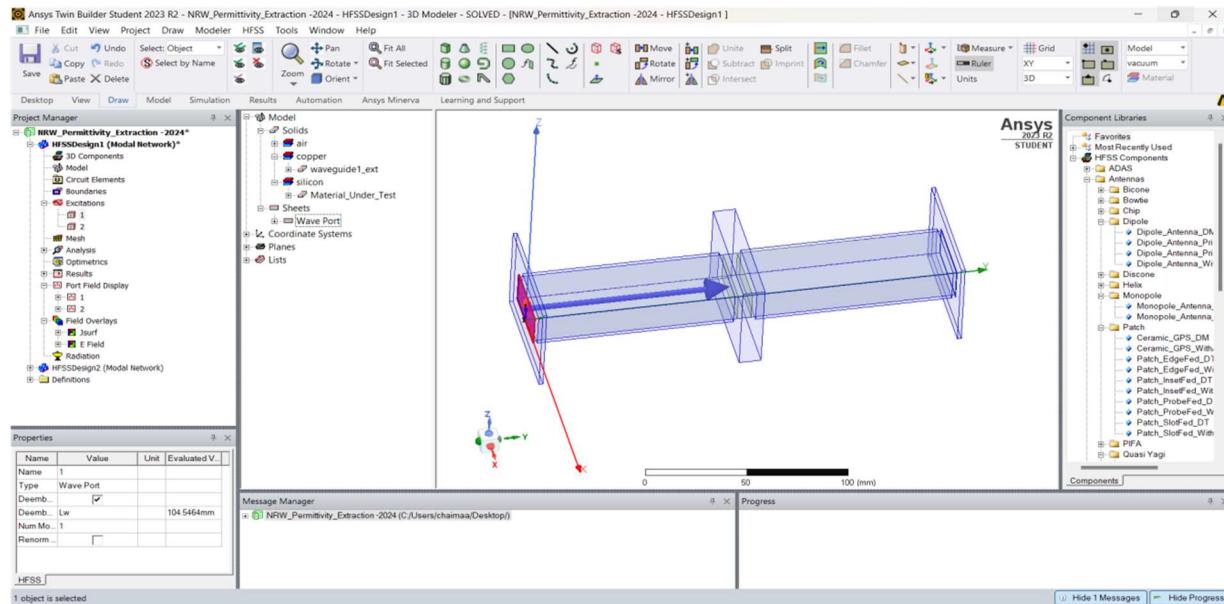


Figure III.21 : Procédure de « de-embedding » opérée dans le dispositif

III.5 Résultat et interprétation :

- Pour silicone de $\epsilon_{r1}= 11.9$:

Comme mentionné dans la section précédente, nous avons utilisé le silicone avec une permittivité relative de $\epsilon_{r1}= 11.9$ et une longueur de $L_{el}= 7.25$ mm et une fréquence de $f_r=6$ GHz. L'exactitude des résultats obtenus par la méthode NRW est confirmée uniquement lorsque le porte-échantillon est entièrement rempli du matériau. Les réponses en amplitude et en phase aux deux ports du dispositif de mesure sont illustrées dans les figures suivantes :

- Avec la procédure de de-embedding :

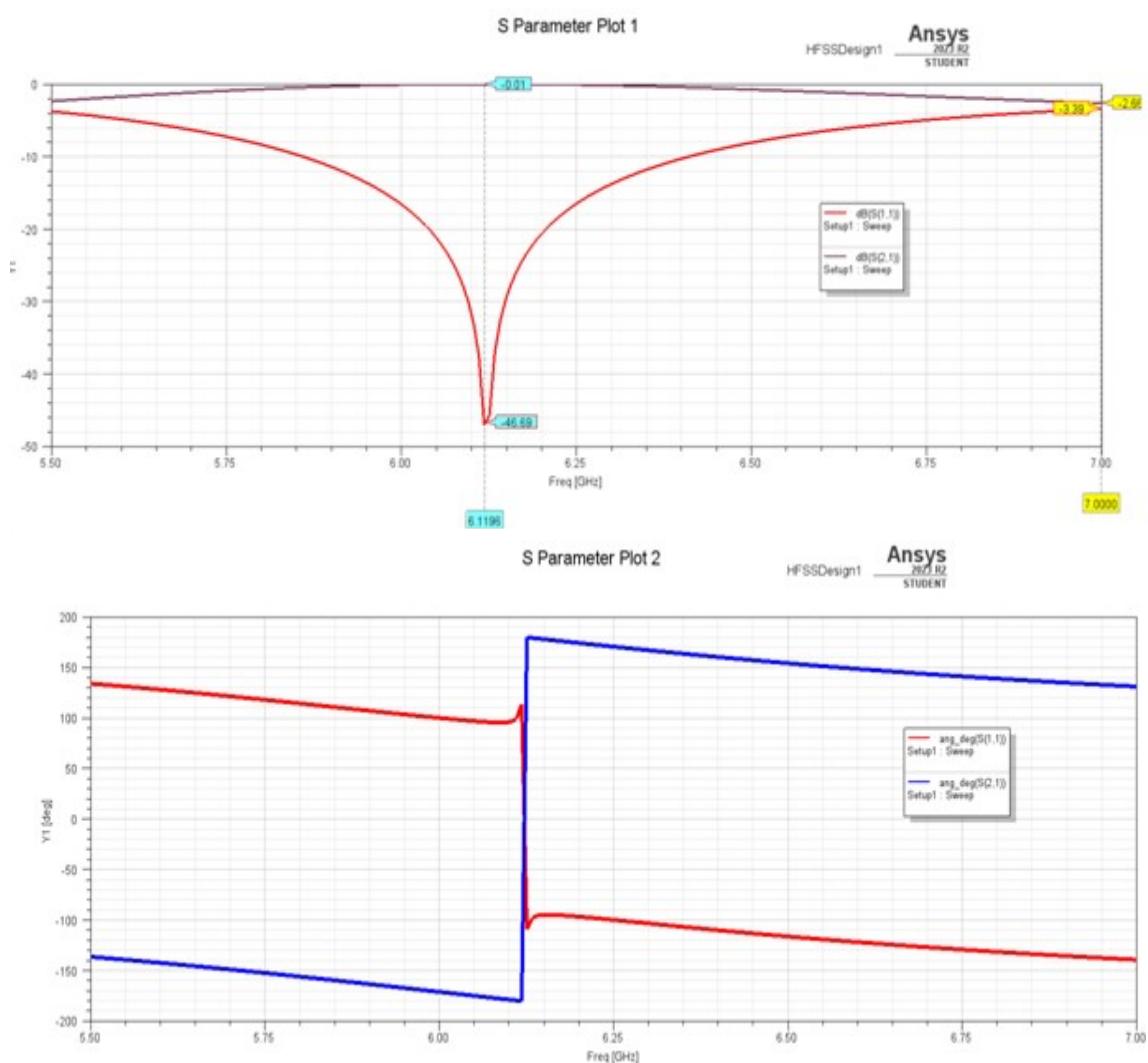


Figure III.22 : paramètres S simulés pour silicone d'épaisseur 7.25mm et de permittivité $\epsilon_{r1}=11.9$; amplitudes en dB,et phases en degrés

Graphique 1 : Module des paramètres S :

- **dB(S(1,1))** : La courbe en rouge représente le paramètre S_{11} en dB, qui indique le coefficient de réflexion à l'entrée du réseau.
 - Le minimum de réflexion se produit à environ 6.1196 GHz avec une valeur de -46.69 dB, ce qui suggère une très faible réflexion à cette fréquence.
- **dB(S(2,1))** : La courbe en noir représente le paramètre S_{21} en dB, qui indique le coefficient de transmission.
 - La transmission semble être proche de 0 dB sur toute la gamme de fréquences, ce qui indique une bonne transmission.

Graphique 2 : Phase des paramètres S :

- **ang_deg(S(1,1))** : La courbe en rouge représente la phase de S_{11} en degrés.
 - La phase varie de 150 degrés à environ -150 degrés sur la gamme de fréquences de 5.5 GHz à 7.0 GHz.
- **ang_deg(S(2,1))** : La courbe en bleu représente la phase de S_{21} en degrés.
 - La phase de S_{21} montre une transition rapide autour de 6.1196 GHz, indiquant un changement de phase important à cette fréquence.

Les résultats montrent que l'échantillon de silicium présente une faible réflexion autour de 6.1196 GHz, avec un minimum de -46.69 dB pour S_{11} . La transmission S_{21} reste stable et proche de 0 dB, indiquant une bonne transmission. La phase de S_{11} et S_{21} varie significativement autour de cette fréquence, suggérant des changements de phase importants qui pourraient être liés aux propriétés matérielles de l'échantillon de silicium.

- Sans la procédure de de-embedding :

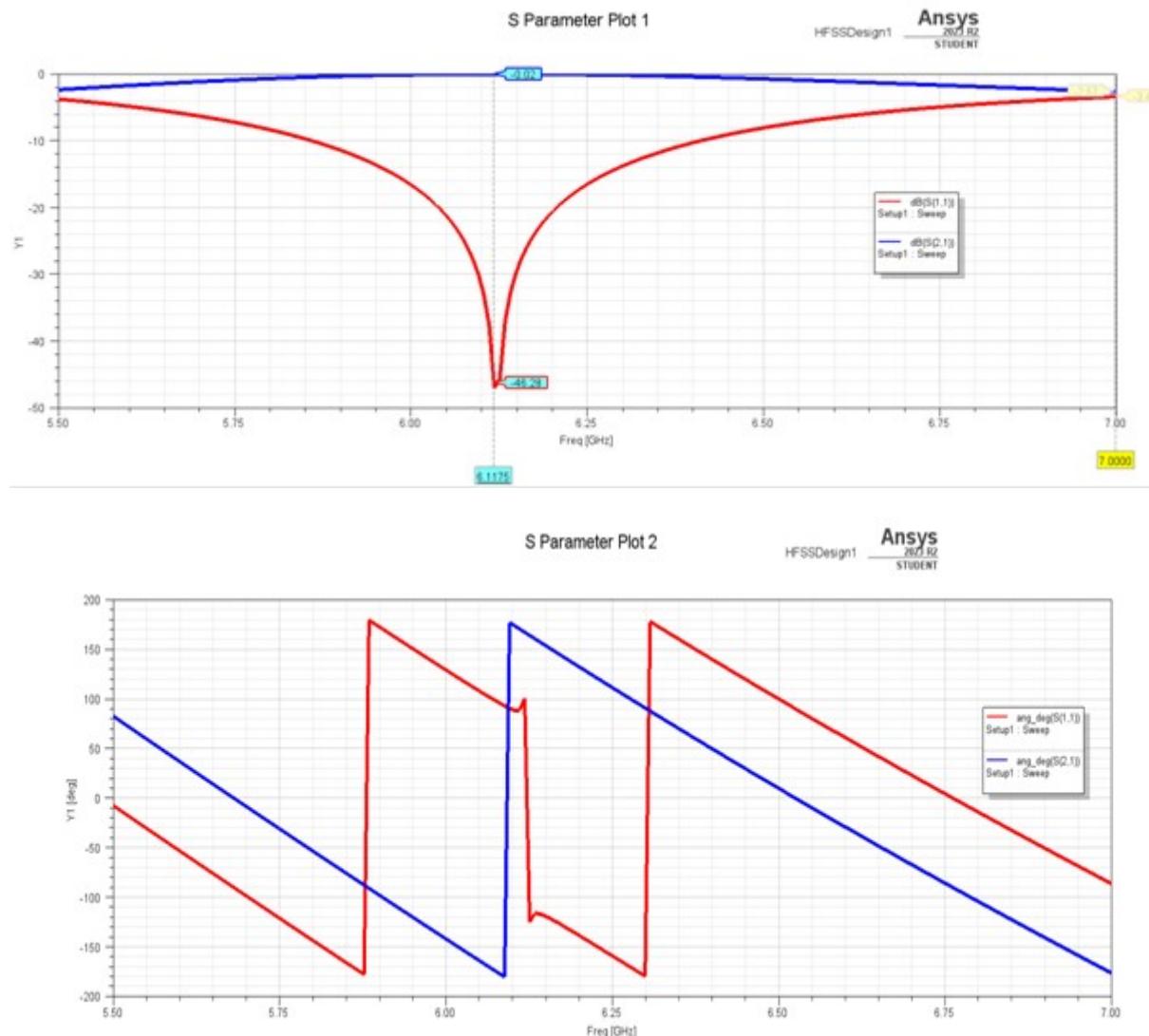


Figure III.23 : paramètres S simulés pour silicone d'épaisseur 7.25mm et de permittivité $\epsilon_r=11.9$ sans de-embedding ; amplitudes en dB, et phases en degrés

Les résultats montrent clairement les effets directs du matériau (silicone avec une permittivité de $\epsilon_r = 11.9$) sur les paramètres S. La forte atténuation à une fréquence spécifique et les variations de phase importantes indiquent des caractéristiques de résonance et de réflexion propres au matériau, influençant directement la réflexion et la transmission des ondes électromagnétiques.

Ces observations sont cruciales pour comprendre comment le silicone, en tant que matériau à haute permittivité, interagit avec les ondes électromagnétiques dans cette plage de fréquences

La Figure (3) présente la permittivité du SILICONE, déterminée par la méthode NRW implémentée sous MATLAB :

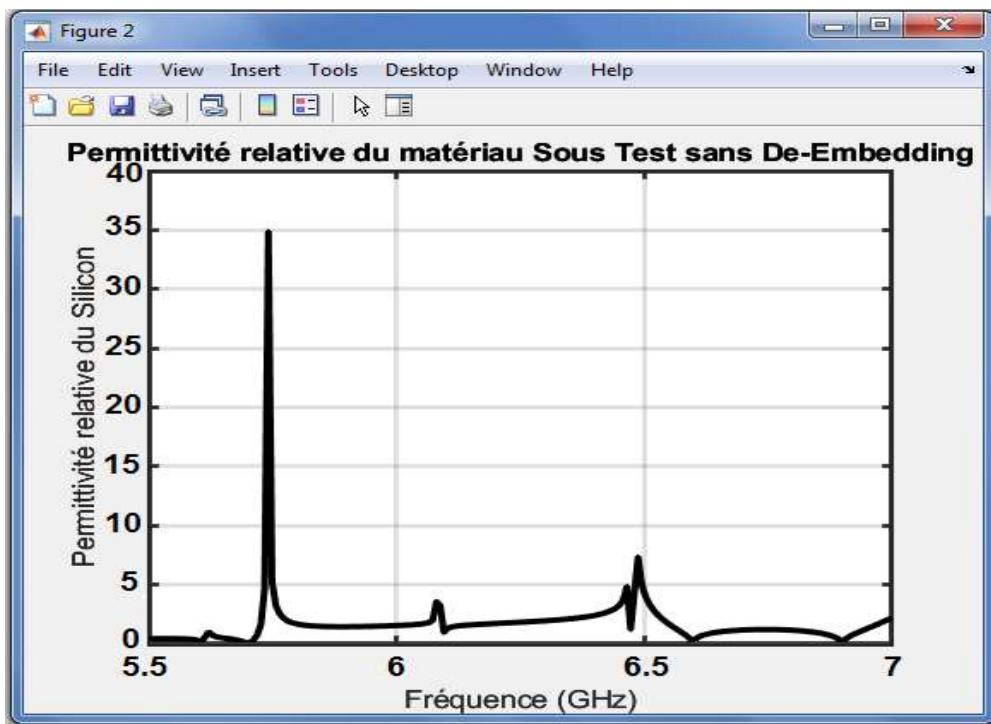


Figure III.24 : Permittivité de l'échantillon silicone d'épaisseur 7.25 mm déterminée sans la procédure De-Embedding

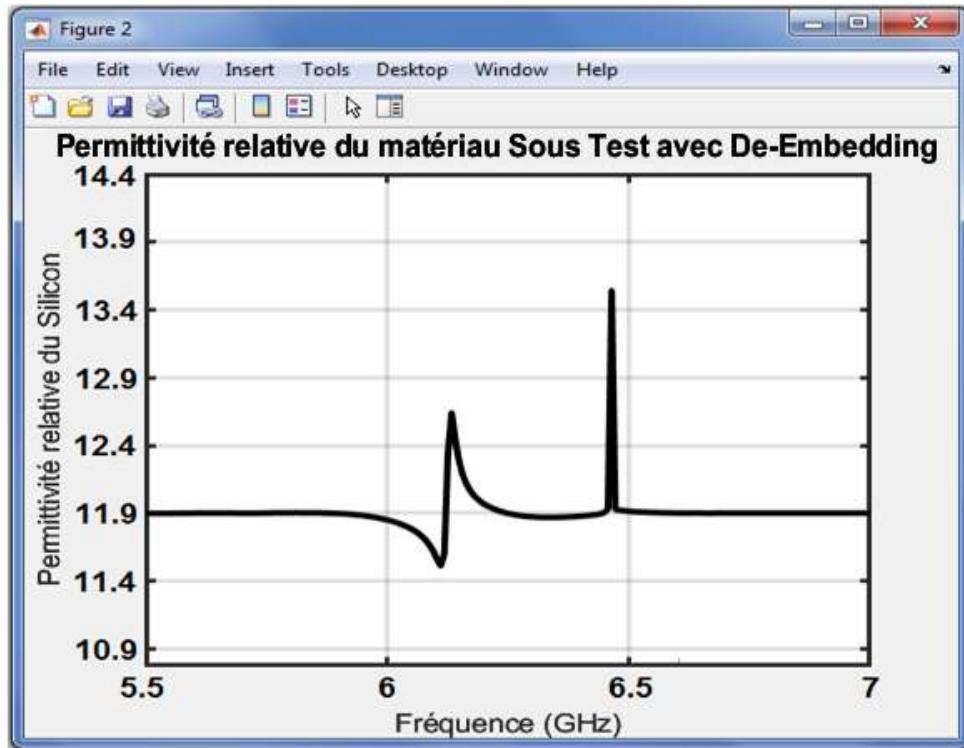


Figure III.25 : Permittivité de l'échantillon silicone d'épaisseur 7.25 mm déterminée avec la procédure De-Embedding.

Interprétation des Figures (III.24) et (III.25) :

Figure III.24 : Permittivité sans de-embedding

La permittivité relative montre des variations importantes avec des pics extrêmes. Ces fluctuations extrêmes indiquent des erreurs possibles dues à la non-application de la méthode de de-embedding, ce qui peut entraîner des mesures inexactes causées par des réflexions et interférences non corrigées.

Figure III.25 : Permittivité avec de-embedding

La permittivité relative est plus stable et montre des valeurs plus raisonnables entre 10.9 et 14.4. La méthode de de-embedding permet de corriger les effets parasites et d'obtenir une mesure plus précise et plus stable de la permittivité relative du silicium.

Ces figures démontrent l'importance de la méthode de de-embedding pour obtenir des mesures précises de la permittivité relative des matériaux, particulièrement pour des échantillons de silicium.

- Pour silicium nitrate de $\epsilon_r=7$:

On a utilisé aussi le silicium nitrate avec une permittivité relative de $\epsilon_r=7$ et une longueur de $L_e=9.45$ mm

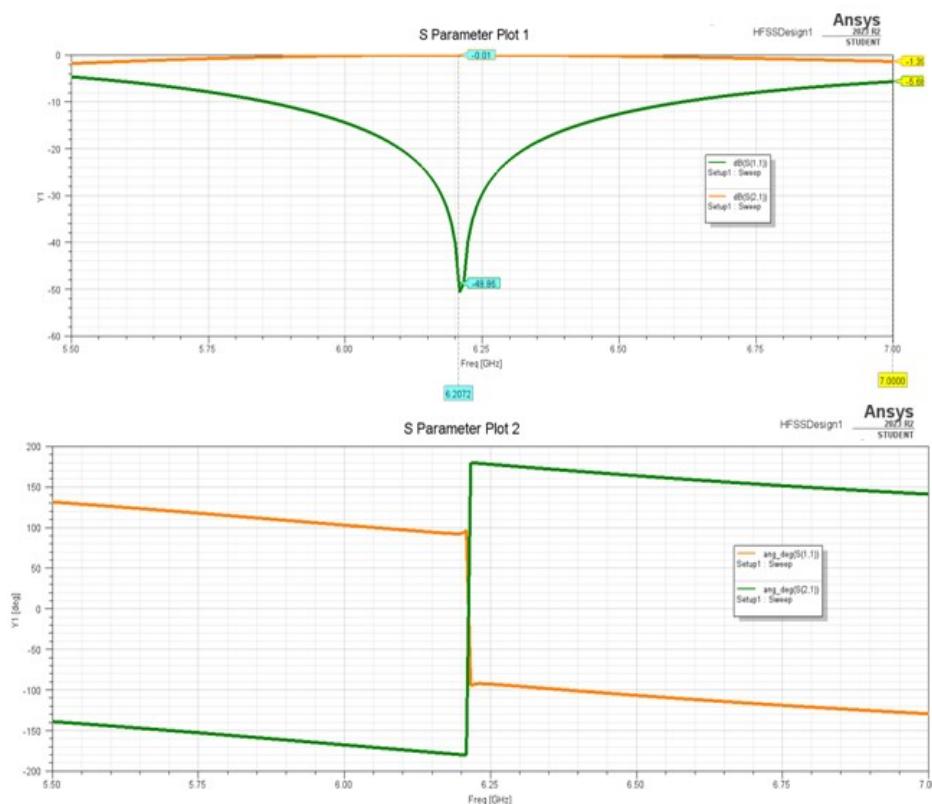


Figure III.26 : paramètres S simulés pour silicium nitrate d'épaisseur 9.45mm et de permittivité $\epsilon_r=7$; amplitudes en dB, et phases en degrés

Chapitre III : Extraction des paramètres caractéristiques de différents Silicone par la méthode NRW

Les résultats montrent que la méthode de de-embedding et l'utilisation d'une permittivité de 7 pour le silicium ont permis d'obtenir des valeurs significatives pour les paramètres S.

Ces variations indiquent une bonne adaptation et un comportement résonant particulier de la structure étudiée à la fréquence de 6.2072 GHz.

Sa permittivité relative est déterminée par :

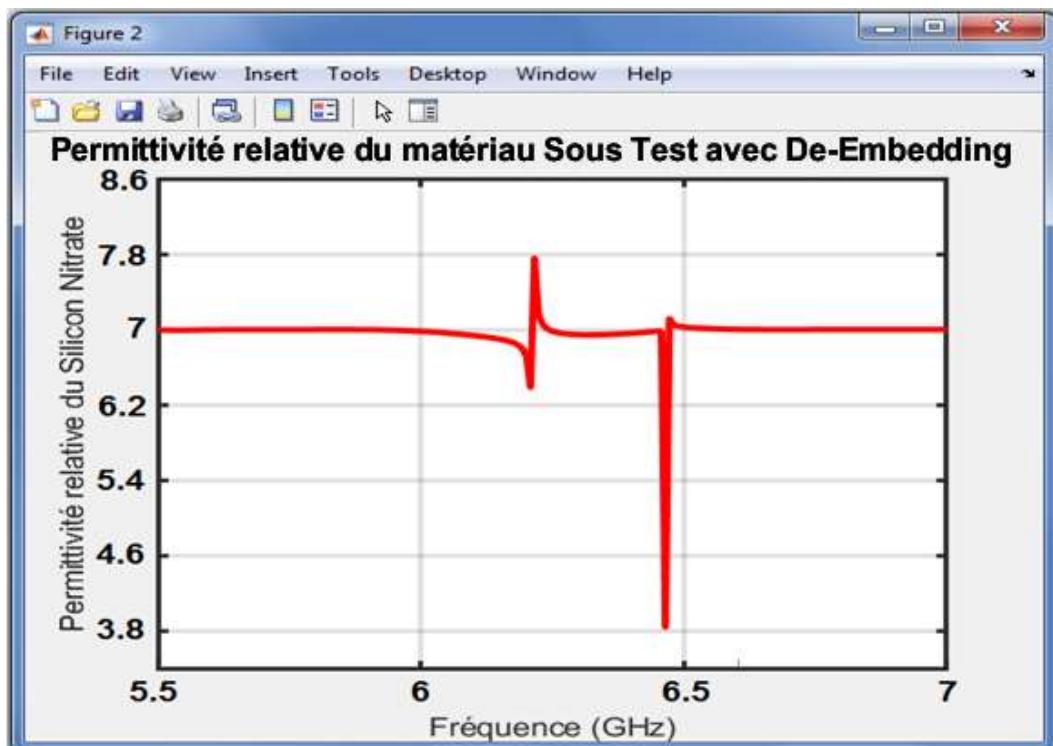


Figure III.27 : Permittivité de l'échantillon silicone nitrate d'épaisseur 9.45 mm déterminée avec la procédure De-Embedding.

Analyse de la Courbe de Permittivité :

Cette figure montre la permittivité relative de l'échantillon de silicone nitrate d'une épaisseur de 9,45 mm, déterminée à l'aide de la procédure de de_embedding. La permittivité relative ϵ_r est tracée en fonction de la fréquence (en GHz). L'utilisation de la procédure de de_embedding permet de corriger les effets indésirables des éléments de mesure et d'obtenir une caractérisation plus précise des propriétés électromagnétiques du matériau.

- Pour silicone dioxide $\epsilon_{r3} = 4$:

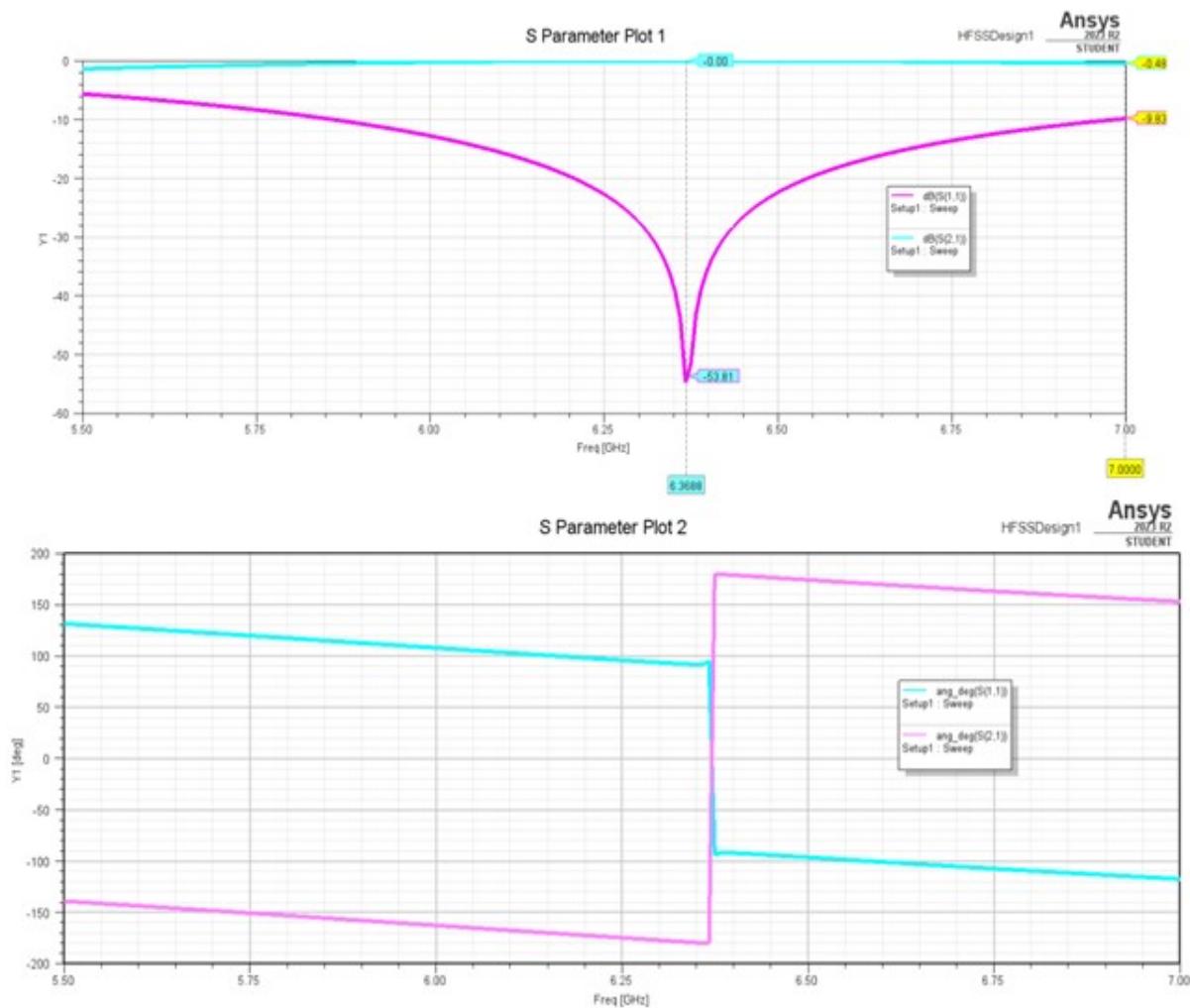


Figure III.28 : Paramètres S simulés pour silicone dioxide d'épaisseur 12.5mm et de permittivité $\epsilon_{r3} = 4$; amplitudes en dB, et phases en degrés

Le minimum de S_{11} à 6,368 GHz indique une forte réflexion, probablement due à la résonance dans le matériau. Cela pourrait être utilisé pour identifier les propriétés résonantes spécifiques du dioxyde de silicium à cette fréquence.

La faible amplitude de S_{21} montre que très peu de signal est transmis à travers le matériau, suggérant une forte réflexion ou absorption

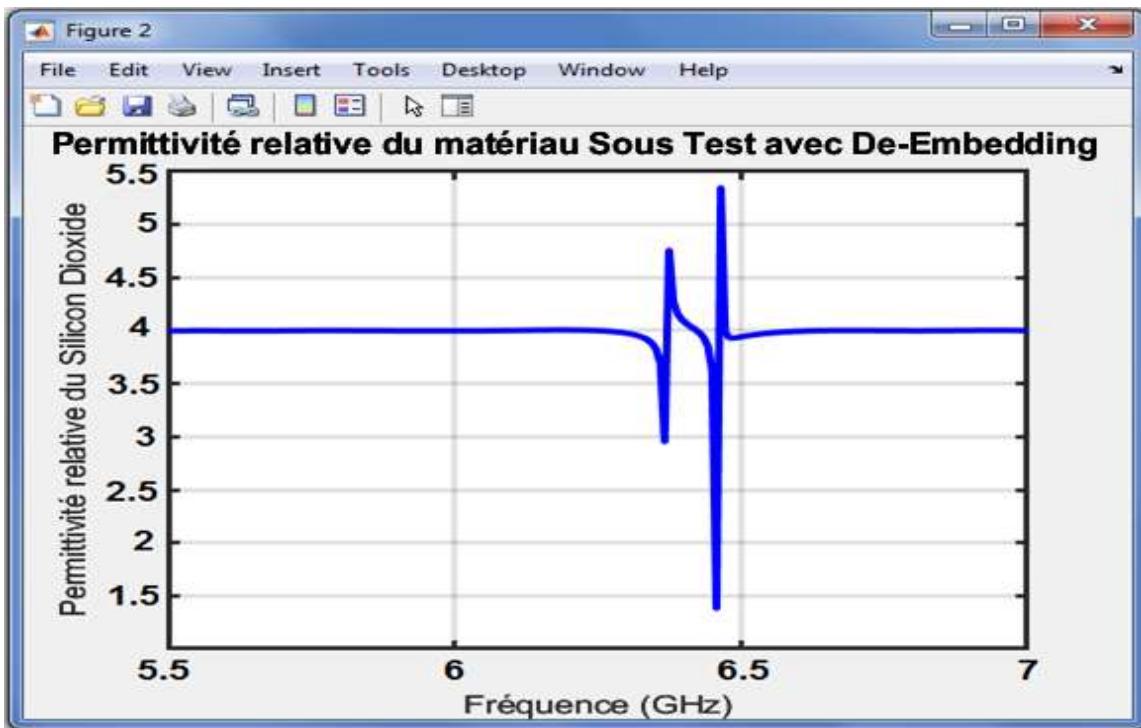


Figure III.29 : Permittivité de l'échantillon silicone dioxyde d'épaisseur 12.5mm déterminée avec la procédure De-Embedding

Analyse de la Courbe de Permittivité Relative :

Les pics observés à certaines fréquences indiquent des phénomènes résonants qui peuvent être importants pour des applications spécifiques nécessitant des matériaux avec des caractéristiques résonantes précises

III.6 Conclusion :

La méthode NRW utilisé pour mesurer les propriétés électromagnétiques des matériaux, telles que la permittivité électrique et la perméabilité magnétique. Cette méthode, adaptable aux matériaux diélectriques, a été efficacement utilisée pour étudier 3 matériaux idéal sans pertes, caractérisé par une permittivité relative réelle et une perméabilité égale à un. Les résultats obtenus ont confirmé une bonne concordance avec les valeurs théoriques attendues.

On peut Les silicones sont des matériaux diélectriques cruciaux dans les télécommunications, offrant différentes propriétés électriques pour diverses applications.

1. Silicone à haute permittivité ($\epsilon_r = 11.9$) :

- Application : Utilisé dans les antennes à micro-ondes et les systèmes de télécommunications à haute fréquence pour augmenter la capacité des condensateurs et améliorer l'efficacité des circuits.

- Utilisation : Essentiel dans les dispositifs haute fréquence où une forte permittivité est nécessaire pour maximiser les performances des antennes et réduire les pertes de signal.

2. Dioxyde de silicone ($\epsilon_r = 4$) :

- Application : Employé dans les isolants pour câbles et les substrats de circuits imprimés pour minimiser les pertes de signal à haute fréquence.
- Utilisation : Intégré dans les équipements de télécommunication pour assurer une bonne isolation électrique tout en maintenant une faible distorsion du signal.

3. Nitre de silicone ($\epsilon_r = 7$) :

- Application : Utilisé dans les systèmes de communication optique et les dispositifs optoélectroniques pour ses propriétés de faible perte diélectrique et de haute isolation électrique.
- Utilisation : Particulièrement adapté aux applications nécessitant une isolation robuste et des performances fiables à haute fréquence, telles que les capteurs optiques et les fibres optiques.

En résumé, chaque type de silicone diélectrique est sélectionné en fonction de ses propriétés spécifiques pour répondre aux exigences de performance, d'isolation et de transmission des télécommunications. Leur utilisation optimale contribue à améliorer l'efficacité des systèmes de communication et à garantir la fiabilité des transmissions à travers différents environnements et fréquences.

Conclusion Générale :

Ce projet sur la caractérisation des propriétés diélectriques du silicium par les méthodes de réflexion et de transmission a permis de souligner l'importance cruciale des matériaux diélectriques. La précision dans la caractérisation de leurs propriétés diélectriques est essentielle pour garantir leur performance optimale et leur fiabilité dans ces applications variées.

À travers une exploration détaillée répartie en trois chapitres distincts, ce travail a d'abord établi les bases théoriques fondamentales des propriétés diélectriques, mettant en lumière des concepts clés comme la permittivité, la perméabilité et la perte diélectrique. Ensuite, il a examiné les différentes techniques de caractérisation disponibles, en se concentrant sur leurs avantages, limitations et applications pratiques spécifiques, notamment la méthode de réflexion, la méthode de transmission, ainsi que des approches avancées comme la spectroscopie diélectrique et les méthodes à domaine temporel.

Enfin, la dernière partie du projet s'est concentrée sur l'application spécifique de la méthode NRW pour extraire les paramètres caractéristiques des trois siliciums différents, en mettant en évidence sa capacité à fournir une évaluation précise de la permittivité complexe et de la perte diélectrique sur une large gamme de fréquences. Cette approche est cruciale pour une conception optimale et une modélisation précise des dispositifs électriques et électroniques utilisant le silicium comme matériau diélectrique.

Références Bibliographiques

- [1] : Synthèse, caractérisation et étude des propriétés magnétiques et diélectriques de nanocomposites Polyaniline/hexaferrite pour l'absorption des micro-ondes,Tayssir Ben Ghzaiel, Jan 2020(equation de max)
- [2]: Cadi, Fida, and MedaniAbdelghafour. 2021. Détermination par la méthode de Nicolson Ross & Weir des paramètres électromagnétiques des matériaux diélectriques. Master'sthesis, Université Saida Dr Tahar Moulay, Faculté de Technologie, Département D'Electronique.
- [3] : Caractérisation de la propriété d'absorption micro - ondes dans la bande X (8 - 12.5 GHZ) d'échantillons nanocomposites à base de Fer. Vous avez envoyé Mr. KAMAR Ali Mr. HAMMOUM Toufik 2019/2020(propriété électromagn)
- [4] :BOUTAYEBHalim. Circuits et systemes de communication micro-ondes. 2006.
- [5] : Détermination par la méthode de Nicolson Ross and Weir des parametres électromagnétiques des matériaux diélectriques,kadifida et medaniabdelghafour ,Université Saida Dr Tahar Moulay Faculte De Technologie . Mr rachid BOUHMIDI
- [6] : Caractérisation diélectrique d'un mélange de Titanate et d'oxyde (Résine époxyde, BaTiO₃, Cu₂O) fritté en fonction de la fréquence, Mr BAKHTI HADDI Mars 2018
- [7] : Chapitre III Matériaux conducteurs et semi-conducteurs, HaouaraiIlham, Université Batna.
- [8] : Introduction aux diélectriques,Jean-Michel Welter, Université de Strasbourg.
- [9] : Lezaca, Jorge, Patrick Queffelec, and Alexis Chevalier. "Méthode de caractérisation de matériaux diélectriques et magnétiques aimantés." 17èmes Journées Nationales Microondes. 2011.
- [10]: B. K. Tanner, "Time-domain methods for measuring the dielectric properties of materials," Measurement Science and Technology, vol. 12, no. 7, pp. 953-972, 2001
- [11]: J. G. Webster, "The Measurement, Instrumentation, and Sensors Handbook," CRC Press, 2018
- [12]:DIB, Radwan. Caractérisation de couches diélectriques et magnétiques de structures multicouches par cavité résonante microonde. 2014. Thèse de doctorat. Université Jean Monnet-Saint-Etienne ; Université Libanaise.
- [13]: R. E. Collin, "Foundations for Microwave Engineering," McGraw-Hill, 1992

[14]: "Electromagnetic Waves and Radiating Systems" par Edward C. Jordan et Keith G. Balmain

[15]: D. M. Pozar, "Microwave Engineering," Wiley, 2012.

[16]: LEE, Y. S., WEE, F. H., YOU, K. Y., *et al.* Electromagnetic properties performance of MWCNTs/polyester composites in X-band. In : *MATEC Web of Conferences*. EDP Sciences, 2018. p. 06014.

[17]: KHAN, Muhammad Talha et ALI, Syed Muzamil. A brief review of measuring techniques for characterization of dielectric materials. *International Journal of Information Technology and Electrical Engineering*, 2012, vol. 1, no 1, p. 1-5.

[18]: S. M. Ali, "Microwave Transmission Networks: Planning, Design, and Deployment," McGraw-Hill, 2018.

[19]: R. C. Compton, "Handbook of Microwave Measurements," Volume II, IEEE Press, 2013.

[20] : MANALLAH, Kamel. Techniques de mesure hyperfréquences large bande appliquées aux matériaux hétérogènes solides. 2018. Thèse de doctorat.

[21] : Matlab, Département d'Informatique et de Recherche Opérationnelle Université de Montréal.

[22]: K. Chang et al., "Microwave Active Circuit Analysis and Design," John Wiley & Sons, 2015

[23]: J. L. Tham et al., "De-embedding techniques for accurate signal integrity," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 55, no. 1, pp. 70-79, 2013.