



**Université Mentouri-Constantine**  
Faculté des Sciences de l'Ingénieur  
Département d'Électronique

## Thèse

En vue de l'obtention du diplôme de  
**DOCTORAT EN SCIENCES**  
Spécialité : **Électronique**  
Option : Microsystèmes et Instrumentation

Présentée Par:

**Fadila BENMEDDOUR**

**ÉTUDE ET RÉALISATION D'UN RÉSONATEUR MICRORUBAN  
DE FORME CIRCULAIRE  
(Application au cas particulier de l'alimentation par couplage)**

**Soutenue le 01 Mars 2012**

**Devant le Jury composé de :**

Président : M<sup>r</sup> **A. CHAABI**

Prof. Université de Constantine

Rapporteur : M<sup>me</sup> **F. BENABDELAZIZ**

Prof. Université de Constantine

Examineur : M<sup>r</sup> **A. MAYOUF**

Prof. Université de Djelfa

Examineur : M<sup>r</sup> **D. CHIKOUCHE**

Prof. Université de M'sila

Examinatrice : M<sup>me</sup> **S. REBIAI**

M.C. Université de Constantine

## Remerciements

*J'exprime toute ma gratitude à Madame **Fatiha BENABDELAZIZ** : Professeur à l'Université de Constantine, pour son soutien, pour sa générosité et pour la confiance qu'elle m'a accordée, en m'encadrant tout au long de ces années de recherche, qu'elle trouve ici toute ma gratitude et ma reconnaissance.*

*Je suis très honorée de la présence à la présidence du jury de Monsieur **CHAABI** Professeur à l'Université de Constantine.*

*Je tiens à exprimer, tout particulièrement mes remerciements à : Madame **REBIAI**, Maitre de conférence à l'Université de Constantine, Monsieur **Chikouche** Professeur à l'Université de M'sila, et Monsieur **Maayouf** Professeur à l'Université de Djelfa, qui m'ont fait l'honneur de participer au jury de ma thèse et examiner ce travail, qu'ils ont accepté d'évaluer.*

*Je tiens également à exprimer mes remerciements les plus sincères à Messieurs **C. Dumond** et **T.Devers** enseignants chercheurs au Laboratoire PRISME à Chartres de l'université d'Orléans pour m'avoir accueillie et pour l'aide qu'ils m'ont apportée.*

*Je ne peux m'empêcher de remercier l'ensemble du Staff du Laboratoire PRISME à Chartres de l'Université d'Orléans, et en particulier Mme Nadine Sagot, pour leur accueil et la chaleureuse ambiance tout au long de mon séjour à Chartres.*

*Un grand merci à Mme Misun Datyet sa famille pour son accueil, son aide et sa disponibilité.*

*Je remercie chaleureusement ma famille et mes compagnons d'études et de solitude pour leur présence dans ma vie.*

*Je tiens à remercier particulièrement tous mes enseignants, mes collègues et les responsables des instituts d'électronique des Universités de Constantine et de M'sila pour leur gentillesse et leur disponibilité.*

*Je remercie, tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin à l'élaboration et l'aboutissement de ce travail.*

Grand Merci ...

# ***TABLE DES MATIERES***

Remerciements .....	i
Table des matières .....	ii
Résumé .....	v
Abstract .....	vi
Résumé en arabe .....	vii

<b>INTRODUCTION GENERALE.....</b>	<b>1</b>
-----------------------------------	----------

## **CHAPITRE I**

### **Généralités sur les résonateurs microrubans de forme circulaire**

I.1 Résonateurs microrubans.....	6
I.1.1 Historique.....	6
I.1.2 Principales caractéristiques.....	6
I.1.2.1 Avantages et limitations des résonateurs microrubans.....	6
I.1.2.2 Applications .....	7
I.1.2.3 Structure du résonateur microruban.....	8
I.2 Fonctionnement des résonateurs microrubans.....	8
I.2.1 Différentes ondes qui existent sur les résonateurs microrubans .....	8
I.2.2 Description de la structure .....	9
I.3.3 Principe de fonctionnement.....	10
I.3 Techniques d'alimentation.....	10
I.3.1 Alimentation par ligne microruban .....	11
I.3.2 Alimentation par sonde coaxiale .....	11
I.3.3 Alimentation à travers une ouverture dans le plan de masse.....	12
I.3.4 Alimentation par couplage par proximité.....	12
I.4 Nouvelles techniques pour l'amélioration de la bande passante.....	13
I.5 Choix du matériau du résonateur microruban .....	14
I.6 Sélection du substrat.....	14
I.6.1 Caractéristiques des matériaux diélectriques.....	15
I.6.2 Anisotropie du substrat .....	17
I.7 Méthodes d'analyse.....	18

La méthode des moments.....	19
I.8 Conclusion.....	19

## CHAPITRE II

### **Analyse spectrale du résonateur microruban parfait de forme circulaire multicouche**

II.1 Introduction .....	22
II.2 Mise en équation du problème .....	22
II.2.1 Formalisme des transformées vectorielles de Hankel .....	23
II.2.2 Formulation théorique du problème .....	24
II.2.3. Détermination du tenseur .....	25
II.2.4 Formulation de l'équation intégrale du champ électrique .....	27
II.2.5 Résolution de l'équation intégrale par la méthode des moments .....	28
II.3 Calcul de la fréquence de résonance et la bande passante.....	30
II.4 Choix des fonctions de base.....	30
II.4.1 Système des fonctions de base issues du modèle de la cavité.....	31
II.4.2. Système des polynômes de Chebyshev vérifiant la condition de bord .....	32
II.5 Résultats Numériques.....	34
II.5.1 Conception d'un résonateur de forme circulaire.....	34
II.5.2 Réalisation et mesures pratiques.....	36
II.5.3 Validation des résultats.....	43
II.5.3.1 Comparaison de nos résultats numériques avec ceux de la littérature internationale...43	
II.5.3.2 Comparaison de nos résultats numériques avec les nôtres expérimentaux.....48	
II.5.3.3 Étude des différents paramètres d'un résonateur microruban circulaire.....52	
II.6 Conclusion.....	59

## CHAPITRE III

### **AMELIORATION DES PERFORMENCE DU RÉSONATEUR MICRORUBAN SUPRACONDUCTEUR DE FORME CIRCULAIRE MULTICOUCHE**

III.1 Introduction.....	62
III.2 Propriétés des supraconducteurs dans le domaine des micro-ondes.....	62

III.3 Profondeur de pénétration.....	63
III.4 Impédance de surface ( $Z_s$ ).....	64
III.5 Choix du substrat pour un résonateur supraconducteur.....	64
III.6 Formulation théorique.....	65
III.7 Résultats numériques.....	68
III.7.1 Validation des résultats.....	68
III.7.2 Fréquence de résonance d'un résonateur microruban supraconducteur.....	69
III.7.3 Résonateur microruban supraconducteur à gap d'air.....	71
II.8 Conclusion.....	73

## CHAPITRE IV

### **Étude de l'effet des paramètres de l'alimentation par ouverture sur un résonateur microruban circulaire**

IV.1 Introduction.....	75
IV.2 Alimentation par couplage EM de la structure.....	76
IV.3 Influence des différents paramètres de la structure alimentée par ouverture.....	77
IV.4 Simulation par le logiciel CST de l'influence de l'ouverture rectangulaire.....	79
IV.5 Simulation par CST de l'effet de la variation du rayon d'une ouverture de forme circulaire.....	83
IV.6 Simulation par CST de la variation du rayon intérieur $b_{ap}$ de l'ouverture annulaire.....	84
IV. 7 Choix de la forme d'ouverture lors de la réalisation d'un résonateur microruban.....	85
a. Comparaison des ouvertures rectangulaires réalisées pour différentes dimensions.....	86
b. Comparaison des ouvertures rectangulaire, circulaire et annulaire.....	87
c. Comparaison de différentes formes de l'ouverture.....	89
IV.8 Conclusion.....	92
<b>CONCLUSION GENERALE .....</b>	<b>93</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE.....</b>	<b>97</b>
<b>ANNEXE .....</b>	<b>108</b>

## Résumé

L'objectif principal de notre étude est la caractérisation d'un résonateur microruban de forme circulaire multicouche, (à patch conducteur normal et supraconducteur), et elle est basée sur la formulation de l'équation intégrale du champ électrique, pour cela une méthode est utilisée pour évaluer le tenseur spectral de Green du résonateur, tout en prenant en considération la formulation du tenseur de permittivité caractérisant les couches uni-axialement anisotrope de la structure étudiée.

Pour résoudre l'équation intégrale EFIE nous avons utilisé la méthode des moments procédure de Galerkin, pour obtenir la fréquence d'opération et la distribution des courants sur le résonateur microruban. Le problème de la fréquence de résonance est une solution non triviale de cette dernière.

Le courant du patch circulaire est calculé par l'application de deux différentes fonctions de base: Le premier type des fonctions de base est formé par le système de modes transverses magnétiques et transverses électrique d'une cavité cylindrique alors que le second type des fonctions de base consiste en des combinaisons des polynômes de Chebyshev avec condition de bord.

L'utilisation des résonateurs à base des matériaux supraconducteurs est introduite pour améliorer les caractéristiques du résonateur microruban.

Pour que les aspects théoriques de notre travail puissent être validés, une étude et des réalisations expérimentales des antennes à conducteur normal ont été effectuées dans le Laboratoire PRISME de Chartres Université d'Orléans, en plus des simulations avec le logiciel CST, en utilisant différents types d'alimentation. En particulier l'influence des différents paramètres d'une structure alimentée par couplage par ouverture a été détaillée.

**Mots clé :** résonateur microruban circulaire, supraconducteur, anisotropie uniaxiale, méthode des moments, fréquence de résonance, alimentation par ouverture.

## **Abstract**

The main of our study is the characterization of a microstrip resonator circular multilayer (for a perfectly conducting and superconducting), it is based on the formulation of the electric field integral equation EFIE for this method is used to evaluate the spectral Green tensor of the resonator, taking into consideration the formulation of the tensor permittivity characterizing layered uniaxially anisotropic structure studied.

To solve the electric field integral equation EFIE we used the method of moment procedure Galerkin, to obtain the operating frequency and distribution of currents on the microstrip resonator.

The problem of resonant frequency is a nontrivial solution of the latter. The current circular resonator is computed by applying two different functions: The first type of basis functions is formed by the system of modes transverse magnetic and transverse electric cylindrical cavity while the second type functions base consists of combinations of Chebyshev polynomials with edge condition. The use of resonators based superconducting materials is introduced to improve the characteristics of the microstrip resonator.

For the aspect theoretical of our work can be validated, a study and experimental realizations of a perfect conductor resonators were made in PRISME Laboratory in Chartres, University of Orleans, using different feeds. In particular the influence of various parameters of an aperture coupled microstrip antenna was detailed.

## ملخص

الهدف الرئيسي من هذا العمل دراسة خصائص نموذج لعنصر مشع أساسه شريط مدقق دائري الشكل متعدد الطبقات (ذو ناقل طبيعي أو فائق الناقلية). تعتمد هذه الدراسة على استخلاص نموذج رياضي ملائم و حل المعادلة التكاملية للحقل الكهربائي في مجال الطيف حسب طريقة العزوم ومنهجية جالركين. أجري حساب نظري للحصول على تواتر التجاوب المركب لهذا الهوائي، العنصر المشع مغطى بطبقة واقية.

دوال الأساس التي اخترناها لحساب التيار الكهربائي المجهول هي: جملة الأنماط (TE, TM) مستخرجة من نموذج التجويف، وجملة دوال الأساس محققة لشروط الحواف (كثير الحدود لتشبيشاف).

بهدف التحقق من صحة الجوانب النظرية لعملنا قمنا بدراسة عناصر مشعة كما تم انجازهم تجريبيا، مع دراسة مختلف أنواع التغذية، على الخصوص التغذية بفتحة اقتران.

تقارب واضح بين النتائج المحصل عليها و النتائج التطبيقية و المنشورة في المراجع. في الأخير أعطينا نتائج تطبيقية تعرضنا فيها إلى تأثير عدة معلمات خاصة بهيكل العنصر المشع: سماحية وسمك الطبقتين العازلتين، كذلك نصف قطر الشريط المدقق على وظائف الهوائي المدروس.



# *Introduction générale*

## Introduction générale

Les futures technologies pour les systèmes de télécommunication devront démontrer des potentialités très attractives en matière de miniaturisation, des pertes de réglage et de reconfiguration des circuits, sans oublier bien évidemment la fiabilité, le tout pour des coûts de fabrication toujours plus faibles. Il s'avère indispensable de concevoir des systèmes de télécommunication reconfigurables, multinormes, dans lesquels les caractéristiques pourront évoluer par le biais d'une commande électronique.

C'est dans ce contexte que s'inscrit notre travail, qui consiste à étudier les résonateurs microrubans miniaturisés. Leur première apparition était dans les années 1950, mais il a fallu attendre les années 1970 pour voir apparaître les premières réalisations qui étaient essentiellement réservées à des applications militaires, et les années 1990 pour un véritable passage au stade de l'industrialisation.

Deux atouts majeurs ont entraîné un développement très important de ce type de résonateurs : leur faible coût de réalisation, et leur capacité d'intégration. Aujourd'hui ils sont implantés dans de nombreux dispositifs électroniques et constituent le type privilégié aux fréquences microondes dans les systèmes de communication intégrés modernes. Par ailleurs ces résonateurs présentent des limites, notamment la bande passante étroite. Afin de compenser ces limitations et améliorer les performances des résonateurs microrubans, nous proposons l'utilisation d'une structure multicouche en particulier à gap d'air.

Comme l'utilisation des résonateurs à conducteur métallique classique conduit à des pertes trop élevées, nous proposons d'utiliser des matériaux supraconducteurs (les céramiques à haute température critique  $T_c$ ). En effet, un avantage essentiel du supraconducteur réside dans la réduction des pertes dans les résonateurs et les lignes d'alimentation.

En raison de sa facilité d'adaptation à la polarisation circulaire et l'utilisation dans des opérations à large bande (pour une plus petite taille de la plaque rayonnante), le résonateur circulaire microruban est plus avantageux par rapport à d'autres types. Ainsi, il est recommandé dans des applications de communications mobiles et satellitaires [1].

Contrairement aux composants basses fréquences, il est très difficile d'ajuster les caractéristiques des résonateurs microrubans une fois qu'ils sont réalisés. Par conséquent, il est nécessaire d'avoir des outils pour l'estimation de leurs caractéristiques, le meilleur outil est la CAO (conception assistée par ordinateur). Le véritable challenge dans la CAO se situe au niveau des méthodes numériques fiables qui offrent à la fois des caractéristiques exactes et un temps de calcul réduit.

Dans notre travail nous avons adopté une méthode intégrale, dans le domaine spectral pour la détermination des caractéristiques des résonateurs microrubans.

Pour compléter nos études théoriques, des réalisations de structures des résonateurs microrubans de forme circulaire ont été élaborées au sein du laboratoire PRISME de Chartres - Université d'Orléans, avec la considération de différents types d'alimentation, et en particulier l'influence combinée des différents paramètres d'une structure microruban circulaire avec son alimentation par ouverture.

Ce manuscrit de thèse est constitué de quatre chapitres:

Dans **le premier chapitre**, nous avons défini les caractéristiques des résonateurs microrubans, leur domaine d'utilisation, leurs avantages et inconvénients, ainsi que les techniques d'alimentation.

Dans **le deuxième chapitre**, les caractéristiques du résonateur microruban à conducteur parfait de forme circulaire multicouches sont étudiées. Dans le but de déterminer le tenseur spectral de Green, la fréquence de résonance complexe et la bande passante, Nous avons utilisé la technique de l'équation intégrale et la méthode des moments. Nous avons présenté les deux types de fonctions de base qui déterminent l'inconnue qui est la distribution des courants. Nous exposons ainsi les résultats numériques et expérimentaux en variant les paramètres physiques de la structure.

**Le troisième chapitre** est consacré à l'analyse du résonateur microruban supraconducteur de forme circulaire où l'impédance de surface a été considérée dans le but d'introduire l'effet de la supraconductivité, et nous avons présenté les résultats ainsi obtenus.

Le **quatrième chapitre** est une présentation de nos résultats d'une étude pratique, concernant l'influence des paramètres de la structure à résonateur microruban de forme circulaire alimentée par couplage par ouverture.

Et enfin une conclusion sur les travaux présentés.

# Chapitre I

*Généralités sur les résonateurs  
microrubans de forme circulaire*

## **I.1 Résonateurs microrubans**

### **I.1.1 Historique**

L'utilisation du câble coaxial ou les deux fils parallèles comme des lignes de transmission remonte au 19<sup>ème</sup> siècle. La réalisation des composants en radiofréquences ou en micro-ondes, en utilisant ces lignes de transmission nécessite des efforts mécaniques considérables.

L'apparition des techniques des circuits imprimés dans le milieu du 20<sup>ème</sup> siècle a conduit à la réalisation de la version imprimée de ces lignes de transmission qui pouvait être élaborée et permettre une production beaucoup plus simple de la masse des composants micro-ondes.

Avec l'image du plan de masse offrant un second conducteur, le circuit équivalent de la ligne de transmission bifilaire est connu sous le nom de microruban.

La géométrie microruban, qui rayonne des ondes électromagnétiques, a été envisagée initialement dans les années 1950. La réalisation des résonateurs compatibles avec les lignes de transmission microruban date des années 1952 (Grieg et Englemann). La première réalisation des microrubans sous forme d'une antenne imprimée, liée à la ligne microruban de transmission, a été développée en 1953 par Deschamps, et en 1955 Gutton et Baissinot ont proposé la conception du résonateur microruban [2].

L'absence de substrats de qualité suffisante, les difficultés d'ordre théorique et l'utilisation d'autres types de résonateurs ont plus ou moins freiné les premières recherches et retardé les applications de ces éléments rayonnants jusqu'au début des années soixante-dix. Depuis, ces résonateurs sont rapidement passés du stade de la curiosité technique à celui du produit industriel [3].

### **I.1.2 Principales caractéristiques**

#### **I.1.2.1 Avantages et limitations des résonateurs microrubans**

Ce type de résonateurs couvre un large domaine fréquentiel : de 100 MHz à 300 GHz. Ses principaux avantages sont [4 - 6] :

- La légèreté;
- l'encombrement réduit;
- La facilité de réalisation par la technique du circuit imprimé ;
- Le réseau d'alimentation et d'adaptation fabriqué simultanément avec le résonateur;
- Le faible coût de fabrication, production en masse possible;

- La polarisation linéaire et circulaire pour les télécommunications;
- Les résonateurs multibandes, multi-polarisations possibles.

Ces résonateurs présentent cependant quelques inconvénients qui peuvent rendre, dans certain cas, leur emploi difficile. On cite :

- Une largeur de bande réduite (de l'ordre de 0.5 à 20%);
- Un rendement moyen;
- Une modélisation théorique rigoureuse particulièrement ardue.

### **I.1.2.2 Applications**

Pour de nombreuses applications, les avantages des résonateurs microrubans l'emportent largement face à leurs limitations. Initialement, cette technologie du résonateur s'est trouvée fortement répandue dans les systèmes militaires de haute technologie, tels que : missiles, roquettes, fusées, avions et satellites...etc.

Cependant, les résonateurs microrubans sont aujourd'hui de plus en plus répandus dans le secteur commercial en raison de la réduction des coûts en matière de substrat diélectrique et de maturité des technologies de résonateurs imprimés. En effet, dans les satellites de communication, des polarisations circulaires sont requises et peuvent être réalisées à partir de plaque rayonnante de forme carrée ou bien circulaire en utilisant 1 à 2 points d'alimentation. Les systèmes mobiles utilisant ces résonateurs sont les véhicules, mais aussi les équipements de petite taille, tels que les téléphones portables, radars... etc.

On retrouve principalement ces résonateurs dans les systèmes de haute technologie suivants [3, 6]:

- Les résonateurs spatiaux et radar embarqué;
- La liaison avec des mobiles (avions, fusées, missiles, navires, véhicules routiers...);
- Les systèmes portables de radiolocalisation par satellite (GPS);
- Les résonateurs pour la téléphonie mobile (stations de base);
- Les badges et étiquettes électroniques;
- Les applicateurs biomédicaux (hyperthermie) et capteurs pour contrôle non destructif.

Enfin, les réseaux d'éléments rayonnants imprimés sont fréquemment utilisés dans les satellites de communication et bien d'autres applications, telles que les radiocommunications avec les mobiles terrestres et aériens, les télécommunications, les radars, mais aussi les capteurs miniaturisés et les applicateurs médicaux. D'autre part, avec la recherche progressive,

le développement et une utilisation plus fréquente, ces résonateurs microrubans finiront par remplacer les résonateurs conventionnels dans la plupart des applications.

### I.1.2.3 Structure du résonateur microruban

Un résonateur microruban est une ligne microbande de forme particulière. Elle se compose d'un plan de masse et d'un ou plusieurs substrats diélectriques dont la surface porte un élément métallique (habituellement de 17,5 à 35 $\mu\text{m}$  d'épaisseur en hyperfréquence et 9 $\mu\text{m}$  en millimétrique), au-dessus d'un ou plusieurs superstrats.

L'élément rayonnant peut avoir plusieurs formes (figure.I.1). Les plus simples ont la forme d'un rectangle, d'un carré, d'un disque circulaire ou encore d'un triangle.

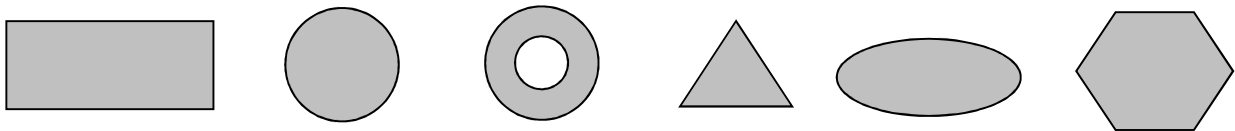


Figure I.1: Divers types d'éléments rayonnants

## I.2 Fonctionnement des résonateurs microrubans

### I.2.1 Différentes ondes propagatives par les résonateurs microrubans

Pour le réseau linéaire, on cherche à former le diagramme de rayonnement dans un seul plan. Nous avons présenté dans la figure.I.2 un schéma simplifié des différents types d'ondes qui se propagent. On distingue trois types d'onde :

- (1) Onde guidée. (2) Onde rayonnée. (3) Onde de surface.

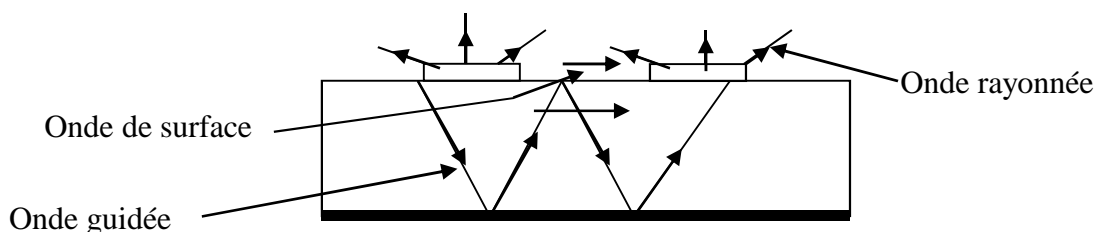


Figure I.2 : Trajectoire des rayons dans une antenne microruban



- **Onde guidée** : c'est dans le substrat que le champ électrique s'accumule et que les rayons se concentrent, plus précisément entre les deux plans conducteurs. Cela concerne la propagation du signal le long d'une ligne microruban.
- **Onde rayonnée** : au dessus du métal, dans l'air, le signal se disperse librement dans l'espace, elle contribue au rayonnement du résonateur. Le rayonnement paraît surtout être émis par le voisinage immédiat des arêtes en raison des courants de surface qui circulent surtout sur les bords.
- **Onde de surface** : certains rayons atteignent les surfaces de séparation avec une incidence rasante, et restent piégés à l'intérieur du diélectrique. Il s'agit du mécanisme de la réflexion totale, dont font usage les fibres optiques. Une onde de surface est alors guidée par le bord du diélectrique, ne contribuant pas directement au rayonnement vers le haut du résonateur. Toutefois, quand cette onde atteint le bord du substrat, elle est diffractée et génère un rayonnement parasite, et si on a un réseau composé de deux résonateurs par exemple, l'onde de surface peut créer un couplage entre les éléments du réseau [7, 8].

### I.2.2 Description de la structure

Un résonateur microruban est typiquement constitué d'une structure métallique de fine épaisseur de forme quelconque positionné sur un diélectrique métallisé sur sa face inférieure afin de réaliser le plan de masse. En général, le carré, le rectangle, le disque ou l'anneau sont les formes courantes de l'aérien. Pour répondre à certaines contraintes spécifiques de fonctionnement, comme pour la polarisation circulaire, des géométries plus complexes sont envisageables. Des solutions d'excitation pour cette structure sont possibles grâce à l'alimentation par sonde coaxiale, par ligne microruban ou par ouverture dans le plan de masse. Pour les connectiques, des problèmes apparaissent à des fréquences supérieures à 10GHz. En effet, lors de la réalisation du résonateur, la soudure et le positionnement de la sonde ne sont pas vraiment précis, par la même occasion causent des perturbations sur les performances de l'antenne, en particulier le diagramme de rayonnement.

Un autre problème, à prendre en considération durant la conception, est la présence d'un radôme, qui est un abri protecteur imperméable utilisé pour protéger un résonateur, pour certaines applications extérieures pouvant modifier le fonctionnement du résonateur.

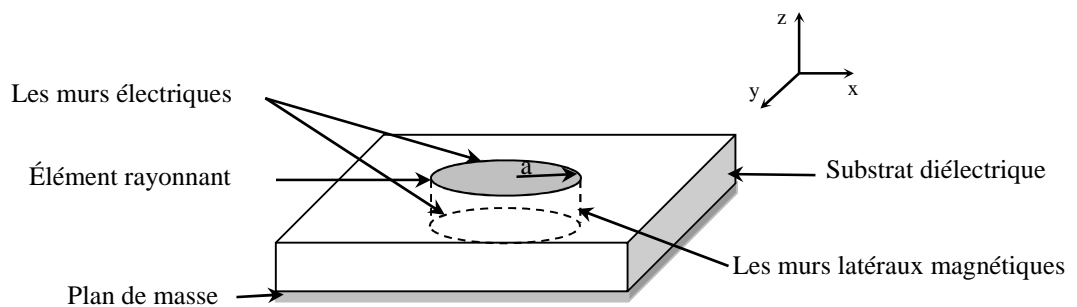
### I.2.3 Principe de fonctionnement

Pour comprendre le fonctionnement d'un résonateur microruban, il est nécessaire de connaître les champs électromagnétiques en champ proche. Lorsque la ligne d'alimentation est excitée par une source radiofréquence, une onde électromagnétique guidée entre la ligne et le plan de masse va se propager jusqu'à l'élément rayonnant (de largeur plus grande que la ligne, donc plus apte à rayonner). Une distribution de charge va s'établir sous l'élément rayonnant, et sur le plan de masse.

Pour simplifier le problème, la structure de la figure I.3 peut être assimilée à une cavité bornée par deux murs électriques (plan de masse et élément rayonnant), et de mur latéral magnétique. est accumulée selon un ensemble de fréquences modales (fréquences modales de résonance) auquel des configurations de répartition des champs sont permises, appelées modes. Ces cavités fonctionnent alors sur des modes  $TM_{nm}$ .

Pour un résonateur microruban circulaire de rayon  $a$ , avec  $c$  la célérité de la lumière dans le vide et  $\epsilon_r$  la permittivité relative du substrat diélectrique où  $\tan\delta$  : représente les pertes, les fréquences de résonance de chaque mode peuvent être calculées par [9] :

$$f_0 = \frac{\beta_{nm} c}{2\pi a \sqrt{\epsilon_r (1 - j \tan \delta)}}$$



**Figure I.3:** Modèle du résonateur microruban

### I.3 Techniques d'alimentation

À l'origine, les résonateurs microrubans ont employé une ligne d'alimentation microruban ou une alimentation coaxiale via une sonde [10, 11]. L'adaptation est souvent nécessaire entre la ligne d'excitation et résonateur, et peut être assurée par un choix convenable de la position de la ligne d'excitation sur la plaque [12].

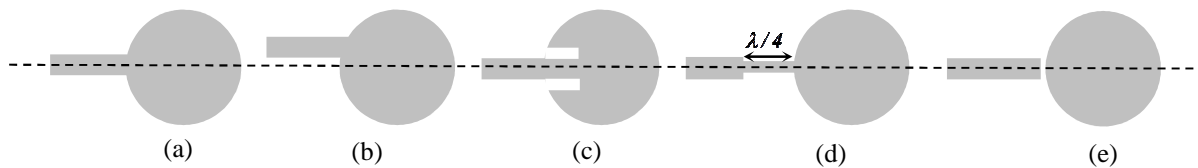
Les résonateurs microrubans peuvent être alimentés selon plusieurs méthodes, que l'on peut classer en deux catégories

- Avec contact: où l'alimentation est liée directement à la plaque rayonnante en utilisant un élément de connexion tel qu'une ligne microruban [12];
- Sans contact: où le couplage du champ électromagnétique garantit le transfert de la puissance entre la ligne microruban et l'élément rayonnant. Les quatre techniques d'alimentation les plus utilisées sont la ligne microruban, la sonde coaxiale, le couplage par ouverture et le couplage par proximité.

### I.3.1 Alimentation par ligne microruban

L'alimentation peut se faire par:

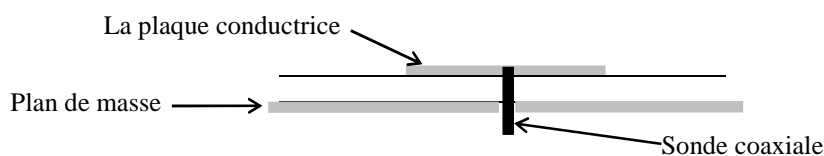
- Connexion directe avec une ligne microruban (généralement de  $50 \Omega$ ) dont le point de jonction est sur l'axe de symétrie de l'élément rayonnant (figure I.4a)
- Décalage par rapport à cet axe de symétrie (figure I.4b) ;
- Alimentation axiale avec une encoche qui permet d'avoir une meilleure adaptation d'impédance (figure I.4c).



**Figure I.4** Alimentation par une ligne microbande (a) axiale (b) décalée (c) axiale avec encoche (d) adapté par ligne quart d'onde  $\lambda/4$  (e) couplée par un écart

### I.3.2 Alimentation par sonde coaxiale

L'alimentation par sonde coaxiale est une technique très connue également et utilisée pour alimenter les résonateurs microrubans (figure I.5). Le conducteur central est connecté en un point situé sur l'axe de l'élément rayonnant et le conducteur externe relié au plan de masse. Cette alimentation est facile à mettre en œuvre et à adapter. Son rayonnement parasite est faible, et son inconvénient principal est qu'elle fournit une bande passante étroite.

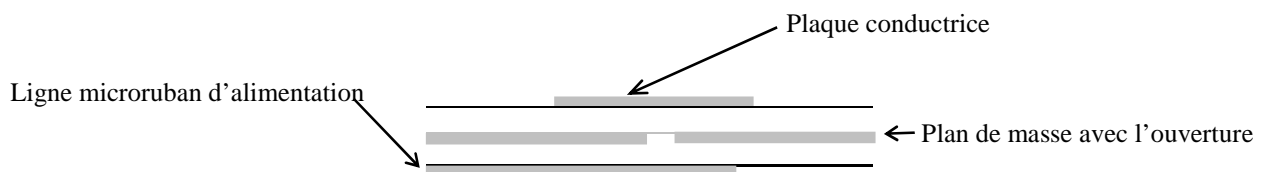


**Figure I.5** Alimentation par sonde coaxiale

### I.3.3 Alimentation à travers une ouverture dans le plan de masse

Dans ce type d'alimentation, l'élément rayonnant et la ligne microruban d'alimentation sont séparés par le plan de masse (figure I.6). Le couplage entre les deux est assuré par une fente ou une ouverture dans le plan de masse.

L'ouverture est centrée sous la plaque conductrice, la quantité de ce couplage étant déterminée par la forme, la taille et l'emplacement de l'ouverture. L'avantage de ce type d'alimentation est de minimiser le rayonnement parasite. Cependant l'inconvénient majeur de cette technique est qu'elle présente des difficultés au niveau de la fabrication.

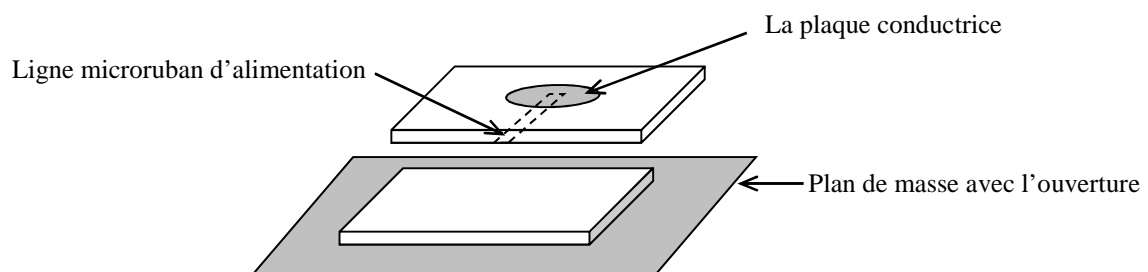


**Figure I.6** Alimentation au travers d'une ouverture dans le plan de masse

### I.3.4 Alimentation par couplage par proximité

L'alimentation couplée par proximité se fait selon un couplage électromagnétique d'une ligne microruban avec l'élément rayonnant (figure I.7). Les avantages principaux de cette alimentation sont l'élimination du rayonnement parasite et élargissement de bande passante (plus de 13%) et son inconvénient réside dans la difficulté de la mise en œuvre.

Cette technique d'alimentation fournit également des choix entre deux milieux diélectriques différents, l'un pour la plaque rayonnante et l'autre pour la ligne d'alimentation qui optimisent les performances du résonateur.



**Figure I.7** Alimentation par couplage de proximité

## I.4 Nouvelles techniques pour l'amélioration de la bande passante

Dans plusieurs cas, la largeur de bande étroite du résonateur microruban traditionnel, empêchent son utilisation dans beaucoup d'applications micro-ondes pratiques. Ainsi de grands efforts ont été fournis pour le développement et la création de techniques pour améliorer cette largeur de bande [13].

La plupart des méthodes directes utilisées pour augmenter la largeur de bande de l'élément microruban doit utiliser un substrat épais avec une constante diélectrique faible.

Mais ceci mène inévitablement à l'inconvénient de l'apparition des ondes de surface...etc.

Pour remédier à ce problème il est possible de concevoir un réseau assorti d'impédance (antennes planaires) pour augmenter la largeur de bande. Ainsi des largeurs de bande de 9%-12% [14], et de 15% [15], ont été obtenues de cette manière pour les éléments alimentés par sonde et par une ligne microruban, une largeur de bande de 13% a été réalisée pour un résonateur couplé par proximité [16].

Une des meilleures manières d'augmenter la largeur de bande est d'utiliser deux résonateurs empilés : le premier supérieur est couplé par proximité au second inférieur, qui peut être alimenté par n'importe laquelle des méthodes citées ci-dessus ; Des largeurs de bande de 10%-20% ont été réalisées avec des résonateurs empilés, alimentés via une sonde, [17 - 19], et des largeurs de bande de 18%-23% ont été réalisées avec des résonateurs empilés couplés par ouverture [20, 21].

La dernière méthode qu'on va citer permet d'obtenir des largeurs de bande au-dessus de 20% et ceci en rallongeant la fente d'accouplement d'un résonateur microruban couplé par ouverture simple [22, 23].

L'autre alternative développée pour dépasser cette limitation est de mettre en réseau plusieurs antennes employant des éléments couplés par proximité [24, 25] qui ont l'avantage d'augmenter la bande passante et de réduire relativement les faux rayonnements, ou en utilisant des résonateurs couplés par ouverture [26], qui minimisent encore plus les faux rayonnements puisque les lignes d'alimentation sont protégées par le plan de masse.

Chacune de ces méthodes, faisant partie des techniques développées pour augmenter la largeur de bande du résonateur microruban, a ses propres avantages et inconvénients, donc le choix de l'une ou de l'autre dépend essentiellement de l'application désirée.

## I.5 Choix du matériau du résonateur microruban

Les matériaux peuvent alors être classés suivant leur susceptibilité et leurs variations en fonction de différents facteurs physiques. Lors du passage de l'onde dans le résonateur, le conducteur qui représente l'élément rayonnant s'échauffe et la chaleur est alors dissipée par effet Joule. Pour un métal normal (cuivre), l'impédance de surface est définie comme le rapport des composantes parallèles des champs électrique et magnétique, et liée à la conductivité par :

$$Z_s = \frac{E_t}{H_t} = \sqrt{\frac{i\omega\mu_0}{\sigma}} \quad (\text{I.1})$$

A partir de la formule ci-dessus, l'impédance tend vers 0 lorsque  $\omega$  tend vers 0 (basses fréquences). Dans le cas des hautes fréquences, la résistance de surface augmente, conduisant à une puissance dissipée par unité de surface donnée par:

$$P = \frac{1}{2} R_s H_t^2 \quad (\text{I.2})$$

Afin de diminuer la puissance dissipée ou bien les pertes métalliques dans les dispositifs hyperfréquences, plusieurs auteurs ont proposé d'utiliser des supraconducteurs et particulièrement des céramiques à haute température critique  $T_c$  [27].

## I.6 Sélection du substrat

Le substrat joue un rôle primordial dans la fabrication des résonateurs microrubans. Ces derniers possédant aussi des qualités en tant que métaux, leurs propriétés électromagnétiques sont caractérisées essentiellement par trois grandeurs physiques: conductivité, constante diélectrique relative et angle de perte.

Il doit répondre à certaines exigences, en particulier :

- La conservation de la forme originale;
- La stabilité en température (pour soudure) et aux conditions atmosphérique;
- L'uniformité de la permittivité relative et de la hauteur (sur de grandes plaques);
- De faible pertes diélectriques ( $\tan(\delta) \leq 3.10^{-3}$ ) pour une meilleure efficacité;
- Une résistance aux produits chimiques (pour la phase de photolithographie);

- Une faible rugosité;
- Une facilité d'usinage.

En effet, ce choix est très important car il affecte les différentes caractéristiques non négligeables des résonateurs microrubans. Il faut donc choisir un substrat diélectrique convenable d'épaisseur  $h$  et de permittivité relative  $\epsilon_r$  appropriée. Généralement, on utilise des substrats de permittivité faible pour ainsi permettre un bon rayonnement du résonateur. Les substrats de permittivité relative inférieure à 3 sont privilégiés à moins qu'un résonateur de petite taille soit désiré. Une faible valeur de  $\epsilon_r$  améliorera le rayonnement et la largeur de bande passante.

Le choix d'un épais substrat, en outre mécaniquement résistant, augmentera la puissance de rayonnement, la largeur de bande, la directivité et le gain, et réduira les pertes dans le conducteur. Cependant, cela présentera certains inconvénients, à savoir une augmentation du poids, des pertes dans le diélectrique et dans la surface d'onde.

### I.6.1 Caractéristiques des matériaux diélectriques

Un grand nombre de substrats diélectriques est disponible pour les différentes applications, et se divisent en différentes catégories [12, 28] :

- *Les matériaux ferromagnétiques* : comprenant les substrats ferrites et Yttrium-IronGarnet (YIG). L'effet gyromagnétique est mis à profit pour concevoir des circulateurs, des isolateurs ou encore des résonateurs microrubans rayonnants naturellement une onde en polarisation circulaire. Ce sont des matériaux anisotropes à forte permittivité relative (de 9 à 16) et à faibles pertes diélectrique ;

- *Les matériaux céramiques* : Comme le Saphir, l'oxyde de Beryllium (BeO), le Rubile (TiO<sub>2</sub>), ils sont couramment employés pour les circuits microrubans, dont le plus répandu est sans doute l'alumine (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) avec une permittivité relative entre 11 et 10. D'un point de vue mécanique, ces substrats disposent généralement d'excellentes qualités de surface et une bonne rigidité, mais ils sont cassables et donc fragiles et présentent de faibles pertes ( $\tan\delta < 10^{-3}$ ). Leurs permittivités sont pour la plupart élevées ;

- *Les matériaux semi-conducteurs* : Tels que: Arséniure de Gallium (GaAs) ou Silicium (Si) permettent couramment la fabrication des circuits M.M.I.C. La surface disponible, généralement réduite pour réaliser des résonateurs destinés à des applications dans le domaine millimétrique ;

- **Les matériaux synthétiques** : La plupart de ces matériaux possèdent d'excellentes propriétés électriques, faible permittivité relative (2 à 3) avec de faibles pertes ( $\text{tg}(\delta) \approx 0,003$ ). Parmi eux, on trouve : le polyéthylène, le polyester, le polytétrafluorethylène (PTFE ou Verre Téflon), le polyméthilméthacrylate (PPMA ou plexiglass). Ses avantages et son coût modéré font que le Téflon (TLX et TLY) est beaucoup utilisé ;

- **Les matériaux photoniques** : Depuis le début des années soixante, un nouveau type de matériaux, les cristaux photoniques (matériaux à permittivité périodique) ont fait l'objet d'une grande effervescence dans le monde scientifique. La grande majorité des recherches portant sur ces matériaux a été effectuée par des physiciens dans le cadre d'études de dispositifs optiques. Actuellement, les chercheurs s'intéressent à une application dans le domaine des microondes. Il s'agit de concevoir une antenne imprimée sur une cavité constituée par des matériaux photoniques, ces derniers peuvent réduire les ondes de surface ;

- **Les matériaux chiraux** : Les propriétés de chiralité ou de bi-isotropie que possèdent certains matériaux, notamment dans le domaine des microondes et de l'optique, font depuis plusieurs années l'objet d'intenses recherches. A. Bossavit prédit qu'on peut construire des matériaux chiraux en incluant périodiquement dans une matrice de matériau diélectrique des inclusions de matériau fortement conducteur. Le comportement souhaité s'obtient alors à la limite  $\varepsilon_r \rightarrow 0$  où  $\varepsilon_r$  désigne la taille de la cellule de périodicité. Un des points clé pour aboutir au comportement chiral est que la conductivité des inclusions doit être telle que la profondeur de peau dans ces matériaux est de l'ordre de  $\varepsilon_r$ . A. Bossavit a proposé une loi de comportement équivalente à l'aide de techniques formelles à base de développement de Taylor locaux.

- **Les matériaux T.M.M** (ThermosetMicrowaveMaterial) : Ces matériaux constitués de résines chargées de différents composants céramiques, génèrent une gamme de substrats TMM-3, TMM-4, TMM-6, TMM-10 de faibles pertes ( $\text{tg}\delta < 0,0018$ ) pour des permittivités respectivement égales à 3.25 , 4.5 , 6.5 , 9.8. Rigides et moins cassants que les céramiques, ils conservent leurs dimensions et leurs permittivités à des températures élevées. - Les matériaux RO3000: Ces matériaux sont de permittivité relative stable en température et en fréquence. Ils sont fabriqués par ajout de poudre céramique au Téflon et peuvent être utilisés à haute fréquence ( $> 30$  GHz);

- **Les matériaux composites** : Obtenus en combinant les qualités radioélectriques et mécaniques d'un substrat. En ajoutant aux matériaux plastiques de la fibre de verre (cas du DUROID 5870, TLC et ARLON 320) ou de la poudre de céramique (ARLON 340), les



propriétés mécaniques sont améliorées et l'on peut, suivant le dosage, ajuster la permittivité. Des produits comme le DUROID sont couramment utilisés pour réaliser des résonateurs microrubans;

- *Les matériaux RO3000* : (ajout de poudre de céramique au Téflon), de permittivité relative stable en température et en fréquence, peuvent être utilisés pour des applications au-delà de 30 GHz ;

- *Les matériaux RO4000* : (ajout de poudre de céramique à des trames de verre), ont des propriétés électriques stables en température et sur une large bande de fréquences, et de faible coût de fabrication (sur la même base que le verre époxy);

- *Les verres Téflon METCLAD* : ont une surface cuivrée finement laminée: Ils conservent donc les avantages du verre Téflon. Des épaisseurs de métallisation variables (de 5 à 105  $\mu\text{m}$ ) sont disponibles. Ils bénéficient d'une amélioration de l'état de surface, ce qui permet l'avantage de réduire le phénomène de sous gravure qui apparaît lors de la réalisation de circuit imprimé et qui peut être pénalisant aux fréquences millimétriques (car les lignes microrubans ont une très faible largeur). La permittivité de ces matériaux varie de 2.17 à 3.2 et les pertes diélectriques de 0.0013 à 0.0025 (MY1, MY2...MX1, MX2...). Grâce à ces avantages, le MY2 tend de nos jours à remplacer le RT-DUROID 5880 ;

- *Les mousses fabriquées par ROHACELL* : Ce sont des mousses synthétiques dont la valeur de leur constante diélectrique est très proche de celle de l'air ( $\epsilon_r=1.07$ ); elles peuvent être utilisés comme substituant au matériau "air" pour rigidifier la structure.

### I.6.2 Anisotropie du substrat

L'anisotropie est définie comme étant la dépendance de la constante diélectrique du substrat sur l'orientation du champ électrique appliqué. Pour obtenir les propriétés électriques et mécaniques nécessaires, des matériaux de remplissage appropriés sont généralement ajoutés pendant le processus de la fabrication du substrat. Ces remplisseurs ont une tendance à supposer les orientations préférées. Ceci peut mener aux effets d'anisotropies à quelques substrats pratiques, comme le Saphir et le PTFE [12, 28].

Certaines substances présentent une anisotropie diélectrique en raison de leurs structures cristallines naturelles ou à la suite de leur processus de production. Les substances isotropes peuvent également présenter une anisotropie pour les hautes fréquences.

Dans la conception de circuits intégrés micro-ondes (composants et résonateurs microrubans) les substances anisotropes ont été de plus en plus populaires en raison de la disponibilité [1, 29,30]: comme le saphir, le magnésium fluorure et epsilam-10.

Les caractéristiques des substrats précités sont issues des catalogues des fabricants dont les valeurs sont généralement fournies à 10GHz. Il convient donc, pour des applications 40GHz, soit d'extrapoler ces valeurs de manière très approximative, soit de caractériser les matériaux pour une connaissance précise.

## I.7 Méthodes d'analyse

Le premier modèle présenté pour donner des valeurs approximatives des caractéristiques du résonateur microruban est le modèle de la ligne de transmission TLM, introduit par Munson [31, 32].

Ce modèle est considéré comme le plus simple, l'inconnu à déterminer étant la constante de propagation. Les pertes par rayonnement sont incluses dans le coefficient d'atténuation de la constante de propagation. Cependant, cette technique ne rend pas compte des effets des modes d'ordre supérieur.

À la fin des années 1970 Lo et al. ont développé le modèle de la cavité qui est plus précis que le modèle de la ligne de transmission [32,33].

Dans ce modèle la structure du résonateur microruban peut être assimilée à une cavité limitée en haut par une plaque conductrice, en bas par un plan de masse et entourée par une surface latérale.

Ces méthodes prennent en compte au départ la nature des phénomènes physiques, ce qui permet d'effectuer des approximations donnant naissance à des modélisations. Elles présentent un avantage d'adaptabilité à des structures très variées.

Mais, bien que ces méthodes permettent un calcul numérique rapide et une interprétation physique possible, elles ont l'inconvénient d'être approximatives. C'est pourquoi elles sont limitées à des formes géométriques simples et à des épaisseurs de substrat faibles.

Dans les années 1980, la méthode des moments (MoM) était la plus utilisée dans l'analyse numérique. Elle est assez efficace mais fait appel à des formulations plus complexes et à un temps de calcul plus important.

Durant les années 1990, et avec l'amélioration des ordinateurs, d'autres méthodes numériques sont apparues tels que : Méthode des différences finies dans le domaine temporelle (FDTD), Méthode des éléments finies (FEM), et Méthode spectrale (SDA).

Ces méthodes ne souffrent d'aucune approximation, et s'avèrent être très rigoureuses, puisque aucune supposition initiale n'est considérée. En outre, ces méthodes permettent d'étudier des résonateurs de formes très variés impliquant un temps de calcul plus conséquent.

- **La méthode des moments**

La méthode des moments est une technique numérique qui permet de résoudre efficacement le système d'équations intégrales en le transformant en un système matriciel. Elle est basée sur le critère de nullité d'une fonction constituée à partir d'une intégrale des résidus, générée par la différence entre la solution approximative (fonction d'essai) et la solution exacte, pondérée par des fonctions de poids (fonctions de test). La fonction d'essai est exprimée sous forme de série de fonctions de base connues dont les coefficients de pondération sont déterminés en résolvant le système linéaire. Cette équation fonctionnelle peut être transformée en un système d'équations algébriques en développant les vecteurs densités de courant sous la forme de série de fonctions de base. La détermination de la solution se réduit donc à celle des coefficients inconnus des fonctions de base. Les fonctions d'essai doivent converger vers la solution exacte lorsque les nombres  $N$  et  $M$  des fonctions de base tendent vers l'infini. Pour un nombre fini de fonctions de base, il en résulte une erreur résiduelle définie comme étant la différence entre la solution exacte et la fonction d'essai. Le système d'équations linéaires de la méthode des moments correspond au cas où la fonctionnelle définie par l'erreur résiduelle est rendue orthogonale à l'espace des fonctions de test. Il en résulte que plus cette fonction est orthogonale à des fonctions de test, on aura une meilleure approximation. Le cas particulier où les fonctions de base sont identiques aux fonctions de test correspond à la méthode de Galerkin. Pour appliquer cette méthode aux structures, on utilise la procédure de résolution par la méthode des moments des fonctions de bases partielles. Autrement dit, chaque région de gravures et d'ouvertures est maillée en sous régions finies, lesquelles constituent les supports des fonctions de bases partielles. Ces fonctions de base sont nulles en dehors de leurs sous régions. Le système des équations linéaires à résoudre peut s'écrire pour tout type de maillage sous une forme matricielle. Dans notre travail, seul sera traité le modèle électromagnétique qui inclue les équations intégrales et la méthode des moments.

## **I.8 Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résonateurs microrubans de forme circulaire, les différentes méthodes d'alimentation, ainsi que les différents matériaux et substrats utilisés. Nous avons également cité les avantages et les inconvénients, les principales contraintes imposées à la réalisation de ces structures d'alimentation et leurs applications. Ainsi nous avons présenté les méthodes d'analyse utilisées pour traiter ce genre de résonateur, en se

basant sur les modèles électromagnétiques notamment par l'utilisation de la méthode des moments.

Bien que les résonateurs microrubans présentent des géométries simples, cependant ils exigent une étude approfondie, dont les différentes méthodes d'analyse bénéficient des développements théoriques importants de conception et de simulation.

# Chapitre II

*Analyse spectrale du résonateur  
microruban parfait de forme circulaire  
multicouche*

## II.1 Introduction

À cause de la bande passante étroite qui caractérise les résonateurs microrubans, il est très important de déterminer avec exactitude la fréquence de résonance pour un bon fonctionnement de la structure considérée.

Le problème de la fréquence de résonance complexe d'un résonateur de forme circulaire est formulé en terme d'une équation intégrale, dans le domaine de Hankel, en utilisant la méthode des moments via la procédure de Galerkin, qui a été considérée comme un moyen de résolution de l'équation intégrale du champ électrique (EFIE). Elle donne l'inconnue qui est la distribution des courants électriques sur la plaque rayonnante, à partir de laquelle tous les paramètres caractéristiques du résonateur seront définis: la fréquence de résonance, comme solution de l'équation caractéristique, la bande passante et le facteur de qualité sont directement déduits. L'utilisation de deux types de fonctions de base : Système des fonctions de base issues du modèle simple de la cavité, et le système des polynômes de Chebyshev avec condition de bord [34] a permis d'obtenir des résultats numériques avec une bonne convergence. Dans ce chapitre nous avons validé ces résultats avec ceux théoriques et expérimentales dans la littérature internationale, ainsi qu'avec les nôtres expérimentaux, obtenus lors de réalisations et mesures effectuées au laboratoire PRISME de Chartres - Université d'Orléans.

## II.2 Mise en équation du problème

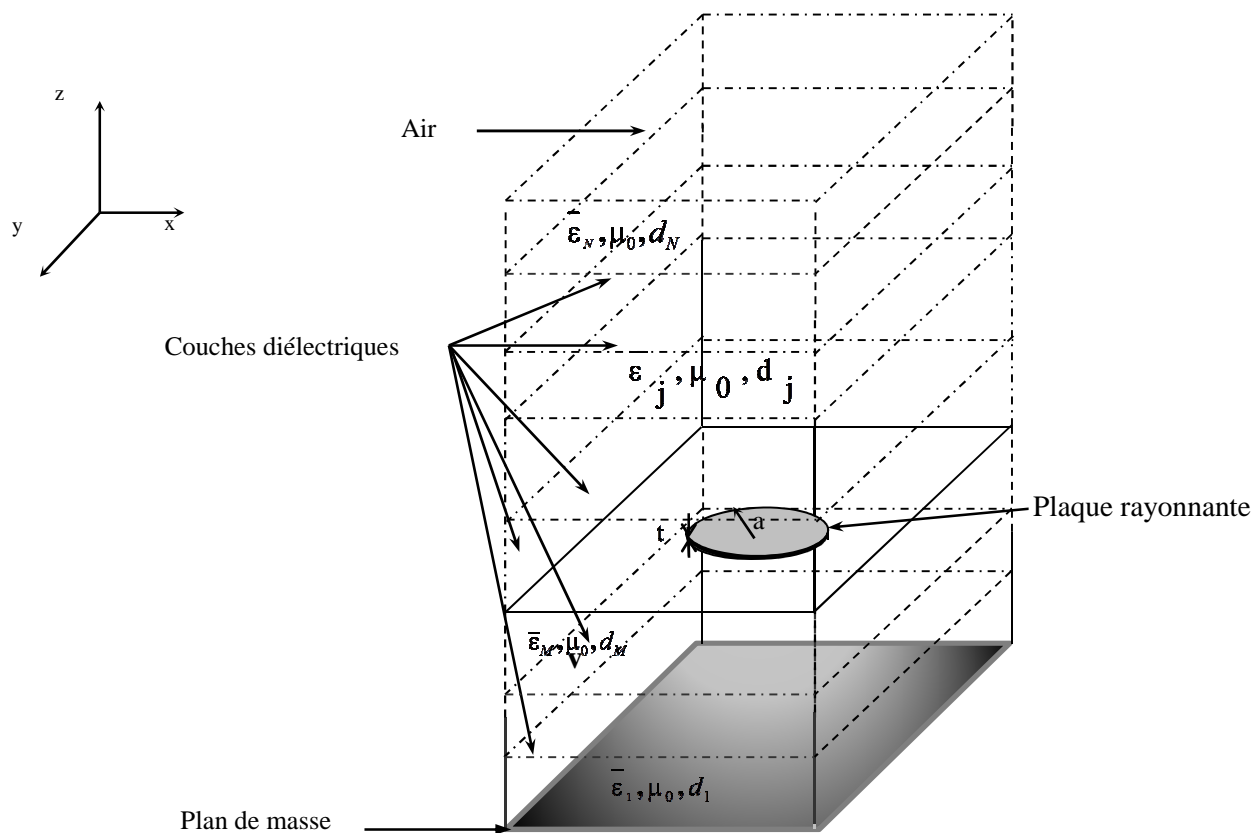
La structure du résonateur microruban est présentée par la figure II.1. Elle est constituée de N couches diélectriques uniaxialement anisotropes d'épaisseur  $d_j$  caractérisées par le tenseur de permittivité :

$$\bar{\epsilon}_j = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{jt} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{jt} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{jz} \end{bmatrix}$$

Le demi-espace  $z$  situé au-dessus du dernier diélectrique est de l'air ( $\epsilon_0, \mu_0$ ); la face inférieure est entièrement métallisée : c'est le plan de masse.

L'élément rayonnant de forme circulaire imprimé dans l'interface  $Z = Z_M$  d'épaisseur de l'ordre de 25 à 50  $\mu m$ , est nettement supérieure à la profondeur de pénétration du signal (pour le cuivre, 6  $\mu m$  à 100 MHz ; 0,6  $\mu m$  à 10 GHz). Cette épaisseur est négligeable par rapport aux dimensions transversales de la plaque: théoriquement, nous pouvons donc supposer une épaisseur nulle, et remplacer le conducteur par des courants et des charges de surface.

Nous supposons également que tous les milieux considérés dans notre recherche sont non-magnétiques et tels que :  $\mu = \mu_0$ .



**Figure II.1** Structure d'un résonateur microruban circulaire multicouche

### II.2.1. Formalisme des transformées vectorielles de Hankel

Divers types de transformées vectorielles et usuelles sont utilisées selon la géométrie de la plaque conductrice, on cite les transformées usuelles et vectorielles de Fourier, transformée vectorielles de Mathieu, cylindriques-Fourier et usuelles et vectorielles de Hankel [35, 36]. Le formalisme des transformées vectorielles de Hankel permet de formuler le problème de la géométrie circulaire. La paire des transformées vectorielles de Hankel est donc donnée par les relations suivantes [38] :

$$a_n(\rho) = \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \overline{\mathbf{H}}_n(k_{\rho} \rho) \cdot A_n(k_{\rho}) \quad (\text{II.1})$$

$$A_n(k_{\rho}) = \int_0^{\infty} d_{\rho} \rho \overline{\mathbf{H}}_n(k_{\rho} \rho) \cdot a_n(\rho) \quad (\text{II.2})$$

où :  $a_n$  et  $A_n$  sont des vecteurs à deux composantes.

$\bar{\mathbf{H}}_n(k_\rho \rho)$  : Noyau des transformées vectorielles de Hankel, qui s'exprime par la matrice :

$$\bar{\mathbf{H}}_n(k_\rho \rho) = \begin{bmatrix} J_n(k_\rho \rho) & \frac{-in}{k_\rho \rho} J_n(k_\rho \rho) \\ \frac{in}{k_\rho \rho} J_n(k_\rho \rho) & j_n(k_\rho \rho) \end{bmatrix}$$

avec :

$J_n(k_\rho \rho)$  : Fonction de Bessel de première espèce d'ordre  $n$  et d'argument  $(k_\rho \rho)$  ;

$j_n(k_\rho \rho)$  : Dérivé de la fonction de Bessel par rapport à l'argument ;

$k_\rho$  : Nombre d'onde transverse.

### II.2.2. Formulation théorique du problème

En premier lieu, notre travail consiste à déterminer la fonction tensorielle spectrale de green, relative à la structure représentée en Figure II.1.

Ensuite nous formulerons l'équation intégrale du champ électrique (EFIE) basée sur une étude aux frontières des grandeurs électromagnétiques de la structure considérée, où les inconnues seront les courants électriques sur la plaque conductrice, pour en arriver à l'application de la méthode des moments et de la procédure de Galerkin afin de discrétiser l'équation intégrale obtenue.

Partant des équations de Maxwell dans le domaine spectral, les composantes transverses du champ électromagnétique dans les différentes couches sont obtenues en utilisant une formulation par les transformées vectorielles de Hankel :

$$\mathbf{E}(r) = \begin{bmatrix} E_\rho(r) \\ E_\phi(r) \end{bmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\phi} \int_0^{\infty} dk_\rho k_\rho \bar{\mathbf{H}}_n(k_\rho \rho) \cdot \mathbf{e}_n(k_\rho, z) \quad (\text{II.3})$$

$$\mathbf{H}(r) = \begin{bmatrix} -H_\phi(r) \\ H_\rho(r) \end{bmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\phi} \int_0^{\infty} dk_\rho k_\rho \bar{\mathbf{H}}_n(k_\rho \rho) \cdot \mathbf{h}_n(k_\rho, z) \quad (\text{II.4})$$

où

$$\mathbf{e}_n(\mathbf{k}_\rho, z) = e^{-i\bar{\mathbf{k}}_{jz} z} \cdot \mathbf{A}_{jn}(\mathbf{k}_\rho) + e^{i\bar{\mathbf{k}}_{jz} z} \cdot \mathbf{B}_{jn}(\mathbf{k}_\rho) \quad (\text{II.5})$$



$$\mathbf{h}_n(\mathbf{k}_\rho, z) = \bar{g}_j(\mathbf{k}_\rho) \cdot \left[ e^{-i\bar{\mathbf{k}}_{jz}z} \cdot \mathbf{A}_{jn}(\mathbf{k}_\rho) - e^{i\bar{\mathbf{k}}_{jz}z} \cdot \mathbf{B}_{jn}(\mathbf{k}_\rho) \right] \quad (\text{II.6})$$

$\mathbf{A}_{jn}$  et  $\mathbf{B}_{jn}$  sont deux vecteurs inconnus.

et

$$\bar{\mathbf{k}}_{jz} = \text{diag} \begin{bmatrix} k_{jz}^e & 0 \\ 0 & k_{jz}^h \end{bmatrix} \quad (\text{II.7})$$

$k_{jz}^e$  et  $k_{jz}^h$  sont respectivement les constantes de propagation des ondes TM et TE dans la  $j^{\text{ème}}$  couche :

$$k_{jz}^e = \left( \epsilon_{jt} k_0^2 - \frac{\epsilon_{jt}}{\epsilon_{jz}} k_\rho^2 \right)^{\frac{1}{2}} ; k_{jz}^h = \left( \epsilon_{jt} k_0^2 - k_\rho^2 \right)^{\frac{1}{2}} ; k_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \quad (\text{II.8})$$

$\bar{g}_j(\mathbf{k}_\rho)$  : représente l'admittance caractéristique des modes (TM,TE) dans les diélectriques.

$$\bar{\mathbf{g}}_j(\mathbf{k}_\rho) = \begin{bmatrix} \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_{jt}}{k_{jz}^e} & 0 \\ 0 & \frac{k_{jz}^h}{\omega \mu_0} \end{bmatrix} \quad (\text{II.9})$$

### II.2.3. Détermination du tenseur

En tenant compte des conditions aux limites et par élimination des inconnus  $\mathbf{A}_{jn}$  et  $\mathbf{B}_{jn}$  dans (II.5) et (II.6), nous pouvons exprimer la relation liant les composantes  $\mathbf{e}_n$  et  $\mathbf{h}_n$  sur les deux interfaces  $z = z_{j-1}$  et  $z = z_j$  par les expressions suivantes :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{e}_n(\mathbf{k}_\rho, z_j^-) \\ \mathbf{h}_n(\mathbf{k}_\rho, z_j^-) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{T}}_j \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{e}_n(\mathbf{k}_\rho, z_{j-1}^+) \\ \mathbf{h}_n(\mathbf{k}_\rho, z_{j-1}^+) \end{bmatrix} \quad (\text{II.10})$$

avec

$$\bar{\mathbf{T}}_j = \begin{bmatrix} \bar{\mathbf{I}} \cos \theta_j & -i\bar{\mathbf{g}}_j^{-1} \sin \theta_j \\ -i\bar{\mathbf{g}}_j \sin \theta_j & \bar{\mathbf{I}} \cos \theta_j \end{bmatrix}; \theta_j = k_{jz} d_j \quad (\text{II.11})$$

Et  $\bar{\mathbf{I}}$  étant une matrice unitaire d'ordre (2x2).

Par ailleurs, la discontinuité du champ magnétique causée par les courants surfaciques existant sur la plaque conductrice nous permet d'écrire les équations de continuité pour les composantes tangentielles du champ :

$$\mathbf{e}_n(k_\rho, z_j^+) = \mathbf{e}_n(k_\rho, z_j^-); j = 1, \dots, N \quad (\text{II.12})$$

$$\mathbf{h}_n(k_\rho, z_j^+) = \mathbf{h}_n(k_\rho, z_j^-) + \delta_{jM} \mathbf{K}_n(k_\rho); j = 1, \dots, N \quad (\text{II.13})$$

$$\text{où } \delta_{jM} = \begin{cases} -1 & \text{pour } j = M \\ 0 & \text{autrement} \end{cases} \quad (\text{II.14})$$

et  $\mathbf{K}_n(k_\rho)$  est la transformée vectorielle de Hankel du courant  $\boldsymbol{\kappa}_n(\rho)$  sur la plaque rayonnante circulaire. En remplaçant (II.12) et (II.13) dans (II.10) on obtient :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{e}_n(k_\rho, z_M^-) \\ \mathbf{h}_n(k_\rho, z_M^-) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I \\ \prod_{j=M} \bar{\mathbf{T}}_j \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{e}_n(k_\rho, 0) \\ \mathbf{h}_n(k_\rho, 0) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 \\ \mathbf{k}_n(k_\rho) \end{bmatrix} \quad (\text{II.15})$$

$$\begin{bmatrix} \mathbf{e}_n(k_\rho, z_N^+) \\ \mathbf{h}_n(k_\rho, z_N^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M+1 \\ \prod_{j=N} \bar{\mathbf{T}}_j \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{e}_n(k_\rho, z_M^+) \\ \mathbf{h}_n(k_\rho, z_M^+) \end{bmatrix} \quad (\text{II.16})$$

On peut mettre pour simplification :

$$\begin{bmatrix} I \\ \prod_{j=M} \bar{\mathbf{T}}_j \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{\Gamma}}_< = \begin{bmatrix} (\Gamma_<)^{EE} & (\Gamma_<)^{EH} \\ (\Gamma_<)^{HE} & (\Gamma_<)^{HH} \end{bmatrix} \quad (\text{II.17})$$

et

$$\begin{bmatrix} M+1 \\ \prod_{j=N} \bar{\mathbf{T}}_j \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{\Gamma}}_> = \begin{bmatrix} (\Gamma_>)^{EE} & (\Gamma_>)^{EH} \\ (\Gamma_>)^{HE} & (\Gamma_>)^{HH} \end{bmatrix} \quad (\text{II.18})$$

La condition du champ électrique tangentiel nul sur un métal (plan de masse) nous permet d'écrire :

$$\mathbf{e}_n(k_\rho, 0) = 0 \quad (\text{II.19})$$

Alors que la condition du rayonnement dans l'air libre impose l'équation suivante :

$$\mathbf{e}_n(k_\rho, z_N^+) = \bar{\mathbf{g}}_0 \cdot \mathbf{h}_n(k_\rho, z_N^+) \quad (\text{II.20})$$

$\bar{\mathbf{g}}_0$  : peut être obtenue à partir de l'équation (II.9) en remplaçant  $\varepsilon_{ij} = I$

En combinant les équations (II.15), (II.16), (II.19) et (II.20) on obtient la relation liant le courant sur l'élément rayonnant et la composante tangentielle du champ électrique :

$$\mathbf{e}_n(k_\rho, z_M) = \bar{\mathbf{G}}(k_\rho) \cdot \mathbf{K}_n(k_\rho) \quad (\text{II.21})$$

où  $\bar{\mathbf{G}}(k_\rho)$  est le tenseur spectral de Green, donné par :

$$\bar{\mathbf{G}}(k_\rho) = \text{diag}[\mathbf{G}^e, \mathbf{G}^h] = (\bar{\Gamma}_<)^{EH} \cdot \left[ \bar{\mathbf{g}}_0 \cdot (\bar{\Gamma}_>)^{EH} - (\bar{\Gamma}_>)^{HH} \right] \cdot \left[ \bar{\mathbf{g}}_0 \cdot (\bar{\Gamma})^{EH} - (\bar{\Gamma})^{HH} \right]^{-1} \quad (\text{II.22})$$

$$\text{avec} \quad \bar{\Gamma} = \bar{\Gamma}_> \cdot \bar{\Gamma}_< = \begin{bmatrix} \bar{\Gamma}^{EE} & \bar{\Gamma}^{EH} \\ \bar{\Gamma}^{HE} & \bar{\Gamma}^{HH} \end{bmatrix} \quad (\text{II.23})$$

La fonction dyadique (tensorielle) de Green spécifie la relation qui existe entre la source du champ, c'est-à-dire le courant de surface qui circule sur la plaque rayonnante, et le champ électrique qui en résulte. Le principe de superposition permet d'exprimer dans un système linéaire le champ résultant d'une distribution d'un courant de surface (équation II.19) existant sur le conducteur [38]. Elle contient tous les renseignements concernant la structure étudiée. Cette fonction tient compte aussi de l'effet des ondes de surface, les pertes par diélectrique sont incluses en prenant des valeurs complexes pour les permittivités. La forme de la plaque rayonnante sera considérée lors de la résolution par une méthode numérique.

#### II.2.4 Formulation de l'équation intégrale du champ électrique

Dans le domaine spectral et en représentation (TM, TE) le champ électrique tangentiel  $\mathbf{e}_n$  sur l'interface du disque est lié au courant  $\mathbf{K}_n$  (équation (II.21)) ; Et du moment que le champ électrique tangentiel est nul sur un conducteur métallique parfait (condition aux

limites), donc les équations intégrales pour la  $n^{\text{ième}}$  harmonique du champ et du courant électrique dans la représentation (TM, TE) d'un disque circulaire sont [35] :

$$\mathbf{e}_n(\rho) = \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \overline{\mathbf{H}}_n(k_{\rho}, \rho) \cdot \overline{\mathbf{G}}(k_{\rho}) \cdot \mathbf{K}_n(k_{\rho}) = 0 \quad \rho < a \quad (\text{II.24})$$

$$\mathbf{\kappa}_n(\rho) = \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \overline{\mathbf{H}}_n(k_{\rho}, \rho) \cdot \mathbf{K}_n(k_{\rho}) = 0 \quad \rho > a \quad (\text{II.25})$$

### II.2.6 Résolution de l'équation intégrale par la méthode des moments via la procédure de Galerkin

Après le calcul de la fonction de Green, il est relativement simple de formuler la solution par la méthode des moments (MOM), afin de déterminer les caractéristiques du résonateur en termes de la solution obtenue. Cette méthode consiste à transformer l'équation intégrale en une équation algébrique matricielle qui peut être facilement résolue par les méthodes numériques. La méthode des moments est la technique numérique la plus utilisée dans le domaine électromagnétique [39]. La procédure de Galerkin, qui est un cas particulier de la méthode des moments, est implémentée dans le domaine spectral pour réduire le système des équations intégrales (II.24) et (II.25) à une équation matricielle.

Le courant surfacique sur la plaque conductrice est développé en une série finie de fonctions de base connues. Où  $a_{nm}$  et  $b_{np}$  sont les coefficients du développement modal

$$\mathbf{\kappa}_n(\rho) = \sum_{m=1}^M a_{nm} \mathbf{\kappa}_{nm}(\rho) + \sum_{p=1}^P b_{np} \mathbf{f}_{np}(\rho) \quad (\text{II.26})$$

Nous remplaçons la formule (II.26) dans l'équation (II.24) et (II.25) nous obtenons l'équation :

$$\sum_{m=1}^M a_{nm} \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \overline{\mathbf{H}}_n(k_{\rho}, \rho) \cdot \overline{\mathbf{G}}(k_{\rho}) \cdot \overline{\mathbf{K}}_{nm}(k_{\rho}) + \sum_{p=1}^P b_{np} \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \overline{\mathbf{H}}_n(k_{\rho}, \rho) \cdot \overline{\mathbf{G}}(k_{\rho}) \cdot \overline{\mathbf{F}}_{np}(k_{\rho}) = 0 \quad (\text{II.27})$$

Multiplions (II.27) par  $\left(\overline{\rho \kappa_{ni}^+}(\rho)\right)$ , et en intégrant sur le domaine du disque rayonnant, on obtient après application du théorème de Parseval l'expression :

$$\sum_{m=1}^M a_{nm} \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \bar{\mathbf{K}}_{nj}^{+}(k_{\rho}) \cdot \bar{\mathbf{H}}_n(k_{\rho}, \rho) \cdot \bar{\mathbf{G}}(k_{\rho}) \cdot \bar{\mathbf{K}}_{nm}(k_{\rho}) + \sum_{p=1}^P b_{np} \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \bar{\mathbf{K}}_{nj}^{+}(k_{\rho}) \cdot \bar{\mathbf{H}}_n(k_{\rho}, \rho) \cdot \bar{\mathbf{G}}(k_{\rho}) \cdot \bar{\mathbf{F}}_{np}(k_{\rho}) = 0$$

$$j=1,2,\dots,M \quad (\text{II.28})$$

De la même manière, multiplions (II.27) par  $(\rho \mathbf{f}_{nj}^{+}(\rho))$ , et en intégrant sur le domaine du disque rayonnant, et tenant compte du théorème de Parseval, on obtient :

$$\sum_{m=1}^M a_{nm} \int_0^{\infty} dk_{\rho} \overline{\mathbf{F}}_{nj}^{+}(k_{\rho}) \cdot \bar{\mathbf{H}}_n(k_{\rho}, \rho) \cdot \bar{\mathbf{G}}(k_{\rho}) \bar{\mathbf{K}}_{nm}(k_{\rho}) + \sum_{p=1}^P b_{np} \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \overline{\mathbf{F}}_{nk}^{+}(k_{\rho}) \cdot \bar{\mathbf{H}}_n(k_{\rho}, \rho) \bar{\mathbf{G}}(k_{\rho}) \bar{\mathbf{F}}_{np}(k_{\rho}) = 0$$

$$k=1,2,\dots,P \quad (\text{II.29})$$

Les deux équations (II.28) et (II.29) constituent un système d'équations algébriques que nous pouvons écrire sous la forme suivante :

$$\sum_{m=1}^M a_{nm} \mathbf{Z}_{jm}^{kk} + \sum_{p=1}^P b_{np} \mathbf{Z}_{jp}^{kf} = 0 \quad j=1,2,\dots,M \quad (\text{II.30})$$

$$\sum_{m=1}^M a_{nm} \mathbf{Z}_{km}^{fk} + \sum_{p=1}^P b_{np} \mathbf{Z}_{kp}^{ff} = 0 \quad k=1,2,\dots,P \quad (\text{II.31})$$

où :

$$\begin{bmatrix} (\bar{\mathbf{Z}}^{kk})_{M \times M} & (\bar{\mathbf{Z}}^{kf})_{M \times P} \\ (\bar{\mathbf{Z}}^{fk})_{P \times M} & (\bar{\mathbf{Z}}^{ff})_{P \times P} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (\mathbf{A})_{M \times 1} \\ (\mathbf{B})_{P \times 1} \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{II.32})$$

L'élément d'indice  $ij$  de la sous matrice  $\bar{\mathbf{Z}}^{CD}$  est donné par :

$$\mathbf{Z}_{ij}^{CD} = \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \bar{\mathbf{C}}_{ni}^{+}(k_{\rho}) \cdot \bar{\mathbf{G}}(k_{\rho}) \cdot \bar{\mathbf{D}}_{nj}(k_{\rho}) \quad (\text{II.33})$$

Où C et D peuvent être  $\mathcal{K}$  ou  $\mathcal{f}$  c'est à dire :

$$\mathbf{Z}_{ij}^{kk} = \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \bar{\mathbf{K}}_{ni}^{+}(k_{\rho}) \cdot \bar{\mathbf{G}}(k_{\rho}) \cdot \bar{\mathbf{K}}_{nj}(k_{\rho}) \quad (\text{II.34})$$

$$\mathbf{Z}_{ij}^{kf} = \mathbf{Z}_{ji}^{fk} = \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \overline{\mathbf{K}}_{ni}^{+}(k_{\rho}) \cdot \overline{\mathbf{G}}(k_{\rho}) \cdot \overline{\mathbf{F}}_{nj}(k_{\rho}) \quad (\text{II.35})$$

$$\mathbf{Z}_{ij}^{ff} = \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \overline{\mathbf{F}}_{ni}^{+}(k_{\rho}) \cdot \overline{\mathbf{G}}(k_{\rho}) \cdot \overline{\mathbf{F}}_{nj}(k_{\rho}) \quad (\text{II.36})$$

### II.3 Calcul de la fréquence de résonance, facteur de qualité et la bande passante

Dans le cas d'une équation matricielle homogène et pour éviter la solution triviale du système (II.32) il faut que :

$$\det(\overline{\mathbf{Z}}(f)) = 0 \quad (\text{II.37})$$

Pour la recherche des racines complexes de l'équation (II.37), la méthode de Muller est utilisée. Elle nécessite trois points initiaux qui doivent être les plus proches possibles de la solution recherchée pour assurer une convergence rapide.

L'équation caractéristique (II.37) est satisfaite par la valeur de la fréquence complexe :

$$f = f_r + if_i \quad (\text{II.38})$$

La partie réelle de la solution  $f_r$  représente la fréquence de résonance de la structure, et la partie imaginaire  $f_i$  indique les pertes d'énergie par rayonnement.

Le facteur de qualité est défini par :

$$Q = f_r / 2f_i$$

Et la bande passante est donnée par le rapport:  $BP = 2f_i / f_r$ .

### II.4 Choix des fonctions de base

La procédure de Galerkin consiste à développer la distribution des courants surfaciques en série de fonctions. Théoriquement, il existe plusieurs types et formes de fonctions de base. Cependant dans les études pratiques, le nombre des fonctions utilisées sont limitées. Ces fonctions doivent vérifier certaines considérations qui doivent être en rapport direct avec la géométrie de la plaque rayonnante. Généralement, les fonctions sinusoïdales sont utilisées pour étudier les géométries triangulaires et rectangulaires, alors que les

fonctions de Bessel sont réservées aux formats annulaires et circulaires [40]. Le choix de ces fonctions influe sur la vitesse de la convergence des résultats numériques. D'autre part, le mauvais choix de ces fonctions peut donner des résultats erronés.

La décomposition des courants est donnée dans l'équation (II.26), dont les transformées vectorielles de Hankel sont :

$$\begin{aligned}
\mathbf{K}_n(k_\rho) &= \int_0^\infty d\rho \rho \bar{\mathbf{H}}_n(k_\rho \rho) \cdot \boldsymbol{\kappa}_n(\rho) \\
&= \sum_{m=1}^M a_{nm} \int_0^\infty d\rho \rho \bar{\mathbf{H}}_n(k_\rho \rho) \cdot \boldsymbol{\kappa}_{nm}(\rho) + \sum_{p=1}^P b_{np} \int_0^\infty d\rho \rho \bar{\mathbf{H}}_n(k_\rho \rho) \cdot \mathbf{f}_{np}(\rho) \\
&= \sum_{m=1}^M a_{nm} \mathbf{K}_{nm}(k_\rho) + \sum_{p=1}^P b_{np} \mathbf{F}_{np}(k_\rho)
\end{aligned} \tag{II.39}$$

Où  $\mathbf{K}_{nm}(k_\rho)$  et  $\mathbf{F}_{np}(k_\rho)$  représentent les transformées vectorielles de Hankel pour  $\boldsymbol{\kappa}_{nm}(\rho)$  et, respectivement et  $\bar{\mathbf{H}}_n(k_\rho \rho)$  le noyau de ces transformées [41 - 43].

Dans notre étude, nous allons utiliser deux types de fonction de base, pour développer la distribution du courant surfacique, inconnus sur la plaque circulaire parfaite.

#### II.4.1 Système des fonctions de base issues du modèle de la cavité

Dans ce type de fonctions, la singularité que présente la composante du courant selon  $\phi$  au périmètre  $\rho = a$  n'est pas prise en compte et on distingue deux types de système :

##### ❖ Système principal

$$\boldsymbol{\kappa}_{nm}(\rho) = \begin{cases} \left[ \begin{array}{c} J_n(\beta_{nm} \rho) \quad \frac{in}{\beta_{nm} \rho} J_n(\beta_{nm} \rho) \end{array} \right]^T & \rho < a \\ \mathbf{0} & \rho > a \end{cases} \tag{II.40}$$

avec  $J_n(\beta_{nm} a) = 0$  pour  $m = \overline{1, M}$

### ❖ Système orthogonal

$$\mathbf{f}_{np}(\rho) = \begin{cases} \begin{bmatrix} \frac{-in}{\alpha_{np}\rho} J_n(\alpha_{np}\rho) & J_n(\alpha_{np}\rho) \end{bmatrix}^T & \rho < a \\ \mathbf{0} & \rho > a \end{cases} \quad (\text{II.41})$$

avec  $J_n(\alpha_{np}a) = 0$  pour  $p = \overline{1, P}$

$\alpha_{np}$  et  $\beta_{nm}$  sont les zéros de la fonction de Bessel ( $J_n(\alpha_{np}) = 0$ ) et sa dérivée ( $J_n'(\beta_{nm}) = 0$ ) respectivement.

Les fonctions de base dans les équations (II.40) et (II.41) assurant une convergence rapide de la méthode de Galerkin. Pour des raisons similaires, les fonctions de base sinusoïdales issues du modèle de la cavité sont utilisées avec succès pour résoudre le problème de la fréquence de résonance d'un résonateur rectangulaire imprimé sur un substrat uniaxial [44].

Les transformés de Hankel des (II.38) et (II.39) sont :

$$\mathbf{K}_{nm}(\mathbf{k}_\rho) = \beta_{nm} a J_n(\beta_{nm} a) \begin{bmatrix} \frac{J_n(k_\rho a)}{\beta_{nm}^2 - k_\rho^2} & \frac{in}{k_\rho \beta_{nm}^2 a} J_n(k_\rho a) \end{bmatrix}^T \quad n \in \mathbf{N} \quad \text{et} \quad m = \overline{1, M} \quad (\text{II.42})$$

$$\mathbf{F}_{np}(\mathbf{k}_\rho) = \begin{bmatrix} 0 & \frac{k_\rho a J_n(\alpha_{np} a) J_n(k_\rho a)}{k_\rho^2 - \alpha_{np}^2} \end{bmatrix}^T \quad n \in \mathbf{N} \quad \text{et} \quad p = \overline{1, P} \quad (\text{II.43})$$

#### II.4.2. Système des polynômes de Chebyshev vérifiant la condition de bord

Les modes correspondant sont exprimés par une combinaison de polynômes de Chebyshev de première espèce  $T_n(x)$ , et de seconde espèce  $U_n(x)$ , multipliées par des coefficients de poids traduisant les conditions que doivent vérifier les composantes du courant sur le périmètre du disque. Ces modes sont classés en deux catégories :

#### ❖ Modes à symétrie axiale ( $n = 0$ )

$$\mathbf{\kappa}_{0m}(\rho) = \begin{cases} \begin{bmatrix} U_{2m-1}(\rho/a) \sqrt{1 - (\rho/a)^2} & 0 \end{bmatrix}^T & \rho < a \\ \mathbf{0} & \rho > a \end{cases} \quad (\text{II.44})$$

$m = \overline{1, M}$



❖ Modes à symétrie non- axiale ( $n \neq 0$ )

$$\mathbf{\kappa}_{nm}(\rho) = \begin{cases} \left[ \begin{array}{c} (\rho/a)^{n-2} U_{2m-1}(\rho/a) \sqrt{1-(\rho/a)^2} \\ \mathbf{0} \end{array} \right]^T & \rho < a \\ \mathbf{0} & \rho > a \end{cases} \quad (\text{II.45})$$

avec  $n \in \mathbf{N}^*$  et  $m = \overline{1, M}$

$$\mathbf{f}_{np}(\rho) = \begin{cases} \left[ \begin{array}{c} 0 \\ i(\rho/a)^{n-1} \frac{T_{2p-2}(\rho/a)}{\sqrt{1-(\rho/a)^2}} \end{array} \right]^T & \rho < a \\ \mathbf{0} & \rho > a \end{cases} \quad (\text{II.46})$$

avec  $n \in \mathbf{N}^*$  et  $p = \overline{1, P}$

Dont les transformées de Hankel des équations(II.44), (II.45) et (II.46) sont :

$$\mathbf{K}_{0m}(\mathbf{k}_\rho) = -a^2 \left[ \begin{array}{c} \int_0^1 dx x U_{2m-1}(x) \sqrt{1-x^2} J_l(\xi x) \\ \mathbf{0} \end{array} \right] \quad m = \overline{1, M} \quad (\text{II.47})$$

$$\mathbf{K}_{nm}(k_\rho) = \frac{a^2}{2} \left[ \begin{array}{c} \int_0^1 dx x^{n-1} U_{2m-1}(x) \sqrt{1-x^2} J_{n-1}(\xi x) - \int_0^1 dx x^{n-1} U_{2m-1}(x) \sqrt{1-x^2} J_{n+1}(\xi x) \\ i \int_0^1 dx x^{n-1} U_{2m-1}(x) \sqrt{1-x^2} J_{n-1}(\xi x) + \int_0^1 dx x^{n-1} U_{2m-1}(x) \sqrt{1-x^2} J_{n+1}(\xi x) \end{array} \right] \quad (\text{II.48})$$

$n \in \mathbf{N}^*, m = \overline{1, M}$

$$\mathbf{F}_{np}(k_\rho) = \frac{a^2}{2} \left[ \begin{array}{c} -i \left[ \int_0^1 dx x^n \frac{T_{2p-2}(x)}{\sqrt{1-x^2}} J_{n-1}(\xi x) + \int_0^1 dx x^n \frac{T_{2p-2}(x)}{\sqrt{1-x^2}} J_{n+1}(\xi x) \right] \\ \int_0^1 dx x^n \frac{T_{2p-2}(x)}{\sqrt{1-x^2}} J_{n-1}(\xi x) - \int_0^1 dx x^n \frac{T_{2p-2}(x)}{\sqrt{1-x^2}} J_{n+1}(\xi x) \end{array} \right] \quad (\text{II.49})$$

$n \in \mathbf{N}^*, p = \overline{1, P}$

Avec  $\xi = k_\rho a$

## II. 5 Résultats numériques

### II.5.1 Conception d'un résonateur de forme circulaire

La première étape consiste à définir la fréquence de résonance désirée du résonateur microruban. Ensuite, il faut choisir un substrat diélectrique de permittivité convenable et d'épaisseur appropriée afin de confirmer les estimations prédites.

La seconde étape consiste à définir les dimensions de l'élément rayonnant qui est un paramètre non négligeable lors de la conception. Pour l'obtenir, on utilise les équations suivantes [45]:

$$a = \frac{F}{\left[1 + \frac{2d_1}{\pi\varepsilon_r F} \left[ \ln\left(\frac{\pi F}{2d_1}\right) + 1.7726 \right] \right]}^{1/2} \quad (\text{II.50})$$

$$F = \frac{8.791 \cdot 10^9}{f_r \sqrt{\varepsilon_r}} \quad (\text{II.51})$$

$a$ : le rayon de la plaque rayonnante

$f_r$ : la fréquence de résonance

$d_1$  : l'épaisseur du substrat

$\varepsilon_r$  : la constante diélectrique

Après avoir choisi le substrat diélectrique et défini les dimensions du résonateur, l'étape suivante consiste à définir la position du point d'alimentation en vue d'obtenir la meilleure adaptation d'impédance possible entre les impédances d'entrée du générateur et du résonateur qui est définie dans le paragraphe suivant:

#### a- Définition de l'adaptation

L'impédance d'entrée du résonateur est utilisée pour insérer cet élément de façon optimale dans la chaîne de l'émetteur (ou du récepteur). Si l'impédance caractéristique de la ligne de propagation est  $Z_0$  et l'impédance d'entrée du résonateur  $Z_r$ , le signal se réfléchit à l'entrée du résonateur avec un coefficient  $\Gamma$  dont l'expression est :

$$\Gamma = \frac{Z_r - Z_0}{Z_r + Z_0} \quad (\text{II.52})$$

Dans le cas où le coefficient de réflexion est non nul, un système d'ondes stationnaires apparaît et la puissance émise par le générateur ne sera pas transmise de façon optimale au résonateur.

Dans le cas d'une réflexion minimale à l'entrée du résonateur, cela correspond à un paramètre de transmission de la matrice de répartition ( $S_{21}$ ) proche de 1 et un coefficient de réflexion ( $S_{11}$ ) proche de 0 (en valeurs linéaires). Ce qui correspond pour une bonne adaptation à un coefficient de réflexion est inférieur à  $-10$  dB, donc à un rapport d'ondes stationnaires (VSWR : *Voltage Standing Wave Ratio*) inférieur à 2.

Le rapport d'ondes stationnaires est défini comme un rapport entre la tension maximale et celle minimale sur une ligne. Pour améliorer l'adaptation d'un résonateur, tous les moyens associés aux techniques hyperfréquences sont utilisables. En particulier l'avantage serait que les gravures de la plaque rayonnante et de la ligne d'alimentation seront réalisées sur le même plan, et les tronçons de lignes d'adaptation sont souvent introduits pour réaliser l'adaptation entre la ligne et le résonateur. Des tronçons de lignes parallèles peuvent également être rajoutés pour modifier la réactance [5].

Pour l'alimentation par sonde coaxiale, l'emplacement de la sonde doit être bien calculé pour avoir une bonne adaptation.

### **b- Choix de l'emplacement de la sonde pour avoir une bonne adaptation du résonateur circulaire**

L'impédance d'entrée d'un résonateur circulaire adapté à la résonance est réelle, comme le cas d'un résonateur rectangulaire [45]. La puissance d'entrée est indépendante de la position du point d'alimentation sur la circonférence. La résistance d'entrée à n'importe quelle distance radiale  $\rho' = \rho_0$  du centre de la plaque rayonnante peut s'écrire :

$$R_{in}(\rho' = \rho_0) = \frac{1}{G_t} \frac{J_m^2(k\rho_0)}{J_m^2(ka)} \quad (\text{II.53})$$

Où  $G_t$  est la conductance totale due à la radiation, la conduction (ohmique) et les pertes du diélectrique.

La résistance d'entrée à la résonance peut s'écrire :

$$R_{in}(\rho' = \rho_0) = R_{in}(\rho' = a) \frac{J_m^2(k\rho_0)}{J_m^2(ka)} \quad (\text{II.54})$$

où

$J_m(k\rho_0)$ : Fonction de Bessel de première espèce d'ordre  $m$  et d'argument  $(k\rho_0)$

$R_{in}(\rho'=a) = \frac{1}{G_t}$  : représente l'impédance d'entrée quand la plaque est alimentée au bord

Il suffit de placer une sonde coaxiale au bord de la plaque rayonnante à  $\rho'=a$ , ou alimenté l'élément par une ligne microruban de  $50\Omega$  dont la longueur est choisie arbitrairement et sa largeur est déterminée par l'équation suivante:

$$Z_0 = \frac{377}{\sqrt{\epsilon_r}} \left( \frac{w}{d_1} + 1.393 + 0.667 \cdot \ln\left(\frac{w}{d_1} + 1.444\right) \right)^{-1} = 50\Omega \quad (\text{II.55})$$

Une fois l'impédance d'entrée mesurée, il reste à exprimer  $\rho_0$  (l'emplacement de la sonde) en fonction des autres paramètres.

### **Application**

Pour calculer la distance  $\rho_0$  entre le centre de la plaque rayonnante et l'emplacement du point d'adaptation, nous avons utilisé les équations précédentes, et à l'aide de l'analyseur de réseau nous avons mesuré l'impédance d'entrée de la structure alimentée au bord ou par ligne microruban.

Pour une résistance d'entrée :  $R_{in}(\rho'=\rho_0) = 50\Omega$ ,  $a = 15\text{mm}$ ,  $R_{in}(\rho'=15\text{mm}) = 315\Omega$ .

On trouve l'emplacement de la sonde pour avoir une bonne adaptation à :  $\rho_0 \approx 4.4\text{mm}$

### **II.5.2 Réalisation et mesures pratiques**

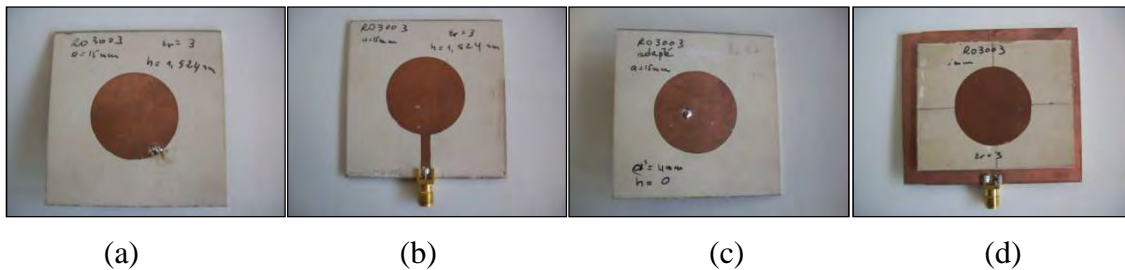
Dans notre travail, nous avons commencé à comparer nos résultats obtenus par la méthode des moments avec les mesures et ceux de la simulation avec le logiciel CST. Nous nous sommes intéressés à différents types d'alimentation en utilisant la structure simple (une seule couche) ;

- une fréquence choisie proche de 3GHz,
- Le choix du substrat diélectrique était porté sur le RO3003 de permittivité diélectrique de  $\epsilon_r = 3$ ,  $tg\delta = 0.0013$  et d'épaisseur  $d_1=1.524\text{mm}$ .

Après calcul en utilisant (II.50) et (II.51), le rayon de l'élément rayonnant de la forme circulaire était fixé à :  $a=15\text{mm}$ .

Les différents types d'alimentation réalisés, représentés dans la figure II.2, et simulés par le logiciel CST ensuite mesurés dans notre recherche sont:

- ✓ Par ligne microruban de largeur 3.6mm (largeur calculée en appliquant l'équation (II.55) afin d'adapter notre ligne à une impédance de  $50\Omega$ ) ;
- ✓ Par sonde située au bord de l'antenne (pour mesurer l'impédance d'entrée) ;
- ✓ Par sonde située à une distance  $a'=4.4$  mm du centre du disque (distance calculée en utilisant les équations (II.53) et (II.54) pour avoir une bonne adaptation) ;
- ✓ Par couplage en utilisant une ouverture rectangulaire dans le plan de masse (cas adapté)
  - Les deux diélectriques au-dessus et au-dessous du plan de masse sont identiques ;
  - L'ouverture rectangulaire dans le plan de masse est de dimensions :  $(14 \times 1.5)\text{mm}^2$  ;
  - La longueur du stub circuit-ouvert (distance à partir du centre d'ouverture)  $L_s = 20\text{mm}$  ; la largeur de la ligne d'alimentation  $W_s = 3.6\text{mm}$



**Figure II.2** Structures réalisées pour différents types d'alimentation

- (a) Alimentation par sonde au bord
- (b) alimentation par ligne microruban
- (c) Alimentation par sonde  $a'=4.4\text{mm}$  (cas adapté)
- (d) Alimentation par ouverture (cas adapté)

Le tableau II.1 présente les résultats calculés par la méthode des moments (MoM), mesurés et simulés par le logiciel CST. On note que:

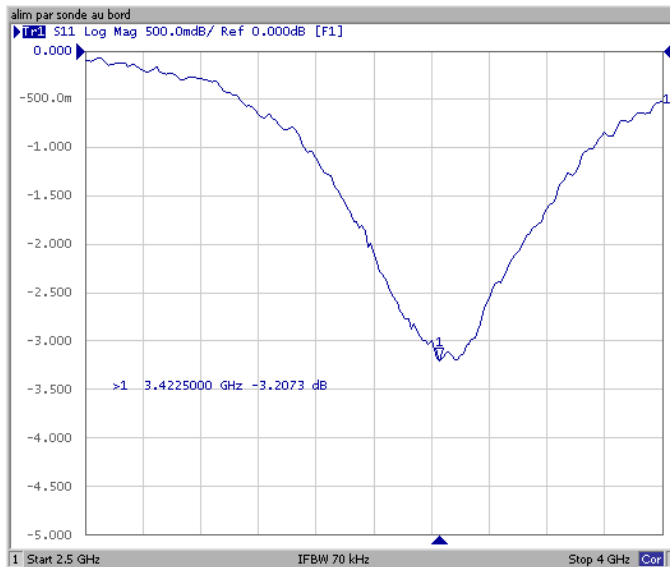
- La fréquence de résonance calculée par MoM concorde bien avec celle mesurée et simulée dans le cas adapté ;
- Les valeurs dans le cas alimenté par sonde au bord et par ligne microruban sont pratiquement les mêmes et sont légèrement différents par rapport au cas adapté.

Fréquence de résonance $f_r$ (GHz)								
calculée par la méthode des moments MoM	alimentation par sonde $a'=4.4\text{mm}$ (adapté)		alimentation par sonde $a'=15\text{mm}$		alimentation par ouverture		alimentation par ligne microruban	
	Simulée CST	mesurée	Simulée CST	mesurée	Simulée CST	Mesurée	Simulée CST	mesurée
3.25	3.26	3.25	3.3	3.32	3.1	3.15	3.31	3.28

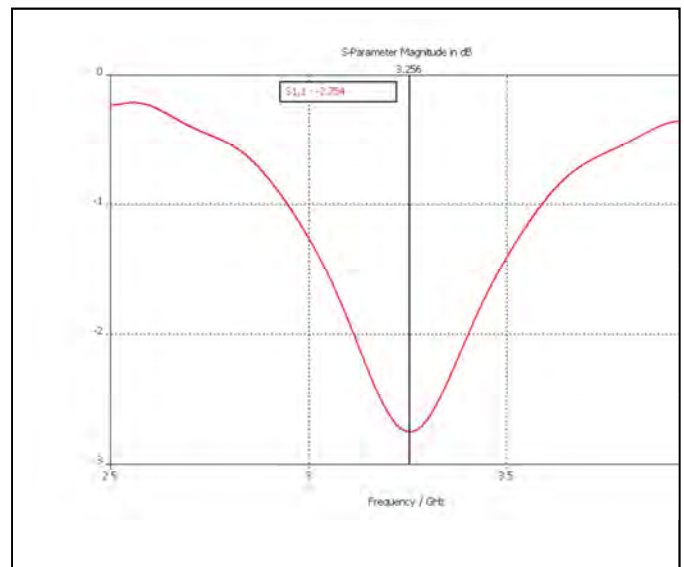
**Tableau II.1** Valeurs théoriques, mesurés et simulés par CST de la fréquence de résonance pour différents types d'alimentation

Les courbes des figures II.3 et II.4 (a) représentent le paramètre  $S_{11}$  en fonction de la fréquence, pour le cas mesuré et simulé par CST, et sur lesquelles nous avons prélevé les valeurs spécifiées des fréquences à la résonance.

**a- Alimentation par sonde au bord**

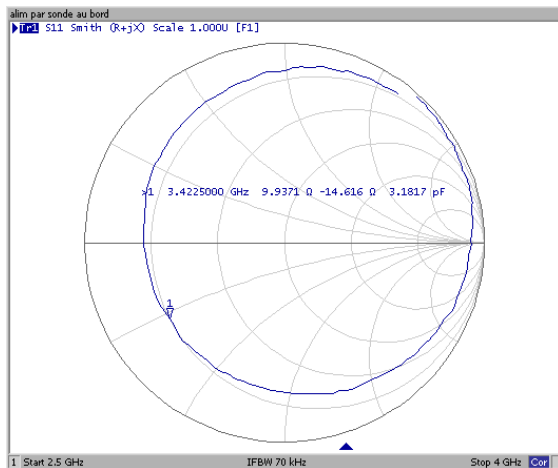


Résultat expérimental

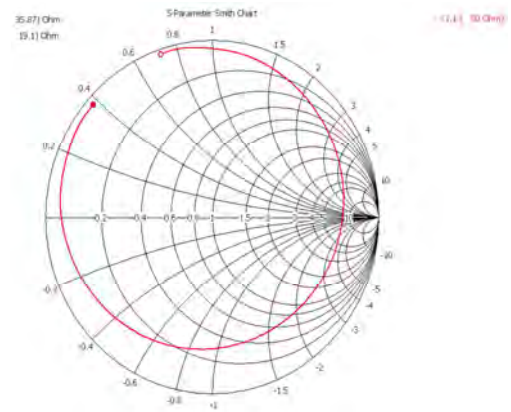


Résultat simulé par CST

(a)



Résultat expérimental



Résultat simulé par CST

(b)

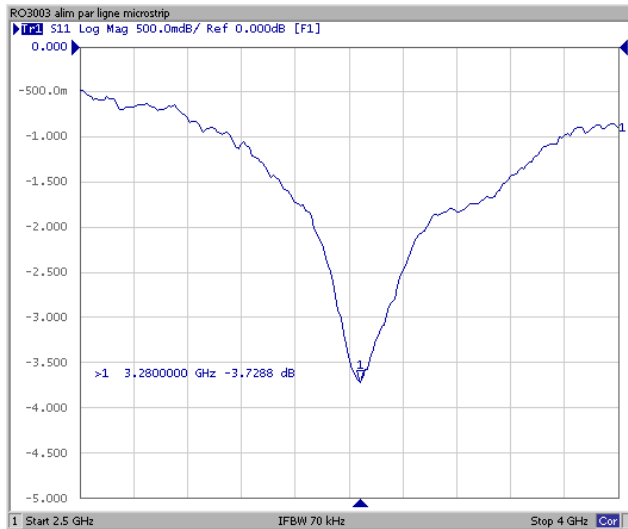
**Figure II.3** Valeurs du paramètre  $S_{11}$  et de l'impédance d'entrée obtenues par mesure et simulation avec CST cas d'une alimentation par sonde (placé sur le bord)

On note que les figures II.3 (b) et II.4 (b) présentent une nette similitude, entre les cas : mesuré et simulé, des tracés de l'impédance d'entrée sur l'abaque de Smith. La valeur de cette dernière était prélevée à partir de ces courbes, afin de l'inclure par la suite dans le calcul destiné au choix de l'emplacement de la sonde coaxiale et d'assurer une bonne adaptation.

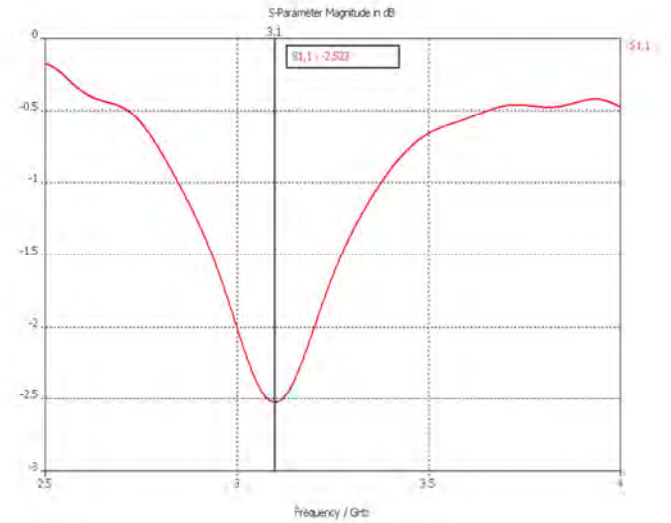
### b- Alimentation par ligne microruban

Les courbes des figures II.5 (a) et II.6 (a) représentent le module du paramètre  $S_{11}$  en dB, en fonction de la fréquence, pour les cas adaptés: mesuré et simulé par CST, sur lesquelles nous pouvons prélever la valeur de la fréquence de résonance qui correspond à celle d'un  $S_{11}$  inférieur à -20dB.

Les figures II.5 (b) et II.6 (b) présentent les tracés de l'impédance d'entrée sur l'abaque de Smith pour les cas : mesurée et celui de la simulation où l'on peut remarquer que ces tracés sont presque identiques, et le cercle de l'impédance d'entrée qui se rapproche du centre de l'abaque de Smith confirme l'adaptation.

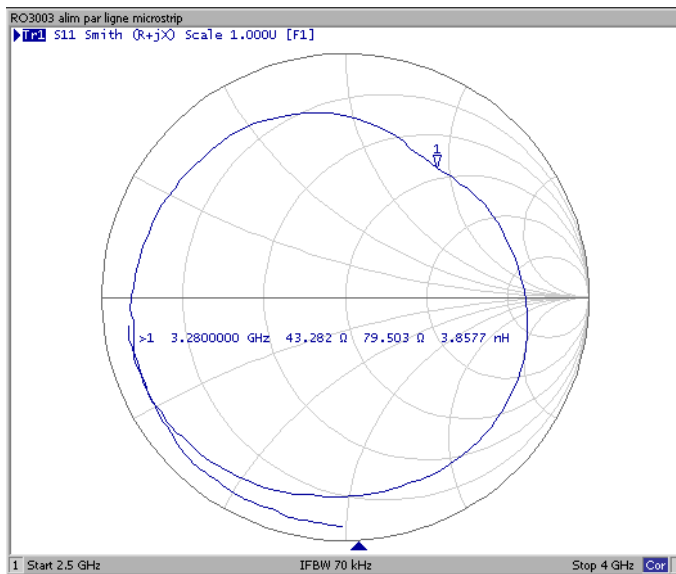


Résultat expérimental

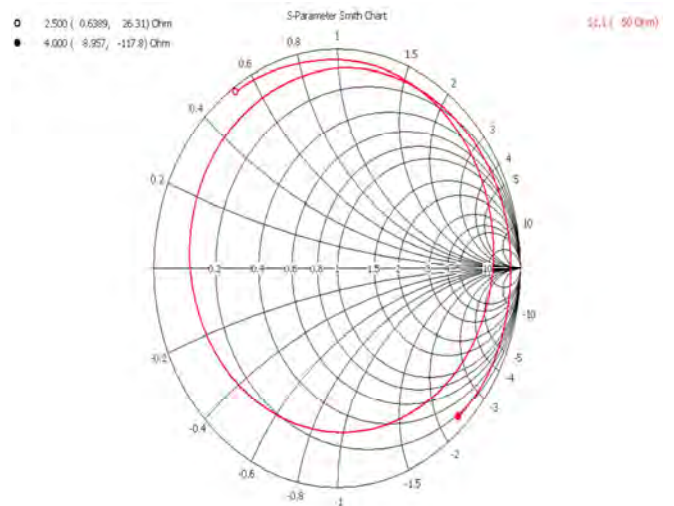


Résultat simulé par CST

(a)



Résultats expérimentaux



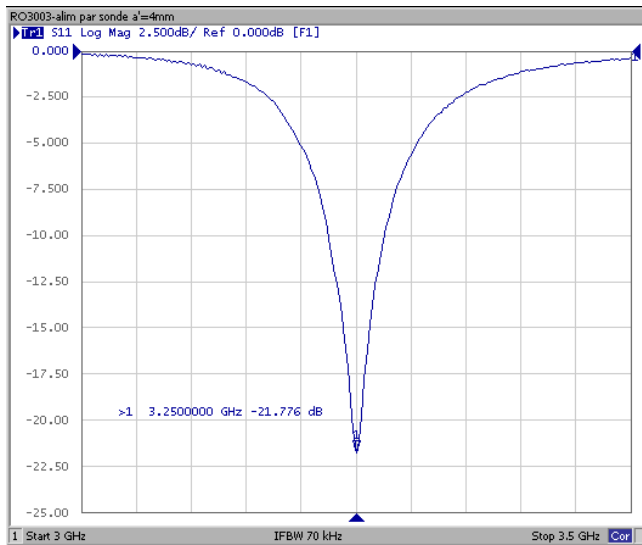
Résultats simulé par CST

(b)

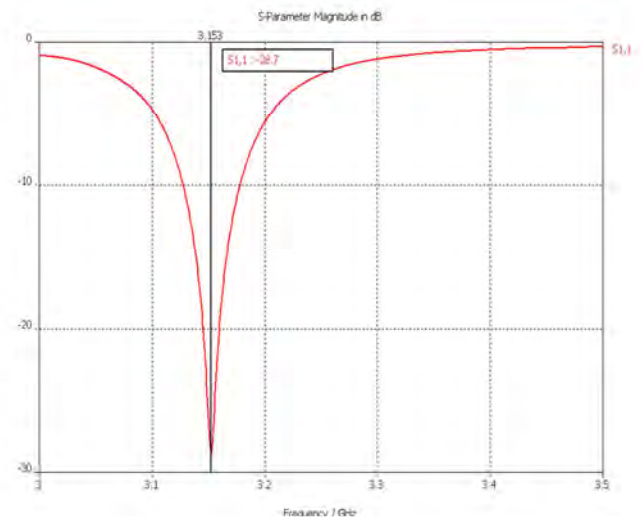
**Figure II.4** Valeurs du paramètre S11 et de l'impédance d'entrée obtenues par mesure et simulation avec CST cas d'une alimentation par ligne microruban



**c. Alimentation par sonde  $a'=4\text{mm}$**

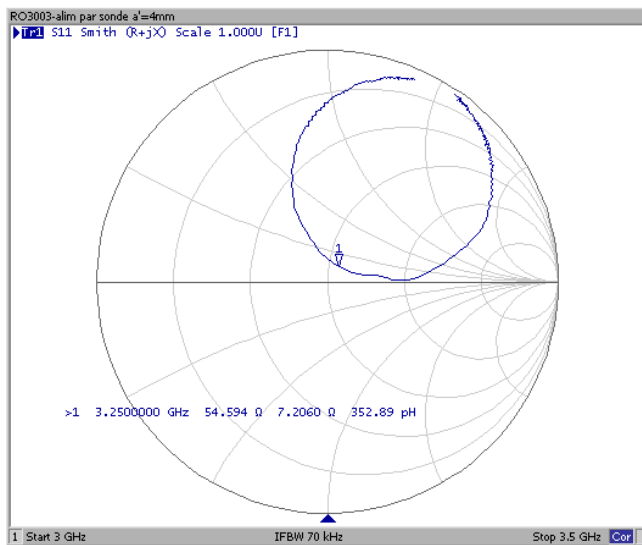


Résultat expérimental

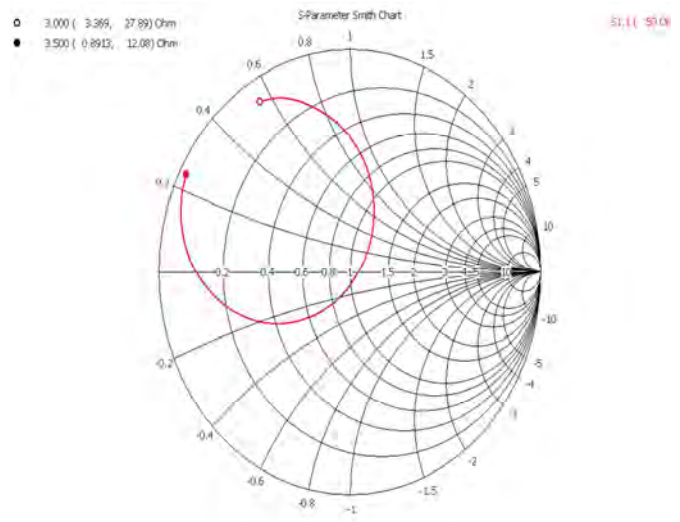


Résultat simulé par CST

(a)



Résultat expérimental

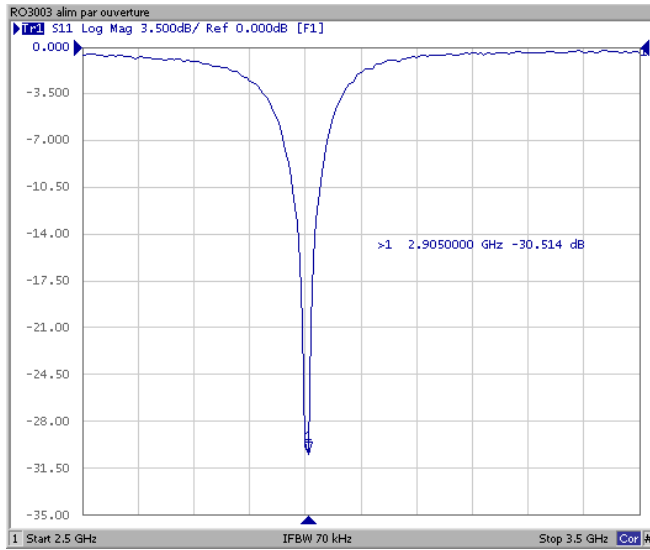


Résultat simulé par CST

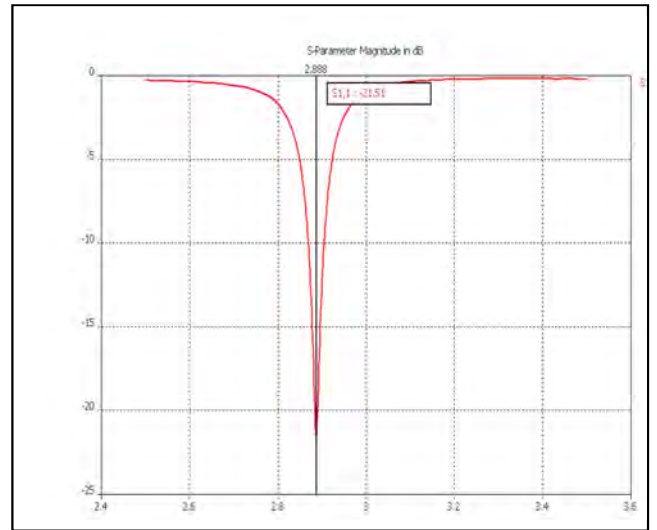
(b)

**Figure II.5** Valeurs du paramètre S11 et de l'impédance d'entrée obtenues par mesure et simulation avec CST cas adapté d'une alimentation par sonde

**d. Alimentation par ouverture**

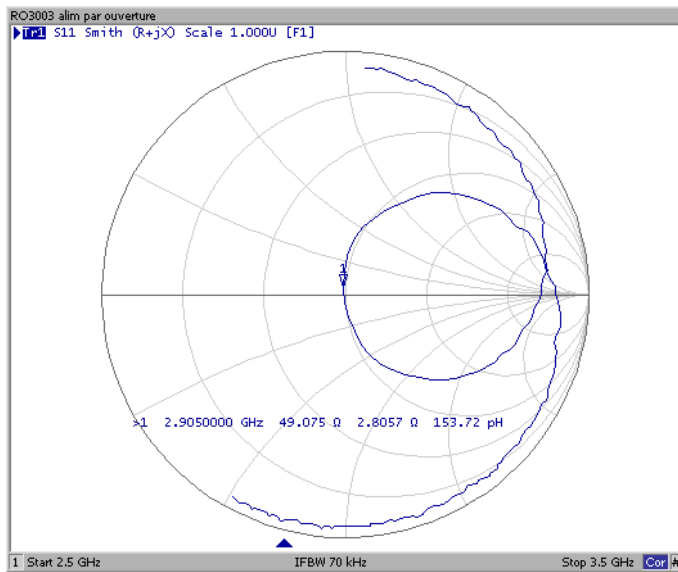


Résultat expérimental

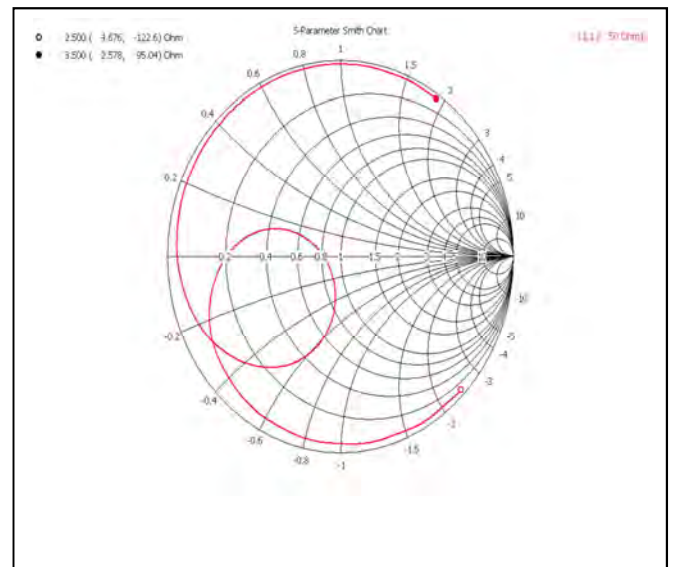


Résultat simulé par CST

(a)



Résultat expérimental



Résultat simulé par CST

(b)

**Figure II.6** Valeurs du paramètre S11 et de l'impédance d'entrée obtenues par mesure et simulation avec CST cas adapté d'une alimentation par ouverture

### II.5.3 Validation des résultats

#### II.5.3.1 Comparaison de nos résultats numériques avec ceux de la littérature internationale

Nos valeurs calculées des fréquences de résonance et des facteurs de qualité selon les modes :  $TM_{11}$  ;  $TM_{12}$  ;  $TM_{21}$  ;  $TM_{01}$  ont été comparées à ceux calculés par Losada et al. [34] (tableau II.2.). Une concordance remarquable existe entre nos résultats calculés pour les deux fonctions de base, et ceux de Losada et al. [34]. Et tous les cas considérés correspondent à des différences allant de 0. 2% à 2.26% pour le système des polynômes de Chebyshev, et de 0.02% à 0.94% pour le système issu du modèle de la cavité. Les deux systèmes choisis des fonctions de base ont assuré une bonne convergence des résultats numériques.

Mode	Résultats de [34]		Nos résultats			
	Polynômes de Chebyshev a.c.b		Système (TM, TE) des modes de cavité		Polynômes de Chebyshev a.c.b	
	Fr (GHz)	Q	Fr(GHz)	Q	Fr(GHz)	Q
$TM_{11}$	6.1703	19.105	6.310	19.001	6.15	19.267
$TM_{12}$	17.056	10.324	17.180	10.303	17.061	10.357
$TM_{21}$	10.401	19.504	10.620	19.234	10.388	19.674
$TM_{01}$	12.275	8.9864	12.538	9.028	12.257	9.071

**Tableau II.2** Comparaison des fréquences de résonance et des facteurs de qualité calculés à ceux de la littérature pour certains modes d'un résonateur circulaire monocouche isotrope

$$(a=7.9375\text{mm}, \epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 2.65, d_1=1.5875 \text{ mm}).$$

Nous avons également calculé les fréquences de résonance d'un résonateur microruban circulaire monocouche pour certaines valeurs du rayon et de l'épaisseur de la structure considérée, en utilisant le système de polynômes de Chebyshev avec condition de bord comme fonction de base, selon le mode fondamental  $TM_{11}$ . Nos valeurs obtenues ont été comparées aux données théoriques et expérimentales de la référence [46] comme indiqué dans le tableau II.3. Elles concordent parfaitement.

Nos résultats théoriques et ceux obtenus expérimentalement sont en correspondance. La convergence de la méthode des moments est donc assurée pour ce type de fonction de base.

a(cm)	d <sub>1</sub> (cm)	$\epsilon_{1r}$	Mesurées [46]	Calculées[46]	Nos résultats
3.493	0.1588	2.50	1.570	1.555	1.575
1.270	0.0794	2.59	4.070	4.175	4.181
3.493	0.3175	2.50	1.520	1.522	1.529
13.894	1.2700	2.70	0.378	0.370	0.358
4.950	0.2350	4.55	0.825	0.827	0.822
3.975	0.2350	4.55	1.030	1.027	1.039
2.990	0.2350	4.55	1.360	1.358	1.355
2.000	0.2350	4.55	2.003	2.009	1.981
1.040	0.2350	4.55	3.750	3.744	3.654
0.770	0.2350	4.55	4.945	4.938	4.759

**Tableau II.3** Comparaison des fréquences de résonance à ceux mesurées et calculées pour des résonateurs microrubans circulaires monocouche.

Le tableau II.4, présente une comparaison de nos résultats concernant la fréquence de résonance et l'erreur relative avec ceux théoriques et expérimentaux de la référence [34], d'un résonateur circulaire imprimé sur un substrat de permittivité  $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 2.43$ , et d'épaisseur  $d_1 = 0.49$  mm, pour différents rayons, selon les deux types des fonctions de bases : Système issu du modèle de la cavité, et celui des polynômes de Chebyshev avec la condition de bord).

On constate dans ce cas également que les résultats théoriques et les ceux expérimentaux se concordent.

a/d <sub>1</sub>	Résultats de [34]			Nos résultats			
	f <sub>r</sub> (GHz)		Δf <sub>r</sub> <sup>11,ex-nu</sup>	Système (TM, TE) des modes de cavité		Polynômes de Chebyshev Avec condition de bord	
	Mesurées	Calculées		f <sub>r</sub> (GHz)	Δf <sub>r</sub> <sup>11,ex-nu</sup>	f <sub>r</sub> (GHz)	Δf <sub>r</sub> <sup>11,ex-nu</sup>
4.02	25.6	25.3	+ 1.2 %	25.4	+ 0.8 %	25.25	+ 1.4%
8.08	13.1	13.3	- 1.5 %	13.4	- 2.3 %	13.28	- 1.4%
12.02	8.96	9.13	- 1.9 %	9.18	- 2.4 %	9.10	- 1.6%
16.33	6.81	6.80	+ 0.2 %	6.83	- 0.3 %	6.78	+ 0.5%
20.33	5.47	5.49	- 0.4 %	5.52	- 1.0 %	5.48	- 0.2%

**Tableau II.4** Comparaison de la fréquence de résonance calculée du mode fondamental TM<sub>11</sub> avec les résultats de [34] d'un résonateur microruban de forme circulaire

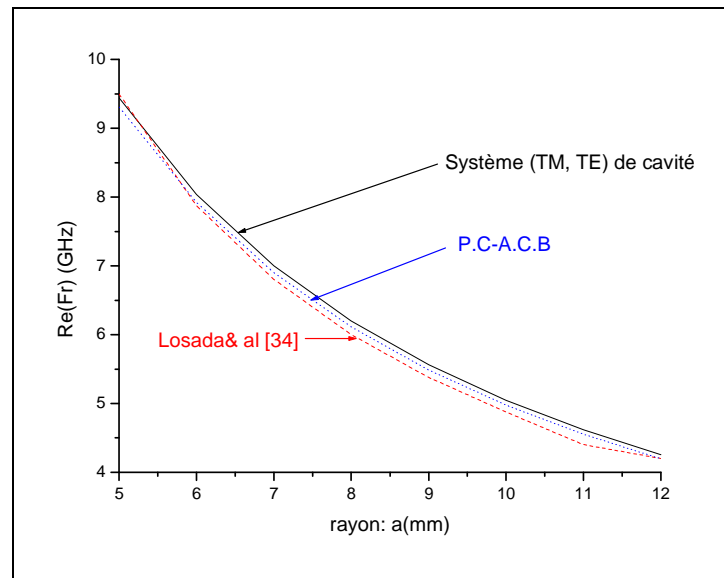
(ε<sub>1t</sub> = ε<sub>1z</sub> = 2.43, d<sub>1</sub> = 0.49 mm) pour différents rayons

• **Effet de la variation du rayon de la plaque rayonnante :**

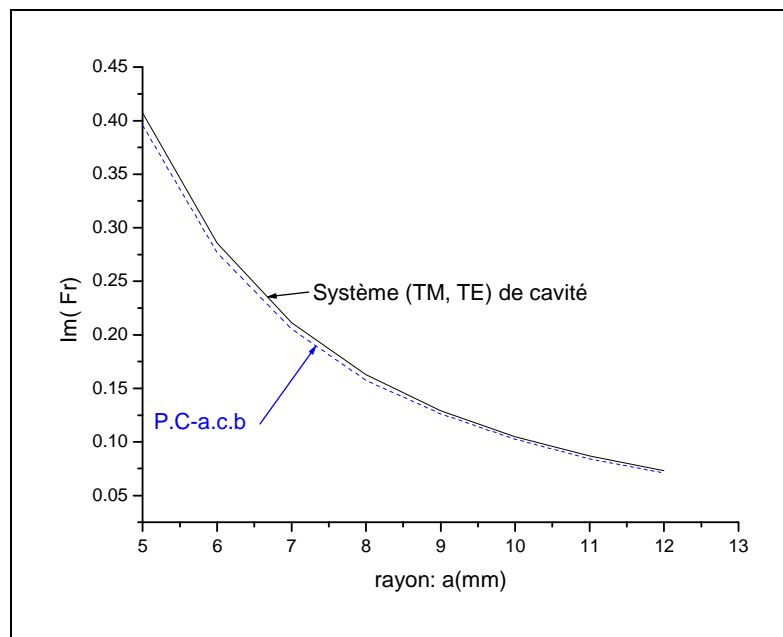
a) Les courbes de la figure II.7 (a), (b) et II.8 montrent l'effet du rayon a du disque circulaire sur la fréquence de résonance et le facteur de qualité. Ces caractéristiques sont tracées pour le mode fondamental, pour une constante diélectrique du substrat ε<sub>1t</sub> = ε<sub>z1</sub> = 2.65 et une épaisseur d<sub>1</sub> = 1.5875 mm, pour les deux types de fonctions de base : Système des fonctions issus du modèle de la cavité, et celui des polynômes de Chebyshev avec la condition de bord.

Nous remarquons que :

- La partie réelle et la partie imaginaire de la fréquence diminuent avec l'augmentation du rayon, tandis que le facteur de qualité augmente. Ce qui correspond bien à la littérature [42,47].
- La correspondance de nos résultats avec ceux de Losada et al [34] est toujours maintenue.



(a)



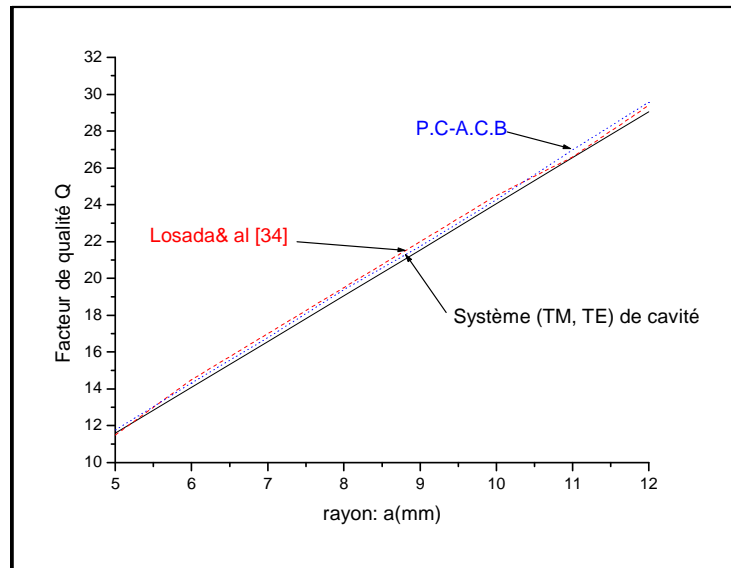
(b)

**Figure II.7** Fréquence de résonance et facteur de qualité pour le mode fondamental

d'une antenne circulaire. ( $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 2.65$ ,  $d_1 = 1.5875$  mm)

(a) La partie réelle de la fréquence de résonance

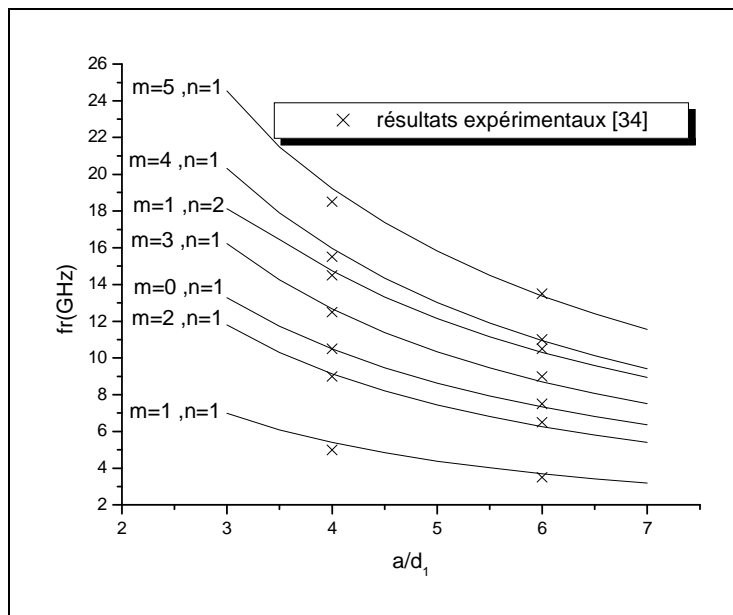
(b) La partie imaginaire de la fréquence de résonance



**Figure II.8** Facteur de qualité du mode fondamental d'une antenne circulaire.

$$(\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 2.65, d_1 = 1.5875 \text{ mm})$$

b) La figure II.9 montre l'effet du rayon  $a$  sur les fréquences de résonance des premiers modes d'une antenne circulaire sans couche protectrice. Le substrat diélectrique est isotrope, de permittivité  $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 10$  et d'épaisseur  $d_1 = 1.1938$  mm, selon le système des polynômes de Chebyshev avec la condition de bord, ce qui concorde bien avec les résultats expérimentaux de [34].



**Figure II.9** Fréquence de résonance pour différents modes résonnants d'un résonateur microruban circulaire imprimée sur un substrat diélectrique de permittivité

$$\epsilon_{1x} = \epsilon_{1z} = 10 \text{ et } d_1 = 1.1938 \text{ mm, en fonction du rayon } a$$

### II.5.3.2 Comparaison de nos résultats numériques avec les nôtres expérimentaux

Les mesures ont été réalisées à l'aide d'un analyseur de réseau HP5071B (annexe 1). Cet appareil mesure les paramètres  $S$  d'un quadripôle jusqu'à 8.5 GHz en amplitude et en phase.

Pour nos mesures, nous avons utilisé un de ces deux ports, afin de mesurer le coefficient de réflexion à l'entrée de l'échantillon pour en déduire la fréquence de résonance et la bande passante.

Afin d'effectuer des mesures électriques, la structure et le plan de masse sont reliés aux appareils de mesure à l'aide de connecteurs SMA. Ces connecteurs fonctionnent jusque à 20 GHz tout en restant relativement simples à mettre en œuvre. Une photographie d'une structure étudiée équipée de son connecteur SMA est présentée dans la figure II. 10.



**Figure II.10** Structure réalisée équipée de son connecteur SMA

Parallèlement aux mesures sur des résonateurs microrubans réalisés, selon la technique des circuits imprimés, au laboratoire PRISME de Chartres de l'université d'Orléans, nous avons également simulé les caractéristiques électromagnétiques de ces résonateurs avec le logiciel de simulation CST (Computer Simulation Technology) MICROWAVE STUDIO, basé sur la méthode des intégrales finies (Finite Integration Technique FIT) qui a été proposée par Weiland [48] en 1977. Elle consiste à discrétiser spatialement les équations de Maxwell sous leur forme intégrale. Le maillage généré est donc volumique, où chaque cellule du maillage est cubique. La résolution temporelle remplace les dérivées partielles temporelles  $t$  par des différentielles  $\Delta t$ .

Le but de la simulation par CST est de valider les mesures car celles-ci sont sensibles à de nombreux paramètres. Il faut s'assurer de leurs valeurs, en comparant nos résultats théoriques



calculés par la méthode des moments, avec ceux obtenus par une autre méthode qui est celle des intégrales finis.

Les caractéristiques des plaques utilisées dans notre réalisation sont illustrées dans le tableau suivant II. 5.

Le matériau	$\epsilon_r$	$d_1(\text{mm})$	$tg \delta$	Épaisseur du Cuivre( $\mu\text{m}$ )
RT/Duroid 5870	2.32	1.5748	0.0014	17.5
RO3006	6.15	1.27	0.0020	17.5
RO3210	10.2	1.27	0.0023	17.5
RO3003	3	1.524	0.0013	17.5
Cuflon	2.05	1.57	0.00045	18

**Tableau II.5** Caractéristiques des diélectriques utilisés dans nos réalisations.

✓ **Variation du substrat**

Nous avons réalisé trois résonateurs (figure II.11) avec trois différents substrats dont les constantes diélectriques sont:  $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 2.32$  (RT/Duroid 5870),  $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 6.15$  (RO3006), et  $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 10.2$  (RO3210). Le rayon de la plaque rayonnante est :  $a = 50\text{mm}$ . La technique utilisée dans nos réalisations était celle des circuits imprimés. Et nous avons utilisé l'analyseur de réseau HP5071B pour mesurer les fréquences de résonance.



**Figure II.11** Structures des résonateurs réalisés pour différents substrats

Nous avons comparé la fréquence de résonance calculée du mode fondamental  $TM_{11}$  avec celles mesurée et simulée par le logiciel CST pour un résonateur circulaire ( $a = 50\text{mm}$ ), et cela pour trois types de substrats (tableau II.5).

Les résultats théoriques concordent bien à ceux expérimentaux et simulés. Nous constatons, à partir du tableau II.6, que l'augmentation de la constante diélectrique diminue la fréquence de résonance.

$\epsilon_{1r}$	$f_r(\text{GHz})$ mesuré	$f_r(\text{GHz})$ MoM	$f_r(\text{GHz})$ Simulé par CST
2.32 (RT/Duroid 5870)	1.132	1.136	1.127
6.15 (RO3006)	0.688	0.707	0.680
10.2 (RO3210)	0.538	0.550	0.570

**Tableau II.6** Comparaison des fréquences de résonance calculées du mode fondamental  $TM_{11}$  avec celles mesurée et simulée par CST pour un résonateur circulaire pour trois types de substrats ( $a=50$  mm,  $\epsilon_{1t}=\epsilon_{1z}=2.32$  (RT/Duroid 5870),  $\epsilon_{1t}=\epsilon_{1z}=6.15$  (RO3006),  $\epsilon_{1t}=\epsilon_{1z}=10.2$  (RO3210))

✓ **Variation de l'épaisseur du substrat (duroid)**

Dans le tableau II. 7, nous présentons la variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat. Les résultats obtenus sont calculés, selon la méthode des moments, mesurés, avec l'analyseur de réseau HP5071B au Laboratoire PRISME de Chartres, et simulés, par le logiciel CST, pour un résonateur de rayon :  $a=50\text{mm}$ . Le diélectrique utilisé est le Duroid ( $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 2.32$ ). Pour chaque épaisseur les trois types de résultats concordent.

Substrat (duroid)		$f_r(\text{GHz})$	$f_r(\text{GHz})$	$f_r(\text{GHz})$
$d_1$	$\epsilon_{r1}$	MoM	CST	Mesures
1.5748	2.32	1.136	1.1275	1.132
3.1496	2.32	1.120	1.12	1.1338

**Tableau II.7** Fréquences de résonance calculée, simulée par CST et mesurée d'un résonateur microruban de forme circulaire ( $a=50\text{mm}$ ) pour différentes épaisseurs du substrat ( $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 2.32$ ).

✓ **Effet du superstrat sur la fréquence de résonance (Duroid)**

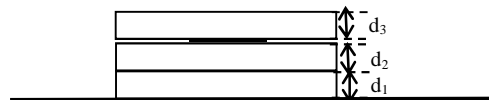
Substrat		Superstrat		$f_r(GHz)$	$f_r(GHz)$	$f_r(GHz)$
$d_1$	$\epsilon_{1r}$	$d_2$	$\epsilon_{2r}$	MoM	CST	Mesures
1.5748	2.32	0	-	1.136	1.1275	1.132
1.5748	2.32	1.5748	2.32	1.126	1.11	1.1043
3.1496	2.32	1.5748	2.32	1.122	1.104	1.1003

**Tableau II.8** Comparaison de nos résultats calculés à ceux mesurés et simulés par CST d'un résonateur microruban de forme circulaire ( $a=50mm$ ) pour différentes épaisseurs du superstrat ( $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 2.32$ )

Le tableau II.8, est une comparaison de nos résultats calculés à ceux mesurés et simulés par le logiciel CST d'un résonateur microruban de forme circulaire ( $a=50mm$ ), et de différents épaisseurs du superstrat ( $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 2.32$ ). La présence et l'augmentation de la couche protectrice diminuent la fréquence de résonance. Les valeurs théoriques sont en bon accord avec celles mesurées et simulées.

✓ **Validation des résultats théoriques pour une structure à 3 couches**

Le tableau II.9 est une comparaison des résultats théoriques, expérimentaux et simulés avec CST pour une structure à 3 couches (figure II. 12) d'un résonateur de forme circulaire de rayon ( $a=15mm$ ) et différents diélectriques. Les résultats théoriques sont en bon accord avec ceux simulés et mesurés.



**Figure II.12** Structure d'un résonateur à 3couches

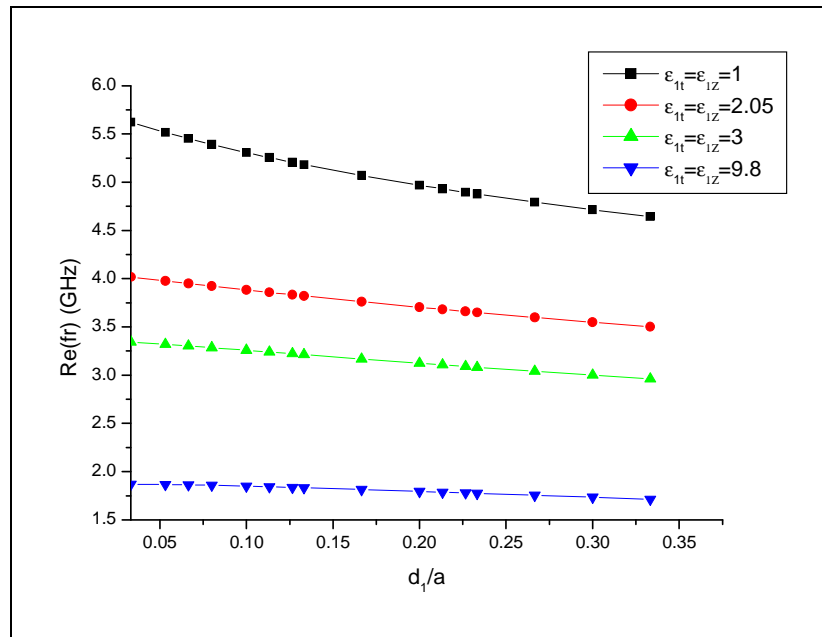
Dielectrique1		Dielectrique2		Dielectrique3		MoM	CST	Mesures
$d_1$	$\epsilon_{r1}$	$d_2$	$\epsilon_{r2}$	$d_3$	$\epsilon_{r3}$	$f_r(GHz)$	$f_r(GHz)$	$f_r(GHz)$
1.57	2.05	1.524	3	0	-	3.38	3.39	3.42
1.524	3	2	1	1.57	2.05	3.24	3.28	3.35
1.524	3	3	1	1.57	2.05	3.244	3.29	3.36
1.57	2.05	0	1	1.57	2.05	3.981	3.962	3.975
1.57	2.05	1	1	1.57	2.05	3.830	3.78	4.031
1.57	2.05	2	1	1.57	2.05	3.847	3.8	4.030

**Tableau II.8** Comparaison de valeurs théoriques, expérimentales et simulés avec CST de la fréquence de résonance) d'une structure à 3 couches d'un résonateur de forme circulaire (a=15mm)

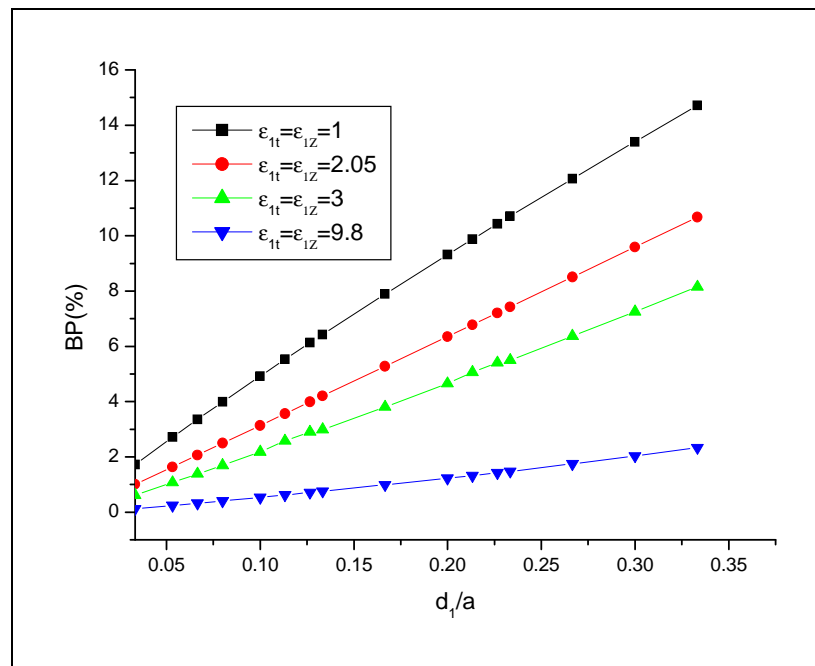
### II.5.3.3 Étude des différents paramètres d'un résonateur microruban circulaire

✓ **Effet de la constante diélectrique du substrat**

Dans cette section, nous exposons la dépendance de quelques caractéristiques des résonateurs microrubans en fonction de leurs paramètres physiques. Nous avons étudié l'influence du substrat diélectrique sur la fréquence de résonance complexe et la bande passante. Dans la Figure II.13 les courbes représentent la fréquence de résonance et la bande passante pour le mode fondamental pour différents substrats en fonction de son épaisseur selon le rapport :  $d_1 / a$ , d'une plaque rayonnante circulaire de rayon  $a=15\text{mm}$  réalisée sur un substrat isotrope de permittivité relative  $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 1$  (l'air);  $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 2.05$  (Cuflon);  $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 3$  (RO3003); et  $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 9.8$  (TMM10i).



(a)



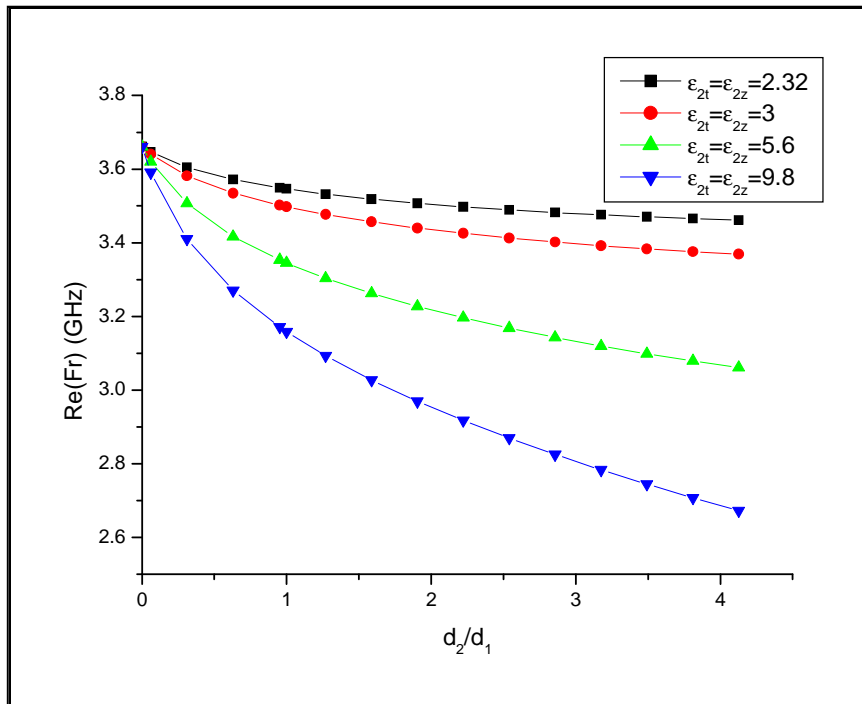
(b)

**Figure II.13** Fréquence de résonance et la bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat  $d$  d'un résonateur microruban circulaire ( $a=15\text{mm}$ ) et différentes épaisseurs du substrat  
 (a) Fréquence de résonance, (b) Bande passante

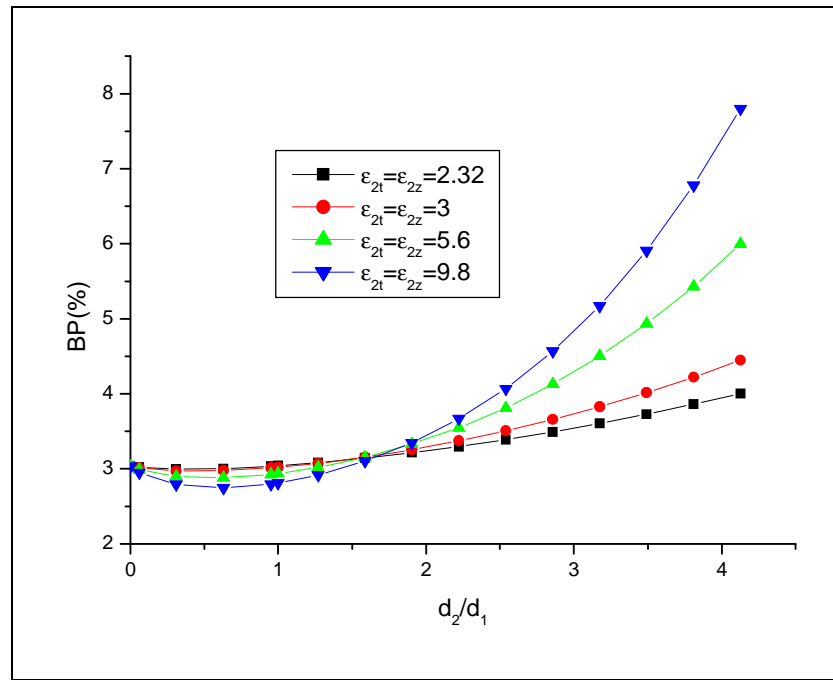
On remarque à partir des figures II.13 (a) et (b) que les valeurs des fréquences et la bande passante sont plus importantes pour de faibles valeurs de la constante diélectrique. des épaisseurs du substrat élevées.

✓ **Effet du superstrat isotrope**

Les figures II.14 (a) et (b) représentent la fréquence de résonance et la bande passante pour le mode fondamental. L'effet du superstrat diélectrique sur les caractéristique du résonateur microruban de forme circulaire, de rayon :  $a = 15mm$ , est étudié en utilisant le système de fonctions de base : polynôme de Chebyshev avec conditions de bord. Le substrat a une permittivité relative :  $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 2.32$  (RT/Duroid 5870) et d'épaisseur :  $d_1 = 1.5748mm$  pour différentes constantes diélectriques du superstrat :  $\epsilon_{2t} = \epsilon_{2z} = 9.8$  (TMM10i),  $\epsilon_{2t} = \epsilon_{2z} = 5.6$  ;  $\epsilon_{2t} = \epsilon_{2z} = 3$  (RO3003);  $\epsilon_{2t} = \epsilon_{2z} = 2.32$  (RT/Duroid 5870).



(a)



(b)

**Figure II.14** Fréquence de résonance et la bande passante en fonction du rapport :  $d_2/d_1$  pour différents superstrats isotropes:  $\epsilon_{2t}=\epsilon_{2z}=2.32$ ,  $\epsilon_{2t}=\epsilon_{2z}=3$ ,  $\epsilon_{2t}=\epsilon_{2z}=5.6$ ,  $\epsilon_{2t}=\epsilon_{2z}=9.8$ ,

$a=15\text{mm}$ .  $\epsilon_{1t}=\epsilon_{1z}=2.32$  (RT/Duroid 5870) et  $d_1=1.5748\text{mm}$

(a) Fréquence de résonance, (b) La bande passante

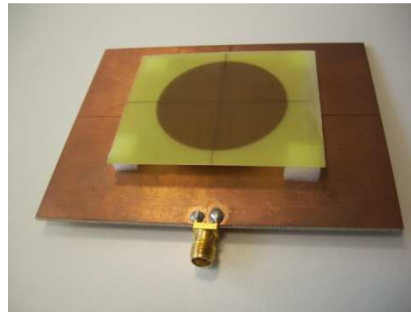
On constate que la présence du superstrat diminue la fréquence de résonance, et décroît de façon monotone. Cette décroissance est plus importante pour les grandes valeurs de la constante diélectrique.

Alors que la bande passante croît selon l'augmentation du rapport ( $d_2/d_1$ ), cette augmentation est plus importante pour les superstrats avec une constante diélectrique élevée.

Un superstrat épais avec une grande permittivité est favorable pour améliorer la bande passante [34].

On remarque aussi que les valeurs des fréquences et la bande passante sont plus importantes pour des faibles valeurs de la constante diélectrique, et des épaisseurs du substrat plus importantes.

Comme application : la structure d'un résonateur microruban de forme circulaire suspendu (le substrat est l'air de  $\epsilon_{1t}=\epsilon_{1z}=1$ : Figure II. 15), donne des meilleurs caractéristiques (plus large bande passante et plus grande fréquence de résonance). De plus elle est économique.



**Figure II. 15** Structure d'un résonateur microruban de forme circulaire suspendu (le substrat est l'air de  $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 1$ ),

✓ **Étude de l'anisotropie du substrat pour un résonateur microruban circulaire**

En général les résultats des études précédentes montrent que le comportement de ces structures opérationnelles ne peut pas être prévu ; En particulier dans le domaine des ondes millimétriques, lorsque l'anisotropie du matériau du substrat est ignorée [1, 49, 50].

On a également montré que l'anisotropie peut offrir des avantages dans la conception de certains composants micro-ondes [51].

Par conséquent le substrat anisotrope doit être soigneusement examiné à l'étape de conception, afin de bénéficier de ses avantages et d'éviter la dégradation des performances du composant microruban. Dans la littérature, en particulier les analyses des structures microrubans ayant la plaque rayonnante de forme rectangulaire imprimée sur des substrats isotropes ou anisotropes ont pris un intérêt considérable chez un grand nombre de chercheurs [29, 52, 53], même si les caractéristiques de résonance d'un résonateur microruban circulaire ont également été déterminées pour le cas des substrats isotropes [34, 54].

Des analyses similaires pour les substrats anisotropes sont en nombre limité [1, 30,50, 55].

Les effets de la variation de la permittivité sur la fréquence de résonance et la bande passante d'une antenne circulaire monocouche anisotrope en fonction de l'épaisseur du substrat selon le système des polynômes de Chebyshev avec la condition de bord, sont illustrés par les figures II.16.

Ces résultats peuvent être interprétés comme suit :

À l'intérieur de la région anisotrope uniaxiale, les équations d'onde décrivant les composantes longitudinales du champ électromagnétique sont :



$$(\Delta_T + \epsilon_{1z} k^2) E_z + \frac{\epsilon_{1z}}{\epsilon_{1t}} \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{II.56})$$

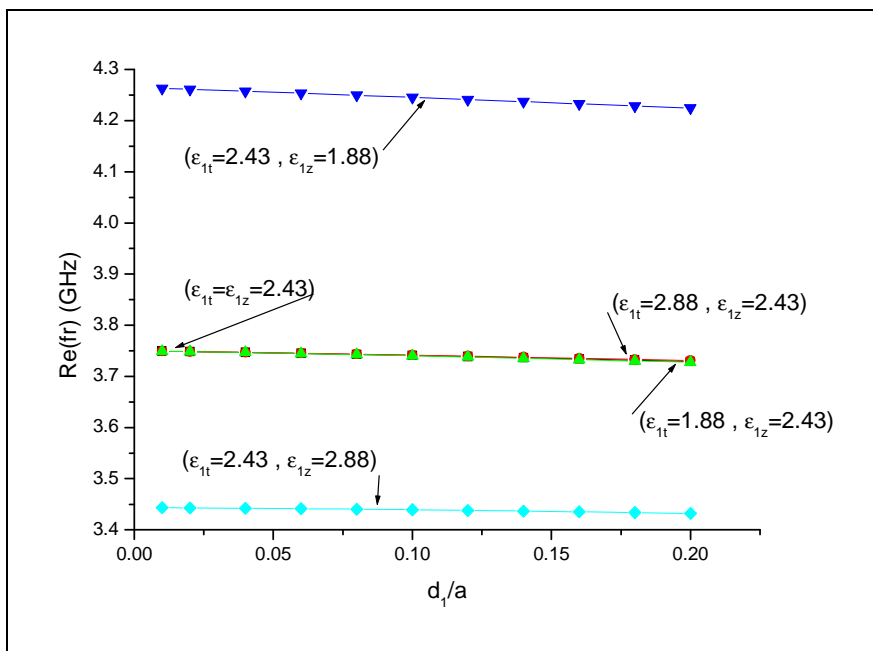
$$(\Delta_T + \epsilon_{1t} k^2) H_z + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{II.57})$$

$\Delta_T$  : représente l'opérateur transverse de Laplace.

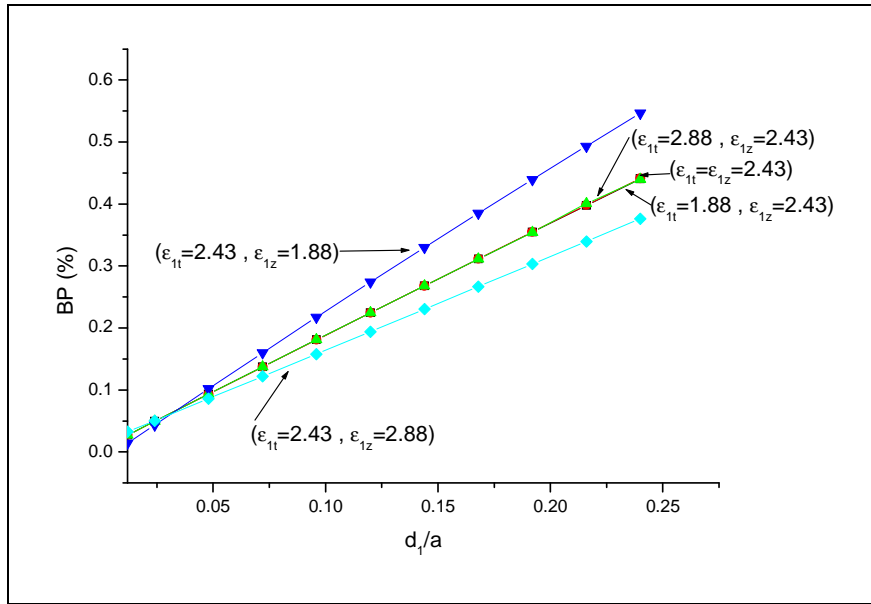
Pour les faibles épaisseurs du substrat, seule la composante selon  $z$  du champ électrique et la composante transverse du champ magnétique existent. En outre, les champs dans cette région sont indépendants de  $z$  pour toutes les fréquences d'opération et par conséquent, l'équation (II.56) peut être comme suit :

$$(\Delta_T + \epsilon_{1z} k^2) E_z = 0 \quad (\text{II.58})$$

Cette dernière montre que dans la limite des petites épaisseurs  $d_1$ , le substrat anisotrope uniaxial se comporte comme un substrat isotrope ayant une permittivité relative égale à  $\epsilon_{1z}$ . À partir de là, la faible dépendance de la fréquence de résonance en fonction de  $\epsilon_{1t}$  est expliquée : lorsque l'épaisseur du substrat devient importante, en plus des modes TM, des modes TE peuvent aussi être excités, ce qui en résulte une augmentation de la dépendance de la fréquence de résonance en fonction de  $\epsilon_{1z}$ .



(a)



(b)

**Figure II.16** Fréquence de résonance et la bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat pour les cas: isotrope, isotropie positive ( $\epsilon_{1t}=2.43$ ,  $\epsilon_{1z}=2.88$ ) et isotropie négative ( $\epsilon_{1t}=2.43$ ,  $\epsilon_{1z}=1.88$ ),  $a=15\text{mm}$

(a) Partie réelle de la fréquence de résonance (b) Bande passante

▪ **Variation de  $\epsilon_{1t}$  :**

Les figures II.16 (a) (b) montrent les variations respectives de la partie réelle de la fréquence de résonance et la bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat pour les trois cas :

- Anisotropie positive : le paramètre  $AR = \frac{\epsilon_{1t}}{\epsilon_{1z}} < 1$  ( $\epsilon_{1t} = 1.88$ ,  $\epsilon_{1z} = 2.43$ ).
- Isotropie : le paramètre  $AR = \frac{\epsilon_{1t}}{\epsilon_{1z}} = 1$  ( $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 2.43$ ).
- Anisotropie négative : le paramètre  $AR = \frac{\epsilon_{1t}}{\epsilon_{1z}} > 1$  ( $\epsilon_{1t} = 2.88$ ,  $\epsilon_{1z} = 2.43$ ).

Les fréquences de résonance se décalent vers des valeurs plus grandes pour le cas de l'anisotropie positive, alors qu'elles restent faibles pour l'anisotropie négative, et pareillement pour la bande passante mais avec un décalage très petit.

Aussi on remarque que l'effet de l'anisotropie est plus important pour des substrats à épaisseurs plus importantes.

• **Variation de  $\epsilon_{1z}$  :**

Les figures II.16 (a) et (b) montrent respectivement la partie réelle de la fréquence de résonance complexe et la bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat et cela pour les trois cas :

- Anisotropie positive : le paramètre  $AR = \frac{\epsilon_{1t}}{\epsilon_{1z}} < 1$  ( $\epsilon_{1t} = 2.43$ ,  $\epsilon_{1z} = 1.88$ ).
- Isotropie c'est à dire :  $AR = \frac{\epsilon_{1t}}{\epsilon_{1z}} = 1$  ( $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 2.43$ ).
- Anisotropie négative c'est à dire le paramètre  $AR = \frac{\epsilon_{1t}}{\epsilon_{1z}} > 1$  ( $\epsilon_{1t} = 2.43$ ,  $\epsilon_{1z} = 2.88$ ).

Pour la partie réelle de la fréquence, on constate un décalage important entre les trois courbes (cas isotropie, anisotropie positive, et anisotropie négative) comparé à celui de l'étude précédente (variation de  $\epsilon_{1t}$ ), pour les grandes et petites valeurs de l'épaisseur du substrat.

Cet écart existe aussi pour la partie imaginaire de la fréquence de résonance et la bande passante, alors que pour les faibles épaisseurs il est faible.

On note que l'effet de l'anisotropie persiste pour les faibles comme pour les grandes épaisseurs.

## II.6 Conclusion

Dans ce chapitre, une formulation théorique du problème de la fréquence de résonance d'un résonateur microruban multicouche et à anisotropie uniaxiale est donnée. Nous avons fait appel à la transformée vectorielle de Hankel, afin de réduire le problème tridimensionnel en un autre bidimensionnel, et ceci pour montrer que les ondes TM et TE du courant et des champs sont découplées, ce qui réduit la complexité des calculs. La résolution de l'équation intégrale est faite par la méthode des moments via la procédure de Galerkin, à partir de laquelle on peut directement déduire la bande passante du résonateur. Pour développer la distribution du courant surfacique, nous avons utilisé deux types de fonction de base pour développer la distribution du courant surfacique (fonctions issues du modèle de la cavité et polynômes de Chebyshev avec conditions de bord).

Nous avons comparé nos résultats à des données théoriques et expérimentales des structures que nous avons réalisées au Laboratoire PRISME de Chartres- Université d'Orléans. Des résultats concernant la fréquence de résonance complexe, la bande passante des résonateurs microbandes circulaires monocouches et multicouches imprimées sur des substrats diélectriques isotropes et/ou anisotropes ont été illustrés avec l'influence des paramètres de la structure (constante diélectrique, rayon, épaisseur des diélectriques, anisotropie du substrat) sur les caractéristiques du résonateur circulaire.

# Chapitre III

*Analyse d'un résonateur microruban  
supraconducteur de forme circulaire  
multicouche*

### **III.1 Introduction**

L'explosion des communications mobiles a conduit à imposer des critères, de plus en plus sévères à toutes les fonctions de l'électronique, et notamment à celles qui assurent la transmission des signaux. En effet, elles doivent répondre à un certain nombre de contraintes tant au niveau électrique (bande passante, sélectivité, pertes d'insertion, temps de propagation de groupe) qu'au niveau du coût et de l'encombrement.

Dans le but de contrôler et optimiser les performances du résonateur, telles que la bande passante et l'ouverture du faisceau (directivité) de rayonnement, plusieurs structures ont été proposées comme l'utilisation de plusieurs couches diélectriques qui offre des degrés de liberté additionnelles au concepteur [56, 57]. Malheureusement, ces techniques peuvent affecter considérablement les performances du résonateur telles que faible poids et volume.

Durant ces dernières années, un intérêt croissant a été accordé au développement et à l'utilisation de nouveaux matériaux dans la technologie micro-ondes. Un intérêt particulier a été observé dans l'utilisation des matériaux supraconducteurs dans les circuits intégrés micro-ondes [58- 60], ce qui est dû à leurs principales caractéristiques, telles que : faibles pertes (avec la réduction de l'atténuation et du niveau de bruit), dispersion très petite et réduction du temps de propagation des signaux dans les circuits.

Un résonateur supraconducteur a été l'un des premiers composants micro-ondes utilisé et démontré dans l'application du matériau supraconducteur à haute température [61]. Depuis, il y a eu des travaux considérables sur les nouveaux types de résonateurs supraconducteurs et leurs applications [62].

### **III.2 Propriétés des supraconducteurs dans le domaine des micro-ondes**

Non seulement les supraconducteurs ont des comportements très différents d'un métal normal, mais ils ont aussi des propriétés uniques telles que la quantification du flux magnétique et l'effet Meissner : qui est le comportement diamagnétique du supraconducteur. Les plus importantes propriétés pour l'étude de composants en courant alternatif sont indiquées dans le tableau III.1. Nous observons que le supraconducteur offre alors moins de pertes [60].

Caractéristiques	Conducteur normal	Supraconducteur
Résistance de surface ( $R_s$ ) à 77K	2.2mΩ (Cu)	0.1mΩ (YBaCuO)
Dépendance en fréquence de la résistance de surface	$f^{1/2}$	$f^2$
Dépendance en champ de la résistance de surface	Constante	$R_s \propto H^2$
Pénétration du champ à 77K	Epaisseur de peau ( $\delta$ ) (Au~ 500nm)	Longueur de pénétration ( $\lambda$ ) (YBaCuO~ 360nm)
Effet Meissner	non	Oui
Quantification du flux magnétique	non	Oui

**Tableau III.1.** Différences entre supraconducteurs et métaux normaux.

Durant la dernière décennie, de nombreuses familles de céramiques supraconductrices à haute température critique ont été synthétisées pour la fabrication de dispositifs électroniques. Les critères de sélection les plus significatifs sont :

- ✓ Une température critique  $T_c$  supérieure à 77K;
- ✓ Une bonne stabilité dans les conditions thermodynamiques de dépôt.

Les matériaux supraconducteurs les plus utilisés dans les dispositifs hyperfréquence sont [63, 64].:  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  (YBaCuO) et  $Tl_2Ba_2CaCu_2O_x$  (TBCCO). Mais, la grande majorité des dispositifs est basée sur  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  malgré sa sensibilité à la stœchiométrie en oxygène (le calcul des relations quantitatives entre réactifs et produits au cours d'une réaction chimique).

### III.3 Profondeur de pénétration

L'épaisseur de peau est la zone en surface du conducteur où le champ électromagnétique fait apparaître des courants électriques. Si celle-ci n'est pas négligeable devant l'épaisseur du conducteur, le courant induit par le champ, au lieu de rester sur la face exposée, traverse le cœur du conducteur, et réapparaît en partie sur la face opposée, ce qui crée un nouveau champ électromagnétique. Le champ n'est donc plus guidé par cette structure : elle devient en partie transparente au champ électromagnétique.

L'épaisseur de peau est donnée par la formule :

$$t = \frac{1}{f\mu\sigma} \quad (\text{III.1})$$

où :

$\mu$  : est la perméabilité magnétique du matériau ;

$\sigma$  : La conductivité ;

$f$  : La fréquence du signal.

### III.4 Impédance de surface ( $Z_s$ )

L'impédance de surface est le paramètre le plus souvent cité pour décrire les propriétés aux fréquences élevées des matériaux conducteurs ou supraconducteurs. On a souvent tendance à réduire l'impédance de surface à la résistance de surface, qui n'est que sa partie réelle et qui est responsable des pertes. La partie imaginaire (réactance de surface) traduit quant à elle la profondeur de pénétration de l'onde dans le matériau : il s'agit d'un paramètre de première importance, non seulement pour la caractérisation physique du matériau mais également pour les applications, car il permet par exemple de fixer l'épaisseur minimale des couches minces (pour bénéficier pleinement des propriétés supraconductrices), ou encore, de prévoir la vitesse de phase sur une ligne supraconductrice.

Dans le cas d'un métal normal, la conductivité  $\sigma$  est réelle et ne dépend que de la température. La résistance de surface varie comme la racine carrée de la fréquence (équation (III.2)). La conductivité n'est pas fonction de la fréquence [65].

$$Z_s = \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{t\sigma}} \quad (\text{III.2})$$

Lorsque l'épaisseur de la plaque supraconductrice ( $t$ ) est inférieure à trois fois l'épaisseur de peau, l'équation (III.2) peut être approximée comme suit [27, 65, 66] :

$$Z_s = 1/(t\sigma) \quad (\text{III.3})$$

où la conductivité ( $\sigma = \sigma_c$ ) est réelle pour les conducteurs conventionnels.

Cette approximation a été vérifiée pour les matériaux pratiques. Pour les supraconducteurs à conductivité complexe, elle est donnée par [27]:

$$\sigma = \sigma_n (T / T_c)^4 - i(1 - (T / T_c)^4)^{-\frac{1}{2}} / \omega\mu_0 \lambda_0^2 \quad (\text{III.4})$$

où

$\sigma_n$  : est associé avec la conductivité normale à  $T_c$  ;

$\lambda_0$  : est la profondeur effective de pénétration.

### III.5 Substrats utilisés pour un résonateur supraconducteur

Les substrats, pour un résonateur supraconducteur, doivent être compatibles avec les couches minces supraconductrices. En effet, le paramètre de maille du supraconducteur doit



être proche de celui du substrat afin que le supraconducteur puisse croître efficacement sur le substrat.

Au cas où le matériau du résonateur microruban est supraconducteur, le substrat doit être monocristallin, de préférence isotrope pour permettre de limiter les défauts lors de la croissance du supraconducteur, ainsi que les pertes diélectriques doivent être les plus faibles possibles. Les tangentes de pertes des substrats employés sont généralement inférieures à  $10^{-5}$  à  $T=77K$ .

Une couche tampon entre les deux interfaces est parfois nécessaire pour limiter la réactivité entre les deux matériaux lors du processus de fabrication.

Au cas où le matériau de la plaque rayonnante est normal comme le cuivre, la permittivité relative du substrat varie de 1 à 12. Parfois, il est préférable d'utiliser des substrats diélectriques de grande épaisseur et de basse permittivité, dans le but d'avoir une grande efficacité et une bande passante large. Mais dans ce cas, les pertes par onde de surface augmentent et le résonateur devient de plus en plus encombrant. Au contraire, l'utilisation de minces substrats de permittivité élevée est conseillée pour les circuits micro-ondes permettant ainsi la minimisation des ondes de surfaces et des radiations non désirées. Toutefois, l'efficacité et la bande passante diminuent à cause de la grande perte dans le substrat.

Les substrats les plus utilisés dans la conception des dispositifs supraconducteurs sont les suivants [67]:

- ✓ Le lanthane d'aluminium ( $LaAlO_3$ ) malgré son coût et la présence de macles (cristaux);
- ✓ L'oxyde de magnésium ( $MgO$ ) malgré le désaccord de maille;
- ✓ Le saphir taillé ( $Al_2O_3$ ), est disponible en grandes dimensions, mais il nécessite un traitement de surface.

### III.6 Formulation théorique

Pour déterminer les composantes de la fonction de Green qui prennent en considération l'effet de supraconductivité du résonateur, on suppose la plaque conductrice de forme circulaire de rayon  $a$  imprimée entre des substrats diélectriques (isotropes ou anisotropes) considérés infinis ayant des épaisseurs  $h_j$ , et on suppose que le plan de masse est parfaitement conducteur (voir figure II.1 du chapitre II). De même, on suppose que tous les matériaux diélectriques sont non magnétiques.

On considère une impédance de surface complexe  $Z_s$ . Cette dernière est déterminée par l'équation (III.3).

Généralement, pour une structure rayonnante, il existe : des courants surfaciques  $\mathbf{K}_s$  sur les conducteurs, et des courants qui sont dus au champ d'excitation  $\vec{\mathbf{E}}_t^{\text{exc}}$ . Ces derniers créent un champ diffracté  $\vec{\mathbf{E}}_t^{\text{diff}}$ , qui peut être exprimé à l'aide de la fonction dyadique de Green.

Les conditions aux limites à la surface supraconductrice de la structure rayonnante, imposent la condition de bord suivante [68, 69]:

$$\vec{\mathbf{E}}_T = \vec{0} \quad \text{sur la plaque supraconductrice} \quad (\text{III.5})$$

Avec

$\vec{\mathbf{E}}_T$  : Champ électrique tangentiel total en fonction du courant sur la plaque supraconductrice, est donné par :

$$\vec{\mathbf{E}}_T = \vec{\mathbf{E}}_t^{\text{exc}} + \vec{\mathbf{E}}_t^{\text{diff}} - \overline{\mathbf{Z}}_s \mathbf{K}_s \quad (\text{III.6})$$

où :

$\overline{\mathbf{Z}}_s$  : Impédance de surface sur le résonateur;

$\vec{\mathbf{E}}_t^{\text{exc}}$  : Composante tangentielle du champ électrique d'excitation (champ incident);

$\vec{\mathbf{E}}_t^{\text{diff}}$  : Composante tangentielle du champ électrique diffracté (champ dispersé);

$\mathbf{K}_s$  : Courant de surface sur la plaque conductrice.

Les équations intégrales modifiées pour la  $n^{\text{ième}}$  harmonique du champ et du courant électrique dans la représentation (TM, TE) d'un disque circulaire deviendront:

$$\mathbf{e}_n(\rho) = \int_0^\infty dk_\rho k_\rho \overline{\mathbf{H}}_n(k_\rho, \rho) \cdot (\overline{\mathbf{G}}(k_\rho) - \overline{\mathbf{Z}}_s) \cdot \mathbf{K}_n(k_\rho) = 0 \quad \rho < a \quad (\text{III.7})$$

$$\mathbf{K}_n(\rho) = \sum_{m=1}^M a_{nm} \mathbf{K}_{nm}(\rho) + \sum_{p=1}^P b_{np} \mathbf{f}_{np}(\rho) \quad \rho < a \quad (\text{III.8})$$

En remplaçant les équations (III.8) des courants dans les équations (III.7) intégrales du champ électrique nous aurons :

$$\sum_{m=1}^M a_{nm} \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \bar{\mathbf{H}}_n(k_{\rho}, \rho) \cdot (\bar{\mathbf{G}}(k_{\rho}) - \bar{\mathbf{Z}}_s) \cdot \bar{\mathbf{K}}_{nm}(k_{\rho}) + \sum_{p=1}^P b_{np} \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \bar{\mathbf{H}}_n(k_{\rho}, \rho) \cdot (\bar{\mathbf{G}}(k_{\rho}) - \bar{\mathbf{Z}}_s) \cdot \bar{\mathbf{F}}_{np}(k_{\rho}) = 0 \quad (\text{III.9})$$

En suivant les mêmes étapes utilisées dans le chapitre II.2.6, et en appliquant la méthode de Galerkin pour résoudre l'équation intégrale qui peut être discrétisée sous la forme matricielle suivante:

$$\begin{bmatrix} (\bar{\mathbf{Z}}'^{\kappa\kappa})_{M \times M} & (\bar{\mathbf{Z}}'^{\kappa f})_{M \times P} \\ (\bar{\mathbf{Z}}'^{f\kappa})_{P \times M} & (\bar{\mathbf{Z}}'^{ff})_{P \times P} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (\mathbf{A}')_{M \times 1} \\ (\mathbf{B}')_{P \times 1} \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{III.10})$$

Chaque élément d'indice  $ij$  de la sous-matrice  $\bar{\mathbf{Z}}'^{\text{CD}}$  est donnée par:

$$\bar{\mathbf{Z}}'_{ij}{}^{\text{CD}} = \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \mathbf{C}_{ni}^+(k_{\rho}) \cdot (\bar{\mathbf{G}}(k_{\rho}) - \bar{\mathbf{Z}}_s) \cdot \mathbf{D}_{nj}(k_{\rho}) \quad (\text{III.11})$$

où C et D peuvent être  $\kappa$  ou  $f$  :

$$\mathbf{Z}'_{ij}{}^{\kappa\kappa} = \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \bar{\mathbf{K}}_{ni}^+(k_{\rho}) \cdot (\bar{\mathbf{G}}(k_{\rho}) - \bar{\mathbf{Z}}_s) \cdot \bar{\mathbf{K}}_{nj}(k_{\rho}) \quad (\text{III.12})$$

$$\mathbf{Z}'_{ij}{}^{\kappa f} = \mathbf{Z}'_{ji}{}^{f\kappa} = \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \bar{\mathbf{K}}_{ni}^+(k_{\rho}) \cdot (\bar{\mathbf{G}}(k_{\rho}) - \bar{\mathbf{Z}}_s) \cdot \bar{\mathbf{F}}_{nj}(k_{\rho}) \quad (\text{III.13})$$

$$\mathbf{Z}'_{ij}{}^{ff} = \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \bar{\mathbf{F}}_{ni}^+(k_{\rho}) \cdot (\bar{\mathbf{G}}(k_{\rho}) - \bar{\mathbf{Z}}_s) \cdot \bar{\mathbf{F}}_{nj}(k_{\rho}) \quad (\text{III.14})$$

L'exposant  $(^+)$  désigne le transposé conjugué.

Afin d'obtenir une solution non triviale, nous imposons une valeur nulle pour le déterminant de la matrice  $\mathbf{Z}'$ . La condition est dite équation caractéristique, vérifiée par une fréquence complexe:

$$f = f_r + if_i \quad (\text{III.15})$$

Ce résultat nous permet la déduction du facteur de qualité et de la bande passante.

### III.7 Résultats numériques

#### III.7.1 Validation des résultats

##### a. Comparaison de nos résultats numériques à la littérature

L'objectif de cette section est de valider nos résultats numériques. La structure considérée est un résonateur microruban circulaire avec une seule couche isotrope ( $j = 1$ ). Nous avons d'abord comparé nos résultats avec les résultats théoriques et expérimentaux de Losada [30]. Le résonateur parfaitement conducteur circulaire, est imprimé sur un substrat de permittivité  $\epsilon_t = \epsilon_z = 2.43$ , avec une épaisseur  $d_1 = 0.49\text{mm}$ . Le tableau III.2 résume nos calculs des fréquences de résonance et de ceux obtenus pour le premier mode  $\text{TM}_{11}$  via la formulation de Losada [30].

a/d <sub>1</sub>	Résultats [30]			Nos résultats	
	f <sub>r</sub> (GHz) Mesurée	f <sub>r</sub> (GHz) Calculée	$\Delta f_r^{\text{ex-nu}}$	f <sub>r</sub> (GHz)	$\Delta f_r^{\text{ex-nu}}$
4.02	25.6	25.3	+1.2 %	25.92	-1.2%
8.08	13.1	13.3	- 1.5 %	13.55	-3.4%
12.02	8.96	9.13	- 1.9 %	9.25	-3.2%
16.33	6.81	6.80	+ 0.2 %	6.87	-1%
20.33	5.47	5.49	- 0.4 %	5.54	-1.2%

**Table III.2** Comparaison des fréquences de résonance mesurées et calculées pour différents rayons du disque a.  $\epsilon_{1t}=\epsilon_{1z}=2.43$ ,  $d_1=0.49\text{mm}$ .

Les comparaisons montrent un bon accord entre nos résultats et ceux de la littérature [30].

##### b. Validation expérimentale

Pour compléter cette validation, des réalisations et des mesures ont été effectuées à l'Institut PRISME de l'Université d'Orléans. Un analyseur de réseau vectoriel Agilent E5071B a été utilisé pour les mesures. Des résonateurs microrubans de forme circulaire à conducteur parfait ont été réalisés en utilisant la technique des circuits imprimés et ont été alimentés par des sondes/coaxiales (annexe 1).

Dans le tableau III.3, nous comparons nos valeurs théoriques des fréquences de résonance calculées par la méthode des moments (MoM) avec nos résultats expérimentaux. Les résonateurs microrubans circulaires parfaitement conducteur (selon trois différentes valeurs du rayon a), le Cufion (avec  $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 2.05$  et  $d_1 = 1.57\text{ mm}$  d'épaisseur,  $\text{tg}(\delta) = 0.00045$ ) a été utilisé comme substrats. Un bon accord est obtenu entre nos mesures et nos résultats théoriques.

$a$ (mm)	$f_r$ (GHz) (MoM. Polynômes Chebyshev)	$f_r$ (GHz) mesures effectuée
10	5.589	5.63
15	3.825	3.81
20	2.909	2.92

**Tableau III.3** Comparaison de nos valeurs mesurées à ceux calculées des fréquences de résonance pour une seule couche isotrope  $d_1 = 1.57$  mm,  $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 2.05$ , et  $\text{tg}(\delta) = 0.00045$

Dans cette section, un espace d'air ajustable est proposé et étudié, dans le but d'améliorer la bande passante de la structure du résonateur microruban supraconducteur de forme circulaire.

En premier et dans le but de valider notre étude expérimentale, un résonateur parfaitement conducteur, avec un substrat: RT / Duroid 5870 de  $\epsilon_{2t} = \epsilon_{2z} = 2.32$ ,  $d_2 = 1.5748$  mm et  $\text{tg}\delta = 0.0014$ , a été réalisé et mesuré pour des épaisseurs différentes du gap d'air. Les valeurs de la fréquence de résonance et de la bande passante mesurées et calculées sont énumérées dans le tableau III.4. Les résultats montrent une augmentation importante de la bande passante avec la séparation de l'air. Encore une fois, des accords acceptables ont été obtenus.

$d_1$ (mm)	Nos résultats théoriques MoM		Nos mesures	
	$f_r$ (GHz)	BW%	$f_r$ (GHz)	BW%
0.5	1.272	1.457	1.262	1.632
1	1.339	1.954	1.3687	2.018
2	1.398	2.911	1.462	3.122
3	1.417	3.848	1.5	4.208
4	1.420	4.778	1.53	4.5

**Table III.4** Comparaison des fréquences de résonances mesurées et calculées d'un résonateur microruban circulaire pour différentes épaisseurs du gap d'air  $d_1$ ,  $a = 50$  mm,  $\epsilon_{2t} = \epsilon_{2z} = 2.32$ ,  $d_2 = 1.5748$  mm.

### III.7.2 Fréquence de résonance d'un résonateur microruban supraconducteur

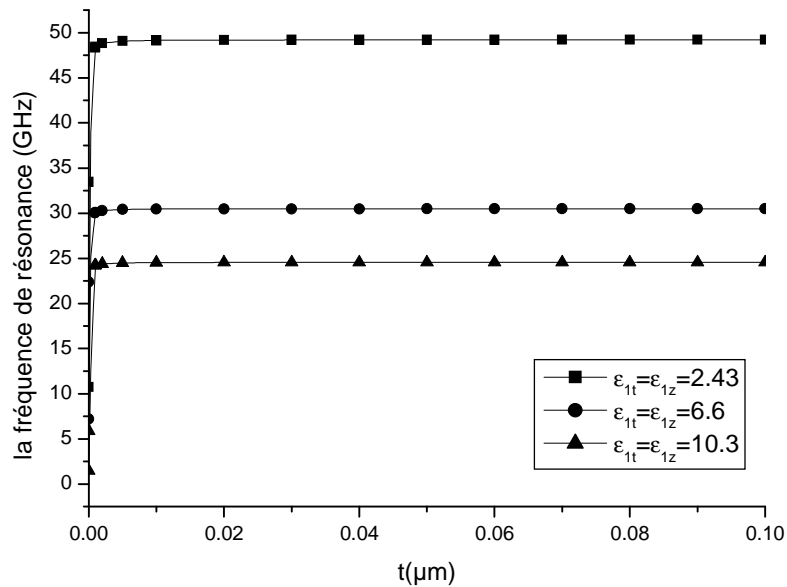
#### a. Influence de l'épaisseur du supraconducteur

En haute fréquence, les dimensions des résonateurs sont très petites devant la longueur d'onde dans l'espace libre, ce qui provoque une augmentation des pertes. Dans le but

de les réduire, l'utilisation des matériaux supraconducteurs est proposée pour les résonateurs microrubans.

Pour étudier l'influence de l'épaisseur de la plaque rayonnante supraconductrice, nous supposons un résonateur de forme circulaire pour trois valeurs de permittivité  $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 2.43$ ,  $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 6.6$  et  $\epsilon_{1t} = \epsilon_{1z} = 10.3$ . Le matériau supraconducteur YBCO utilisé est caractérisé par  $\sigma_n = 210\text{S/mm}$ ,  $\lambda_0 = 1500\text{\AA}$  et  $T_c = 89\text{K}$ .

Dans la figure III.1 la fréquence de résonance est tracée en fonction de l'épaisseur du supraconducteur, où on constate que l'augmentation de cette dernière provoque un accroissement rapide de la fréquence de résonance, jusqu'à ce que l'épaisseur  $t$  atteigne  $\lambda_0$  (profondeur de pénétration). Après cette valeur, l'augmentation de la fréquence de résonance est très lente.

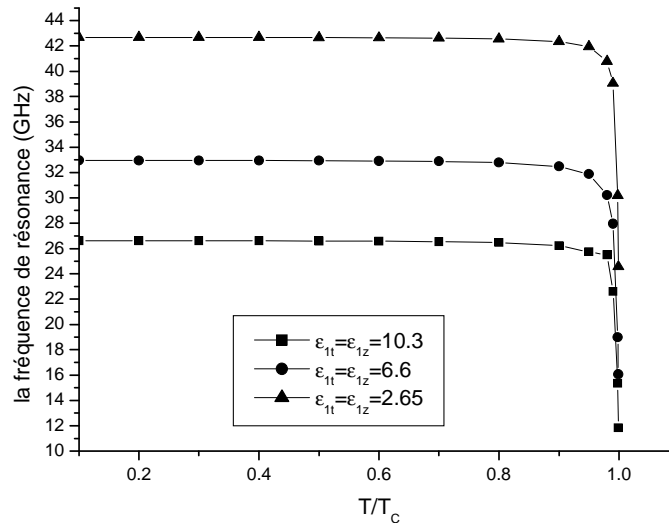


**Figure III.1** Fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur de la plaque conductrice d'un résonateur microruban supraconducteur de forme circulaire ( $\sigma_n = 210\text{S/mm}$ ,  $\lambda_0 = 1500\text{\AA}$  et  $T/T_c = 0.5$ ,  $a = 1\text{mm}$ ,  $d_1 = 1.2\text{mm}$ ).

### b. Influence de la température

La figure III.2 représente les courbes de la fréquence de résonance en fonction de la température normalisée ( $T/T_c$ ). On observe que l'augmentation de la température diminue progressivement la fréquence de résonance. Cette diminution est plus importante pour les

valeurs de la température près de la température critique  $T_c$ . Ces comportements s'accordent bien avec ceux rapportés par Richard et al pour un résonateur microruban rectangulaire [69].



**Figure III.2.** Fréquence de résonance en fonction de la température normalisée d'un résonateur microruban supraconducteur de forme circulaire ( $\sigma_n=210$  S/mm,  $\lambda_0=1500$  Å et  $T_c=89$ K,  $a=1$ mm,  $d_1= 1.2$ mm et  $t=0.02$  μm).

### III.7.3 Résonateur microruban supraconducteur à gap d'air

Afin d'atteindre la fréquence de résonance souhaitée et d'améliorer la bande passante, une couche d'air ajustable peut être insérée entre le plan de masse et le substrat. Le premier modèle de ces structures a été proposé par Dahel et Lee [70, 71], ils ont utilisé le modèle de cavité pour un matériau conducteur normal (sans le matériau supraconducteur). Des études les ont succédés ont retenu beaucoup d'attention des chercheurs ces dernières années [72].

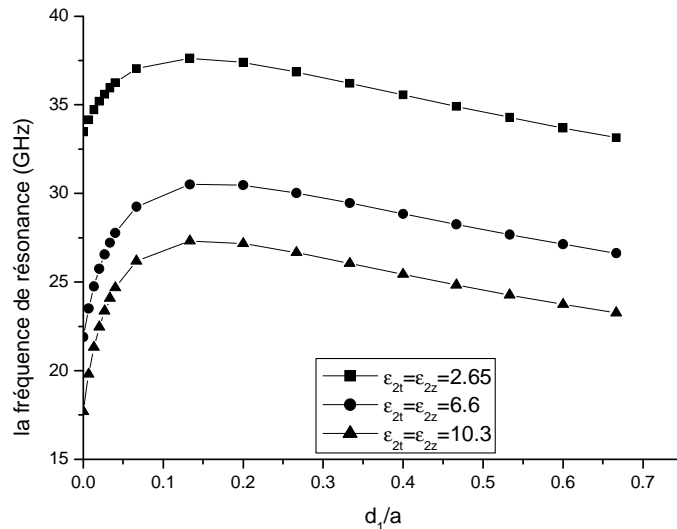
L'effet du gap d'air sur la fréquence de résonance et la bande passante d'un résonateur microruban circulaire supraconducteur à haute température critique, en fonction de la séparation de l'air pour divers substrats a été étudié en utilisant notre méthode numérique (MoM). Les résultats sont présentés dans les figures III.3 et III.4. La structure du film supraconducteur YBCO mince a été simulée.

Les courbes de la figure III.3 représente la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du gap d'air, d'un résonateur microruban supraconducteur de forme circulaire, pour trois diélectriques dont les constantes diélectriques sont:  $\epsilon_{2t}=\epsilon_{2z}=2.65$  ,  $\epsilon_{2t}=\epsilon_{2z}=6.6$  et  $\epsilon_{2t}=\epsilon_{2z}=10.3$ ,  $a=1.5$ mm, et  $\sigma_n=210$  S/mm,  $\lambda_0=1500$ Å, et  $T/T_c=0.5$ , et  $t=0.02$  μm

On remarque que l'augmentation de la séparation de l'air se traduit par une augmentation rapide de la fréquence de résonance, jusqu'à ce qu'il atteigne un maximum. Notons que l'effet de l'écart de l'air est plus prononcé pour les petites valeurs de  $d_1$ . Cependant, quand l'épaisseur du gap d'air est au environ de 1.0mm, la fréquence de résonance diminue, ceci est à cause de la permittivité effective de la région au-dessous de la plaque rayonnante qui varie légèrement avec son épaisseur et qui domine les effets et réduit la fréquence de résonance. On peut dire alors que nos résultats sont en accord avec ceux publiés.

En outre, on remarque une augmentation importante de la bande passante figure III.4, cette augmentation est due à la permittivité effective [72] (expression (III.16)) de la région (substrat plus la séparation de l'air), au-dessous de la plaque rayonnante et qui diminue avec l'accroissement de la séparation de l'air.

$$\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_r(d_1+d_2)}{d_2+\epsilon_r d_1} \quad (III.16)$$

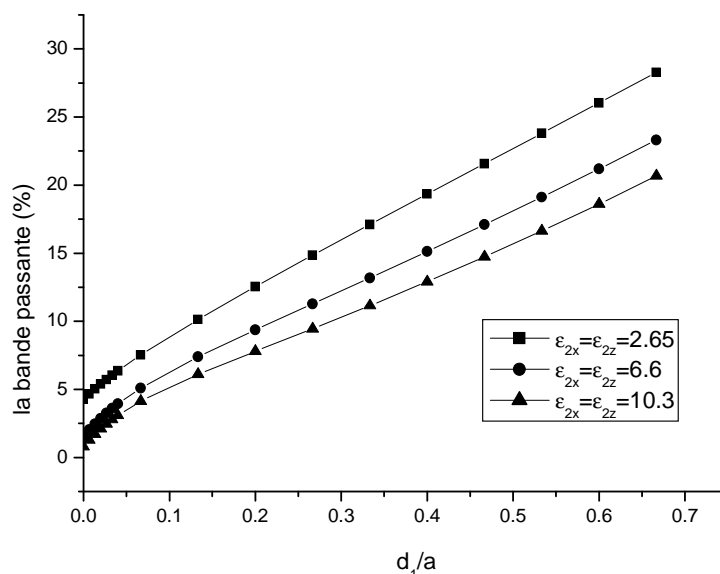


**Figure IV.3** Fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du gap d'air, d'un résonateur microruban supraconducteur de forme circulaire, selon trois diélectriques de constantes:

$$\epsilon_{2t}=\epsilon_{2z}=2.65, \epsilon_{2t}=\epsilon_{2z}=6.6 \text{ et } \epsilon_{2t}=\epsilon_{2z}=10.3, a=1.5\text{mm.}$$

$$\sigma_n=210\text{S/mm}, \lambda_0=1500\text{\AA}, \text{ et } T/T_c=0.5, \text{ et } t=0.02 \mu\text{m}$$





**Figure IV.4** La bande passante en fonction de l'épaisseur du gap d'air d'un résonateur microruban supraconducteur de forme circulaire, selon trois diélectriques de constantes diélectriques:  $\epsilon_{2t}=\epsilon_{2z}=2.65$ ,  $\epsilon_{2t}=\epsilon_{2z}=6.6$  et  $\epsilon_{2t}=\epsilon_{2z}=10.3$ ,  $a=1.5\text{mm}$ .  $\sigma_n=210\text{S/mm}$ ,  $\lambda_0=1500\text{\AA}$ , et  $T/T_c=0.5$ , et  $t=0.02\ \mu\text{m}$

### III.8 CONCLUSION

Ce chapitre est une caractérisation théorique des matériaux supraconducteurs et leurs comportements magnétiques.

Les supraconducteurs présentent un avantage très particulier à savoir leurs propriétés, telles que : la conductivité parfaite et l'absence de la résistivité électrique, par contre nous avons conclu que l'inconvénient majeur pour les matériaux supraconducteurs reste toujours la température critique qui est très basse.

On a pu mettre en évidence les caractéristiques d'un résonateur microruban supraconducteur de forme circulaire par la méthode de Galerkin appliquée dans le domaine spectral. Ainsi, nous avons donné comme résultats numériques les variations des caractéristiques de ce résonateur, en fonction de l'épaisseur de la plaque supraconductrice et de la température.

L'étude de la structure du résonateur supraconducteur à gap d'air, indique que la séparation d'air donnée, peut être ajustée de manière à avoir le maximum de la fréquence d'opération. De sa part, la bande passante du résonateur circulaire avec un gap d'air augmente de façon monotone avec la séparation d'air.

# Chapitre IV

*Étude de l'effet des paramètres de l'alimentation par ouverture sur un résonateur microruban circulaire*

## IV.1 Introduction

Un aspect important dans l'étude et la réalisation des résonateurs microrubans est leur alimentation. Les connecteurs SMA, offrent rapidité et reproductibilité, en effet les caractéristiques géométriques sont fixées, et il n'y a pas de paramètre libre. C'est ce qui fait aussi son principal inconvénient, car l'impédance du résonateur ne peut être adaptée au circuit, et le montage ne fonctionne pas toujours de manière optimale. En théorie, des circuits et des éléments rayonnants peuvent être combinés sur un même substrat. Par exemple: la présence de la ligne d'alimentation sur le même niveau que l'élément rayonnant connecté directement, peut produire un rayonnement additionnel, qui peut affecter le diagramme de rayonnement du résonateur [73]. Il est possible d'éviter cet effet en enterrant l'alimentation, que l'on dispose à un niveau inférieur : alimentation par couplage (figure IV.1) [74]. Mais ceci complique la réalisation des résonateurs microrubans suite à la présence de deux couches diélectriques. On peut aller plus loin, en superposant un résonateur microruban et un circuit triplaque, isolé par le plan de masse [75, 76]. L'alimentation se faisant dans ce cas à travers une ouverture.

L'alimentation par couplage électromagnétique (EM) avec une ouverture d'un résonateur microruban a été proposé pour la première fois par Pozar en 1985[16], elle est constituée d'un élément rayonnant (plaque conductrice et substrat) et le circuit microruban (ligne microruban et substrat de l'alimentation), qui sont placés de part et d'autre du plan de masse qui contient une ouverture, qui permet l'excitation du résonateur.

Cette géométrie a été étudiée par plusieurs chercheurs pour un résonateur microruban rectangulaire en utilisant des techniques et des modèles différents [77 - 87].

La forme de l'ouverture de couplage a un impact significatif sur le niveau de couplage entre l'alimentation et l'élément rayonnant. L'ouverture rectangulaire est utilisée en général dans le couplage des résonateurs microrubans, et elle donne un bon couplage par rapport à l'ouverture circulaire pour les résonateurs rectangulaires. Depuis la première proposition de l'alimentation d'un résonateur microruban par couplage à travers une ouverture, il y a eu plusieurs formes géométriques qui ont été suggérées :

Les ouvertures qui sont élargies aux extrémités : telles que : « os de chien » (dogbone), nœud de papillon (bowtie), la forme « H », la forme « L », ou la forme « U », peuvent améliorer le couplage et diminuer les parasites pour un résonateur microruban rectangulaire [87, 80, 88].

Dans le but d'améliorer les caractéristiques des résonateurs microrubans, nous résumons dans ce chapitre les tendances de base avec la variation des paramètres de l'alimentation par couplage.

Nous avons réalisé des structures avec différentes formes d'ouvertures de résonateurs circulaires microrubans. Une étude de simulation par le logiciel CST a été menée où le but était d'obtenir une structure ayant le meilleur couplage possible.

## IV.2 Fonctionnement de l'alimentation par couplage EM via une ouverture

Dans ce type d'alimentation, l'élément rayonnant et la ligne d'alimentation microruban sont séparés par le plan de masse (figure IV.1 et IV.2). Le couplage entre les deux est assuré par une fente ou une ouverture dans le plan de masse.

L'ouverture est centrée sous la plaque rayonnante, la quantité de ce couplage est déterminée par la forme, la taille et l'emplacement de l'ouverture; le rayonnement parasite est minimisé. Les inconvénients majeurs de cette technique sont les difficultés rencontrés lors de sa réalisation, et sa largeur étroite de bande.

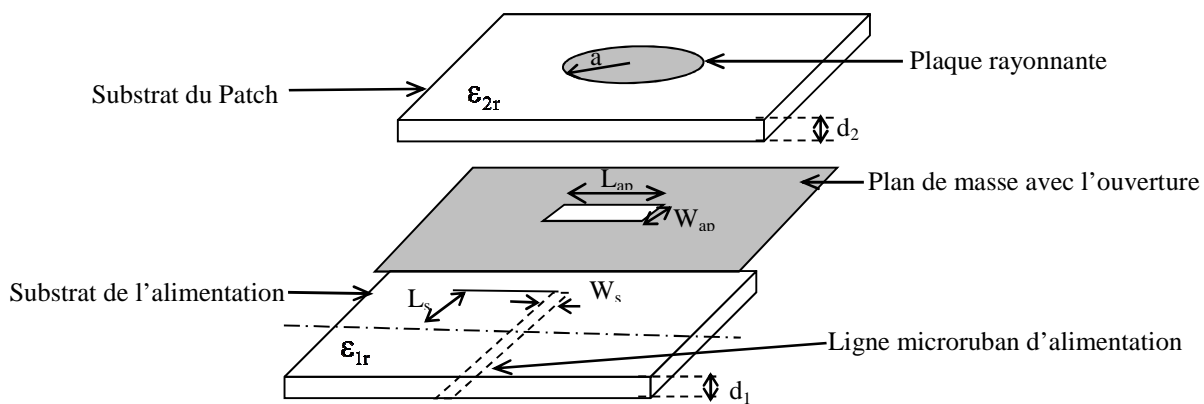


Figure IV.1 Géométrie de base d'une alimentation par ouverture



**FigureIV.2** Réalisation d'un résonateur microruban circulaire, alimenté par une ouverture rectangulaire

### IV.3 Influence des différents paramètres de la structure alimentée par ouverture

✓ *La constante diélectrique du substrat de l'élément rayonnant  $\epsilon_{2r}$*

La constante diélectrique du substrat de l'élément rayonnant a principalement des effets sur la bande passante, la fréquence de résonance et l'efficacité du rayonnement du résonateur. Pour des faibles valeurs de  $\epsilon_{2r}$ , on a un élargissement de la bande passante, une augmentation de la valeur de la fréquence de résonance, et une réduction quant à la surface d'excitation. En outre, une grande valeur de  $\epsilon_{2r}$  augmente le coefficient de réflexion  $S_{11}$  ce qui mène à une dégradation de l'adaptation.

✓ *Épaisseur du substrat de l'élément rayonnant  $d_2$*

L'épaisseur du substrat de l'élément rayonnant a des effets sur la bande passante et le niveau de couplage. Un substrat plus épais nous donne une plus large bande passante et diminue la fréquence de résonance.

✓ *Dimension de la plaque rayonnante (rayon  $a$ )*

Les dimensions de la plaque rayonnante microruban déterminent la fréquence de résonance et affectent la résistance de résonance du résonateur.

✓ ***La constante diélectrique du substrat de l'alimentation  $\epsilon_{r1}$***

La constante diélectrique du substrat de l'alimentation doit être choisie pour avoir une meilleure qualité du circuit microruban, typiquement de l'ordre de 2 à 10 [82].

✓ ***Épaisseur du substrat de l'alimentation  $d_1$***

Une faible épaisseur du substrat diminue les radiations parasites de la ligne d'alimentation, mais augmente les pertes, un compromis de  $0.01 \lambda$  à  $0.02 \lambda$  est généralement convenable [82].

✓ ***Largeur de la ligne d'alimentation  $W_s$***

Pour contrôler l'impédance caractéristique de la ligne, la largeur de la ligne d'alimentation affecte le couplage par ouverture : moins la ligne est large, plus le couplage de l'ouverture est plus efficace [82].

✓ ***Position relatif de la ligne d'alimentation par rapport à l'ouverture***

Pour un maximum de couplage, la plaque conductrice doit être placée à des angles droits avec le centre de la fente. L'inclinaison de la ligne d'alimentation par rapport à l'ouverture réduit le couplage, de même en la positionnant vers le bord de l'ouverture. [89]

✓ ***Polarisation***

En plus de la polarisation linéaire, il a été démontré que la double polarisation et la polarisation circulaire peuvent être obtenues avec des éléments d'ouverture couplée [82, 84, 90].

✓ ***Les couches du diélectrique***

Comme dans tous les types des résonateurs microrubans, il est facile d'ajouter une couche arbitraire à l'ouverture découplages de ce dernier, soit directement au-dessus ou en-dessous de l'élément rayonnant. Il est également possible de former le substrat d'alimentation en des couches multiples [82, 90].

✓ ***Position de la plaque rayonnante relativement à la fente***

Pour un maximum de couplage, le résonateur doit être centré sur l'ouverture [89, 82].

✓ ***Le type de la ligne d'alimentation***

La ligne microruban peut être remplacée par d'autres lignes planaires tels qu'un tronçon de ligne, un guide d'onde coplanaire, un guide d'onde diélectrique...

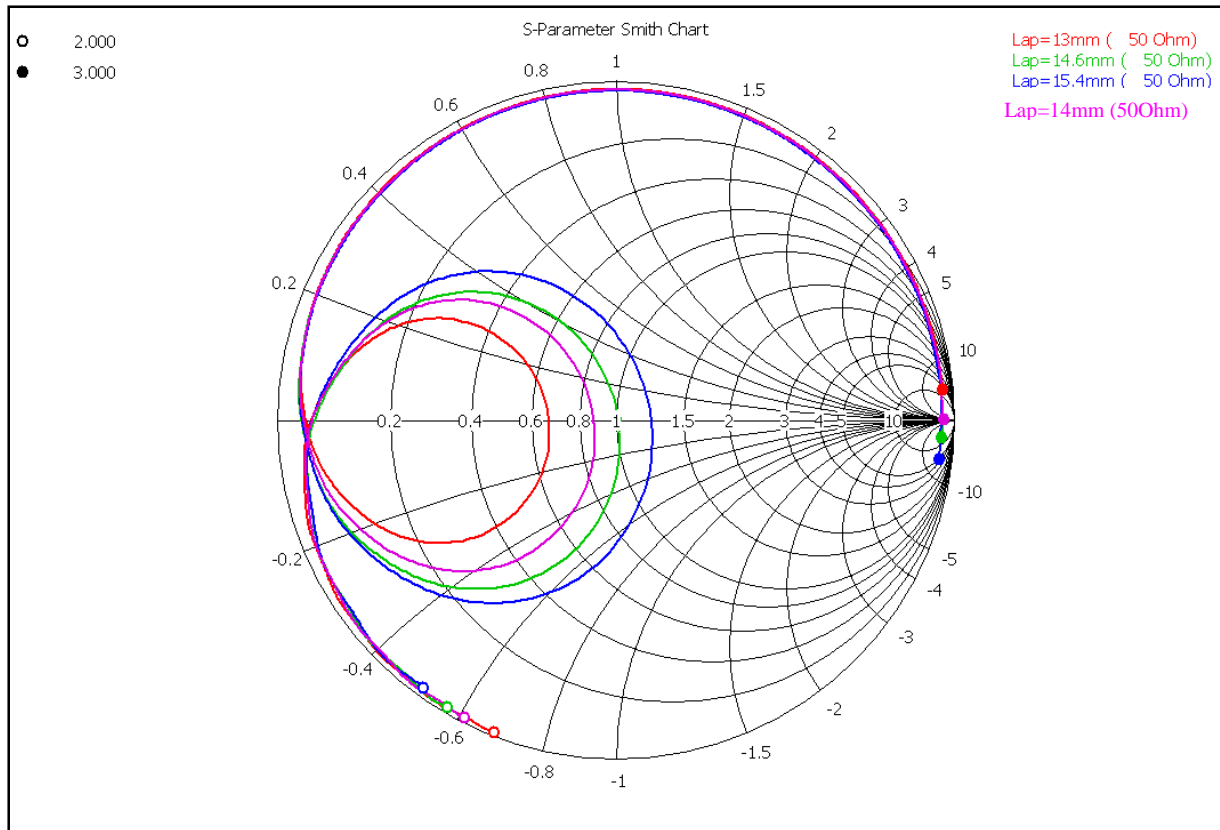
Le niveau de couplage peut être réduit avec de telles lignes. Il est aussi possible d'inverser le substrat d'alimentation, insérer un autre diélectrique de telle façon à avoir la ligne d'alimentation entre le plan de masse et la plaque rayonnante [82].

#### **IV.4 Simulation par le logiciel CST de l'influence de l'ouverture rectangulaire.**

La structure considérée est illustrée par la figure IV.1. La plaque rayonnante du résonateur microruban est de forme circulaire de rayon  $a=20\text{mm}$ . Les épaisseurs des deux substrats sont  $d_1 = d_2 = 1.52\text{mm}$ . Le matériau utilisé est le RO3003 de permittivité  $\epsilon_{1r} = \epsilon_{2r} = 3$ , et  $tg\delta = 0.002$ . Dans cette étape de notre travail l'étude est simulée par le logiciel CST 5.0.

✓ ***Longueur de l'ouverture  $L_{ap}$***

Les courbes de la figure IV.3 sont tracées pour différentes longueurs de l'ouverture rectangulaire du résonateur microruban décrit précédemment, et pour la longueur de la ligne d'alimentation à partir du centre (longueur du stub)  $L_s = 8.5\text{mm}$ , la largeur de la ligne d'alimentation (largeur du Stub)  $W_s = 3.6\text{mm}$ , la largeur de l'ouverture  $W_{ap} = 1.5\text{mm}$ , et l'épaisseur de l'élément rayonnant  $t=17.5\mu\text{m}$ .



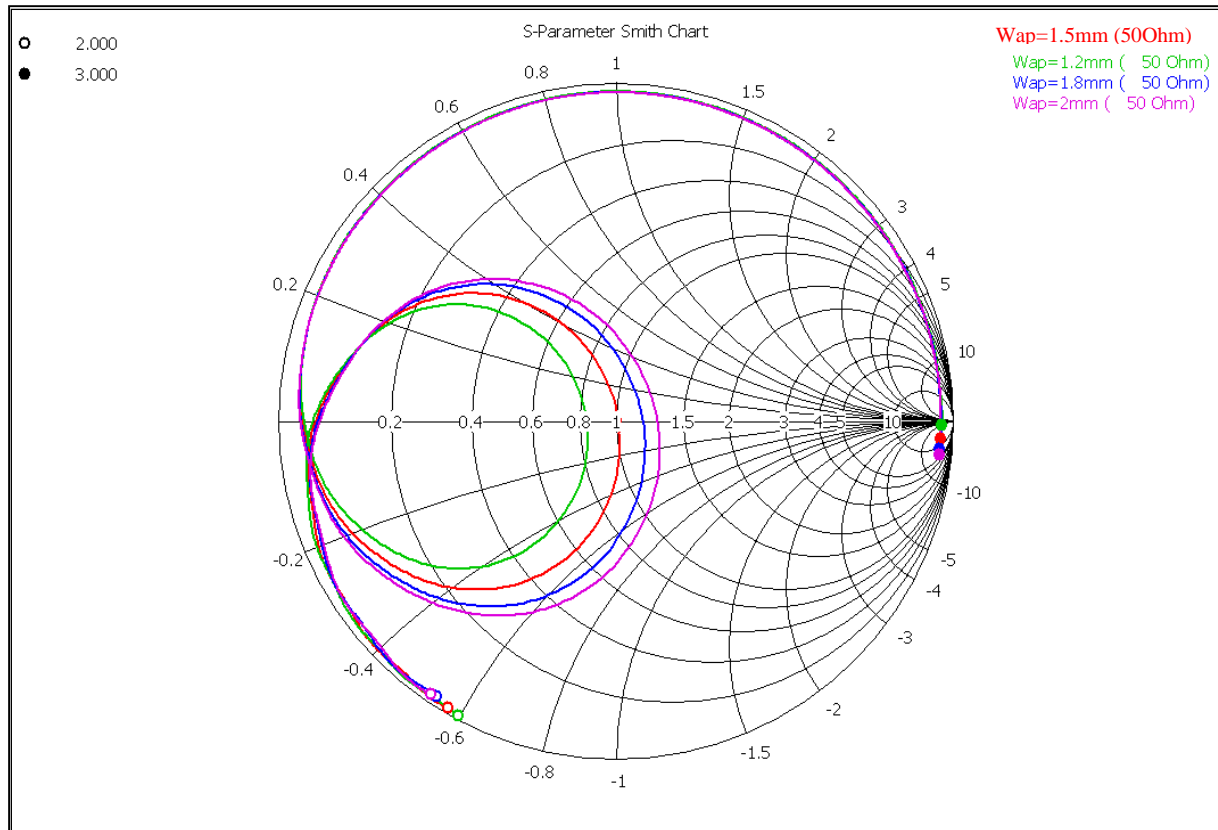
**Figure IV.3** Impédance d'entrée sur l'abaque de Smith pour différentes valeurs de la longueur de l'ouverture.  $a = 20\text{mm}$ ,  $\epsilon_{1r} = \epsilon_{2r} = 3$  (RO3003),  $d_1 = d_2 = 1.52\text{mm}$ ,  $tg\delta = 0.002$   
 $L_s = 8.5\text{mm}$ ,  $W_s = 3.6\text{mm}$ ,  $W_{ap} = 1.5\text{mm}$ , épaisseur de l'élément rayonnant  $t=17.5\mu\text{m}$

À partir de la figure IV.3, on constate que le diamètre du cercle de l'impédance sur l'abaque de Smith qui définit le niveau de couplage, est principalement contrôlé par la longueur de l'ouverture. Croître la longueur de l'ouverture a pour effet d'augmenter le diamètre du cercle sur l'abaque donc augmentation de l'impédance d'entrée au niveau de cette ouverture.

✓ **Largeur de l'ouverture  $W_{ap}$**

Les courbes de la figure IV.4 représentent l'impédance d'entrée sur l'abaque de Smith, pour le même exemple de la section précédente, simulée par CST. En changeant la largeur de l'ouverture  $W_{ap}$ , la longueur  $L_{ap} = 14.6\text{mm}$ , la longueur de la ligne d'alimentation à partir du centre  $L_s = 8.5\text{mm}$  et sa largeur  $W_s = 3.6\text{mm}$ .





**Figure IV.4** Impédance d'entrée sur l'abaque de Smith pour différentes valeurs de la largeur de l'ouverture.  $a = 20\text{mm}$ ,  $\epsilon_{1r} = \epsilon_{2r} = 3$  (RO3003),  $d_1 = d_2 = 1.52\text{mm}$ ,  $tg\delta = 0.002$ ,  $L_s = 8.5\text{mm}$ ,  $W_s = 3.6\text{mm}$ ,  $L_{ap} = 14.6\text{mm}$ , épaisseur de l'élément rayonnant  $t=17.5\mu\text{m}$

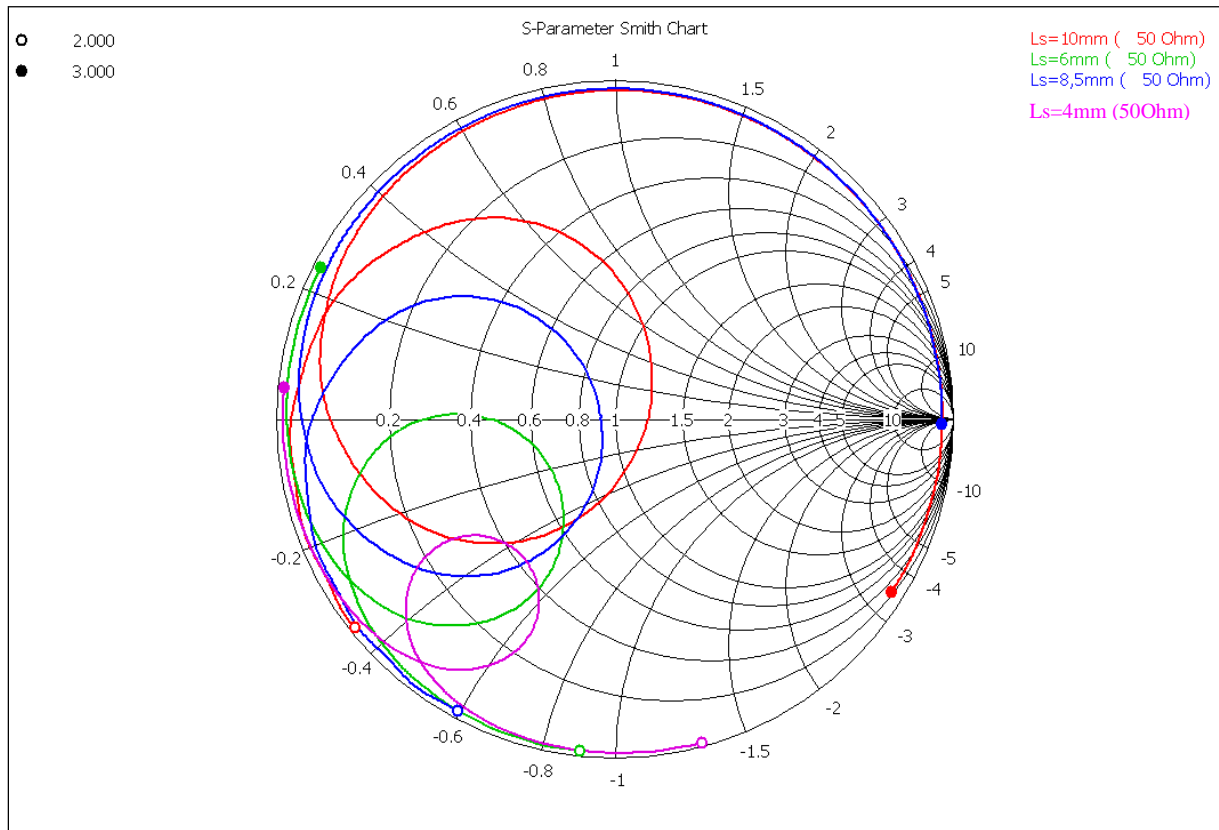
On constate dans ce cas aussi que l'augmentation de la largeur de l'ouverture augmente le couplage, en plus de l'augmentation du rayonnement arrière.

Le niveau de couplage est en premier défini par les dimensions de l'ouverture de couplage, ainsi que le niveau de radiation réfléchi (rayonnement arrière). Donc l'ouverture ne doit pas être très grande, ce qui est nécessaire pour l'adaptation de l'impédance.

✓ **Longueur de la ligne d'alimentation (Stub circuit ouvert)**

Le stub est utilisé pour régler l'excès de la réactance de l'ouverture de couplage du résonateur. La longueur du Stub est en général légèrement inférieure à  $\lambda/4$  [82, 89].

Les courbes de la figure IV.5 sont pour différentes valeurs de la longueur de la ligne microruban (stub circuit-ouvert). La structure considérée est la même que celle considérée dans les deux sections précédentes : les dimensions de l'ouverture sont :  $W_{ap} = 3.6\text{mm}$  et  $L_{ap} = 14.2\text{mm}$ , les dimensions de la ligne d'alimentation :  $W_s=3.6\text{mm}$ .



**Figure IV.5** Impédance d'entrée sur l'abaque de Smith pour différentes valeurs de la longueur de la ligne d'alimentation (Stub).  $a = 20\text{mm}$ ,  $\epsilon_{1r} = \epsilon_{2r} = 3$  (RO3003),  $d_1 = d_2 = 1.52\text{mm}$ ,  $tg\delta = 0.002$ ,  $W_{ap} = 3.6\text{mm}$ ,  $W_s = 3.6\text{mm}$ ,  $L_{ap} = 14.2\text{mm}$ , épaisseur de la plaque conductrice  $= 17.5\mu\text{m}$

L'effet de la longueur du Stub (la ligne microruban) est de tourner le cercle entier vers le haut (inductif) ou vers le bas (capacitif) sur l'abaque.

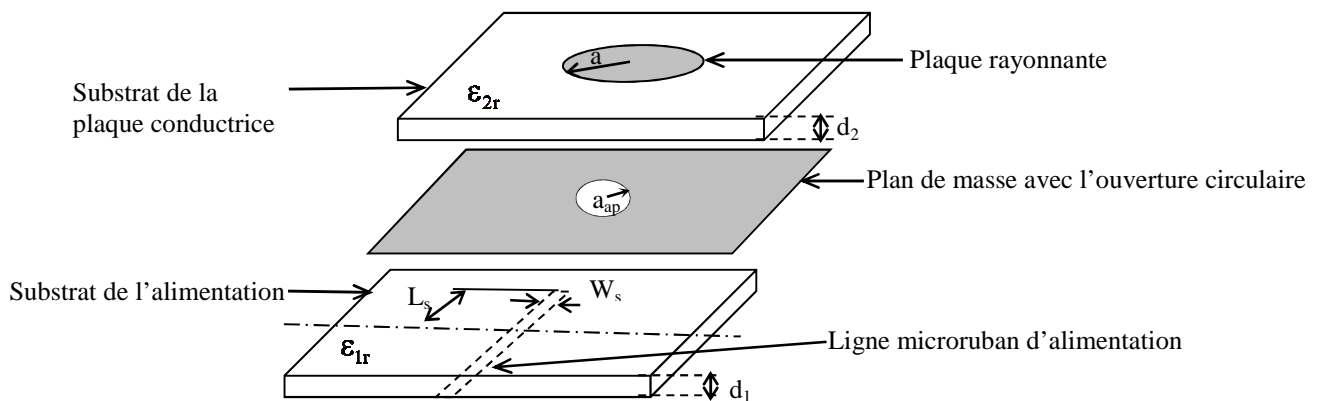
Un Stub en court-circuit (CC) déplace l'impédance vers la direction des capacités sur l'abaque de Smith.

Pour notre cas, augmenter la longueur de la ligne microruban qui est un Stub en circuit-ouvert (CO) (figure IV.5), déplace le cercle vers le haut (inductif). Donc l'optimale position est juste quand le cercle a un diamètre qui lui permet de passer du centre de l'abaque de Smith, obtenue par l'ajustement de la longueur de l'ouverture et la longueur du Stub CO.

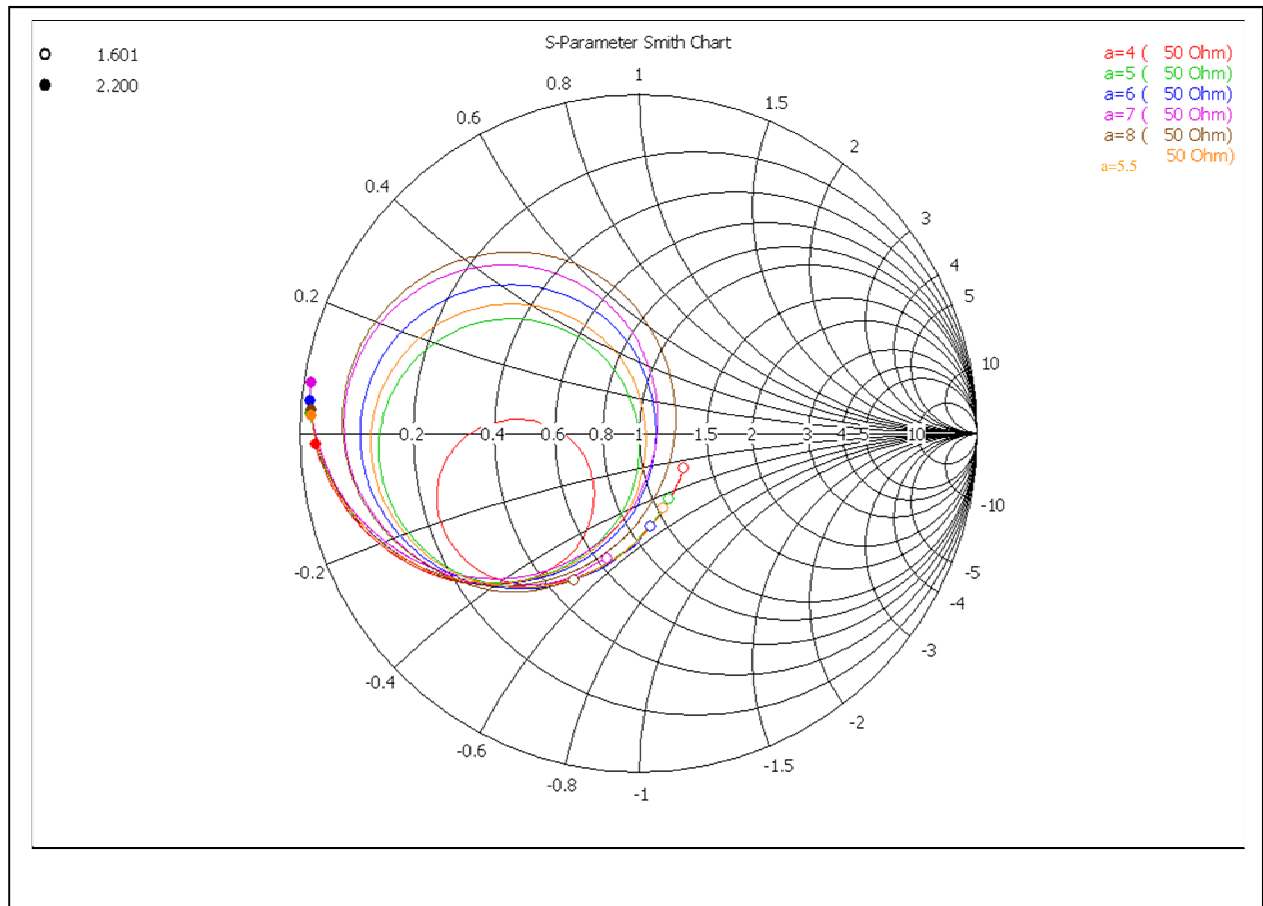
## IV.5 Simulation par CST de l'effet de la variation du rayon d'une ouverture de forme circulaire

Nous avons simulé la structure de la figure IV.7 du résonateur microruban de forme circulaire alimenté par une ouverture circulaire, pour différents rayons  $a_{ap}$  de l'ouverture, en utilisant le logiciel CST. La structure étudiée ayant les paramètres suivants : rayon de la plaque conductrice  $a=20\text{mm}$ , les dimensions de la ligne d'alimentation  $L_s=8.5\text{mm}$ ,  $W_s=3.6\text{mm}$ , son épaisseur  $t=17.5\ \mu\text{m}$ , la constante diélectrique des deux substrats  $\epsilon_{1r} = \epsilon_{2r} = 3$ , leurs épaisseur  $d_1 = d_2 = 1.52\text{mm}$ ,

Les courbes de la figure IV.8 représentent des impédances d'entrée sur l'abaque de Smith en variant le rayon de l'ouverture circulaire.



**Figure IV.7** Géométrie de base d'une alimentation par ouverture circulaire



**Figure IV.8** Impédance d'entrée pour différents rayons  $a_{ap}$  d'une ouverture circulaire, pour un résonateur de rayon  $a=20\text{mm}$ , le substrat  $\epsilon_{1r} = \epsilon_{2r} = 3$  et  $d_1 = d_2 = 1.52\text{mm}$ ,  $t=17.5\mu\text{m}$ , la ligne microruban  $L_s=8.5\text{mm}$  et  $W_s=3.6\text{mm}$

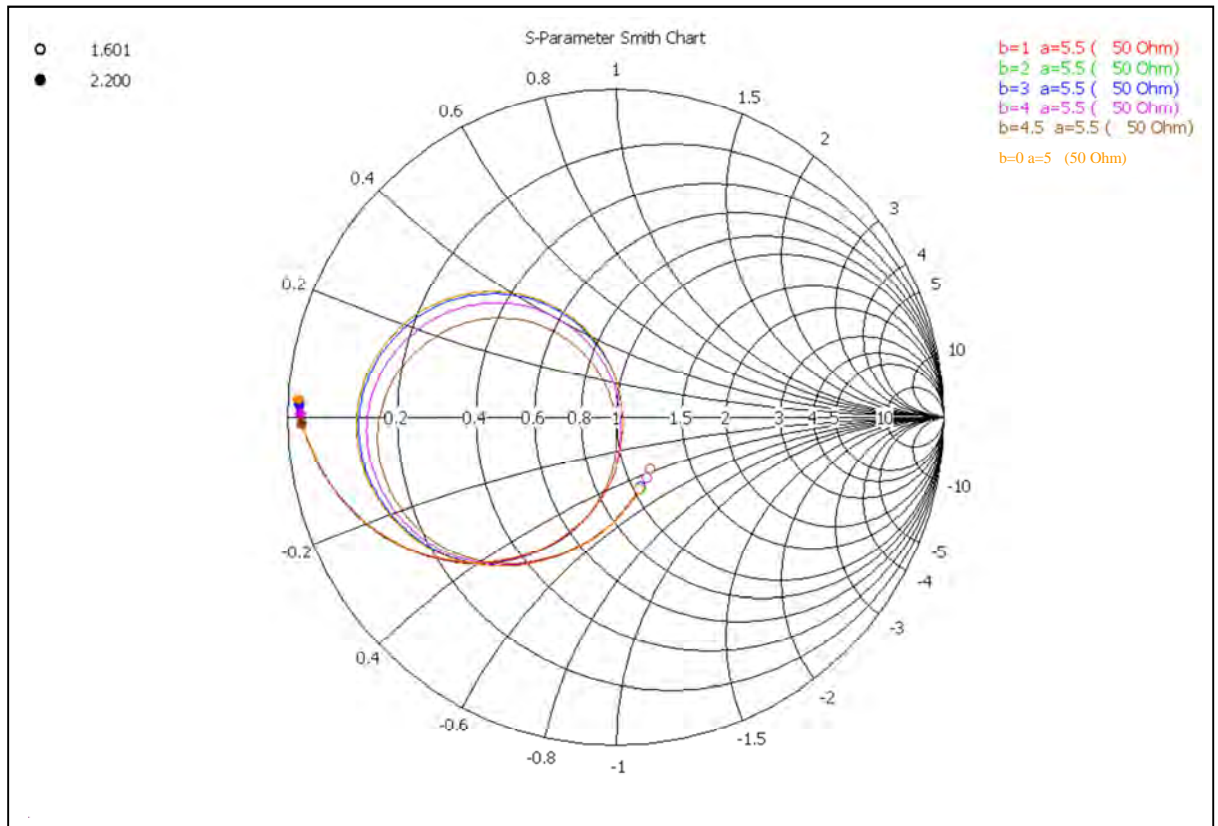
Nous constatons à partir de la figure IV.8; que l'augmentation du rayon de l'ouverture a pour effet d'augmenter le couplage mais en même temps augmente le rayonnement parasite arrière qui est un inconvénient, ce qui nous a donné l'idée d'étudier l'ouverture annulaire dans la section suivante.

#### IV.6 Simulation par CST de la variation du rayon intérieur $b_{ap}$ de l'ouverture annulaire

La structure analysée est celle de la figure IV.7 en remplaçant l'ouverture circulaire par une ouverture annulaire dont le rayon extérieur est  $a_{ap}$  et le rayon intérieur est  $b_{ap}$ .

La figure IV.9 représente l'impédance d'entrée sur l'abaque de Smith, les valeurs du rayon intérieur de l'ouverture annulaire sont  $b_{ap}$  : 0mm, 1mm, 2mm, 3mm, 4mm, 4.5mm ; le rayon extérieur  $a_{ap}=5.5\text{mm}$ . Le rayon de la plaque rayonnante du résonateur  $a=20\text{mm}$ , le substrat

des deux couches diélectriques  $\epsilon_{1r} = \epsilon_{2r} = 3$  (RO3003),  $d_1 = d_2 = 1.52\text{mm}$ ,  $t=17.5\mu\text{m}$ , pour la ligne microruban  $L_s=8.5\text{mm}$  et  $W_s=3.6\text{mm}$ .



**Figure IV.9** Impédance d'entrée pour différentes valeurs du rayon intérieur d'une ouverture annulaire  $a_{ap}=5.5\text{mm}$ , pour un résonateur de  $a=20\text{mm}$ ,  $\epsilon_{1r} = \epsilon_{2r} = 3$ , le substrat  $d_1 = d_2 = 1.52\text{mm}$ ,  $t=17.5\mu\text{m}$ , pour la ligne microruban  $L_s=8.5\text{mm}$  et  $W_s=3.6\text{mm}$

À partir de la figure IV.9 on remarque que l'augmentation de  $b_{ap}$  diminue le rayonnement parasite arrière et le couplage ne change pas.

Nous concluons, que l'ouverture annulaire est plus avantageuse que celle circulaire : nous avons obtenu le même couplage en diminuant le rayonnement parasite.

#### IV. 7 Choix de la forme d'ouverture lors à la réalisation d'un résonateur microruban

Le but de cette section est de comparer différentes formes d'ouverture pour des résonateurs circulaires. L'élément rayonnant est de rayon  $a=20\text{ mm}$ , l'épaisseur du cuivre  $t=35\mu\text{m}$ .

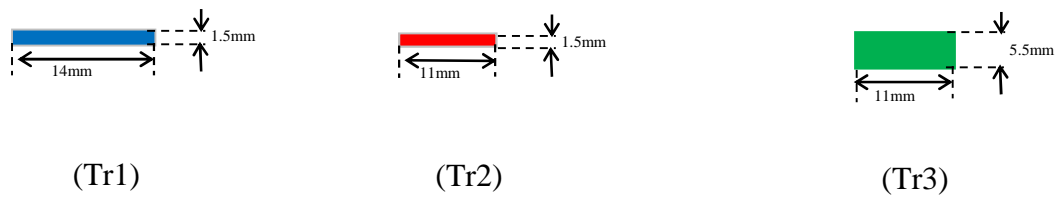
Les réalisations des résonateurs ont été effectuées au Laboratoire PRISME de Chartres en utilisant la technique des circuits imprimés. Nous avons utilisé l'Epoxy pour les deux substrats (substrat de l'élément rayonnant, substrat de l'alimentation)  $\epsilon_{1r} = \epsilon_{2r} = 4.4$ , dont leurs épaisseurs sont  $d_1 = d_2 = 1.6\text{mm}$ ,

Les courbes ont été obtenues avec un analyseur de réseau vectoriel HP5071B.

**a. Comparaison des ouvertures rectangulaires réalisées pour différentes dimensions**

Nous avons réalisé trois structures de résonateurs microrubans avec une plaque rayonnante circulaire de rayon  $a=20\text{ mm}$ , les deux couches des substrats (substrat de l'élément rayonnant, substrat de l'alimentation) ont une constante diélectrique  $\epsilon_{1r} = \epsilon_{2r} = 4.4$  (Epoxy), dont les épaisseurs sont :  $d_1 = d_2 = 1.6\text{mm}$ , les dimensions de la ligne d'alimentation  $L_s=20\text{mm}$ ,  $W_s=3\text{mm}$ .

La figure IV.11 représente l'impédance d'entrée sur l'abaque de Smith pour une gamme de fréquence allant de 2 GHz à 2.5 GHz. Pour comparer trois ouvertures rectangulaires, nous avons augmenté la longueur et la largeur afin de comparer les tracés des courbes obtenues.

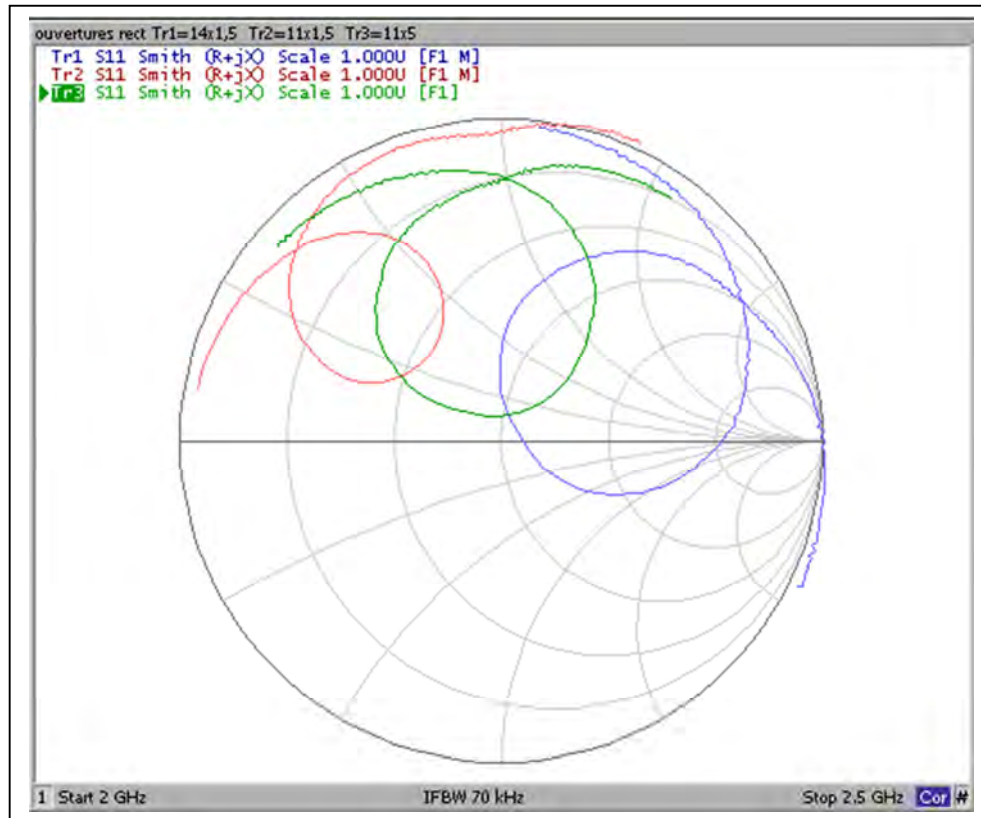


**Figure IV.10** Dimensions des ouvertures rectangulaires des structures réalisées

(Tr1)  $L_{ap}=14\text{mm}$      $W_{ap}=1.5\text{mm}$     (variation de la longueur de l'ouverture)

(Tr2)  $L_{ap}=11\text{mm}$      $W_{ap}=1.5\text{mm}$

(Tr3)  $L_{ap}=11\text{mm}$      $W_{ap}=5.5\text{mm}$     (variation de la largeur d'ouverture)



**Figure IV.11** Impédance d'entrée pour trois ouvertures rectangulaires pour un résonateur de  $a=20\text{mm}$ ,  $\epsilon_{1r} = \epsilon_{2r} = 4.4$  (Epoxy),  $d_1 = d_2 = 1.6\text{mm}$ , l'épaisseur du cuivre  $t=35\mu\text{m}$ ,

$$L_s=20\text{mm}, W_s=3\text{mm}.$$

$$(\text{Tr1}) L_{\text{ap}}=14\text{mm}; W_{\text{ap}}=1.5\text{mm}$$

$$(\text{Tr2}) L_{\text{ap}}=11\text{mm}; W_{\text{ap}}=1.5\text{mm}$$

$$(\text{Tr3}) L_{\text{ap}}=11\text{mm} W_{\text{ap}}=5.5\text{ mm}$$

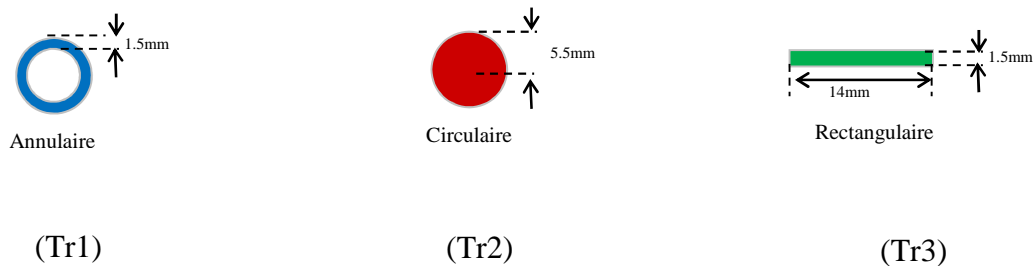
L'ouverture rectangulaire (11mmx1.5mm) a un faible couplage vu ses dimensions, c'est-à-dire une petite boucle et une faible valeur de la composante résistive. Si on augmente la largeur de l'ouverture de 1.5mm à 5.5mm, ou sa longueur de 11mm à 14mm on remarque que le couplage augmente. Notons que cette augmentation est plus intéressante pour le cas d'une plus longue ouverture (14mm x1.5mm).

#### **b. Comparaison des ouvertures rectangulaire, circulaire et annulaire**

Nous avons réalisé trois résonateurs de forme circulaire avec des alimentations par couplage à travers une ouverture : ouverture rectangulaire, circulaire et annulaire au laboratoire PRISME de Chartres. La réalisation était basée sur la technique de fabrication des

circuits imprimés, et les mesures ont été réalisées avec un analyseur de réseaux HP5071B qui permet des mesures de 300 KHz jusqu'à 8.5 GHz.

Nous avons considéré les mêmes caractéristiques des structures réalisées précédemment sauf pour les ouvertures.



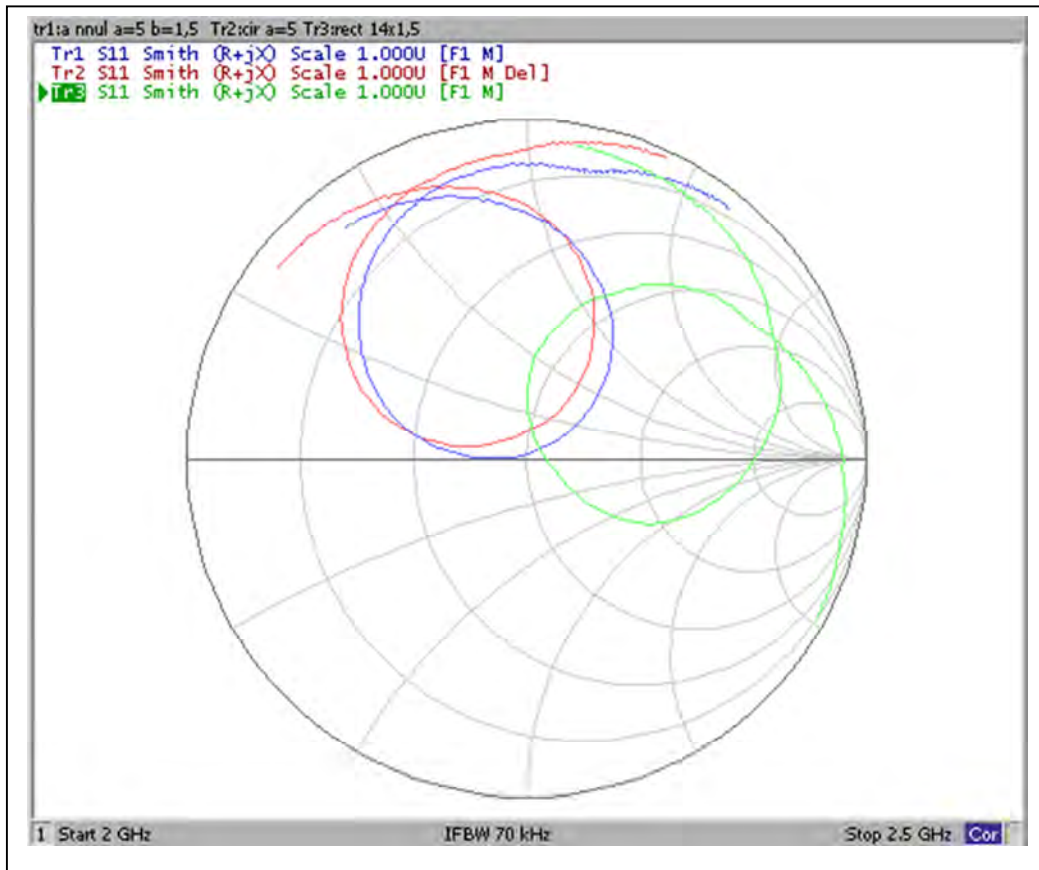
**Figure IV.12** Ouvertures des structures réalisées et leurs dimensions

La figure IV.13 représente l'impédance d'entrée sur l'abaque de Smith pour une gamme de fréquence allant de 2 GHz à 2.5 GHz, pour comparer les 3 formes d'ouverture: rectangulaire, circulaire, annulaire.

On remarque que les ouvertures : circulaire et annulaire ont un couplage presque identiques et plus grands que celui de l'ouverture rectangulaire.

En plus l'ouverture annulaire présente plus de couplage et moins de rayonnement arrière comparativement à celui de l'ouverture circulaire de même diamètre extérieur.





**Figure IV.13** Impédance d'entrée pour trois ouvertures: rectangulaire, circulaire, annulaire,

(Tr1) Ouverture annulaire  $a_{ap}=5\text{mm}$   $b_{ap}=3.5\text{mm}$

(Tr2) Ouverture circulaire  $a_{ap}=5\text{mm}$

(Tr3) Ouverture rectangulaire  $L_{ap}=14\text{mm}$  ;  $W_{ap}=1.5\text{mm}$

### c. Comparaison de différentes formes de l'ouverture

Pour étudier l'effet des différentes formes de l'ouverture, cinq résonateurs ont été réalisés selon la technique des circuits imprimés et mesurés en utilisant l'analyseur de réseau vectoriel Agilent E5071. Les structures réalisées ayant les mêmes caractéristiques des résonateurs réalisés précédents en changeant la forme des ouvertures :

- Rectangulaire  $L_{ap}=14\text{mm}$  et  $W_{ap}=1.5\text{mm}$  ;
- Annulaire  $a_{ap}=5.5\text{mm}$ ,  $b_{ap}=4\text{mm}$  ;
- Forme nœud de papillon;
- Forme "H" ;
- Forme sablier.

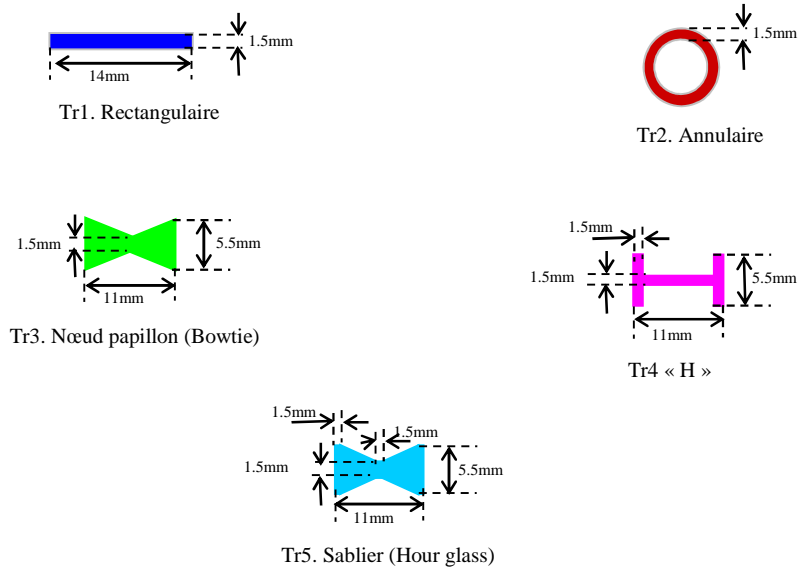
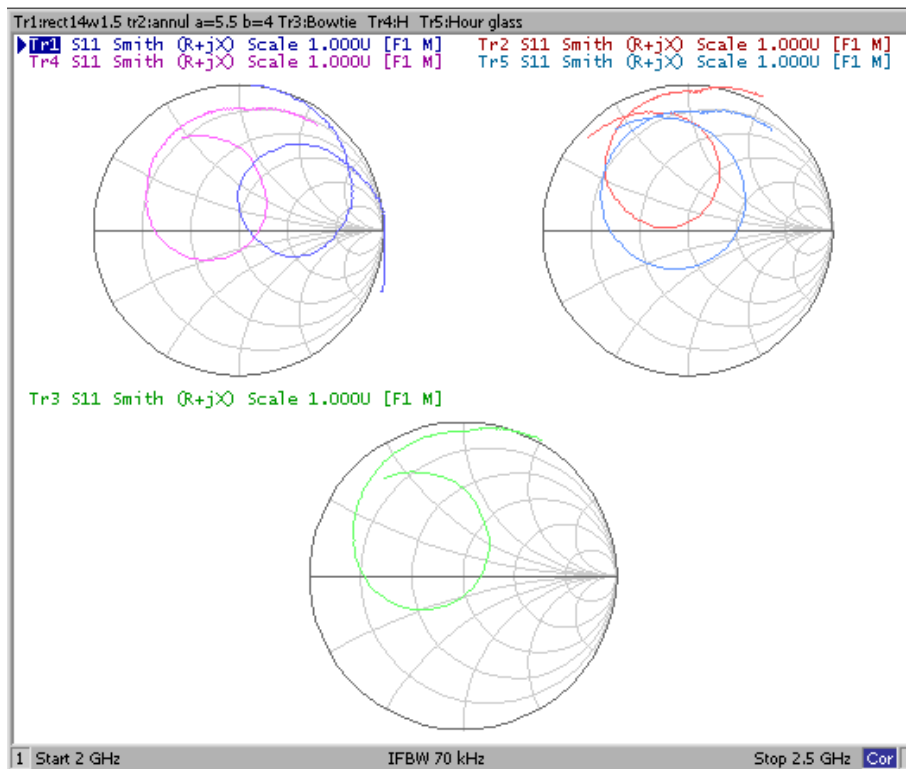


Figure IV.14 Dimensions des ouvertures des structures réalisées.



Figure IV.15 Alimentations pour différentes formes d'ouverture réalisées : rectangulaire, annulaire, nœud papillon (Bowtie), de forme « H », Sablier (Hour glass), respectivement.

La figure IV.16, représente les impédances d'entrée sur l'abaque de Smith pour les différentes formes d'ouverture.



**Figure IV.16** Impédance d'entrée pour cinq formes d'ouvertures représentée sur l'abaque de Smith, pour un résonateur de  $a=20\text{mm}$ ,  $\epsilon_{1r} = \epsilon_{2r} = 4.4$  (Epoxy),  $d_1 = d_2 = 1.6\text{mm}$ ,  $t=35\mu\text{m}$

Les formes des ouvertures: (Tr1) rectangulaire, (Tr2) annulaire, (Tr3) nœud papillon (Bowtie), (Tr4) forme « H », (Tr5) Sablier (Hour glass)

On remarque que les ouvertures élargies aux extrémités (sablier, forme « H » et nœud papillon) donnent un meilleur couplage par rapport à la forme rectangulaire et annulaire. Les courbes montrent que l'ouverture en forme du "sablier" (Hour glass), donne un meilleur couplage (grande impédance d'entrée) comparée à celles : de forme « H » et « nœud papillon » (Bowtie) de même longueur (11mm).

Nous concluons que : les résonateurs circulaires microrubans, peuvent utiliser plusieurs formes d'ouvertures, mais la meilleure est celle qui donne un couplage maximal tout en réduisant le rayonnement parasite arrière à travers l'ouverture.

## IV.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'influence des différents paramètres de l'alimentation par ouverture, qui nous a permis de concevoir un résonateur microruban de forme circulaire.

Nous avons conclu que : Les dimensions de l'ouverture ont une grande influence sur le couplage, ainsi que le rayonnement arrière;

Nous avons aussi remarquée que les dimensions de la ligne d'alimentation font tourner le cercle des impédances sur l'abaque de Smith, dont l'optimale position est qu'il passe par le centre de l'abaque.

Nous pouvons donc utiliser plusieurs formes d'ouverture pour les résonateurs microrubans de forme circulaire. Cependant, les ouvertures élargies aux extrémités, notamment la forme "Sablier" est la meilleure qui donne un couplage maximum et un rayonnement parasite réduit.

# *Conclusion générale*

## Conclusion générale

L'objectif de notre travail était d'étudier un résonateur microruban inséré dans une structure multicouche diélectrique. Une étude théorique basée sur la formulation de l'équation intégrale du champ électrique (EFIE), nécessitant l'évaluation du tenseur spectral de Green, tout en prenant en considération la formulation du tenseur de permittivité caractérisant les diélectriques uni-axialement anisotropes.

Pour résoudre l'EFIE, nous avons utilisé la méthode des moments procédure de Galerkin comme outil mathématique afin d'obtenir la fréquence d'opération et la distribution des courants sur la plaque conductrice de la structure.

Les fonctions de base choisies doivent assurer une convergence correcte et rapide des résultats. Deux types ont été utilisés afin de décrire le courant surfacique inconnu:

- Le système des modes (TM, TE) issus du modèle de la cavité simple ;
- Le système des fonctions de base vérifiant les conditions aux bords (polynômes de Chebyshev).

Ces deux fonctions de base nous ont conduits à une convergence rapide.

L'étude comparative des ces deux types de fonctions de base a mis en évidence certaines avantages et inconvénients tels que:

Premier type :

- Avantage : convergence plus rapide par rapport au deuxième type ;
- Inconvénient : Aspect théorique compliqué car il fait appel aux fonctions de Bessel.

Deuxième type :

- Avantage : Résolution numérique importante (convergence des résultats rapides) ;
- Inconvénient : Du point de vue formulation théorique et implantation numérique, ce système est très lourd car il fait aussi appel aux fonctions de Bessel.

Après détermination de la fréquence de résonance, nous avons comparé nos résultats à ceux publiés dans la littérature, des réalisations expérimentales ont été menées au sein du Laboratoire de Chartres afin de pouvoir valider tous les aspects théoriques de notre travail.

Des résonateurs microrubans circulaires ont été réalisés en utilisant différents types d'alimentation : alimentation par sonde, ligne microruban et couplage électromagnétique, afin de comparer et étudier l'influence des différents paramètres physiques sur l'adaptation d'impédance.

Des structures multicouches ont été étudiées théoriquement et vérifiées pratiquement selon divers changement des paramètres physiques et géométriques tels que : la constante diélectrique, le rayon de la plaque rayonnante, et les hauteurs des substrats et des superstrats ; tout en mesurant respectivement la fréquence de résonance et la bande passante. D'intéressants résultats obtenus ont permis de valider définitivement notre modèle théorique.

Les résultats numériques développés ont montré que la fréquence de résonance complexe, et la bande passante dépendent de la géométrie de la structure du résonateur microruban circulaire : dimensions de la plaque conductrice, nombre des couches diélectriques et leurs épaisseurs et paramètres intrinsèques de ces couches (permittivité diélectrique).

L'étude de l'effet du substrat anisotrope a montré que la fréquence de résonance et la bande passante d'un résonateur circulaire restent légèrement sensibles à une variation de la permittivité perpendiculaire à l'axe optique ( $\epsilon_{1t}$ ), mais sont fortement affectés par toute variation de la permittivité le long de l'axe optique ( $\epsilon_{1z}$ ). Une nette amélioration de la bande passante a été obtenue pour l'anisotropie uniaxiale négative selon l'axe optique.

Tenant compte des avantages que présentent les matériaux supraconducteurs, ces derniers ont été introduits dans notre type de structure, où l'impédance de surface complexe a été prise en considération, afin d'étudier son effet. Les résultats ont montré que l'épaisseur de la plaque supraconductrice et la température ont un effet significatif sur la fréquence de résonance du résonateur.

Le résonateur supraconducteur circulaire a été étudié dans une configuration à deux couches avec une épaisseur de masse d'air réglable. Les résultats ont abouti à une augmentation importante de la bande passante de l'antenne en fonction de cette épaisseur d'air.

Nous avons étudié l'influence des différents paramètres d'alimentation par couplage à travers une ouverture sur les caractéristiques du résonateur microruban. Nous avons constaté que la forme et les dimensions de l'ouverture jouent un rôle important pour améliorer le couplage et diminuer le rayonnement arrière de la structure.

Nous avons également mis en évidence l'influence des dimensions et l'emplacement de la ligne microruban d'alimentation sur le couplage et l'adaptation d'impédance de cette structure.

Comme perspectif, dans un futur proche, une étude pratique sur les résonateurs microrubans supraconducteurs sera faite et comparée avec nos résultats de simulation.



# *Références bibliographiques*

## *Références bibliographiques*

- [1] Ç. S. Gürel, E. Yazgan, "Characteristics of a circular patch microstrip antenna on uniaxially anisotropic substrate", *IEEE transactions on antennas and propagation*, vol.52, n°10, pp.2532-2537, (2004).
- [2] R. Bancroft, "Microstrip and Printed Antenna", by SCITECH publishing, INC Design 2<sup>nd</sup> Edition, (2009).
- [3] M. Helier, "Techniques micro-ondes : Structures de guidage, dispositifs passifs et tubes micro-ondes", Ellipses Edition Marketing S.A, (2001).
- [4] J. Bahl, P. Bhartia, "Microstrip antennas", Artech House, Dedham, MA, (1980).
- [5] O. Picon et Coll, "Les antennes - théorie, conception et application", Edition Dunod (2009).
- [6] D. M. Pozar, "Microstrip antennas", *IEEE*, vol.80, n°1, pp.79-91, (1992).
- [7] J.R. Mosig , F.Gardiol , "Techniques analytiques et numériques dans l'analyse des antennes microruban", *Annals et Télécommunications*, 40, n° 7-8, pp. 411-437, (1985).
- [8] A. Hafiane, "Etude du couplage d'antennes imprimées par la méthode des différences finies et extraction du modèle électrique", *Thèse de doctorat*, Université de MARNE LA VALLEE, (2003).
- [9] M. Diblanc, "Développement du concept de l'antenne à résonateur bie pour la génération de la polarisation circulaire", *Thèse de doctorat*, Université de LIMOGES, (2006).
- [10] K. R. Carver, J. W. Mink, "Microstrip Antenna Technology", *IEEE transactions on antennas and propagation*, vol.29, pp.2-24, ( 1981).
- [11] J. R. James, P. S. Hall, C. Wood, "Microstrip Antenna Theory And Design", London, U.K: Peter Peregrinus, (1981).

- [12] P. Bartia, K. V. S. Rao, R. S. Tomar, "Millimeter wave microstrip and printed circuit antennas", Artech House, Boston, London, (1991).
- [13] A. Henderson, J. R. James, C.M. Hall, "Bandwidth Extension Techniques In Printed Conformal Antennas", Military Microwaves, MM 86, pp.329-334, (1986).
- [14] H. F. Pues, A. R. Van de Capelle, "An impedance matching technique for increasing the bandwidth of microstrip antennas", IEEE transactions on antennas and propagation, vol.37, pp. 1345-1354, (1989).
- [15] J. J. Schuss, J. D. Hanfling, R. L. Bauer, "Design of wideband patch radiator phased arrays", IEEE Antennas Propagation Symp. Dig, pp.1220-1223, (1989).
- [16] D. M. Pozar, "A microstrip antenna aperture coupled to a microstrip line", Electronics Letters, vol.21, pp.49-50, (1985).
- [17] A. Sabban, "A New Broadband Stacked Two-Layer Microstrip Antenna", IEEE Antennas and Propagation Symp. Dig, pp.63-66, (1983).
- [18] C. H. Chen, A. Tulintseff, M. Sorbello, "Broadband Two-layer Microstrip Antenna", IEEE Antennas and Propagation Symp. Dig, pp.251-254, (1984).
- [19] R. Q. Lee, K. F. Lee, J. Bobinchak, "Characteristics of a two-layer electromagnetically coupled rectangular patch antenna", Electronics Letters, vol.23, pp. 1070- 1072, (1987).
- [20] C. H. Tsao, Y. M. Hwang, F. Kilburg, F. Dietrich, "Aperture-coupled patch antennas with wide-bandwidth and dual polarization capabilities", IEEE Antennas and Propagation. Symp. Dig, pp.936-939, (1988).
- [21] A. Ittipiboon, B. Clarke, and M. Cuhaci, "Slot-coupled stacked microstrip antennas", IEEE Antennas and Propagation Symp. Dig, pp.1108-1111, (1990).

- 
- [22] J.F. Zurcher, "The SSFIP: A global concept for high performance broadband Planar Antennas", Electronics Letters, (1988).
- [23] F. Croq, A. Papiernik, P. Brachat, "Wideband aperture coupled microstrip subarray", IEEE Antennas and Propagation Symp. Dig, pp.1128-1131, (1990).
- [24] N. K. Das, D. M. Pozar, "Analysis and design of series-fed arrays of printed dipoles proximity coupled to a perpendicular microstripline", IEEE transactions on antennas and propagation, vol.37, pp. 43.5444, (1989).
- [25] H. Y. Yang, N. G. Alexopoulos, P. M. Lepeltier, G. J. Stem, "Design Of Transversely Fed Emc Microstrip Dipole Array Including Mutual Coupling", IEEE transactions on antennas and propagation, vol.38, pp.145-151, (1990).
- [26] C. Wu, J. Wang. R. Fralich, J. Litva, "Study on a series-fed aperture coupled microstrip patch array", IEEE Antennas and Propagation Symp. Dig, pp.1762-1765, (1990).
- [27] Z. Cai, J. Bornemann, "Generalized spectral-domain analysis for multilayered complex media and high  $T_c$  superconductor application", IEEE transactions on microwave Theory and Techniques. vol. 40, (1992).
- [28] K. R. Carver, J. W. Mink, "Microstrip antenna technology", IEEE transactions on antennas and propagation, vol.29, pp.2-24, (1981).
- [29] R. M. Nelson, D. A. Rogers, A. G. D'Assunção, "Resonant frequency of a rectangular microstrip patch on several uniaxial substrates", IEEE transactions on antennas and propagation, vol.38, pp.973-981, (1990).
- [30] V. Losada, R. R. Boix, M. Horno, "Full wave analysis of circular microstrip resonators in multilayered media containing uniaxial anisotropic dielectrics, magnetized ferrites, and chiral materials", IEEE transactions on microwave Theory and Techniques, vol.48, pp.1057-1064, (2000).

- [31] Munson, R. E, "Conformal microstrip antennas and microstrip phased arrays", IEEE Transactions on Antennas and Propagations, vol.27, pp.137-149, (1979).
- [32] Randy Bancroft, "Microstrip and Printed Antenna", by SCITECH publishing, INC Design 2<sup>nd</sup> Edition, (2009)
- [33] Lo, Y. T, D. Solomon, W. F. Richards, "Theory and experiment on microstrip antennas", IEEE transactions on Antennas and Propagation, vol.27, pp.137-149, (1979).
- [34] V. Losada, R. R. Boix, M. Horno, "Resonant modes of circular microstrip patches in multilayered substrates", IEEE transactions on microwave Theory and Techniques, vol.47, pp.488-498, (1999).
- [35] S. M. Ali, W. C. Chew, J. A. Kong, "Vector Hankel transform analysis of annular-ring microstrip antenna", IEEE transactions on Antennas and Propagation, vol.30, pp. 37-644, (1982).
- [36] F. Bouttout, F. Benabdelaziz, D. Khedrouch, T. Fortaki, "Equivalence entre les formalismes des transformées vectorielles et usuelles utilisées dans les problèmes à structures planaires", Journées sur les télécommunications, JT'99, Tunis, (1999)
- [37] W. C. Chew, T. M. Habashy, "The use of vector transforms in solving some electromagnetic scattering problems", IEEE transactions on Antennas Antennas Propagation, vol.34, pp.871-879, (1986).
- [38] Juan R. Mosig, Fred E. Gardiol, "Rayonnement d'une antenne microruban de forme arbitraire", ANN. Télécom, 40, n° 3-4, pp.181-189, (1985).
- [39] T. Itoh, "Numerical techniques for microwave and millimeter-wave passive structures", John Wiley & Sons, New York, USA (1989).
- [40] M. I. Aksun, R. Mittra, "Choices of expansion and testing functions for the method of moments applied to a class of electromagnetic problems", IEEE transactions on microwave Theory and Techniques, vol.41, pp. 503-509, (1993).

- [41] A. N. Tulintseff, S. M. Ali, J. A. Kong, "Input impedance of a probe-fed stacked circular microstrip antenna", *IEEE transactions on Antennas Propagation*, vol.39, pp.381-390, (1991).
- [42] W. C. Chew, J. A. Kong, "Analysis of a circular microstrip disk antenna with a thick dielectric substrate", *IEEE transactions on Antennas Propagation*, vol.29, pp.68-76, (1981).
- [43] W.C. Chew, T. M. Habashy, "The use of vector transforms in solving some electromagnetic scattering problems", *IEEE transactions on Antennas Propagation*, vol. 34, pp.871-879, (1986).
- [44] F. Bouttout, F. Benabdelaziz, A. Benghalia, D. Khedrouche, T. Fortaki, "Uniaxially anisotropic substrate effects on resonance of rectangular microstrip patch antenna", *Electronics Letters*, vol.35, n°4, pp.255-256, (1999).
- [45] C. A. Balanis, "Antenna Theory – Analysis and Design", Second Edition, Jon Wiley & Sons, New York, (1997).
- [46] N. Kumprasert, W. Kiranon, "Simple and accurate formula for the resonant frequency of the circular microstrip disk antenna", *IEEE transactions on Antennas Propagation*, vol.43, n°11, pp. 1331-1333, (1995).
- [47] Y. T Lo, D. Solomon, W. F Richards, "Theory and experiment on microstrip antennas", *IEEE transactions on Antennas Propagation*, vol.27, pp.137-145, (1979).
- [48] T. Weiland, "A discretization method for the solution of Maxwell's equations for six component fields", *International Journal of Electronics and Communications (AEU)*, vol.31, pp.116-120, (1977).
- [49] H. Y. Yang, N. G. Alexopoulos, "Uniaxial and biaxial substrate effects on finline characteristics", *IEEE transactions on microwave Theory and Techniques*, vol.35, pp.24-29, (1987).
- [50] Ç. S. Gürelm, "Analyse of Microstrip Structures with Different Layer Properties and Patch Shape", Ph.D. Dissertation, Hacettepe University Ankara, Turkey (2000).

- [51] N. G. Alexopoulos, S. A. Maas, "Characteristics of microstrip directional couplers on anisotropic substrates", *IEEE transactions on microwave Theory and Techniques*, vol.MTT.30, pp.1267- 1270, (1982).
- [52] Kin-Lu Wong; Jeen-Sheen Row; Chih-Wen Kuo; Kuang-Chi Huang; "Resonance of a rectangular microstrip patch on a uniaxial substrate", *IEEE transactions on microwave Theory and Techniques*, vol. 41, pp.698- 701, (1993).
- [53] D. M. Pozar, "Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate", *IEEE transactions on Antennas Propagation*, vol.35, pp.613-621, (1987).
- [54] K. Araki, T Itoh," Hankel transform domain analysis of open circular microstrip radiating structures", *IEEE transactions on Antennas Propagation* , vol.29, (1981).
- [55] F.Benmeddour, F.Benabdelaziz, F.Bouttout, N.Aouabdia, "Uniaxially anisotropic substrate effects on resonance of a circular microstrip patch antenna", *AL-AZHAR engineering eighth international conference*, The paper published in a special issue of *AL-AZHAR, University Engineering Journal (AUEJ)*, (2004).
- [56] J. T. Bernhard, C. J. Tousignant, "Resonant frequencies of rectangular microstrip antennas with flush and spaced dielectric supersaturates", *IEEE transactions on Antennas Propagation*, vol.47,pp. 302-308, (1999).
- [57] M. Haridim, D. Shukrun, H. Matzner, "A novel broadband triple-layer triangular patch antenna", *Microwave Opt. Technol. Lett*, vol.40, n°1,pp. 66-70, (2004).
- [58] Boele B. G. Klopman, Gerrit J. Gerritsma, Horst Rogalla, "The Propagation Characteristics of Wave-Guiding Structures with Very Thin Superconductors; Application to Coplanar Waveguide  $YBA_2CU_3O_7$  Resonators ; Application to, coplanar waveguide  $YBA_2Cu_3O_7$  resonators", *IEEE transactions on microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-41, n°5, pp.781-791, (1993).

- [59] S. G. da Silva, A. G.d'Assuao, J. R.S.Oliveira, "Analysis of high  $T_c$  superconducting microstrip antennas and arrays", SBMO/IEEE MTT-S IMOC, (1999).
- [60] S. Savard, "Fabrication et étude de composants micro-ondes planaires supraconducteurs", Thèse de doctorat au Département de physique, Québec, Canada (2004).
- [61] S. K. Khamas, , M. J. Mehler, T. S. M. Maclean, , C. E. Gough, N. Alford, "High- $T_c$  superconducting short dipole antenna", Electronics Letters, vol. 24, pp.460-461, (1988).
- [62] M. Nisenoff, J. Pond, "Superconductors and Microwaves", Microwave Magazine, 10.1109/MMM.2009.932077, (2009)
- [63] N. Khare, "Handbook of high- Temperature superconductor electronics", National Physical Laboratory, New Delhi, India, ISBN: 0-8247-0823-7, (2003).
- [64] R. C. Hansen, "Electrically small, superdirective, and superconducting antennas", John Wiley & Sons, Inc, Hoboken, New Jersey, (2006).
- [65] H. How, R.G. Seed, C.Vittoria, D. B.Chrisey, J. S.Horwitz, Carosella, V. Folen, "Microwave characteristics of high  $T_c$  superconducting coplanar waveguide resonator", IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques, vol.40, n 8, pp.1668-1673, (1992).
- [66] J. M. Pond, Clifford M.Krowne, L. William. Carter, "On the application of complex resistive boundary conditions to model transmission lines consisting of very thin superconductors", IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques, vol.37, n1, pp.181-190, (1989).
- [67] S. Courreges, "Les matériaux ferrolectriques et supraconducteurs appliqus  la conception de dispositifs micro-ondes", *Thèse de Doctorat*, Université de Limoges, (2007).
- [68] T. B. A. Senior, "Combined resistive and conductive sheets", IEEE transactions Antennas Propagation, vol.33, pp.577-579, (1985).



- [69] M. A. Richard, K. B. Bhasin, P.C. Claspay, "Superconducting microstrip antennas: an experimental comparison of two feeding methods", *IEEE transactions Antennas Propagation*, vol.41, n° 7, pp.967–974, (1993).
- [70] K.F Lee, K. Yho, J. S. Dahel, "Circular-disk microstrip antenna with an air gap", *IEEE transactions Antennas Propagation*, vol.32, n°8, (1984).
- [71] J. S. Dahel, K.F.Lee, "Theory and experiment on microstrip antenna with air-gap", *IEEE proceeding*, vol.132, n°7, pp.455-46, (1985).
- [72] Ç. S. Gürel, E0.Aydın, E. Yazgan, "Computation and optimisation of resonant frequency and input impedance of coax-fed circular patch microstrip antenna", *Microwave and optical technology letters*, vol.49, n°9, (2007).
- [73] P. S. Hall, C. J. Prior, "Radiation control in corporately fed microstrip patch arrays", *JINA, Journées internationales de Nice sur les Antennes*, pp. 271-275, Nice, France, (1986).
- [74] Ph. Lepeltier, J. M. Floch, J. Citerne, G. Piton, "Self impedance and radiation patterns of the electromagnetically coupled microstrip dipole", *16<sup>th</sup> European Microwave Conference*, 8-12, pp. 649-654, Dublin, Irlande, (1986).
- [75] A. Henderson, J. R. James, "Improved microstrip flat-plate array for domestic dbs reception", *IEEE AP-S International Symp. on Antennas and Propagation*, pp. 565- 568, Philadelphie, USA, 9-13 Juin, (1986).
- [76] G. Gronau, I. Wolff, "Aperture-coupling of a rectangular microstrip resonator", *Electronics Letters*, vol.22, pp.554-556, (1986).
- [77] P. L. Sullivan, D. H. Schaubert, "Analysis of an aperture coupled microstrip antenna," *IEEE transactions Antennas Propagation*, vol.34, pp. 977-984, (1986).
- [78] D. M. Pozar, "A reciprocity method of analysis for printed slot and slot coupled microstrip antennas", *IEEE transactions Antennas Propagation*, vol.34, pp.1439-1446, (1986).

- [79] M. Hima J. P. Daniel, C. Terret, "Analysis of aperture-coupled microstrip antenna using cavity method", *Electronics Letters*, vol. 25, pp. 391-392, (1989).
- [80] D.M. Pozar, S.D. Targonski, "Improved coupling for aperture coupled microstrip antennas", *Electronics Letters*, vol.27, n°13, pp. 1129-1130, (1991).
- [81] R. Pamela. Haddad, D. M. Pozar, "Analysis of an Aperture Coupled Microstrip Patch Antenna with Thick Ground Plane", *Antennas and Propagation Society International Symposium, AP-S. Digest Publication*, vol.2, pp. 932-935, (1994)
- [82] M. D. Pozar, "A review of aperture coupled microstrip antenna : history, operation, development, and Applications", *Electrical and Computer Engineering, University of Massachusetts at Amherst Amherst, MA 01003*, (1996).
- [83] A. Buerkle, K. Sarabandi, H. Mosallaei, "Compact slot and dielectric resonator antenna with dual-resonance, broadband characteristics", *Antennas and Propagation IEEE Transactions on*, vol. 53, n°3, pp. 1020-1027, (2005).
- [84] N. Ghassemi, J. Rashed-Mohassel, M. H. Neshati, M. Ghassemi, "Slot coupled microstrip antenna for ultra wideband applications in C and X Bands", *Progress In Electromagnetics Research*, vol.3, pp. 15-25, (2008).
- [85] R. Garg, P. Bhartia, I. Bahl, A. Ittipaboon, "Microstrip antenna design handbook", ARTECH HOUSE, INC(2001).
- [86] Gangopadhyaya, M. Mukherjee, P B. Gupta, "The resonant frequency optimization of aperture-coupled microstrip antenna using particle swarm optimization algorithm", *Applied Electromagnetics Conference (AEMC)*, pp.1- 4, (2009).
- [87] Z. AIJAZ, S.C.Shrivastava, "An Introduction of Aperture Coupled Microstrip Slot Antenna", *International Journal of Engineering Science and Technology*, vol.2(1), pp.36-39, (2010).

[88] Shyh-Yeong Ke, Mil. Acad, Kaohsiung, "Broadband proximity-coupled microstrip antennas with an H-shaped slot in the ground plane"; Antennas and Propagation Society International Symposium, vol.2, pp.530-533, (2002).

[89] L. Peter. Sullwan, D.H. Schaubert, "Analysis of an Aperture Coupled Microstrip Antenna", IEEE transactions on antennas and propagation, vol. 34, n°8, (1986).

[90] S. K Padhi, N. C Karmakar, Sr., C. L. Law, S. Aditya, "A dual polarized aperture coupled circular patch antenna using a C-Shaped coupling slot", IEEE transactions on antennas and propagation, vol.51, n°12, (2003).

# **ANNEXE**

**Manipulation et appareillage de mesure**

## Manipulation et appareillage de mesure

### A.1 Analyseur de réseaux

L'analyseur de réseaux sert à mesurer les paramètres S d'un résonateur.

L'appareil utilisé est le HP5071B qui permet des mesures de 300 KHz jusqu'à 8.5 GHz (figure A.1).



**Figure A.1** Analyseur de réseaux

Dans la majorité des cas, le résonateur est lié à l'analyseur de réseaux à travers des câbles et des connecteurs (Figure A.2), qui rajoutent au signal un affaiblissement et un déphasage. Alors, il faut éliminer l'influence de cette liaison. Cependant l'opération qui permet d'éliminer les erreurs systématiques dues aux câbles et à l'analyseur est appelée calibrage ou étalonnage. C'est une opération classique néanmoins indispensable ce qui permet de compenser les erreurs par égalisation. Elle se fait en liant au bout de la liaison, au lieu d'un résonateur, une charge assimilée à un circuit ouvert, ensuite une charge de  $50 \Omega$  et enfin un court-circuit, voir la figure A.3.



Connecteurs SMA reverse femelle



Une rallonge coaxial 50 ohms avec connecteurs SMA

**Figure A.2** Câbles et connecteurs SMA**Figure A.3** Kit utilisé pour le calibrage HP 8552D

En aucun cas, les câbles doivent être déconnectés de l'analyseur de réseaux sinon le calibrage serait à refaire. De plus, la procédure de calibrage doit être refaite pour chaque mesure, ce qui rend la procédure de calibrage très longue et fastidieuse.

Le calibrage est un détail gênant en pratique, car il faut connaître la plage de fréquence dans laquelle le composant fonctionne. Il est donc préférable d'effectuer un calibrage sur une plage de fréquence plus large au départ et de mesurer ensuite les propriétés du composant. Une fois la plage ciblée, un calibrage sur cette plage réduite est conseillé pour obtenir une résolution adéquate sur les mesures.

## A.2 Chambre anéchoïde

L'utilité de la chambre anéchoïde réside en l'absorption de tous les trajets de multiples rayonnements. Dans cette situation, le diagramme de rayonnement du résonateur peut être mesuré en s'approchant des conditions de propagation en espace libre. Ainsi, le signal capté est dû seulement au chemin direct.

Généralement, les trajets multiples sont causés par des réflexions sur les différents obstacles existants autour du résonateur. Pour les éviter, les six côtés de la chambre anéchoïde sont couverts par des absorbants ayant la forme pyramidale (Figure A.4 et A.5). Ces derniers sont serrés les uns aux autres, leurs sommets sont distants de  $\lambda/2$ , où  $\lambda$  la longueur d'onde de la plus petite fréquence mesurable dans la chambre. Alors chaque chambre anéchoïde est destinée à une bande bien limitée.



Figure A.4 Chambre anéchoïde



**Figure A.5** Pyramides absorbants

### **A1.3 Mesure du coefficient de réflexion**

Le coefficient de réflexion  $S_{11}$  met en évidence l'absorption de l'énergie par le résonateur.

C'est sur ce paramètre que l'on se base lors de l'optimisation.

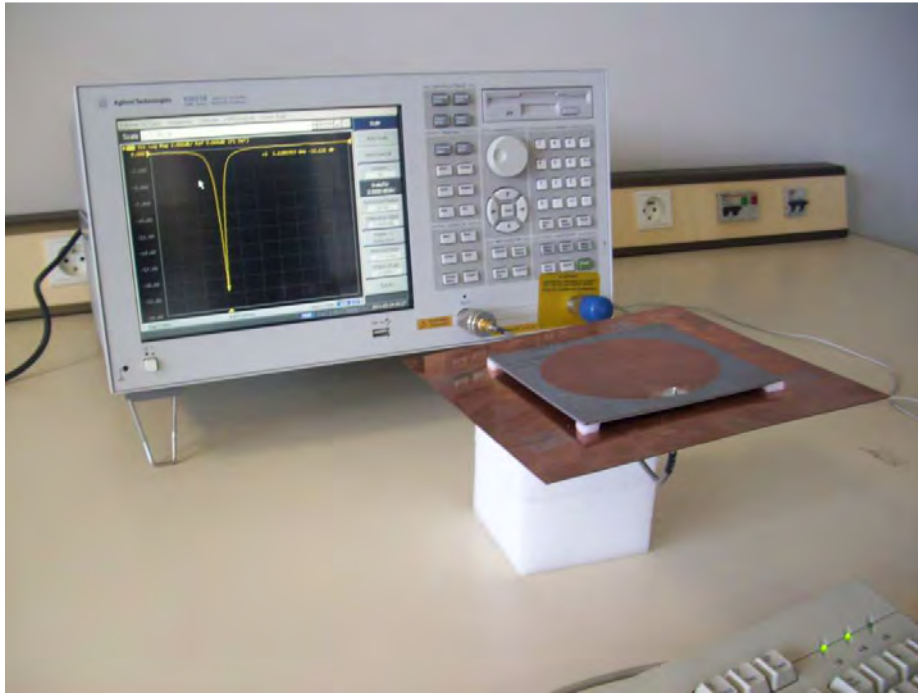
Cette mesure se fait au laboratoire en utilisant l'analyseur de réseaux. Les étapes de mesures sont les suivantes :

- Choisir la bande de fréquence dont laquelle nous allons faire la mesure, par exemple : une bande centrée sur 2.2 GHz et de 500 MHz de largeur ;
- On monte les liaisons (câbles, connecteurs..) nécessaires pour connecter le résonateur et faire le calibrage ;
- On lie le résonateur à la liaison et on voit directement le coefficient de réflexion en fonction de la fréquence.

Toutefois, on peut choisir le format avec lequel le coefficient de réflexion sera affiché, par exemple : format logarithmique, amplitude, phase, Abaque de Smith.

L'analyseur est relié à une imprimante et dispose d'un lecteur disquette et d'un port USB où on peut enregistrer les résultats (Figure A.6).





**Figure A.6** Mesure de  $S_{11}$  d'un résonateur microruban circulaire

#### **A1.4 La technique des circuits imprimés**

La technique des circuits imprimés qui a révolutionné le domaine de l'électronique, s'est peu à peu étendue à celui des hyperfréquences (bandes des Gigahertz). Cependant elle sert pour réaliser des résonateurs, des lignes de transmission, ainsi des circuits hyperfréquences.

Un circuit imprimé est formé d'un substrat mince en matériau isolant (diélectrique) Figure A.7, sur lequel sont déposées de fines couches métalliques. En hyperfréquences, il est usuel de métalliser tout un côté du substrat (plan de masse), tandis que le côté opposé n'est recouvert que partiellement de métal (conducteur supérieur). On parle alors de structure microruban.

Dans certaines applications particulières, on fait également usage de plusieurs couches diélectriques, entre lesquelles sont disposés des conducteurs métallisés.

La métallisation peut être réalisée de deux manières fondamentalement différentes :

- Dans la technique des couches épaisses, on dépose une pâte métallique sur la région que l'on souhaite recouvrir à travers un masque qui définit le circuit à réaliser (technique de la sérigraphie). La structure est alors chauffée au four pour faire évaporer les solvants. Cette méthode ne fournit en général pas une résolution suffisante aux hyperfréquences. Elle n'y est de ce fait que rarement utilisée;

- Dans la technique des couches minces, on recouvre entièrement la face du substrat (soit par évaporation sous vide, soit par adhésion d'une fine pellicule métallique), et on enlève ensuite une partie de la couche métallisée. On fait usage dans ce but de procédés photolithographiques : le métal est recouvert d'une couche photosensible: résine, que l'on expose à la lumière UV, en utilisant châssis d'insolation (figure A.8) à travers le masque du circuit à réaliser, ensuite une attaque chimique enlève le métal des régions exposées dans une Machine à graver (figure A.9). La résine restante est décapée avec des solvants: (figure A.10). En procédant avec soin, il est possible d'obtenir la résolution requise pour des circuits en hyperfréquences.



**Figure A.8** Châssis d'insolation



**Figure A.9** Machine à graver par pulvérisation avec rinçage



Figure A.10 Éliminateur/stripper positif