

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE SCIENCES TECHNOLOGIE SANTE

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Année : 2005

Thèse n°13-2005

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

**Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et
Optoélectronique**

Spécialité : "Communications Optiques et Microondes"

Jean-François SEAUX

le 7 avril 2005

*Conception, optimisation et test de dispositifs intégrant
des matériaux en couche mince supraconducteurs ou
ferroélectriques pour des applications de filtrage
dans le domaine spatial*

Thèse dirigée par Valérie MADRANGEAS

Jury :

Laurent NICOLAS	Directeur de Recherches à l'ECL-CEGELY, Lyon	Président
Fabrice HURET	Professeur au LEST, Brest	Rapporteur
Valérie VIGNERAS	Professeur à l'ENSCP-B-PIOM, Bordeaux	Rapporteur
Jean-Pierre GANNE	Ingénieur à Thales TRT, Orsay	Examineur
Maryline GUILLOUX-VIRY	Chargée de Recherches au LCSIM, Rennes	Examineur
Michel MAIGNAN	Ingénieur à Alcatel Space, Toulouse	Examineur
Michel CHAUBET	Ingénieur au CNES, Toulouse	Examineur
Corinne CHAMPEAUX	Maître de Conférences à l'Université de Limoges, SPCTS	Examineur
Dominique CROS	Professeur à l'Université de Limoges, IRCOM	Examineur
Valérie MADRANGEAS	Professeur à l'Université de Limoges, IRCOM	Examineur
Stéphane BILA	Chargé de Recherches, IRCOM	Invité

REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au sein de l'équipe Circuits et Dispositifs Micro-ondes de l'Institut de Recherche en Communications Optiques et Micro-ondes (Unité Mixte de Recherche CNRS n°6615). J'exprime ma gratitude à Monsieur S. Verdeyme, Professeur à l'Université de Limoges, pour m'avoir accueilli dans son équipe.

Je remercie respectueusement Monsieur L. Nicolas, Directeur de Recherches à l'ECL-CEGELY à Lyon, qui m'a fait l'honneur d'accepter de présider ce jury.

Je remercie sincèrement Monsieur F. Huret, Professeur au LEST à Brest, et Madame V. Vigneras, Professeur à l'ENSCP-B-PIOM à Bordeaux, pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu accorder à mon travail en acceptant d'être rapporteurs.

Je remercie vivement Monsieur M. Maignan, Ingénieur à Alcatel Space à Toulouse, pour ses nombreux et précieux conseils et pour m'avoir toujours accueilli chaleureusement dans son entreprise.

Je remercie Monsieur J. P. Ganne, Ingénieur à Thales TRT à Orsay, Madame M. Guilloux-Viry, Chargée de Recherches au LCSIM à Rennes, Monsieur M. Chaubet, Ingénieur au CNES à Toulouse, et Madame C. Champeaux, Maître de Conférences à l'Université de Limoges, pour avoir accepté d'examiner et de juger cette thèse.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Madame V. Madrangeas, Professeur à l'Université de Limoges, qui a dirigé ce travail de recherche, pour son soutien constant et pour sa grande disponibilité. Je lui exprime ma profonde reconnaissance pour la confiance qu'elle m'a toujours témoignée.

J'adresse mes très sincères remerciements à Monsieur D. Cros, Professeur à l'Université de Limoges, et à Monsieur S. Bila, Chargé de Recherches à l'IRCOM, pour la qualité de leur aide et pour leur sympathie.

Je remercie Messieurs H. Jallageas et B. Casteignau qui ont participé activement aux phases expérimentales et qui m'ont fait bénéficier de leur expérience.

Je remercie T. Delage et S. Liebus pour le dépôt des films de BST.

Je remercie l'ensemble des doctorants, permanents, techniciens et secrétaires du laboratoire avec lesquels j'ai eu le plaisir de travailler dans une excellente ambiance durant quatre ans. Je pense particulièrement à Paul et à Thomas qui sont devenus de véritables amis.

Enfin, j'ai une pensée pour mes parents, ma sœur et sa petite famille, le grand cercle des Conos et Tania qui m'a supporté pendant l'écriture de ce manuscrit.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	9
-----------------------------	---

CHAPITRE I

De la supraconductivité à la conception de filtres hyperfréquences

I. INTRODUCTION.....	15
II. HISTORIQUE DE LA SUPRACONDUCTIVITE.....	16
<i>II.1. Avant 1986.....</i>	<i>16</i>
<i>II.2. Après 1986.....</i>	<i>17</i>
<i>II.3. Application de la technologie supraconductrice aux fréquences micro-ondes.....</i>	<i>18</i>
III. PRINCIPALES PROPRIETES PHYSIQUES DE LA SUPRACONDUCTIVITE	19
IV. LES PARTICULARITES DES SUPRACONDUCTEURS HTC	21
V. MODELISATION ELECTROMAGNETIQUE DES MATERIAUX SUPRACONDUCTEURS [1], [2] 23	
VI. APPLICATION DE LA SUPRACONDUCTIVITE AU DOMAINE DES TELECOMMUNICATIONS HYPERFREQUENCES	25
VII. LE FILTRAGE PASSE-BANDE MICRO-ONDE.....	26
<i>VII.1. La charge utile d'un satellite de télécommunications.....</i>	<i>27</i>
<i>VII.2. De la technologie conventionnelle utilisant les guides d'ondes à la technologie des films minces supraconducteurs à haute température critique</i>	<i>28</i>
VII.2.1. Les filtres volumiques.....	29
VII.2.2. Les filtres planaires.....	30

VIII.	LES FILTRES SUPRACONDUCTEURS	31
	<i>VIII.1. Les filtres hybrides RD/HTS</i>	<i>32</i>
	<i>VIII.2. Les filtres recouverts d'une couche épaisse HTS</i>	<i>35</i>
	<i>VIII.3. Les filtres planaires supraconducteurs</i>	<i>36</i>
	VIII.3.1. Etude bibliographique de filtres planaires HTS en bande C	38
	VIII.3.1.1. Structures réalisées à partir de lignes microrubans	38
	VIII.3.1.1.1. Les démultiplexeurs d'entrée (IMUX)	38
	VIII.3.1.1.2. Les multiplexeurs de sortie (OMUX).....	40
	VIII.3.1.1.3. Les publications actuelles.....	42
	VIII.3.1.2. Structures réalisées à partir de lignes coplanaires	42
	VIII.3.2. Etude bibliographique de filtre planaire HTS en bande Ka	43
IX.	INTERET DE LA TECHNOLOGIE SUPRACONDUCTRICE EN TENANT COMPTE DU	
	CRYOGENERATEUR	45
	<i>IX.1. Les banques de filtres (IMUX, OMUX)</i>	<i>45</i>
	<i>IX.2. Les récepteurs pour satellites</i>	<i>46</i>
X.	LA CRYOGENIE ASSOCIEE AUX DISPOSITIFS SUPRACONDUCTEURS	48
XI.	REALISATION DE CIRCUITS PLANAIRES SUPRACONDUCTEURS.....	50
	<i>XI.1. Choix du matériau supraconducteur, élaboration de films minces.....</i>	<i>50</i>
	<i>XI.2. Méthodes de gravure</i>	<i>51</i>
	<i>XI.3. Les substrats</i>	<i>52</i>
	XI.3.1. L'aluminate de lanthane.....	53
	XI.3.2. L'oxyde de magnésium.....	53
	XI.3.3. Le saphir.....	54
XII.	CONCLUSION	54

CHAPITRE II

Conception de filtres en technologie planaire supraconductrice

I.	INTRODUCTION.....	57
II.	CONCEPTION DE FILTRES D'IMUX.....	58
	<i>II.1. Synthèse électrique</i>	<i>60</i>
	II.1.1. Choix de la fonction de transfert	60
	II.1.2. Détermination de la matrice de couplage et des coefficients de qualité extérieurs d'entrée et de sortie	62
	II.1.3. Circuit électrique équivalent en éléments localisés.....	64
	<i>II.2. Bibliographie sélective : le démultiplexeur d'entrée en bande C à 60 canaux utilisant la technologie planaire HTS [41]</i>	<i>66</i>
	<i>II.3. Comparaison du filtre retenu avec celui proposé dans l'article [41]</i>	<i>70</i>
	<i>II.4. Comparaison des performances du filtre huit pôles retenu avec celles de filtres dix pôles</i>	<i>72</i>
	<i>II.5. Technologie planaire supraconductrice : caractéristiques des matériaux utilisés..</i>	<i>75</i>
	<i>II.6. Etude électromagnétique segmentée : détermination des dimensions du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles</i>	<i>77</i>
	II.6.1. Choix et dimensionnement du résonateur	77
	II.6.2. Détermination de la position des systèmes d'excitation : étude des couplages d'entrée et de sortie	82
	II.6.3. Détermination des distances entre les résonateurs : étude des couplages inter-résonateurs.....	85
	II.6.3.1. Couplage de type magnétique.....	86
	II.6.3.2. Couplage de type électrique	87
	II.6.3.3. Couplage de type mixte	88

II.7. Etude électromagnétique globale du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles : principe de la méthode d'optimisation utilisée	91
II.8. Conception du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles	93
II.9. Conception du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles version deux : compensation des couplages parasites	100
II.10. Conception du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles version trois : annulation des couplages parasites	107
II.11. Conception du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles à fréquence basse..	114
II.12. Conclusion	119
III. CONCEPTION D'UN FILTRE DE PRESELECTION SUPRACONDUCTEUR EN BANDE Ka	120
IV. CONCLUSION	128

CHAPITRE III

Caractérisation de couches minces ferroélectriques Application à la réalisation de dispositifs accordables

I.	INTRODUCTION.....	131
II.	PRESENTATION DES FERROELECTRIQUES : LE TITANATE DE BARYUM (BaTiO_3).....	132
III.	LE CHOIX DU TITANATE DE BARYUM STRONTIUM ($\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$).....	135
IV.	DEPOT DE COUCHES MINCES DE BST PAR ABLATION LASER.....	137
V.	APPLICATIONS MICRO-ONDES DES FILMS DE BST.....	139
	<i>V.1. Les condensateurs accordables en fréquence.....</i>	<i>140</i>
	<i>V.2. Les résonateurs accordables en fréquence.....</i>	<i>141</i>
	<i>V.3. Les filtres accordables en fréquence.....</i>	<i>144</i>
VI.	OUTILS DE CARACTERISATION POUR LES COUCHES MINCES.....	147
VII.	PRESENTATION DU DISPOSITIF DE CARACTERISATION.....	148
VIII.	PROCEDURE APPLIQUEE A DES COUCHES FERROELECTRIQUES.....	150
	<i>VIII.1. Détermination de la permittivité.....</i>	<i>150</i>
	<i>VIII.1.1. Première phase : caractérisation de la structure à vide.....</i>	<i>150</i>
	<i>VIII.1.2. Deuxième phase : caractérisation du substrat d'accueil.....</i>	<i>152</i>
	<i>VIII.1.3. Troisième phase : caractérisation de la couche ferroélectrique.....</i>	<i>154</i>
	<i>VIII.2. Détermination de la tangente de pertes.....</i>	<i>155</i>
IX.	RESULTATS EXPERIMENTAUX ET INCERTITUDES DE MESURE.....	157
X.	ANALYSE DES PROPRIETES DES FILMS DE BSTO.....	158
	<i>X.1. Influence de la température.....</i>	<i>158</i>
	<i>X.2. Influence de la pression d'oxygène.....</i>	<i>159</i>
XI.	PREMIERS RESULTATS D'ACCORDABILITE.....	161
XII.	STRUCTURES PLANAIRES MULTICOUCHES Au/BST/MgO.....	162
XIII.	CONCLUSION.....	164

CONCLUSION GENERALE 167

BIBLIOGRAPHIE 173

INTRODUCTION

GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Au milieu du 19^e siècle, J. C. Maxwell a repris toutes les notions liées à l'existence de charges électriques et les a généralisées sous la forme des équations de Maxwell. Les bases de l'électromagnétisme moderne ont également été posées par H. Hertz qui fut le premier à produire expérimentalement des ondes électromagnétiques et par J. W. S. Rayleigh qui démontra de manière théorique la possibilité de propager de telles ondes dans des guides. Dès lors, le domaine des micro-ondes a connu un développement croissant et de nombreuses applications comme les radars virent le jour.

Depuis quelques années, l'essor des systèmes de télécommunications par satellites, dont les applications concernent entre autre la téléphonie mobile et la télévision, est considérable. Dans ce contexte, l'utilisation de technologies innovantes est nécessaire pour concevoir des dispositifs toujours plus performants tout en répondant aux contraintes en terme de poids, d'encombrement, de consommation de puissance et de coût.

Les satellites dédiés aux télécommunications sont en orbite géostationnaire (36000 km) et se décomposent en deux parties distinctes : la plate-forme qui comprend la partie aéronautique et mécanique, et la charge utile qui représente environ 28% de la masse globale. Depuis vingt-cinq ans, des améliorations remarquables ont été apportées pour diminuer le poids et l'encombrement de la charge utile. Une majorité de ces progrès ont été accomplis dans la conception des équipements assurant les fonctions de filtrage, de démultiplexage et de multiplexage.

La technologie planaire associée à la supraconductivité permet à la fois d'obtenir des dispositifs compacts et d'atteindre des performances de très grande qualité non accessibles par d'autres technologies. Dans ce cadre, nous avons développé un démultiplexeur d'entrée (IMUX) en bande C et un filtre de présélection en bande Ka pour des applications spatiales à faible puissance.

Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire ont été effectués à l'IRCOM (Institut de Recherche en Communications Optiques et Micro-ondes) au sein de l'équipe CDM (Circuits et Dispositifs Micro-ondes) dont l'expérience dans les outils d'analyses électromagnétiques, ainsi que dans l'utilisation de méthodes de synthèse et d'optimisation, a été indispensable à la conception de tels dispositifs.

Dans le premier chapitre, nous nous intéresserons tout d'abord aux propriétés des matériaux supraconducteurs à haute température critique, ainsi qu'à leur modélisation. Puis, nous nous consacrerons à une étude bibliographique traitant des performances des filtres HTS dans les bandes C et Ka. Les caractéristiques de dispositifs réalisés en technologies supraconductrice et conventionnelle seront comparées. Enfin, nous présenterons les différents matériaux qui interviendront dans la fabrication des circuits planaires supraconducteurs.

Le deuxième chapitre concerne la conception et le test de filtres planaires supraconducteurs à très faibles pertes d'une chaîne de réception-émission d'un satellite. L'objectif est d'associer la simplicité de réalisation et d'intégration des circuits planaires avec le fort potentiel de la supraconductivité, en vue de concurrencer certaines utilisations des guides d'ondes. En premier lieu, nous concevrons des filtres quasi-elliptiques huit pôles en bande C avec un temps de propagation de groupe autocorrigé destinés à un démultiplexeur d'entrée. Ensuite, nous étudierons dans le cadre du projet SERACS (Systèmes d'Éléments Récepteurs Actifs Cryogéniques Supraconducteurs) un filtre de présélection fonctionnant en bande Ka. Ces travaux, menés en collaboration avec la société Alcatel Space à Toulouse, permettront d'évaluer l'intérêt de la supraconductivité.

Dans le troisième chapitre, nous aborderons un moyen pour régler les filtres supraconducteurs après leur fabrication. Il consiste à utiliser les matériaux ferroélectriques. Les variations de leur permittivité sous l'action d'un champ électrique appliqué permet de modifier la fréquence centrale du filtre et/ou sa bande passante. Avant d'introduire des couches minces ferroélectriques dans des circuits micro-ondes, il est indispensable de connaître leurs propriétés électriques, c'est-à-dire leur permittivité et leur tangente de pertes. Une méthode spécifique sera donc développée pour caractériser des dépôts de BST sur des substrats de MgO. A la suite de ce travail, nous envisagerons la réalisation de dispositifs accordables en fréquence.

CHAPITRE I

*De la supraconductivité à la conception de
filtres hyperfréquences*

I. INTRODUCTION

L'image d'un aimant flottant au-dessus d'une pastille de céramique, le tout enveloppé de vapeur d'azote, stimule notre imaginaire. Bien que la supraconductivité ait été découverte il y a presque un siècle, ce phénomène n'a pas fini de surprendre les physiciens.

Le seul moyen de conserver indéfiniment l'énergie électrique serait son stockage sous forme magnétique dans des bobines supraconductrices. Parlera-t-on bientôt de mouvement perpétuel ?

Aujourd'hui, il existe déjà de nombreuses applications de la supraconductivité. Une des plus spectaculaires est le train à lévitation magnétique. Dans le secteur médical, les supraconducteurs sont nécessaires aux techniques telles que l'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) et la Résonance Magnétique Nucléaire (RMN).

Nos travaux portent sur l'utilisation des supraconducteurs à haute température critique dans le domaine des filtres micro-ondes.

Après un bref historique de la supraconductivité, nous donnerons ses principales propriétés physiques. Ensuite, nous rappellerons les théories indispensables à la modélisation électromagnétique des matériaux supraconducteurs. Puis, nous présenterons le filtrage passe-bande dans le cadre des télécommunications hyperfréquences. Nous détaillerons les différents filtres supraconducteurs existants et nous montrerons leur intérêt en tenant compte du cryogénérateur. Enfin, nous exposerons la procédure de fabrication des circuits planaires que nous concevrons dans le chapitre II.

II. HISTORIQUE DE LA SUPRACONDUCTIVITE

L'étude des supraconducteurs a connu une succession de périodes plus ou moins florissantes dont on peut dégager une année charnière : 1986.

II.1. AVANT 1986

La supraconductivité fut découverte en 1911 par le physicien hollandais H. Kamerlingh Onnes et son élève G. Holst, qui remarquèrent qu'à une température inférieure à 4,2 K, le mercure ne présentait plus aucune résistance électrique. Trois années auparavant, la première liquéfaction de l'hélium, dans le même laboratoire, avait ouvert aux mesures physiques le voisinage du zéro absolu de température ($0\text{ K} = -273,15\text{ °C}$). Ces travaux valurent à Kamerlingh Onnes de recevoir le prix Nobel de physique 1913.

On étudia alors tous les éléments simples. 38 sur les 101 de la classification périodique sont supraconducteurs, certains le sont sous forme amorphe, d'autres le deviennent sous pression ou sous forme de films. En revanche, on s'aperçut que les meilleurs métaux (cuivre, or, argent) ne possédaient pas cette propriété.

Par la suite, on tâcha d'obtenir des alliages à base de niobium qui est l'élément simple possédant la plus haute température critique ($T_c = 9,2\text{ K}$). Les chercheurs, qui travaillaient par tâtonnement, trouvèrent ainsi des composés à plus hautes T_c , comme le nitrure de niobium (NbN) et le niobiure de germanium (Nb_3Ge) qui, avec 23 K, détint le record entre 1973 et 1986.

Des recherches furent entreprises dans d'autres directions mais les progrès étaient horriblement lents, de telle sorte que ce phénomène semblait cantonné en dessous d'une limite de température infranchissable.

Les Supraconducteurs à Basse Température Critique (SBTC) ou Low-Temperature Superconductors (LTS) sont toujours employés aujourd'hui dans diverses applications.

II.2. APRES 1986

En 1986, le physicien allemand J. G. Bednorz et le physicien suisse K. A. Mueller, tous deux d'IBM Zurich, découvrirent une céramique à la structure complexe : un oxyde de baryum, lanthane et cuivre (Ba-La-Cu-O) qui devenait supraconducteur en dessous de 35 K [3]. Leurs travaux furent couronnés par le prix Nobel de physique 1987.

Cette année-là, C. W. Chu et ses collègues de l'Université de Houston remportèrent également un grand succès avec un oxyde d'yttrium, baryum et cuivre (Y-Ba-Cu-O) ayant une T_c de 93 K [4]. En 1988, Z. Z. Sheng et A. M. Hermann de l'Université de l'Arkansas annoncèrent une température de transition de 120 K pour un composé à base de thallium (Tl-Ca-Ba-Cu-O) [5]. Ces nouveaux matériaux permettent d'utiliser l'azote, dont la température de liquéfaction est 77 K, plutôt que l'hélium et ainsi de réduire considérablement le coût de refroidissement. En effet, l'azote liquide est meilleur marché, plus dense et a une chaleur latente de vaporisation (quantité d'énergie thermique nécessaire pour transformer à l'état de vapeur 1 kg d'une substance sans qu'il y ait changement de température) beaucoup plus grande que l'hélium liquide.

En 1994, le groupe de Chu, au Texas Center for Superconductivity, trouva un composé au mercure (Hg-Ba-Ca-Cu-O) qui devenait supraconducteur à 164 K sous hautes pressions statiques [6]. A ce niveau, on pourrait se servir d'un liquide réfrigérant de ménage, le fréon.

La découverte des Supraconducteurs à Haute Température Critique (SHTC) ou High-Temperature Superconductors (HTS) a donc fait naître une vague de recherche frénétique au sein de la communauté scientifique et si, aujourd'hui, la course aux T_c tend à s'essouffler, on ne désespère pas d'observer le phénomène à la température ambiante.

La figure I-1 récapitule l'évolution de la température critique des matériaux supraconducteurs.

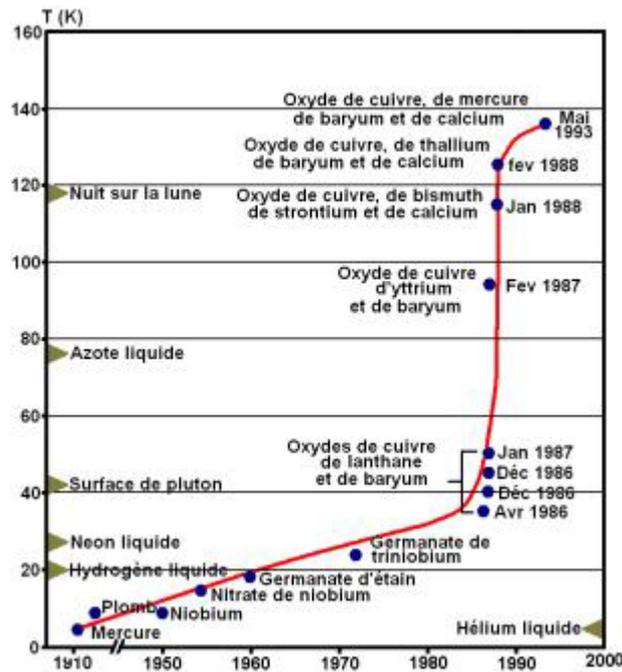


Figure I-1

Evolution de la température critique des supraconducteurs au cours du 20^e siècle

II.3. APPLICATION DE LA TECHNOLOGIE SUPRACONDUCTRICE AUX FREQUENCES MICRO-ONDES

Peu de temps après l'apparition de l'YBaCuO ou YBCO, les ingénieurs ont été séduits par les perspectives d'employer la technologie HTS dans la conception de composants et de sous-ensembles micro-ondes.

Aux Etats-Unis, le Naval Research Laboratory (NRL) a établi un programme, connu sous le nom de High Temperature Superconductivity Space Experiment (HTSSE), qui fut un catalyseur important à l'essor de la supraconductivité dans les hyperfréquences. Il s'est déroulé en deux phases. Tout d'abord, des éléments indépendants tels que des résonateurs et des filtres ont été réalisés (HTSSE-I, 1989-1992). Puis, des systèmes complets ont été mis au point (HTSSE-II, 1992-1996). Ce projet, auquel collaborèrent de nombreux organismes de par le monde, démontra que des dispositifs HTS, viables et robustes, pourraient être développés, fabriqués et placés dans des packagings cryogéniques, pour des applications à la fois terrestres et spatiales [7].

L'utilisation des SHTC dans le domaine des micro-ondes a également été favorisée par l'émergence de plusieurs start-up (Superconductor Technologies Inc. – STI – à Santa Barbara, Conductus à Sunnyvale, Illinois Superconductor Corporation – ISCO – à Chicago...), correspondant aux progrès rapides enregistrés au niveau des technologies sans fil au cours de la dernière décennie.

III. PRINCIPALES PROPRIETES PHYSIQUES DE LA SUPRACONDUCTIVITE

Bien que de nature et de structure très différentes, les SBTC (métaux ou alliages) et les SHTC (oxydes perovskites) présentent les mêmes propriétés physiques.

La caractéristique la plus attractive des supraconducteurs est que leur résistivité électrique en continu chute brutalement jusqu'à une valeur non détectable par les appareils de mesure, en dessous d'une température critique notée T_c .

Aux fréquences micro-ondes, la résistance de surface R_s des supraconducteurs n'est pas nulle, mais elle est très faible par rapport à celle des métaux classiques. La figure I-2, communiquée par la société THEVA [8], indique une comparaison des évolutions en fonction de la température des résistances de surface, mesurées à 10,9 GHz, de deux films minces supraconducteurs déposés sur des substrats différents et d'un conducteur classique. Le gain atteint un facteur 20 à 77 K.

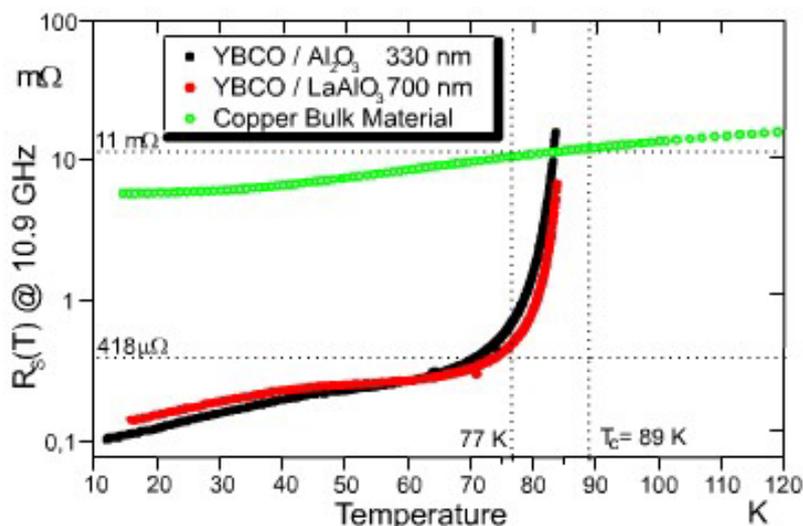


Figure I-2

Evolution de la résistance de surface R_s en fonction de la température

Les supraconducteurs sont des diamagnétiques parfaits. Cette capacité à expulser le champ magnétique s'appelle l'effet Meissner. Il est à l'origine des expériences de lévitation (Figure I-3).



Figure I-3
Expérience de lévitation ($T < T_c$)

De plus, le champ magnétique produit par un courant circulant dans un supraconducteur est quantifié. La quantification du flux permet de réaliser des dispositifs magnétométriques extrêmement sensibles connus sous le nom de SQUIDs (Superconductor Quantum Interference Devices).

L'étude du comportement des supraconducteurs en présence d'un champ magnétique a permis de distinguer deux classes de matériaux (Figure I-4).

Un supraconducteur de type I possède un champ critique H_c et son diamagnétisme parfait n'est observé, en dessous de la température critique, que si le champ extérieur appliqué est inférieur à la valeur H_c . Dans le cas contraire, le matériau est à l'état normal.

Un supraconducteur de type II, comme par exemple un SHTC, présente deux champs critiques H_{c1} et H_{c2} . Quand le champ extérieur appliqué est inférieur à H_{c1} , il est parfaitement diamagnétique. Entre H_{c1} et H_{c2} , l'effet Meissner devient partiel et le matériau se trouve dans l'état mixte. Bien que supraconducteur, il est alors pénétré de manière discrète par le flux magnétique suivant un ensemble de vortex. Au-delà de H_{c2} , le matériau redevient normal.

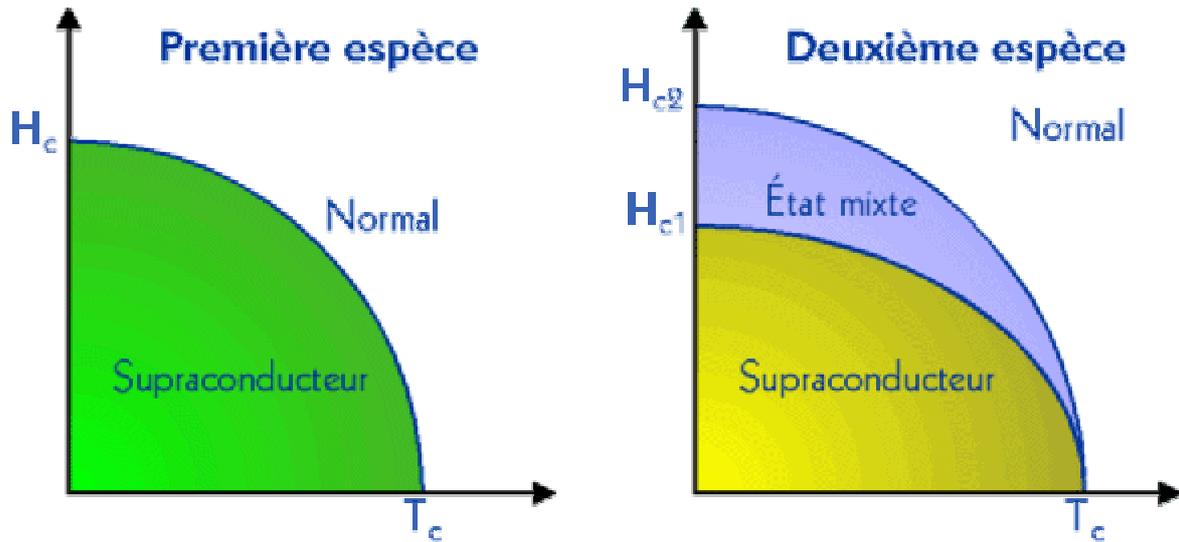


Figure I-4

Les deux types de supraconducteurs

Une autre grandeur fixe une limite au-delà de laquelle le matériau perd ses performances supraconductrices : la densité de courant critique J_c .

Pour des applications hyperfréquences, les paramètres les plus importants à considérer au niveau des supraconducteurs sont la résistance de surface et la densité de courant critique.

Un supraconducteur se caractérise également par une fréquence critique, mais sa valeur, classiquement très élevée (700 GHz pour le Nb), ne sera en aucun cas une limitation pour la conception de circuits passifs.

Enfin, on peut noter la discontinuité de la chaleur spécifique du matériau (quantité de chaleur nécessaire pour élever la température de l'unité de masse d'un corps de 1 °C) à la température critique T_c .

IV. LES PARTICULARITES DES SUPRACONDUCTEURS HTC

Les supraconducteurs à haute température critique ont une structure fortement anisotrope : leurs propriétés ne sont pas les mêmes dans toutes les directions.

Une maille élémentaire comporte n couches de CuO_2 séparées par des atomes de calcium (Ca) ou d'yttrium (Y) (Figure I-5). De cet empilement, il se dégage un plan ab et une

direction perpendiculaire à ce plan, nommée axe c. Les couches de CuO_2 sont encadrées par deux blocs, contenant des métaux, des terres rares et de l'oxygène, qui jouent le rôle d'isolants canaliseurs de courant. La densité de courant critique est beaucoup plus grande dans le plan ab que suivant l'axe c.

La nature des atomes utilisés dans les blocs isolants définit les différentes familles de SHTC.

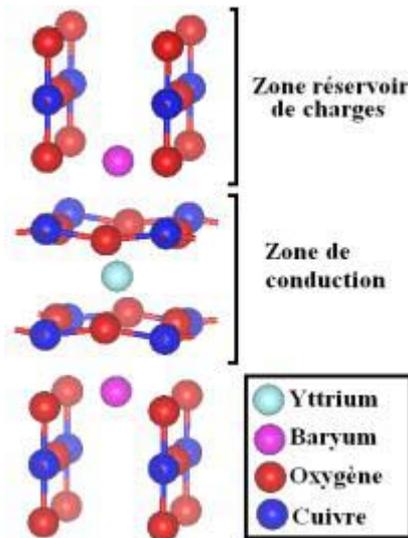


Figure I-5
Maille de l'YBa₂Cu₃O₇

Par ailleurs, les oxydes supraconducteurs, dans l'état polycristallin, sont composés de grains accolés entre eux par des joints de grains. Ces derniers peuvent constituer à leur interface une barrière au passage du courant, en particulier le long de la direction c où leur épaisseur est plus grande que la longueur de cohérence.

Pour les applications micro-ondes envisagées, les composés SHTC sont déposés sous forme de couches minces épitaxiées sur des substrats monocristallins de sorte que l'axe c soit orienté perpendiculairement à la surface. Ainsi, le courant induit circule dans le plan ab et la structure est considérée dans les simulations électromagnétiques comme isotrope.

Nous nous intéressons maintenant à la modélisation des matériaux supraconducteurs.

V. MODELISATION ELECTROMAGNETIQUE DES MATERIAUX SUPRACONDUCTEURS [1], [2]

Parallèlement à l'impressionnante course aux hautes températures critiques décrite dans le paragraphe II, plusieurs théories ont été développées par les physiciens pour tenter d'expliquer le comportement des SBTC.

En 1934, C. J. Gorter et H. B. G. Casimir supposent que le matériau supraconducteur est un milieu à deux fluides : l'un étant composé d'électrons dits normaux (ayant les mêmes propriétés de conduction que dans un métal) et l'autre étant constitué d'électrons supraconducteurs.

En 1935, deux physiciens allemands, les frères F. et H. London, déclarent que le champ magnétique pénètre à l'intérieur du supraconducteur sur une longueur λ_L . La profondeur de pénétration de London λ_L dépend principalement de la température T ($\lambda_L(0) = \lambda_L$ pour T = 0 K) (Equation I-1).

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{1-f(t)}} \quad (\text{I-1})$$

f est une fonction de t, à savoir de T normalisée par rapport à la température critique T_c (Equation I-2).

$$f(t) = t^4 = \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 \quad (\text{I-2})$$

En 1957, trois physiciens américains de l'Université de l'Illinois, J. Bardeen, L. N. Cooper et J. R. Schrieffer, proposent une théorie microscopique (BCS) pour laquelle ils reçoivent le prix Nobel de physique en 1972 [9].

Une permittivité effective, une conductivité volumique ou surfacique, ou une impédance de surface est nécessaire afin de simuler un matériau supraconducteur en hyperfréquence. Ces paramètres sont généralement déterminés en utilisant les équations de Maxwell, le modèle à deux fluides de Gorter et Casimir, et la théorie des frères London [10].

Un matériau supraconducteur possède une conductivité σ complexe (Equation I-3).

$$\sigma(T) = \sigma_n(T) - j^* \sigma_s(T) \quad (\text{I-3})$$

La conductivité σ_n du matériau à l'état normal et celle σ_s des porteurs supraconducteurs sont alors données par les équations I-4 et I-5.

$$\sigma_n(T) = \sigma_n(T_c) * f(t) \quad (I-4)$$

$$\sigma_s(T) = \frac{1}{\lambda_L^2(T) * \omega * \mu_0} \quad (I-5)$$

Si on considère un conducteur plan semi-infini soumis à une onde électromagnétique plane arrivant sous incidence normale, l'impédance de surface Z_s est définie comme le rapport des champs électrique et magnétique tangentiels régnant à sa surface. De plus, elle s'exprime à partir de la résistance de surface R_s et de la réactance de surface X_s (Equation I-6).

$$Z_s = R_s + j * X_s \quad (I-6)$$

La découverte des supraconducteurs à haute température critique a remis en cause la théorie BCS qui prédisait une limite de température de l'ordre de 30 K.

Dans le domaine des micro-ondes, les concepteurs doivent établir des grandeurs alors que les mécanismes du phénomène au niveau des oxydes ne sont pas encore élucidés. Cependant, de nombreux modèles macroscopiques ont été proposés en vue de caractériser les films minces SHTC [11], [12]. Tous aboutissent à une impédance de surface en meilleure adéquation avec l'expérience. Souvent, les auteurs se sont contentés de modifier la fonction $f(t)$ [13], [14], [15].

Pour analyser des circuits HTS, nous choisissons le modèle semi-empirique de O. G. et I. B. Vendik qui présente l'avantage d'allier une bonne approximation à une certaine simplicité [16]. Dans ce cas, les parties réelle (Equations I-7 et I-8) et imaginaire (Equations I-9 et I-10) de l'impédance de surface sont déduites de la relation : $f(t) = t^{3/2}$.

$$R_s = \frac{1}{\sigma_n(T_c) * e} * t \quad \text{pour } t > 1 \quad (I-7)$$

$$R_s = (\omega * \mu_0)^2 * \frac{\lambda_L^4(0)}{e} * \sigma_n(T_c) * \frac{t^{1/2} + (1 - t^{3/2})}{(1 - t^{3/2})^2} \quad \text{pour } t < 1 \quad (I-8)$$

e désigne l'épaisseur du film supraconducteur.

$$X_s = 0 \quad \text{pour } t > 1 \quad (I-9)$$

$$X_s = (\omega * \mu_0) * \frac{\lambda_L^2(0)}{e} * (1 - t^{3/2})^{-1} \quad \text{pour } t < 1 \quad (I-10)$$

Un élément à prendre en compte lors de la simulation et du test de dispositifs HTS est la non linéarité des propriétés électromagnétiques des supraconducteurs à haute température critique. Elle se traduit par la dépendance de l'impédance vis-à-vis de la puissance micro-onde incidente et la génération d'harmoniques. Toutefois, l'incorporation de ces effets au niveau des relations constitutives du matériau semble complexe du fait, par exemple, que le courant dans les lignes microrubans n'est pas uniforme et présente une densité très élevée sur les arêtes. De plus, les quelques modèles macroscopiques publiés [17], [18] n'ont pu être implantés dans le domaine fréquentiel.

Actuellement, pour travailler avec les logiciels à notre disposition, nous négligeons donc la non linéarité des SHTC en nous plaçant dans le cas où la densité de courant et le champ magnétique sont inférieurs à leurs valeurs critiques.

VI. APPLICATION DE LA SUPRACONDUCTIVITE AU DOMAINE DES TELECOMMUNICATIONS HYPERFREQUENCES

Les télécommunications, dont l'histoire commence au début du 19^e siècle avec l'invention du télégraphe, ont connu un développement étroitement lié à celui de l'électronique. Elles regroupent l'ensemble des procédés permettant de transmettre l'information d'un point à un autre, tels que le téléphone, la radio, la télévision et les réseaux informatiques.

Les signaux sont véhiculés sous forme d'ondes par des conducteurs électriques, des fibres optiques ou des faisceaux hertziens. Ces derniers évitent la pose de câbles sur de longues distances et offrent la possibilité d'atteindre des zones géographiquement isolées, mais nécessitent, en plus des équipements d'émission et de réception, l'emploi de relais terrestres ou de satellites pour régénérer les signaux au cours de leur trajet.

Nous nous intéressons plus particulièrement aux communications par satellites qui exploitent la gamme de fréquences comprises entre 1 et 40 GHz. Au-dessous, les ondes électromagnétiques ne parviennent pas à pénétrer dans la zone de diffusion ionosphérique et leur transport est gêné par le bruit industriel, les parasites atmosphériques et des phénomènes de diffraction autour de la Terre.

L'Union Internationale des Télécommunications (UIT) a alloué à chaque service des bandes de fréquences. Les plus utilisées sont répertoriées dans le tableau I-1 avec leur domaine d'application.

Bande	Fréquences	Applications
L	1 à 2 GHz	Communications mobiles
S	2 à 4 GHz	
C	4 à 8 GHz	Service fixe
X	8 à 12,5 GHz	Applications militaires
Ku	12,5 à 18 GHz	Service fixe
K	18 à 26 GHz	
Ka	26 à 40 GHz	

Tableau I-1
Les principales bandes de fréquences et leurs applications

Le travail de recherche présenté dans ce mémoire concerne la conception, la réalisation et le test de filtres passe-bande à 4 GHz et à 30 GHz pour des applications spatiales.

VII. LE FILTRAGE PASSE-BANDE MICRO-ONDE

Les filtres passe-bande accomplissent une des fonctions de l'électronique essentielles au traitement de l'information. Ils sélectionnent les signaux en faisant une discrimination sur la fréquence. De fait, ceux-ci sont transmis à travers une fenêtre appelée bande passante et atténués en dehors.

En général, une réponse micro-onde de ce type est obtenue grâce à un ou plusieurs résonateurs. Si leur fréquence de résonance correspond à la fréquence du signal, l'énergie se propage d'un élément à un autre, entre un accès d'entrée et un accès de sortie.

De nombreux filtres hyperfréquences interviennent dans les chaînes de réception-émission des charges utiles des satellites. L'introduction des matériaux supraconducteurs dans

certaines éléments de ces chaînes doit permettre de réduire le poids et le volume et d'atteindre des performances de très grande qualité non accessibles par d'autres technologies.

VII.1. LA CHARGE UTILE D'UN SATELLITE DE TELECOMMUNICATIONS

Afin de comprendre le rôle et l'impact des différents filtres que nous avons développés, nous présentons le schéma bloc typique d'une charge utile de satellite à service fixe (Figure I-6) [19].

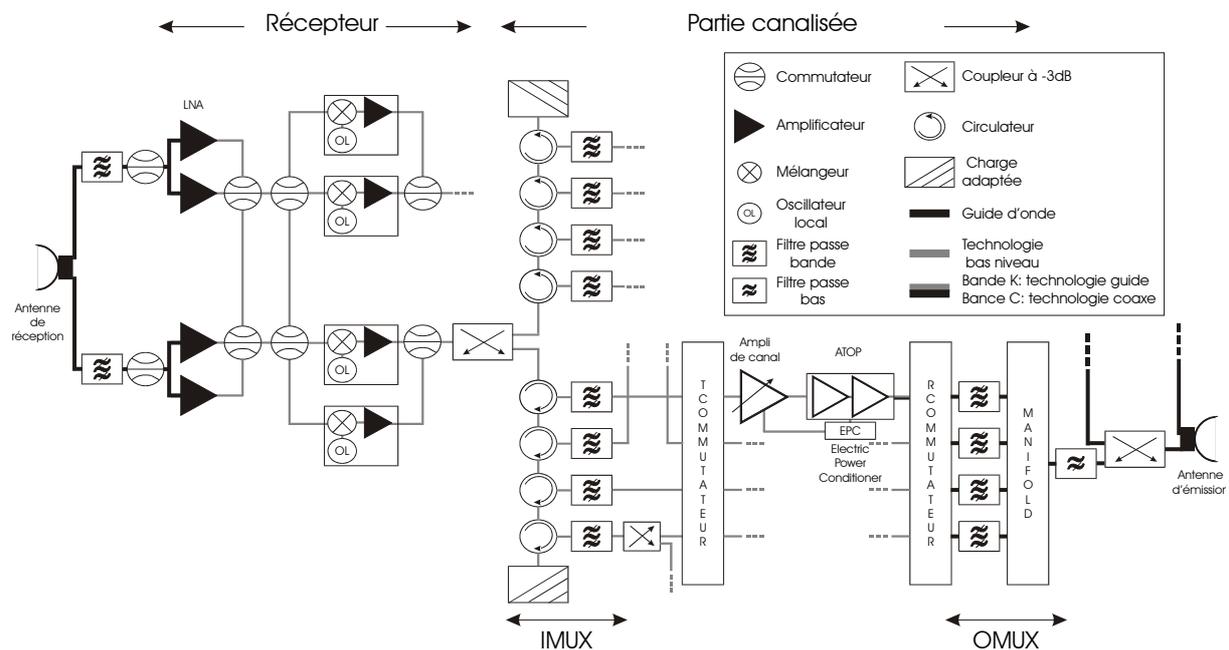


Figure I-6

Schéma bloc typique d'une chaîne de réception-émission de charge utile de satellite à service fixe

Le filtre large bande, situé juste après l'antenne de réception, sélectionne l'ensemble des signaux à traiter. Il élimine donc les fréquences parasites et le bruit hors bande pour éviter la saturation de l'amplificateur faible bruit ou Low-Noise Amplifier (LNA) placé en aval.

Le filtre de présélection doit avoir des pertes extrêmement faibles pour ne pas dégrader le facteur de bruit du récepteur. La puissance mise en jeu à ce niveau de la chaîne est très peu importante.

Les filtres placés à l'entrée des différents canaux appartiennent à un système de démultiplexage (IMUX) et permettent d'isoler une partie de la bande utile. Le traitement des signaux par voies est nécessaire car le niveau de puissance fourni par un amplificateur diminue lorsque la bande de fréquence de travail augmente.

Ainsi, un IMUX associe un ensemble de filtres très sélectifs, à bande étroite, dans laquelle l'ondulation est faible et le Temps de Propagation de Groupe (TPG) présente une caractéristique la plus plate possible. La puissance qu'ils reçoivent reste encore peu élevée et leurs pertes ne constituent pas un paramètre critique car elles sont compensées ultérieurement par le gain des amplificateurs.

Les filtres à bande étroite du multiplexeur de sortie (OMUX) se trouvent à l'extrémité des différents canaux, après les modules amplificateurs de puissance, de façon à éliminer les fréquences parasites créées par ces derniers.

Il s'agit d'une banque de filtres avec une bonne sélectivité et un temps de propagation de groupe le plus constant possible dans la bande. Leurs pertes sont très faibles afin de ne pas diminuer les fortes puissances qu'ils sont destinés à traiter.

Le filtre de type passe-bas, situé juste avant l'antenne d'émission, a pour rôle d'éliminer les harmoniques et surtout d'atténuer les parasites dans la bande de réception afin d'éviter les interférences. Nous pouvons remarquer que les signaux captés sont réémis à une fréquence différente, généralement plus basse.

Le filtre d'émission présente de faibles pertes puisqu'il est placé en fin de chaîne.

Lors de la conception d'un filtre, le choix de la topologie et de la technologie de réalisation est subordonné aux propriétés électriques et aux caractéristiques physiques qu'exige son application. Celles-ci sont définies dans le cahier des charges.

VII.2. DE LA TECHNOLOGIE CONVENTIONNELLE UTILISANT LES GUIDES D'ONDES A LA TECHNOLOGIE DES FILMS MINCES SUPRACONDUCTEURS A HAUTE TEMPERATURE CRITIQUE

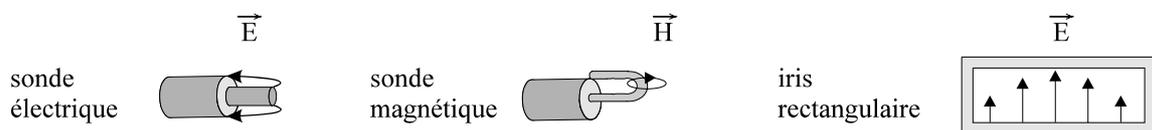
Il existe deux grandes familles de filtres micro-ondes : les filtres volumiques et les filtres planaires.

VII.2.1. LES FILTRES VOLUMIQUES

Les filtres volumiques possèdent d'excellentes qualités électriques et équipent encore majoritairement les charges utiles des satellites lancés aujourd'hui. Ils peuvent supporter de très fortes puissances d'entrée, tout en conservant une bonne stabilité thermique.

Les filtres de ce genre se composent de cavités métalliques, de guides d'ondes ou de résonateurs diélectriques. Ces structures obtiennent typiquement des facteurs de qualité à vide très élevés et, par conséquent, autorisent la fabrication de filtres à bande étroite et à faibles pertes. Elles sont excitées par des iris connectés à des guides d'ondes standard ou par des sondes électriques ou magnétiques connectées à des câbles coaxiaux (Figure I-7).

systemes d'excitation



résonateurs

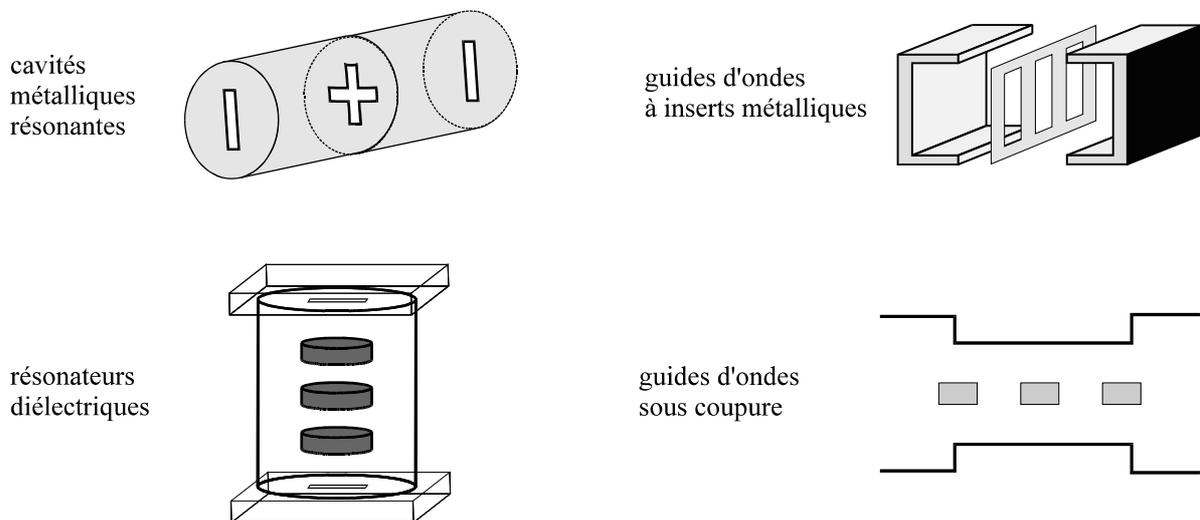


Figure I-7

Systèmes d'excitation et résonateurs volumiques

L'utilisation de cavités métalliques bimodes, à la place de celles fonctionnant sur des modes à symétrie de révolution, engendre des gains de masse. En effet, les modes duaux présentent, à la même fréquence de résonance, deux polarisations orthogonales qui peuvent être couplées entre elles par l'introduction d'une discontinuité à 45° des axes d'excitation. Cette propriété sert pour développer des filtres à 2 N pôles avec N résonateurs et permet de générer facilement des réponses électriques elliptiques.

Les principaux inconvénients des filtres volumiques restent leur poids et leur encombrement. En effet, ils ont des dimensions importantes comparées aux autres éléments d'un équipement à circuits micro-ondes intégrés. De plus, ces dispositifs ne sont pas directement compatibles avec les systèmes actifs tels que les amplificateurs de puissance ou les amplificateurs faible bruit auxquels ils sont associés.

VII.2.2. LES FILTRES PLANAIRES

Les filtres planaires sont réalisés sur un substrat diélectrique partiellement métallisé à partir d'éléments localisés selfiques et/ou capacitifs, et de lignes microrubans, coplanaires ou striplines, et excités par des lignes de transmission standard (Figure I-8). Leurs avantages sont essentiellement un poids et un encombrement réduits, une facilité d'intégration avec d'autres circuits comme les MMICs et une bonne reproductibilité.

De tels filtres ont remplacé, dans de nombreuses applications, les structures volumiques. Toutefois, leur généralisation est a priori limitée par le fait qu'ils ne supportent pas de fortes puissances et que leurs pertes d'insertion demeurent importantes. Ce dernier paramètre est particulièrement sensible pour le filtrage à bande passante très étroite.

Afin d'améliorer les performances électriques des dispositifs planaires, de nouvelles technologies ont été développées. Parmi les diverses solutions apportées, nous pouvons citer :

- ↳ les filtres actifs,
- ↳ les filtres micro-usinés sur membrane,
- ↳ les filtres supraconducteurs...

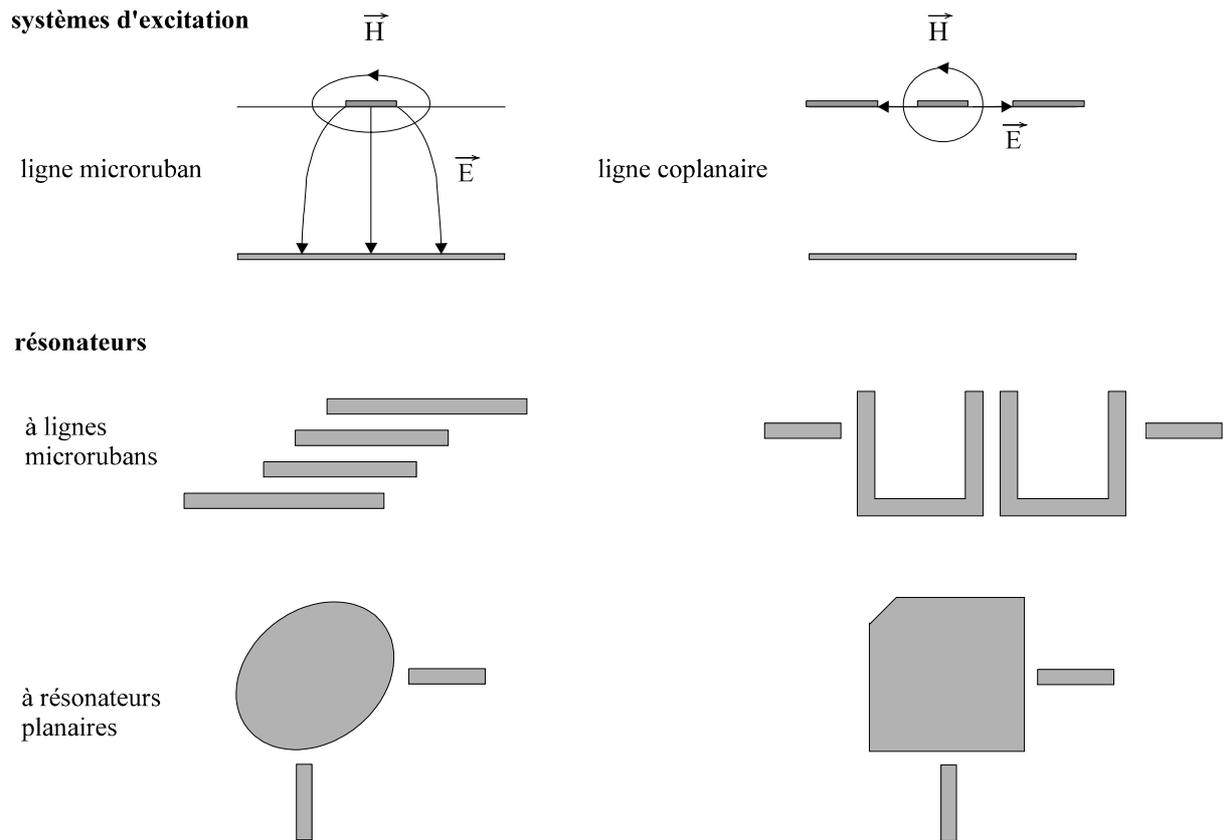


Figure I-8
Systèmes d'excitation et résonateurs planaires

VIII. LES FILTRES SUPRACONDUCTEURS

L'apparition des supraconducteurs à haute température critique a permis d'envisager la fabrication de systèmes hyperfréquences pour satisfaire aux exigences de l'industrie des télécommunications en matière de miniaturisation d'équipement et de caractéristiques de filtrage. Effectivement, l'emploi de ces matériaux offre la possibilité de diminuer non seulement la taille et la masse des composants passifs, mais également leurs pertes d'insertion. La technologie HTS se positionne donc comme une concurrente des guides d'ondes et des cavités traditionnels.

Le facteur de qualité à vide Q_0 d'un résonateur micro-onde s'écrit ordinairement :
 $Q_0 = (R_s/G + F \cdot \tan \delta)^{-1}$, où G est un terme lié à sa géométrie, augmentant en même temps que ses dimensions, R_s symbolise la résistance de surface du conducteur et F correspond à la

fraction de l'énergie électrique stockée dans le diélectrique de tangente de pertes $\tan\delta$. Il apparaît clairement qu'une réduction de R_s et/ou de $\tan\delta$ améliore le Q_0 .

Trois sortes de filtres supraconducteurs sont exposées dans la littérature. Nous distinguons les structures volumiques hybrides associant des Résonateurs Diélectriques (RD) et des films minces SHTC, les dispositifs tridimensionnels recouverts d'une couche épaisse HTS et les circuits planaires.

VIII.1. LES FILTRES HYBRIDES RD/HTS

Les filtres volumiques hybrides associent des résonateurs diélectriques et des films SHTC. La figure I-9 illustre le principe de certains d'entre eux.

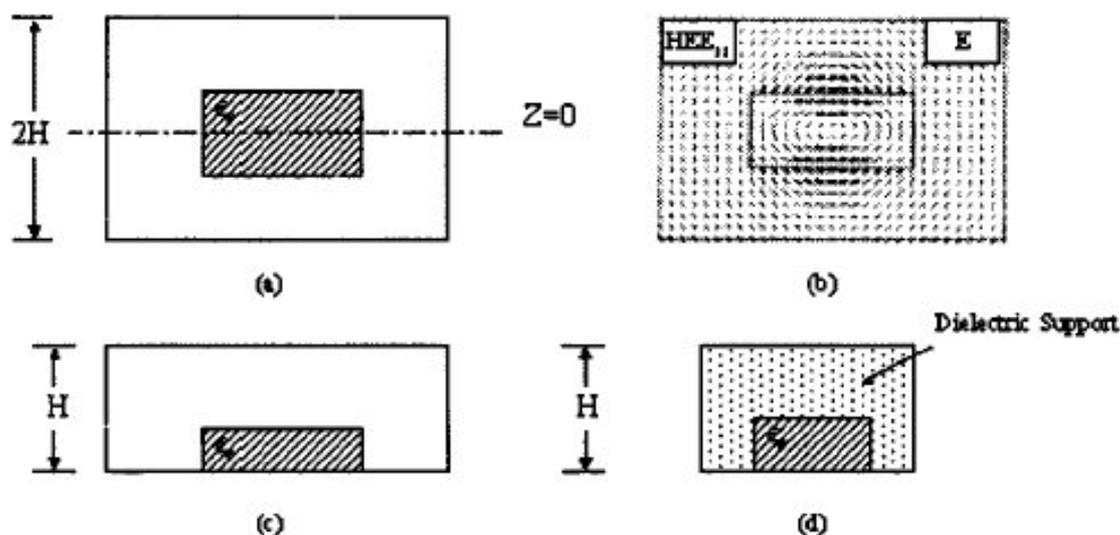


Figure I-9

(a) RD conventionnel dans une cavité. (b) Distribution de champ.

(c) RD soutenu par une surface conductrice.

(d) RD soutenu par une surface conductrice avec un support diélectrique.

Pour un résonateur diélectrique conventionnel opérant sur le mode HE_{118} (Figure I-9(a)), la composante tangentielle du champ électrique s'annule dans le plan $z = 0$, de sorte que l'introduction d'un mur électrique à ce niveau perturbe à peine la distribution de ce champ. Une réduction de taille peut donc être dégagée en plaçant directement la moitié de

l'élément considéré sur une surface conductrice (Figure I-9(c)). Ce bénéfice s'accroît si un support diélectrique remplit entièrement la cavité à l'intérieur de laquelle il est inséré (Figure I-9(d)).

Néanmoins, une surface conductrice usinée à partir d'un métal ordinaire détériore de façon significative le Q_0 de ce genre de résonateur. En revanche, dans le cadre d'applications cryogéniques, l'élaboration de celle-ci au moyen de matériaux supraconducteurs, ainsi que la diminution de la température de travail, améliorent le facteur de qualité à vide ($Q_0 \approx 10^4$ à 3,8 GHz et 77 K [20]).

Ce concept a permis de réaliser des systèmes passifs compacts avec des performances remarquables en terme de pertes [21], [22], [23].

La figure I-10 montre l'architecture détaillée d'un filtre hybride RD/HTS quatre pôles en bande C [24]. Il comprend deux résonateurs diélectriques à modes duaux, maintenus dans leur cavité par l'intermédiaire de blocs en céramique possédant une permittivité et une tangente de pertes faibles. Les surfaces conductrices se présentent sous la forme de petites tranches de LaAlO_3 , mesurant 0,5 pouces de côté, recouvertes par une couche mince SHTC. Elles sont mises en contact avec les résonateurs diélectriques grâce à des ressorts et des plaquettes métalliques boulonnées au boîtier.

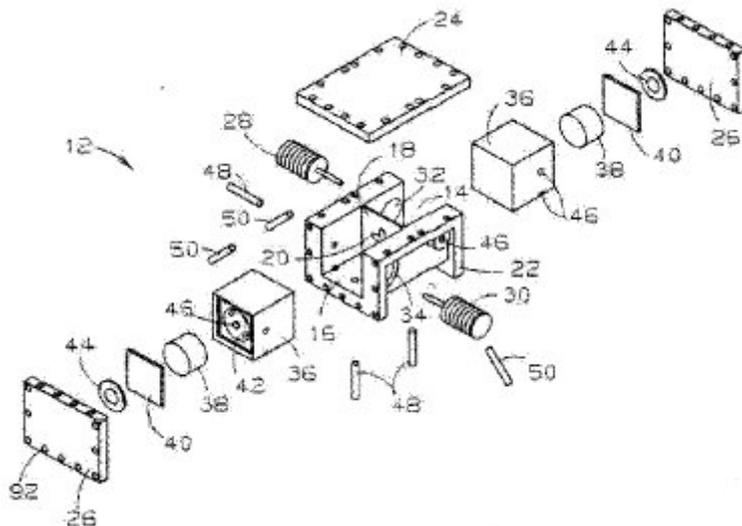


Figure I-10

Architecture d'un filtre hybride RD/HTS quatre pôles

38 : RD. 40 : surfaces conductrices HTS. 36 : supports diélectrique. 44 : ressorts.

22, 24 et 26 : éléments du boîtier. 28 et 30 : sondes d'entrée/sortie.

L'inconvénient des filtres hybrides RD/HTS exposés est la complexité mécanique de leur montage. Cependant, ils offrent plusieurs avantages. Tout d'abord, ils peuvent supporter de fortes puissances. Ensuite, une telle conception favorise l'élimination des modes parasites. Enfin, le wafer recouvert de HTS, qui est découpé en petits morceaux, est employé efficacement.

D'autre part, des éléments volumiques hybrides caractérisés par des coefficients de qualité à vide colossaux ont été développés. Dans la plupart des configurations, ils sont constitués par un résonateur diélectrique à très faibles pertes (saphir, rutile, aluminate de lanthane...), coincé entre deux couches minces supraconductrices à l'intérieur d'une cavité métallique [25], [26], [27], [28]. Ils servent habituellement à fabriquer des oscillateurs très stables [29], [30], [31].

Par exemple, un résonateur HTS-saphir-HTS fonctionne à 5,552 GHz sur le mode TE_{011} avec un Q_0 de $3 \cdot 10^6$ à 80 K (Figure I-11) [32].

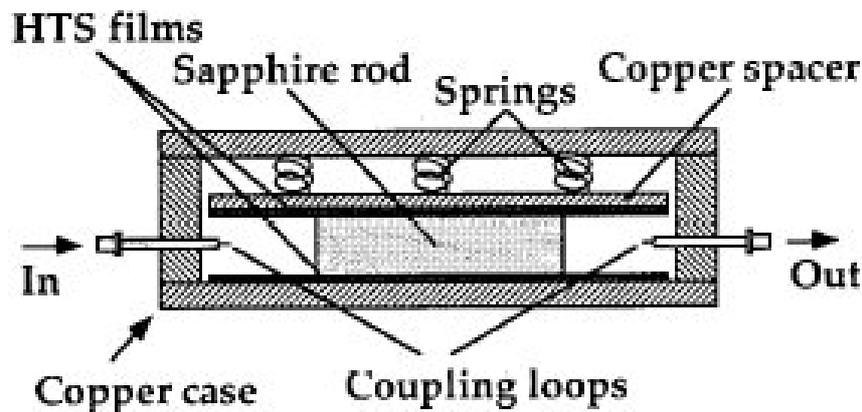


Figure I-11

Structure d'un résonateur HTS-saphir-HTS

De manière générale, les filtres hybrides RD/HTS sont adaptés au passage de fortes puissances (la valeur expérimentale maximale qui peut être injectée sans aggravation notable des pertes d'insertion atteint 50 W à 3,84 GHz et 77 K [33]) [34], [35], [36]. D'ailleurs, sur ce point, un test comparatif observé dans la littérature atteste de leur supériorité par rapport aux filtres planaires SHTC [33].

La figure I-12 illustre une comparaison entre deux multiplexeurs de sortie en bande C, à quatre canaux, dont les spécifications électriques sont semblables [24]. Dans un cas, les filtres et le manifold sont construits en utilisant la technologie conventionnelle à guides d'ondes ; dans l'autre, il s'agit de filtres hybrides RD/HTS alors que le manifold est élaboré en employant la technologie coaxiale. Le second OMUX décrit occupe, sans le cryogénérateur, moins de 5% du volume du premier. Il se distingue également par une baisse des pertes d'insertion qui peut aboutir à une diminution de la puissance DC réclamée par les amplificateurs.



Figure I-12

Comparaison entre la technologie à guides d'ondes et la technologie hybride RD/HTS dans le cas d'un multiplexeur de sortie en bande C

VIII.2. LES FILTRES RECOUVERTS D'UNE COUCHE EPAISSE HTS

Il existe aussi des dispositifs tridimensionnels recouverts d'un film épais supraconducteur [37]. Par exemple, une cavité, dont les parois intérieures sont revêtues d'une couche d'YBCO, fonctionne à 5,66 GHz sur le mode TE_{011} avec un facteur de qualité à vide de 715000 à 77 K [38], [39]. Toutefois, les structures de ce type restent trop encombrantes aux basses fréquences.

Dans ces conditions, deux autres systèmes recouverts par des films épais SHTC ont été proposés : les résonateurs coaxiaux et les résonateurs en anneau fendu.

Les résonateurs coaxiaux sont très peu utilisés, en raison de l'obligation de tapisser toutes les surfaces de la cavité afin d'obtenir un Q_0 relativement élevé.

Par contre, les résonateurs en anneau fendu [40] ont été adoptés par une entreprise qui commercialise des stations de base. Ils interviennent dans un filtre trois pôles, reproduit sur la figure I-13, où ils sont alors couplés à l'aide d'iris circulaires.

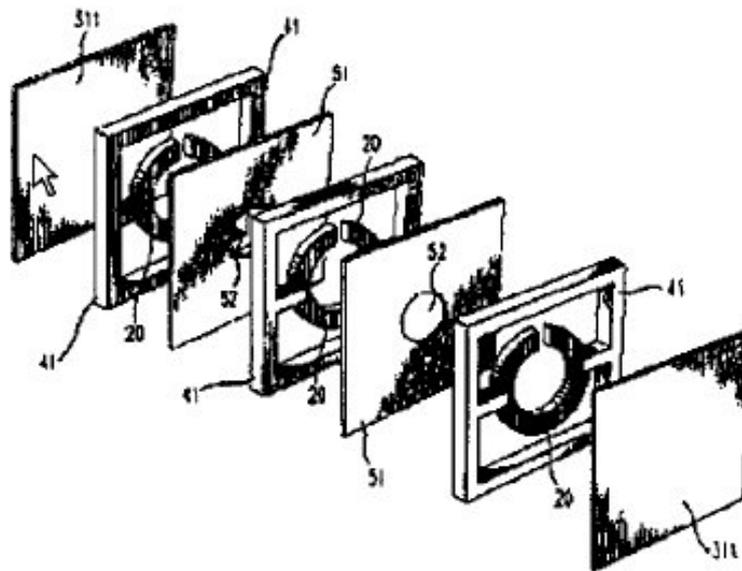


Figure I-13
Filtre trois pôles recouvert d'un film épais HTS
utilisant des résonateurs en anneau fendu

VIII.3. LES FILTRES PLANAIRES SUPRACONDUCTEURS

Les filtres planaires supraconducteurs sont connus pour leur compacité. La figure I-14 illustre une comparaison entre deux filtres dix pôles réalisés en se servant, soit de résonateurs diélectriques, soit de la technologie planaire supraconductrice [41]. Ils sont conçus de façon à respecter les contraintes électriques du programme INTELSAT 8. Le bénéfice en taille est significatif.

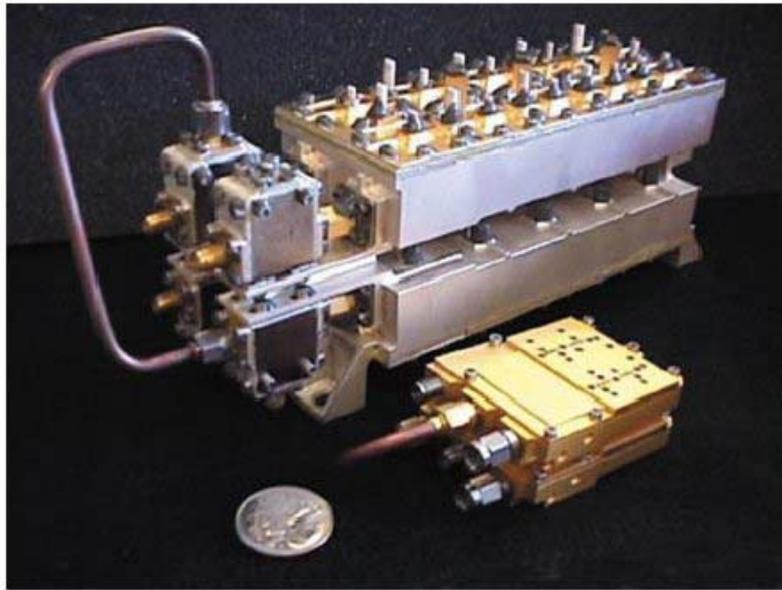


Figure I-14

Comparaison entre la technologie à résonateurs diélectriques et la technologie planaire HTS dans le cas d'un filtre dix pôles à temps de propagation de groupe autocorrigé

D'autre part, les pertes extrêmement faibles des matériaux SHTC permettent de créer des résonateurs planaires aux facteurs de qualité à vide élevés ($Q_0 \approx 10^5$ à 1,95 GHz et 77 K [42]), équivalents à ceux des composants volumiques classiques à température ambiante.

La supraconductivité associée à la technologie planaire est la solution retenue dans le cadre de cette thèse pour réaliser des composants de chaîne de réception-émission de satellite à service fixe : un filtre d'entrée en bande Ka et un IMUX en bande C.

Tous les filtres en éléments distribués, étudiés depuis trois décennies avec des métallisations conventionnelles, peuvent être élaborés en technologie HTS, dans le but de limiter leurs pertes. Par exemple, si un résonateur microruban de longueur électrique $\lambda/2$ fabriqué au moyen de films d'or sur un substrat d'aluminate de lanthane possède un facteur de qualité à vide de 400 à 4 GHz, le remplacement du métal ordinaire par un supraconducteur conduit à un Q_0 d'environ 30000 [43].

Par la suite, nous signalons un certain nombre d'articles qui s'inscrivent, à l'instar de nos travaux de recherche, dans le cadre des bandes C et Ka.

VIII.3.1. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE DE FILTRES PLANAIRES HTS EN BANDE C

VIII.3.1.1. Structures réalisées à partir de lignes microrubans

L'émergence des SHTC a aussi amené beaucoup d'innovations au niveau des topologies des résonateurs planaires. Différentes formes ont été imaginées, souvent à partir d'une ligne en demi-longueur d'onde enroulée sur elle-même. Dans ce cas, le champ électrique est maximal à ses extrémités, où se concentrent d'un côté les charges positives et de l'autre les charges négatives, et le champ magnétique est maximal au milieu.

Les repliements des lignes procurent plusieurs avantages, outre la miniaturisation des circuits. D'abord, ils restreignent les effets capacitifs et inductifs. Ensuite, l'énergie est peu rayonnée et reste davantage confinée sur les résonateurs. Cela facilite l'obtention de couplages faibles, nécessaires à la construction de filtres à bande passante étroite. Atteindre pareilles valeurs avec des lignes en $\lambda/2$ « droites » entraîne un accroissement considérable des distances qui les séparent et, par conséquent, de la surface du filtre. De plus, les couplages parasites sont atténués entre les résonateurs non adjacents. Enfin, ces topologies rendent les réponses des dispositifs moins sensibles aux variations des caractéristiques électriques et physiques du substrat.

Ainsi, de nouvelles configurations de filtres, autorisant l'exécution de fonctions complexes, ont été proposées.

VIII.3.1.1.1. Les démultiplexeurs d'entrée (IMUX)

Concernant les fréquences comprises entre 4 et 8 GHz, le programme HTSSE, qui s'est achevé en 1999 avec le lancement du satellite ARGOS, a occasionné une production scientifique abondante [7]. Il incombait à trois entreprises américaines différentes de fournir des démultiplexeurs d'entrée (IMUX).

La société Com Dev examina attentivement quatre options [21]. Parmi elles, trois comportaient des filtres planaires, constitués de résonateurs linéiques en $\lambda/2$ monomodes [44], d'éléments localisés [45] ou de résonateurs patches carrés à modes duaux [44]. Finalement, l'approche volumique avec des filtres hybrides, alliant des résonateurs diélectriques et des couches minces HTS, fut retenue pour des facilités de réglage.

La compagnie Westinghouse produisit également un IMUX à quatre canaux centrés autour de 4 GHz. Dans ce contexte, elle développa des filtres quatre pôles à l'aide de

résonateurs quart d'onde [46]. Ceux-ci sont formés de tronçons de ligne de transmission dont l'une des extrémités est court-circuitée, à savoir directement reliée au plan de masse.

L'entreprise Space Systems/Loral créa un démultiplexeur d'entrée à quatre canaux centrés autour de 8 GHz en utilisant des filtres elliptiques quatre pôles [47]. Ces derniers sont composés de résonateurs à modes duaux sur substrat suspendu et, de ce fait, peuvent se régler aisément. En marge du projet HTSSE, la société Space Systems/Loral élaborera un filtre quatre pôles quasi-elliptique à partir de deux résonateurs striplines à modes duaux couplés par un iris pratiqué dans leur plan de masse commun (Figure I-15) [47], [48]. Il a été réalisé au moyen de films d'YBCO déposés sur des substrats de MgO. Le filtre, de fréquence centrale 6 GHz et de bande passante relative 3%, présente des pertes d'insertion de 0,9 dB à la température de 77 K.

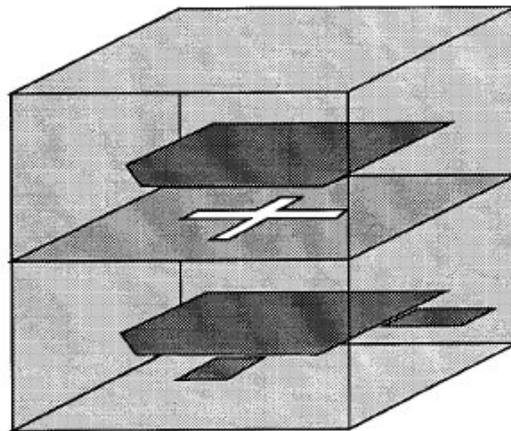


Figure I-15

Filtre quatre pôles multicouche en bande C

Plus récemment, un IMUX en bande C, comptant soixante canaux dont quatre opérationnels, a été assemblé par l'entreprise Com Dev, sous la responsabilité de R. R. Mansour, pour répondre aux spécifications du programme INTELSAT 8 (Figure I-16) [41]. Il demeure un des sous-ensembles faisant usage de la technologie planaire HTS les plus aboutis. Il comporte des filtres quasi-elliptiques dix pôles, avec un temps de propagation de groupe autocorrigé, constitués de résonateurs à modes duaux [22].

Nous reviendrons en détail sur les performances de ces filtres au moment d'aborder les études que nous avons menées en vue de réaliser un démultiplexeur d'entrée. Nous introduirons alors le résonateur linéique demi-onde en forme de croix ouverte, qui avait déjà

permis d'élaborer un filtre quatre pôles de fréquence centrale 4 GHz et de bande passante 4% [49], [50].



Figure I-16

Démultiplexeur d'entrée à 60 canaux utilisant la technologie planaire HTS

VIII.3.1.1.2. Les multiplexeurs de sortie (OMUX)

Le démonstrateur BOSCH, construit par la compagnie allemande du même nom, témoigne aussi de cet engouement envers les matériaux supraconducteurs [51]. Il s'agit du prototype d'une chaîne de réception-émission de charge utile de satellite. Ce système en bande C, pourvu de trois canaux, comprend des filtres de présélection Tchebychev huit pôles et des filtres d'OMUX quasi-elliptiques huit pôles [52], [53]. Tous sont fabriqués grâce à des couches minces d'YBaCuO épitaxiées sur des substrats de saphir.

Quant au multiplexeur de sortie (OMUX), plusieurs alternatives de filtre elliptique quatre pôles furent explorées. La société Bosch expérimenta une solution planaire avec des résonateurs disques, dont les modes TM_{0n0} se signalent par l'absence de courant parallèle aux arêtes [42], [53], [54]. En définitive, elle privilégia l'emploi, à des températures cryogéniques, de résonateurs diélectriques hémisphériques à modes duaux [34], [52].

Cette préférence soulève le problème du comportement des films SHTC, à mesure que la puissance des signaux transmis augmente. En effet, lorsque celle-ci atteint des valeurs élevées, à l'image de celles reçues par un OMUX, des effets non linéaires apparaissent, conduisant à la baisse du coefficient de qualité à vide des résonateurs. Le paramètre critique est alors la densité de courant. La limitation en puissance dépend de la qualité du supraconducteur, de la température de fonctionnement, de la géométrie du filtre et de ses caractéristiques électriques.

Dans le cas des structures planaires HTS, leurs propriétés se dégradent rapidement en raison des fortes densités de courant situées au niveau des arêtes [33]. Cependant, la tenue en puissance des résonateurs linéiques s'améliore en diminuant leur impédance caractéristique [55]. Par ailleurs, de nouvelles topologies de résonateur ont été suggérées, comme ce patch fractionné afin de redistribuer de manière plus homogène les densités de courant à l'intérieur de celui-ci (Figure I-17) [24], [56].

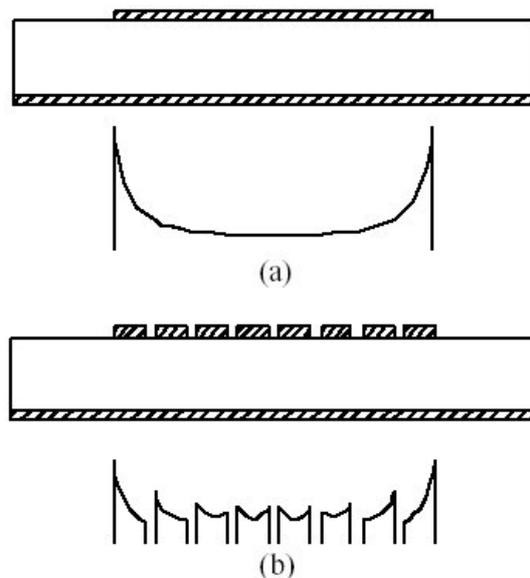


Figure I-17

Vue en coupe et densité de courant pour :

(a) une ligne microruban conventionnelle

(b) une ligne microruban avec des fentes étroites

Des filtres planaires supraconducteurs, capables de supporter des puissances importantes (la valeur expérimentale maximale qui peut être injectée sans aggravation des

pertes d'insertion dépasse 100 W à 1,9 GHz et 20 K [57]), ont donc été conçus, puis intégrés à des multiplexeurs de sortie [24].

VIII.3.1.1.3. Les publications actuelles

Actuellement, le nombre d'articles concernant la bande C diminue. Toutefois, nous indiquons deux publications récentes.

Un filtre six pôles, réalisé en déposant des couches minces de TBCCO sur un substrat de LaAlO_3 , fonctionne à 4,51 GHz sans réglage en vue d'applications spatiales [58]. Il a été conçu grâce à une méthode d'optimisation hybride originale associant la fiabilité des simulations électromagnétiques et la rapidité des analyses de type circuit.

Un filtre 3 pôles quasi-elliptique a été fabriqué sur un substrat de MgO recouvert sur ses deux faces par un film d'YBCO [59]. Il présente des pertes d'insertion de 0,9 dB à une température de 69 K, sur une bande passante de 54 MHz centrée autour de 7,958 GHz. Le réglage, qui est habituellement effectué au moyen de vis métalliques ou diélectriques, repose sur un ajustement des dimensions des lignes par l'intermédiaire d'un laser.

VIII.3.1.2. Structures réalisées à partir de lignes coplanaires

Tous les composants passifs référencés jusqu'ici dans cette bibliographie sont constitués, sauf indication contraire, de lignes microrubans. Par rapport à ce genre de solution, les structures coplanaires, qui nécessitent une métallisation uniquement sur une face du substrat, présentent des avantages en matière de production, de connexion et de coût. La position du plan de masse au même niveau que le conducteur central permet l'élimination des via-hole et, par conséquent, un report facile et fiable par la technique flip-chip.

Les gaps entre le ruban et la masse apportent également un degré de liberté supplémentaire dans la synthèse des configurations coplanaires. Enfin, l'obtention de couplages inter-résonateurs faibles avec des topologies compactes est particulièrement intéressante afin d'élaborer des filtres à bande étroite. Cependant, cette technologie engendre des pertes élevées du fait des densités de courant importantes sur les arêtes des conducteurs.

De plus, deux modes parasites peuvent s'ajouter au mode coplanaire et perturber le fonctionnement des dispositifs. Le mode à fente est excité dans le cas de circuits complexes non symétriques et sa suppression demande l'ajout de ponts à air pour relier les plans de masse ; le mode coplanaire-microruban apparaît lorsque la face inférieure du substrat est métallisée. Ainsi, l'analyse de telles structures à l'aide de logiciels de simulation a toujours soulevé divers problèmes.

Un filtre coplanaire quatre pôles de type Tchebychev, de fréquence centrale 5 GHz et de bande passante relative 3,2%, se compose de résonateurs quart d'onde (Figure I-18) [60]. Il a été réalisé en déposant une couche mince d'YBCO sur un substrat de MgO. Les pertes d'insertion sont de 0,22 dB à la température de 60 K.

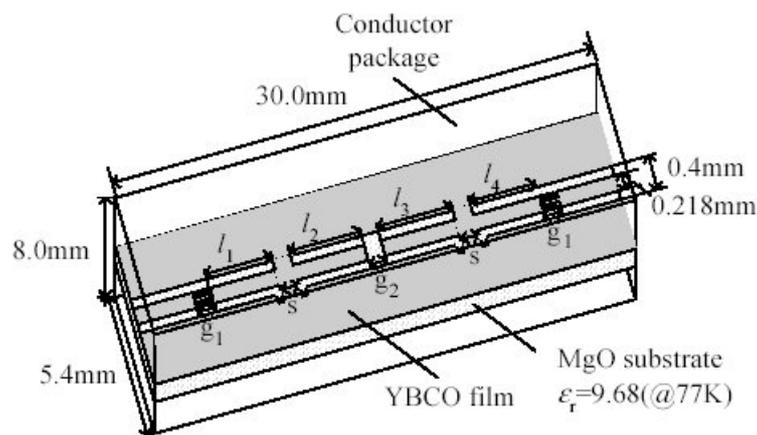


Figure I-18

Structure d'un filtre coplanaire quatre pôles utilisant des résonateurs quart d'onde

VIII.3.2. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE DE FILTRE PLANAIRE HTS EN BANDE Ka

A notre connaissance, un seul article traite de filtre HTS en bande Ka. Il s'agit d'un filtre coplanaire cinq pôles fonctionnant à 35 GHz, pour lequel des couplages de type inductif permettent d'obtenir de faibles couplages inter-résonateurs (Figure I-19) [61]. Il a été fabriqué à partir d'un film de TBCCO gravé sur un substrat de LaAlO₃ et possède des pertes d'insertion de 1,5 dB sur une bande passante de 6,3%.

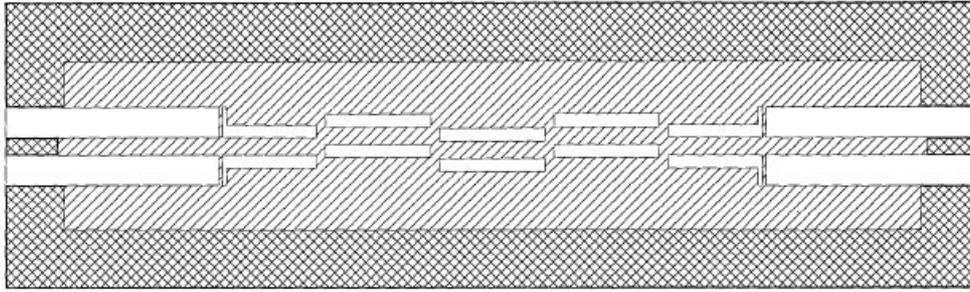


Figure I-19

Filtre coplanaire cinq pôles à 35 GHz

Zone hachurée : métallisation HTS. Zone quadrillée : contacts ohmiques en or.

L'utilisation des matériaux supraconducteurs en vue d'applications micro-ondes est limitée au-delà d'une certaine fréquence de travail car l'apport de cette technologie devient moindre. En effet, la résistance de surface R_s est proportionnelle à la fréquence au carré pour les supraconducteurs tandis qu'elle suit une dépendance en racine carrée de la fréquence pour les conducteurs normaux.

Sur la figure I-20, nous comparons les évolutions en fonction de la fréquence des résistances de surface d'une couche mince supraconductrice à 77 K, d'une métallisation classique dans les mêmes conditions et à température ambiante.

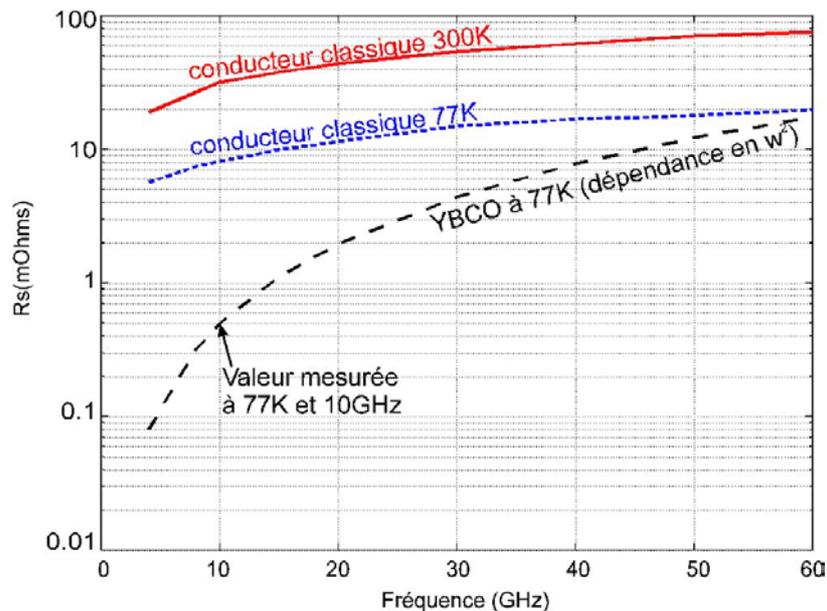


Figure I-20

Evolution de la résistance de surface R_s en fonction de la fréquence

La courbe qui correspond à l'YBCO est tracée en extrapolant une valeur de R_s mesurée par la société THEVA à une température de 77 K et à une fréquence de 10 GHz [8]. Le rapport entre la résistance de surface de l'YBCO à 77 K et celle d'un conducteur classique à température ambiante atteint environ 200 à 4 GHz mais chute à approximativement 10 à 30 GHz.

Un des objectifs de nos recherches sera de montrer l'intérêt de la supraconductivité dans la bande Ka en précisant le gain obtenu sur R_s .

Depuis quelques années, la plupart des filtres planaires supraconducteurs exposés dans la littérature sont relatifs à des fréquences inférieures et destinés aux systèmes de communications sans fil [62], [63], [64].

Ainsi, plusieurs compagnies américaines d'équipement RF (Superconductor Technologies Inc., Illinois Superconductor Corporation) ont tiré profit des innovations techniques apportées par l'électronique refroidie et commercialisent des systèmes « clé en main » pour les stations de base de téléphonie mobile [65], [66].

L'inconvénient inhérent à tout circuit basé sur la supraconductivité est la nécessité d'un refroidisseur cryogénique. Malgré la miniaturisation avancée des composants passifs HTS, la masse et la taille de l'ensemble cryostat-filtre demeurent non négligeables. Le gain attendu à ce niveau, par rapport aux technologies classiques, dépend donc de la structure prise en compte.

L'insertion ponctuelle de dispositifs SHTC semble compromise, sauf pour certains appareils, tels les radiotélescopes, qui disposent déjà d'un système de réfrigération [67].

IX. INTERET DE LA TECHNOLOGIE SUPRACONDUCTRICE EN TENANT COMPTE DU CRYOGENERATEUR

IX.1. LES BANQUES DE FILTRES (IMUX, OMUX)

Concernant les banques de filtres, la supraconductivité procure un avantage incontestable. En effet, elle autorise l'intégration d'un grand nombre d'entre eux dans un espace restreint sans augmenter excessivement la cryogénie requise.

Le tableau I-2 indique une comparaison quantitative, relevée dans la littérature, entre la technologie conventionnelle à résonateurs diélectriques et la technologie planaire HTS, dans le cas d'un démultiplexeur d'entrée en bande C, comportant 60 canaux, construit pour satisfaire aux exigences du programme INTELSAT 8 [41].

Cette étude prend en considération l'enceinte cryogénique, les deux cryogénérateurs à tube à gaz pulsé et l'électronique associée. Des réductions de poids et de volume dépassant 50% peuvent être apportées par l'emploi de la technologie planaire HTS à la place de la technologie à résonateurs diélectriques.

Une comparaison analogue, effectuée auparavant par le même auteur, inclut en plus la technologie hybride RD/HTS et montre des économies similaires [21].

Paramètres	Poids total	Volume total
Technologie conventionnelle à résonateurs diélectriques incluant le support	25 kg	$50 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$
Technologie planaire HTS incluant l'enceinte cryogénique, les deux cryogénérateurs et l'électronique associée	12,2 kg	$24 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$
Réduction en pourcentage	> 50%	> 50%

Tableau I-2

Comparaison entre la technologie à résonateurs diélectriques et la technologie planaire HTS dans le cas d'un démultiplexeur d'entrée en bande C (programme INTELSAT 8)

IX.2. LES RECEPTEURS POUR SATELLITES

Une solution différente, afin d'amortir l'investissement demandé par la réfrigération, est d'introduire dans le boîtier cryogénique d'autres composants, en dehors des filtres, dont les performances sont meilleures à basses températures, comme les circuits à semi-conducteurs (LNA, mélangeurs,...) [68], [69].

Cette remarque paraît particulièrement pertinente lors de la conception de récepteurs pour satellites, dont le diagramme synoptique est présenté sur la figure I-21. Ils se composent d'un filtre d'entrée, d'un amplificateur faible bruit (LNA), d'un oscillateur et d'un convertisseur de fréquence (les signaux captés sont transmis avec une fréquence plus basse) [28], [70].

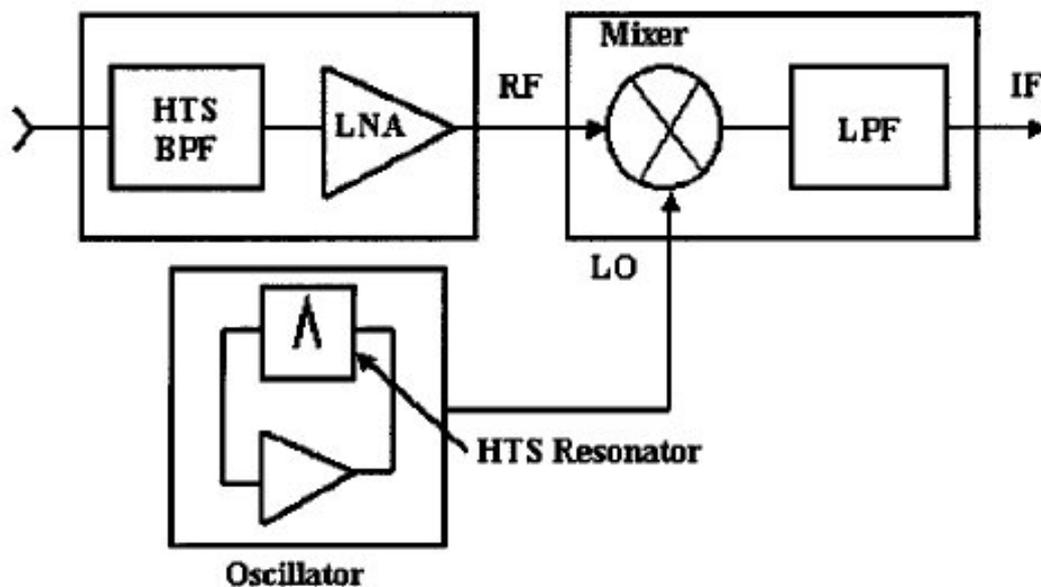


Figure I-21

Diagramme synoptique d'un récepteur pour satellites

Le filtre de présélection limite le bruit hors bande et amène une réjection importante. Il est réalisé à partir de résonateurs à fort Q_0 , de façon à minimaliser les pertes d'insertion qui s'additionnent directement au facteur de bruit global du récepteur.

Ainsi, un filtre d'entrée en bande C correspond typiquement à la mise en cascade d'un filtre passe-bas et d'un filtre passe-bande en guide d'ondes. Le recours à la technologie supraconductrice entraîne une baisse de 94% de la masse et de 99% du volume en ne tenant pas compte du système cryogénique, et de 50% des pertes d'insertion.

Le LNA profite des températures cryogéniques de par la diminution à 77 K du bruit propre à un élément actif. Cette amélioration est davantage prononcée aux hautes fréquences.

Le tableau I-3 donne les résultats de facteurs de bruit de LNA mesurés dans les bandes C et Ka [43].

Composant	Facteur de bruit mesuré à 300 K	Facteur de bruit mesuré à 77 K
LNA en bande Ka	3,1 dB	0,8 dB
LNA en bande C	1,0 dB	0,25 dB

Tableau I-3

Résultats de facteurs de bruit mesurés dans les bandes C et Ka

L'oscillateur peut également utiliser un résonateur HTS à Q_0 élevé. L'intérêt se situe alors dans la réduction du bruit de phase. Cependant, le refroidissement des parties restantes de l'oscillateur a un impact infime sur ses caractéristiques, tout en ajoutant une grande charge thermique.

X. LA CRYOGENIE ASSOCIEE AUX DISPOSITIFS SUPRACONDUCTEURS

Le besoin d'une machine à froid constitue donc une contrainte majeure qui freine le développement des dispositifs et des sous-ensembles micro-ondes supraconducteurs et limite leur incorporation dans les systèmes de télécommunications.

Les appareils qui permettent d'atteindre les températures imposées sont divisés en deux catégories, à savoir les cryostats et les cryogénérateurs [71].

Les premiers mentionnés sont des structures fonctionnant en cycle ouvert pour lesquelles un liquide réfrigérant (azote ou hélium) est amené par pompage dans une enceinte. Leur maniement est très simple ; néanmoins, leur encombrement et leur consommation permanente en fluide cryogénique les rendent inadaptés à de nombreuses applications terrestres et spatiales. Par contre, les cryostats sont idéaux pour les laboratoires, où l'entretien régulier du matériel est possible.

Les cryogénérateurs sont des blocs autonomes opérant en cycle fermé. Le caisson sous vide est maintenu à basse température par circulation d'hélium ou d'azote gazeux. Ces refroidisseurs dissipent uniquement de l'énergie électrique et ne réclament aucune maintenance pendant une durée de vie prévue à l'avance. Par conséquent, ils sont susceptibles d'équiper les satellites et les stations de base.

Les spécifications prédominantes relatives à un cryogénérateur sont, outre le coût, la consommation de puissance DC, la taille et la fiabilité. D'ailleurs, le dernier point demeure la principale barrière à une production commerciale plus répandue des composants HTS.

Dans le cadre du projet SERACS, une étude thermique a montré qu'une puissance de froid de l'ordre de 4 W à 80 K est requise afin de réfrigérer, au niveau de la charge utile, l'ensemble comprenant la zone supraconductrice et la région dans laquelle sont regroupés les LNA [2].

La société Thales Cryogénie a proposé un cryogénérateur de type Stirling qui est présenté sur la figure I-22. Sa puissance frigorifique s'élève à 6 W avec une consommation de puissance électrique de 200 W à la température de 72 K. Les diamètres du doigt froid et du compresseur sont respectivement de 20 mm et de 100 mm. Le cycle de compression/détente de l'hélium est obtenu par déplacement, à l'intérieur du compresseur, de deux pistons pilotés par un moteur linéaire.



Figure I-22

Cryogénérateur de type Stirling modèle UP 8220 de Thales Cryogénie

Il est aussi nécessaire de s'intéresser à la diminution des dimensions du packaging cryogénique et à la réduction des pertes thermiques et électriques des transitions hyperfréquences placées entre l'environnement extérieur et l'enceinte sous vide. A ce sujet, les câbles RF de petit diamètre disponibles dans le commerce possèdent généralement une conduction thermique faible et des pertes d'insertion importantes, et inversement. Ceux en

silice (SiO_2) de la société Meggitt, dont nous nous servons à l'IRCOM, offrent un compromis satisfaisant. Le choix de la connectique RF a une influence primordiale sur le gabarit et la puissance de froid du cryogénérateur.

XI. REALISATION DE CIRCUITS PLANAIRES SUPRACONDUCTEURS

XI.1. CHOIX DU MATERIAU SUPRACONDUCTEUR, ELABORATION DE FILMS MINCES

De nos jours, les supraconducteurs utilisés pour fabriquer des composants passifs à l'échelle industrielle sont l'YBaCuO et le TlBaCaCuO. Des deux, le TBCCO détient la plus haute température critique et la plus faible résistance de surface. Cependant, comme ce composé possède cinq phases de transition contre trois pour l'YBCO, il est moins aisé de maîtriser ses conditions de dépôt. Le thallium, qui est toxique, implique également des installations particulières. Par conséquent, seule la société Dupont Superconductivity aux Etats-Unis propose de réaliser des circuits en TBCCO et donc leur coût reste élevé.

D'autre part, la comparaison de travaux récents montre que la différence entre la valeur des résistances de surface de couches minces d'YBCO et de TBCCO sur des substrats de MgO et de LaAlO_3 tend à diminuer (Figure I-23).

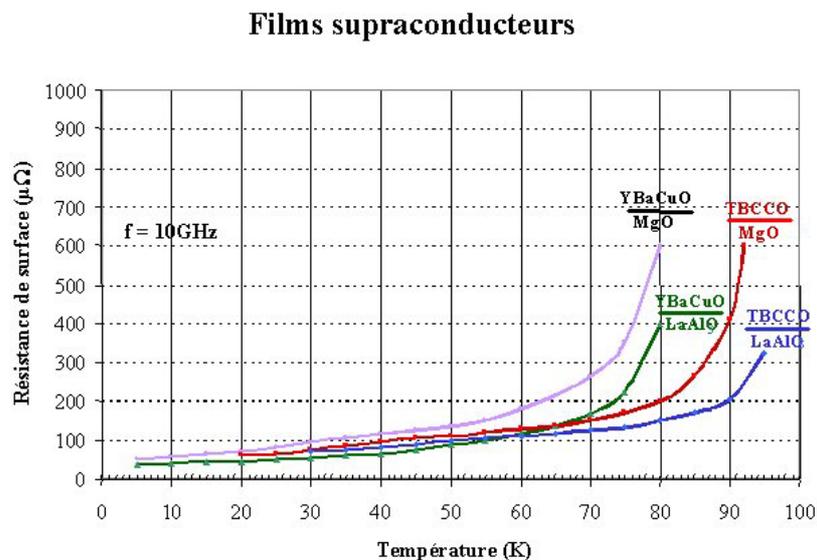


Figure I-23

Evolution de la résistance de surface en fonction de la température

Ainsi, nous avons choisi l'YBCO et nous nous approvisionnons auprès de la société allemande THEVA qui annonce, pour le type de film retenu, une résistance de surface inférieure à $500 \mu\Omega$ à 77 K et 10 GHz, une température de transition de 88 K et une densité de courant critique égale à 3 MA/cm^2 à 77 K [8]. Il s'agit de dépôt double face, à savoir sur les deux côtés du wafer, de 600 nm d'épaisseur et le procédé employé pour l'obtenir est l'évaporation thermique. Ce processus, particulièrement adapté à de larges substrats d'accueil, permet une croissance lente de la couche et, de ce fait, favorise un bon état de surface. Le matériau cible, placé sous vide dans un creuset, est sublimé à l'aide d'un système de chauffage par faisceau d'électrons (Figure I-24).

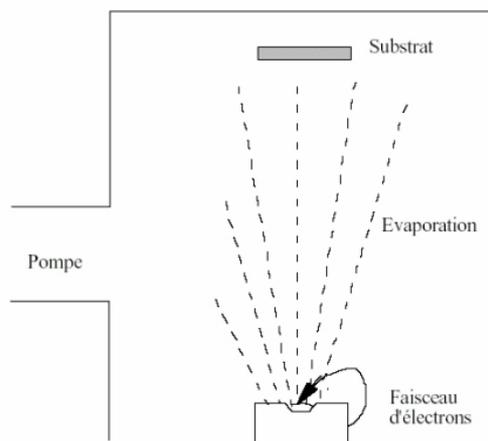


Figure I-24

Principe de l'évaporation thermique

A l'instar de cette méthode, les techniques de dépôt en phase vapeur physique dite PVD (Physical Vapor Deposition) donnent classiquement d'excellents résultats au niveau des supraconducteurs. Nous pouvons citer la pulvérisation cathodique, très répandue dans le milieu industriel grâce à sa facilité de mise en œuvre, et l'ablation laser dont nous reparlerons ultérieurement (chapitre III, paragraphe IV).

XI.2. METHODES DE GRAVURE

Deux méthodes pour graver les circuits sont applicables au cas de films minces SHTC. La plus conventionnelle consiste à pratiquer une photolithographie puis une gravure chimique.

La société THEVA utilise aussi une technique qui est réalisée par bombardement d'espèces atomiques. Les ions arrachent alors les molécules d'YBCO dans les zones non protégées par le masque de sorte que son dessin est identique au motif final (Figure I-25). La précision de fabrication de la gravure ionique est de l'ordre du micromètre.

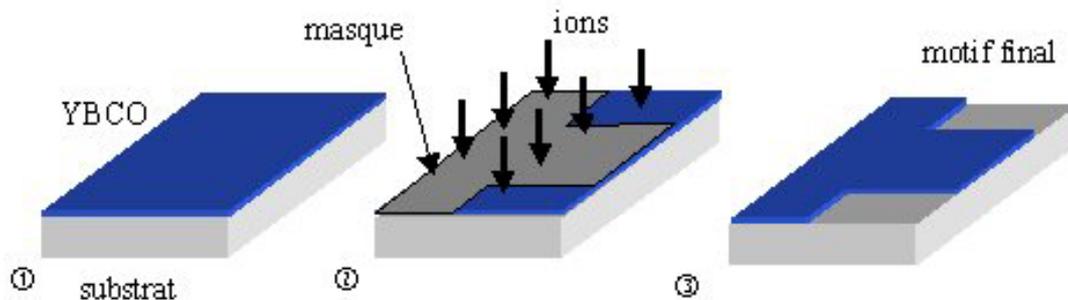


Figure I-25

La gravure ionique

Les tolérances sur les dimensions étant très strictes afin d'obtenir des dispositifs performants, la seconde option s'est imposée à nous.

Enfin, de manière à assurer des contacts électriques satisfaisants lors des mesures, une couche de métallisation en or, d'une épaisseur de 200 nm, est rajoutée à la fois sur la surface qui constitue le plan de masse et, sous forme de plots, sur les lignes d'excitation.

XI.3. LES SUBSTRATS

Les efforts pour réaliser des films supraconducteurs de grande qualité ne se limitent pas aux processus de dépôt. En effet, la méthode de croissance par épitaxie nécessite un substrat approprié, de structure cristalline compatible avec celle de la couche mince SHTC. Par conséquent, un bon accord de maille et une disposition des atomes dans le plan d'interface aussi voisine que possible sont requis.

En outre, le substrat doit être monocristallin, isotropique et avoir une phase stable en température afin d'éviter la présence de macles. Il faut également qu'il supporte les

contraintes mécaniques générées par la cryogénie et qu'il présente un coefficient de dilatation thermique adapté à celui du supraconducteur considéré.

Les spécifications électriques concernant le substrat sont une permittivité stable en fonction de la température et des pertes diélectriques très faibles. Nous pouvons noter que les matériaux diélectriques montrent une amélioration significative de leur tangente de pertes lors du refroidissement aux basses températures [26], [35].

Aucun substrat ne répondant parfaitement à l'ensemble de ces exigences, il a donc fallu dégager ceux qui offraient le meilleur compromis. Il apparaît que les plus employés dans les applications micro-ondes HTS sont les suivants. Les valeurs indiquées dans les paragraphes ci-dessous sont celles communiquées par la société THEVA [8].

XI.3.1. L'ALUMINATE DE LANTHANE

L'aluminate de lanthane (LaAlO_3) a un paramètre de maille extrêmement proche de celui de l' YBaCuO et ne réagit pas chimiquement à son contact. En revanche, la légère anisotropie du matériau, dont on ne tient pas compte dans les simulations, est susceptible d'entraîner la formation de mâcles au moment du changement de phase. THEVA utilise une couche tampon à l'interface substrat-film SHTC pour éviter ce problème.

Le LaAlO_3 possède une constante diélectrique de 23,6 et une tangente de pertes de 10^{-5} à une fréquence de 1 GHz et une température de 77 K. La valeur élevée de la permittivité relative permet de concevoir des circuits hyperfréquences de taille réduite. Par ailleurs, la surface maximale de substrat disponible est de 3 pouces de diamètre.

XI.3.2. L'OXYDE DE MAGNESIUM

L'oxyde de magnésium (MgO) est isotrope et se caractérise par l'absence de mâcles. Par contre, des désorientations peuvent apparaître au niveau de la couche supraconductrice du fait d'un petit désaccord de maille.

Ce substrat présente une constante diélectrique de 9,7 et une tangente de pertes inférieure à 10^{-6} à 1 GHz et 77 K. Son coefficient de dilatation thermique est très voisin de

celui de l'YBaCuO. De plus, la surface maximale de MgO disponible est de 3 pouces de diamètre.

XI.3.3. LE SAPHIR

Le saphir (Al_2O_3) a une permittivité de 11,6 dans la direction parallèle à l'axe c et de 9,4 dans celle qui lui est perpendiculaire, avec une tangente de pertes inférieure à 10^{-6} à 1 GHz et 77 K. La surface maximale de Al_2O_3 disponible est de 200 mm de diamètre.

Ce substrat reste moins employé que les deux précédents, notamment à cause de son anisotropie.

XII. CONCLUSION

Après avoir rappelé les propriétés d'un supraconducteur, nous avons précisé l'impédance de surface retenue pour modéliser un film mince. Ensuite, nous avons montré l'intérêt des filtres HTS par rapport aux autres filtres existants dans les cas de la réalisation d'une part de banques de filtres pour des applications à faible puissance et d'autre part de récepteurs intégrant un filtre d'entrée, un amplificateur faible bruit et un oscillateur.

Le travail de recherche présenté dans la suite de ce document est consacré à la conception de filtres planaires micro-ondes en bandes C et Ka constitués de supraconducteur à haute température critique pour des applications spécifiques dans le domaine spatial. Les spécifications très sévères demandées pour ces dispositifs nécessitent d'utiliser à la fois des simulateurs électromagnétiques, des outils de synthèse et d'optimisation, et des technologies de fabrication adaptés.

CHAPITRE II

*Conception de filtres en technologie planaire
supraconductrice*

I. INTRODUCTION

Éléments essentiels au traitement des signaux, les filtres micro-ondes de type passe-bande interviennent à différents niveaux dans les chaînes de réception et d'émission des systèmes de télécommunications. Un cahier des charges, établi selon la position et la fonction qu'ils occupent, indique l'ensemble des spécifications auxquelles ils doivent répondre. Il s'agit de caractéristiques électriques (fréquence centrale, bande passante, ondulation dans la bande passante, isolation hors bande, réjection à des fréquences données, pertes d'insertion...) (Figure II-1) et physiques (encombrement, poids, stabilité mécanique – résistance aux vibrations... –, tenue en puissance, sensibilité aux variations de température...). Le concepteur considère tous ces paramètres, ainsi que les coûts liés au développement et à la production, afin de choisir une technologie et une topologie adéquates.

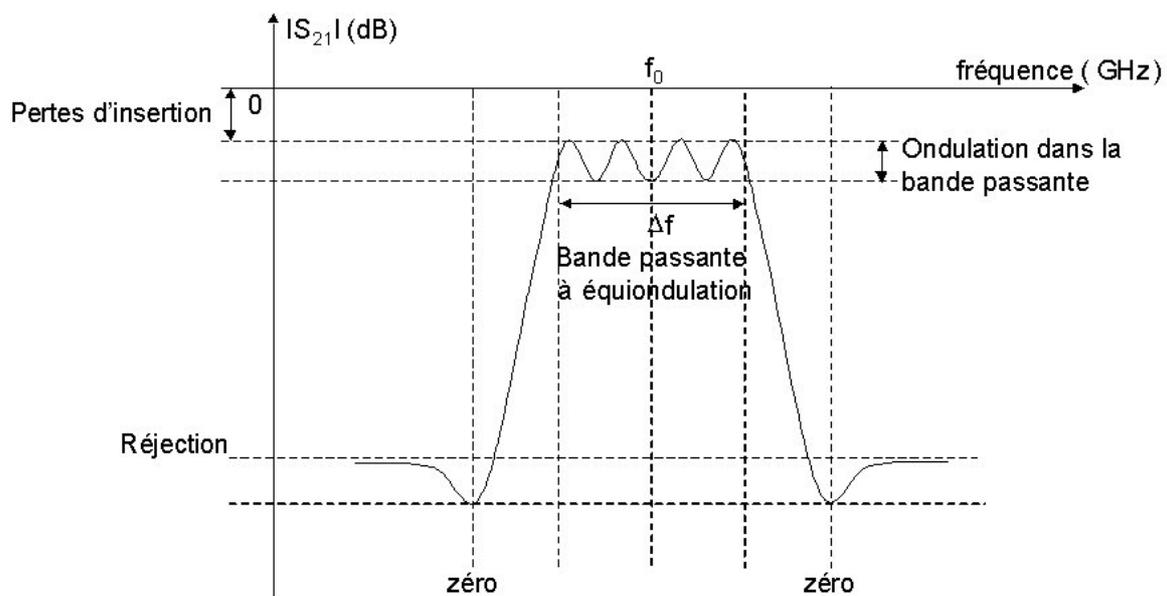


Figure II-1

Caractéristiques électriques d'un filtre passe-bande elliptique

Tout d'abord, la conception d'un filtre consiste à déterminer une fonction de transfert capable de satisfaire aux propriétés électriques définies dans le cahier des charges. Les principales fonctions de filtrage sont les fonctions de Butterworth, les fonctions de Tchebychev et les fonctions elliptiques.

Les filtres de Butterworth ne présentent aucune ondulation dans la bande passante. Toutefois, la réjection hors bande n'est pas satisfaisante pour la plupart des applications hyperfréquences.

Les filtres de Tchebychev admettent une ondulation dans la bande passante. Cependant, la réjection est supérieure à celle des filtres de Butterworth du même ordre.

Les filtres elliptiques se caractérisent par des ondulations à l'intérieur et à l'extérieur de la bande passante. La présence de zéros de transmission en dehors de la bande conduit à une réjection optimale.

Dans ce contexte, nous nous sommes intéressés à la conception en technologie planaire supraconductrice de filtres de démultiplexeur d'entrée (IMUX) à 4 GHz et de filtres de présélection en bande Ka de chaînes de réception-émission embarquées. L'objectif dans les deux cas est de quantifier l'apport de la supraconductivité par rapport aux technologies classiques utilisées actuellement au niveau du poids, de l'encombrement et des performances électriques.

II. CONCEPTION DE FILTRES D'IMUX

Le sujet de notre première étude est la conception de filtres pour la bande C avec des spécifications très sévères au niveau de la sélectivité et du temps de propagation de groupe. Il s'agit d'éléments destinés à un IMUX de satellite. Ce travail, financé par le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), s'inscrit dans le cadre d'une convention entre la société Alcatel Space et le laboratoire IRCOM.

Le démultiplexeur d'entrée envisagé compte douze canaux qui ont tous une bande passante de 64 MHz. Leurs fréquences centrales, régulièrement espacées, sont comprises entre une valeur basse f_1 , égale à 3781,25 MHz, et une valeur haute f_{12} , égale à 4468,75 MHz. Par la suite, nous nous consacrons successivement aux filtres dont les caractéristiques électriques souhaitées sont fixées à partir de f_{12} et de f_1 .

Les spécifications génériques souhaitées du canal d'IMUX le plus haut en fréquence sont consignées dans le tableau II-1.

Paramètres	Spécifications	
Fréquence centrale	4468,75 MHz	
Bande passante	64 MHz (1,4%)	
Sélectivité	< 4429,725 MHz	-34 dB
	4434,325 MHz	-10 dB
	4503,175 MHz	-10 dB
	> 4507,775 MHz	-34 dB
Platitude de gain à partir du centre du canal	4440,625 à 4443,4375 MHz	0,45 dBpp
	4443,4375 à 4446,25 MHz	0,25 dBpp
	4446,25 à 4491,25 MHz	0,20 dBpp
	4491,25 à 4494,0625 MHz	0,25 dBpp
	4494,0625 à 4496,875 MHz	0,45 dBpp
Variations du temps de propagation de groupe à partir du centre du canal	4444,625 à 4443,75 MHz	19 ns
	4443,75 à 4450 MHz	7 ns
	4450 à 4456,25 MHz	1,5 ns
	4456,25 à 4481,25 MHz	1 ns
	4481,25 à 4487,5 MHz	1,5 ns
	4487,5 à 4493,75 MHz	7 ns
	4493,75 à 4496,875 MHz	19 ns
C/I	Après le filtre en régime monocanal	28 dBc
Coefficient de réflexion dans la bande en entrée et en sortie	< -21 dB	

Tableau II-1
Spécifications du canal le plus haut en fréquence

Actuellement, les filtres d'IMUX qui ont des spécifications moins sévères sont fabriqués à l'aide de cavités volumiques et le temps de propagation de groupe est corrigé au moyen d'un circuit externe.

Notre but est de réaliser sans réglage un filtre, conforme aux propriétés précédentes (Tableau II-1), de poids et d'encombrement réduits, avec un temps de propagation de groupe autocorrigé.

II.1. SYNTHÈSE ÉLECTRIQUE

La synthèse permet de définir une fonction de filtrage qui réponde aux spécifications imposées et d'en déduire un circuit électrique équivalent en éléments localisés.

II.1.1. CHOIX DE LA FONCTION DE TRANSFERT

Le choix de la fonction de transfert est effectué grâce au logiciel de synthèse FILCAV développé par le CNES. A partir d'un certain nombre de paramètres :

- ↪ type de filtre : passe-bas ou passe-bande,
- ↪ type de fonction : Butterworth, Tchebychev ou quasi-elliptique,
- ↪ ordre du filtre : nombre de pôles,
- ↪ fréquence centrale f_0 ,
- ↪ bande passante équiondulation Δf ,
- ↪ facteur de surtension des résonateurs Q_0 ,
- ↪ coefficient de réflexion dans la bande,
- ↪ nombre et position des zéros de transmission le cas échéant,
- ↪ symétrie de la réponse,

ce programme fournit les réponses théoriques d'un filtre. Il est ensuite possible de les comparer aux gabarits correspondant aux caractéristiques électriques souhaitées.

Un filtre passe-bande de type quasi-elliptique autocorrigé est requis pour respecter le cahier des charges. D'une part, les zéros de transmission réels, en dehors de la bande, permettent d'obtenir une sélectivité optimale par rapport aux autres approximations. D'autre part, les zéros de transmission imaginaires permettent de linéariser, au milieu de la bande, la courbe du temps de propagation de groupe.

A l'issue d'une étude approfondie, nous optons pour un filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles avec deux paires de zéros de transmission réels à $p = \pm j*1,15$ et

$p = \pm j*1,36$, et une paire de zéros de transmission imaginaires à $p = \pm 0,74$. Les calculs sont effectués en considérant un facteur de qualité à vide Q_0 de 15000, valeur proche de celle attendue expérimentalement, et un coefficient de réflexion dans la bande de -21 dB. Nous vérifions que la solution retenue satisfait aux objectifs assignés en matière de sélectivité (Figure II-2), de platitude de gain (Figure II-3) et de variations de TPG (Figure II-4).

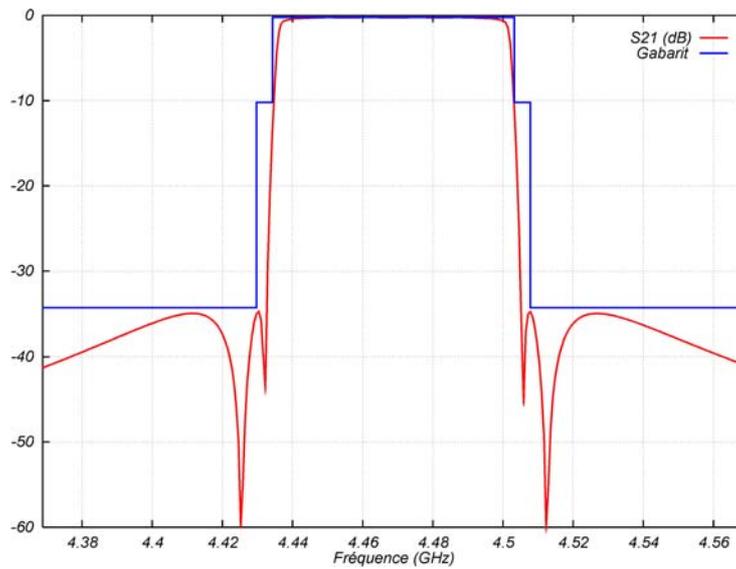


Figure II-2
Vérification de la sélectivité

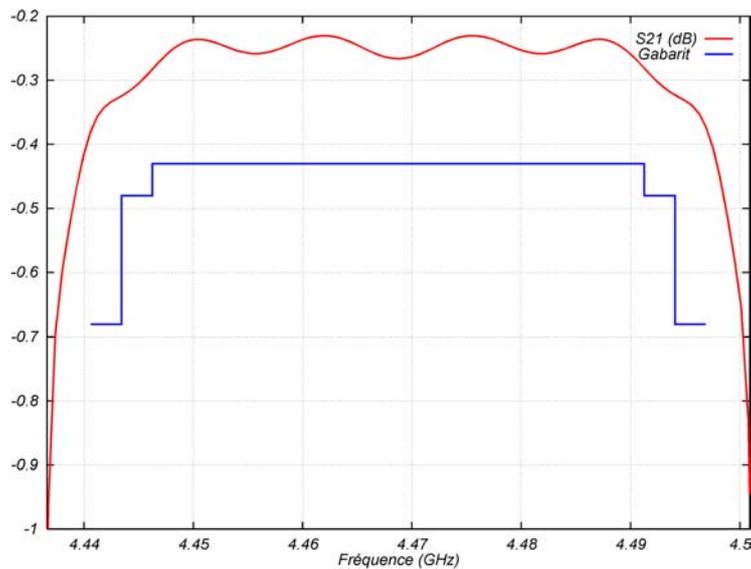


Figure II-3
Vérification de la platitude de gain

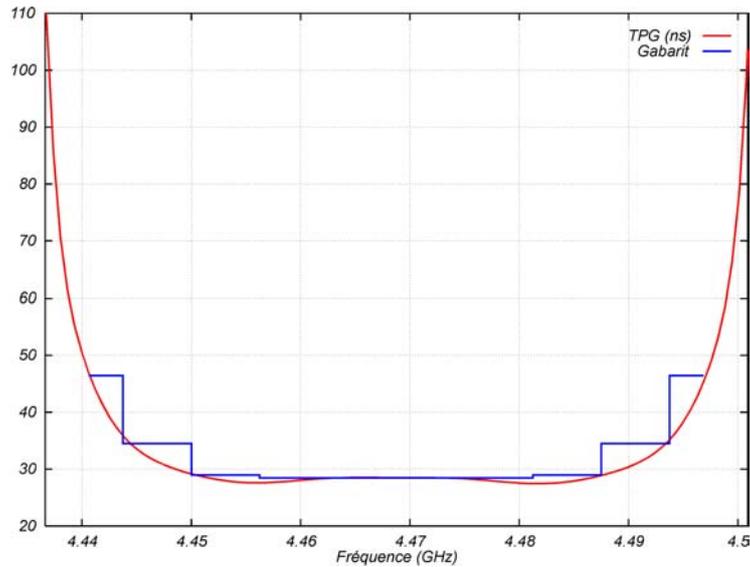


Figure II-4

Vérification des variations du temps de propagation de groupe

II.1.2. DETERMINATION DE LA MATRICE DE COUPLAGE ET DES COEFFICIENTS DE QUALITE EXTERIEURS D'ENTREE ET DE SORTIE

La matrice de couplage [k] contient les valeurs des couplages entre les différents éléments résonants du filtre.

Les coefficients de qualité extérieurs d'entrée Q_{e_e} et de sortie Q_{e_s} représentent les couplages au niveau des systèmes d'excitation.

Pour chaque fonction de transfert saisie, le logiciel de synthèse FILCAV calcule la matrice de couplage [M] et les résistances d'entrée R_e et de sortie R_s . Ces trois données sont normalisées par rapport à la fréquence centrale f_0 et la bande passante équiondulation Δf .

Les coefficients de couplage inter-résonateurs k_{ij} sont reliés aux termes M_{ij} par l'équation II-1.

$$k_{ij} = \frac{M_{ij} * \Delta f}{f_0} \quad (II-1)$$

Les coefficients de qualité extérieurs Q_{e_e} et Q_{e_s} sont respectivement rattachés aux résistances R_e et R_s par les équations II-2 et II-3.

$$Q_{e_e} = \frac{f_0}{\Delta f * R_e} \quad (\text{II-2})$$

$$Q_{e_s} = \frac{f_0}{\Delta f * R_s} \quad (\text{II-3})$$

Le logiciel FILCAV associé au filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles désiré la matrice de couplage $[M]$ (Equation II-4), de taille (8,8), et les résistances d'entrée et de sortie R_e et R_s (Equation II-5).

$$[M] = \begin{bmatrix} 0 & 0,82611 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0,04586 \\ 0,82611 & 0 & 0,58581 & 0 & 0 & 0 & -0,05634 & 0 \\ 0 & 0,58581 & 0 & 0,49384 & 0 & -0,20330 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0,49384 & 0 & 0,75332 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0,75332 & 0 & 0,49384 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -0,20330 & 0 & 0,49384 & 0 & 0,58581 & 0 \\ 0 & -0,05634 & 0 & 0 & 0 & 0,58581 & 0 & 0,82611 \\ 0,04586 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0,82611 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II-4})$$

$$R_e = R_s = 1,0073 \quad (\text{II-5})$$

Nous déterminons, après dénormalisation, la matrice de couplage $[k]$ (Equation II-6) et les coefficients de qualité extérieurs Q_{e_e} et Q_{e_s} (Equation II-7) du filtre idéal visé.

$$[k] = \begin{bmatrix} 0 & 0,01183 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0,00066 \\ 0,01183 & 0 & 0,00839 & 0 & 0 & 0 & -0,00081 & 0 \\ 0 & 0,00839 & 0 & 0,00707 & 0 & -0,00291 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0,00707 & 0 & 0,01079 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0,01079 & 0 & 0,00707 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -0,00291 & 0 & 0,00707 & 0 & 0,00839 & 0 \\ 0 & -0,00081 & 0 & 0 & 0 & 0,00839 & 0 & 0,01183 \\ 0,00066 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0,01183 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II-6})$$

$$Q_{e_e} = Q_{e_s} = 69,3 \quad (\text{II-7})$$

Comme le filtre est symétrique, les facteurs de qualité extérieurs d'entrée et de sortie sont identiques et les coefficients de couplage inter-résonateurs vérifient les égalités suivantes : $k_{12} = k_{78}$, $k_{23} = k_{67}$ et $k_{34} = k_{56}$.

Le schéma adopté pour le filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles est montré sur la figure II-5. Le rétrocouplage entre les résonateurs 1 et 8 est de même signe que les couplages directs. Les rétrocouplages entre les résonateurs 2 et 7, et 3 et 6 sont de signe opposé aux autres.

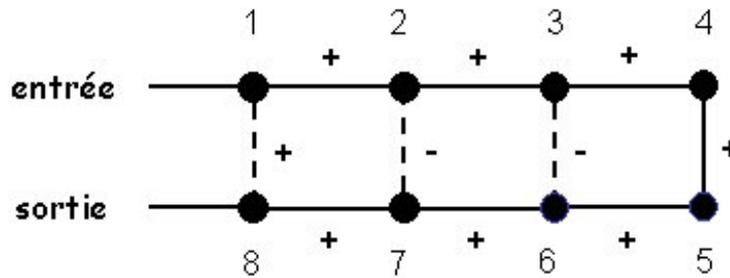


Figure II-5

Schéma du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles

La nécessité d'avoir trois couplages entre résonateurs non adjacents nous conduit à choisir la technologie planaire pour réaliser le filtre. Celle-ci est associée aux matériaux supraconducteurs à haute température critique afin de répondre aux exigences en matière de sélectivité et de pertes.

II.1.3. CIRCUIT ELECTRIQUE EQUIVALENT EN ELEMENTS LOCALISES

Désormais, nous pouvons accéder au circuit électrique, en éléments localisés, équivalent au filtre passe-bande recherché.

Afin de modéliser le filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles idéal, huit cellules de type LC série sont créées. Celles-ci doivent résonner à la fréquence centrale f_0 égale à 4,46875 GHz. Nous fixons les inductances L à 1 nH et nous déduisons la valeur des capacités C de la condition de résonance (Equation II-8).

$$L * C * \omega_0^2 = 1 \tag{II-8}$$

Nous trouvons : $C = 1,268$ pF.

Les couplages entre les lignes d'accès et les résonateurs 1 et 8 sont représentés par des transformateurs parfaits de rapport $N_e = 1/n_e$ et $N_s = 1/n_s$ (Equations II-9 et II-10).

$$n_e = \sqrt{\frac{L^* \omega_0}{Qe_e * Z_0}} \quad (\text{II-9})$$

$$n_s = \sqrt{\frac{L^* \omega_0}{Qe_s * Z_0}} \quad (\text{II-10})$$

Z_0 désigne l'impédance de charge. Généralement, $Z_0 = 50 \Omega$.

Nous obtenons : $n_e = n_s = 0,09$.

Les couplages inter-résonateurs sont modélisés par des inductances mutuelles notées m_{ij} avec $m_{ij} = k_{ij} \text{ nH}$.

Le circuit électrique équivalent en éléments localisés du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles idéal sans pertes est alors parfaitement connu (Figure II-6).

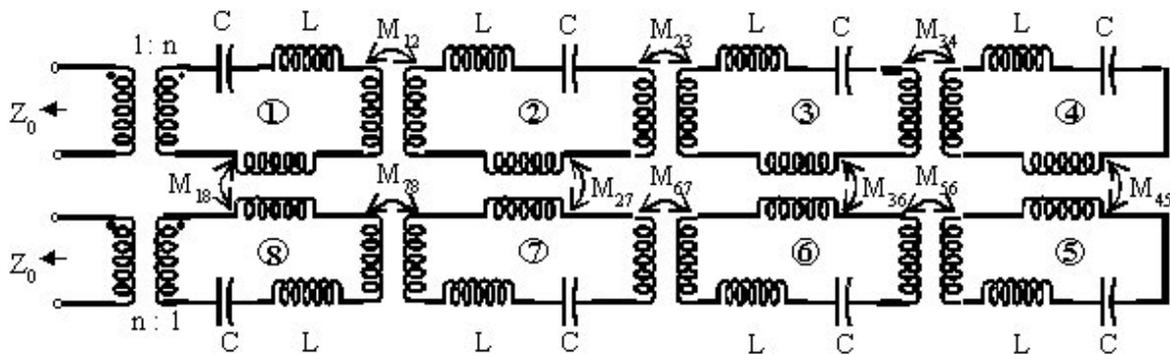


Figure II-6

**Circuit électrique équivalent en éléments localisés
du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles idéal sans pertes**

Les réponses en transmission et en réflexion du circuit équivalent précédent, simulé avec le logiciel Advanced Design System (ADS) d'Agilent EEsof EDA, sont montrées sur la figure II-7.

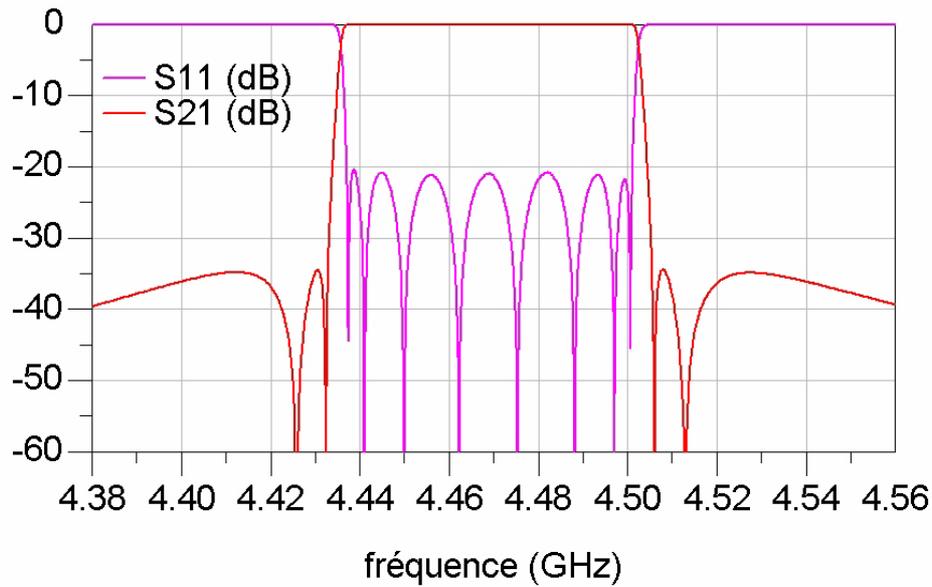


Figure II-7
Réponses en transmission et en réflexion
du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles idéal

Avant de poursuivre la conception d'un tel filtre, nous nous intéressons à la publication, évoquée dans le chapitre I, qui traite d'un démultiplexeur d'entrée en bande C à 60 canaux fabriqué grâce à la technologie planaire HTS [41]. Cet article constitue une référence sur le sujet.

II.2. BIBLIOGRAPHIE SELECTIVE : LE DEMULTIPLEXEUR D'ENTREE EN BANDE C A 60 CANAUX UTILISANT LA TECHNOLOGIE PLANAIRE HTS [41]

Des filtres quasi-elliptiques dix pôles, avec un temps de propagation de groupe autocorrigé, sont utilisés afin de répondre aux spécifications du programme INTELSAT 8. Une manière efficace de générer pareilles fonctions consiste à employer des résonateurs planaires supraconducteurs à modes duaux. Cela facilite ainsi le couplage entre éléments non adjacents.

Il existe de nombreux exemples de résonateurs planaires bimodes surfaciques ou linéiques dans la littérature [44], [72] (Figure II-8). L'introduction d'une perturbation

(encoche, stub...) permet alors de coupler les deux polarisations et d'obtenir un filtre passe-bande deux pôles.

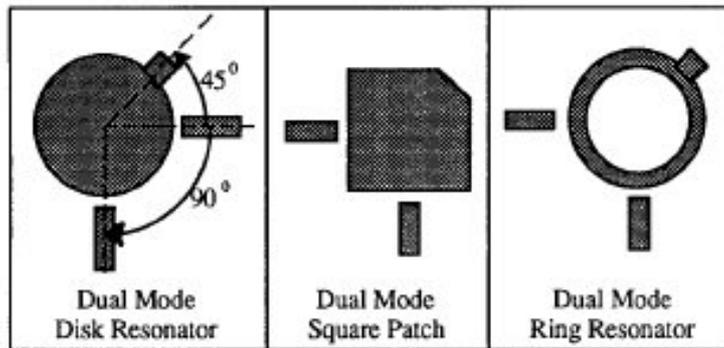


Figure II-8

**Résonateurs planaires à modes duaux
(patch circulaire, patch carré, résonateur en anneau)**

De tels résonateurs peuvent ensuite être associés, au moyen de lignes microrubans, pour concevoir des filtres compacts de type elliptique (Figure II-9).

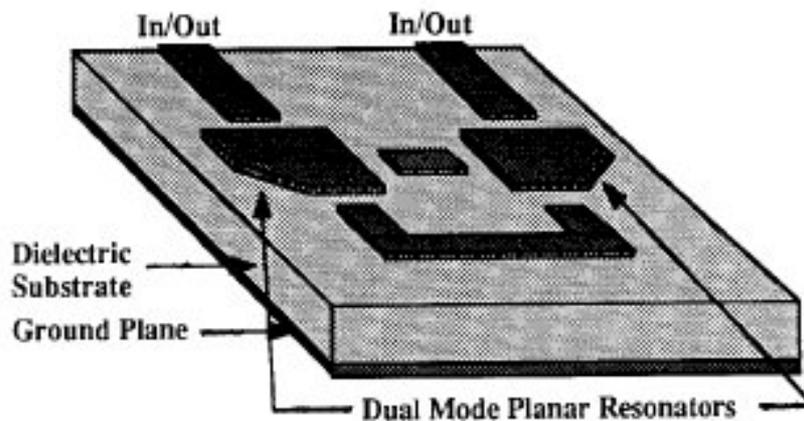


Figure II-9

Filtre elliptique microruban quatre pôles utilisant deux patches carrés

Le principal inconvénient avec les patches est la difficulté à éliminer les couplages parasites qui apparaissent entre les différents éléments. La réalisation de filtres avec des réponses symétriques devient alors compliquée.

C'est pourquoi les auteurs de l'article [41] ont choisi d'utiliser la topologie de résonateur à modes duaux [22] présentée sur la figure II-10 pour construire les filtres quasi-elliptiques dix pôles avec un temps de propagation de groupe autocorrigé.

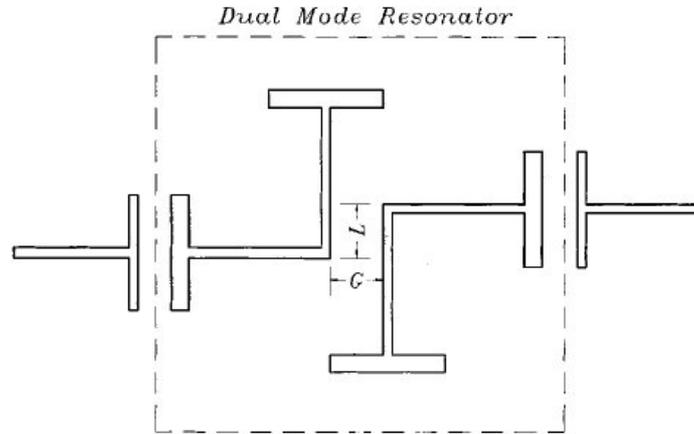


Figure II-10
Résonateur planaire à modes duaux

Au niveau de cette structure, le couplage entre les deux polarisations est contrôlé en ajustant l'espace G et l'excentricité L .

La figure II-11 présente la configuration d'un filtre huit pôles composé de quatre résonateurs bimodes.

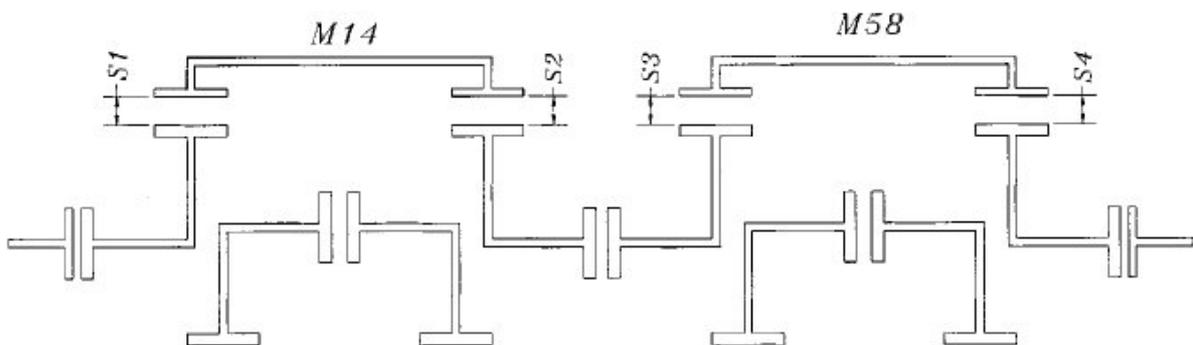


Figure II-11
Filtre planaire huit pôles utilisant quatre résonateurs à modes duaux

Cette topologie originale de filtre permet de créer aisément les couplages croisés, appelés également rétrocouplages, M14 et M58 qui sont nécessaires à l'obtention de zéros de transmission réels et imaginaires. Le signe d'un rétrocouplage dépend à la fois de la longueur de la ligne microruban employée à cet effet et de la largeur des gaps S1 et S2 ou S3 et S4.

Les filtres planaires supraconducteurs dix pôles, destinés au démultiplexeur d'entrée en bande C à 60 canaux possèdent une topologie dérivée de la précédente. Leurs performances mesurées à 77 K, concernant la sélectivité et les variations du TPG, sont données sur les figures II-12 et II-13. Les spécifications du programme INTELSAT 8 sont aussi marquées sur ces deux diagrammes. Nous observons des réponses symétriques.

Le modèle de démonstration de l'IMUX comprend quatre canaux opérationnels, dont les largeurs de bande passante sont 34, 41, 83 et 112 MHz, et cinquante-six factices. Les dispositifs sont élaborés à l'aide de TBCCO.

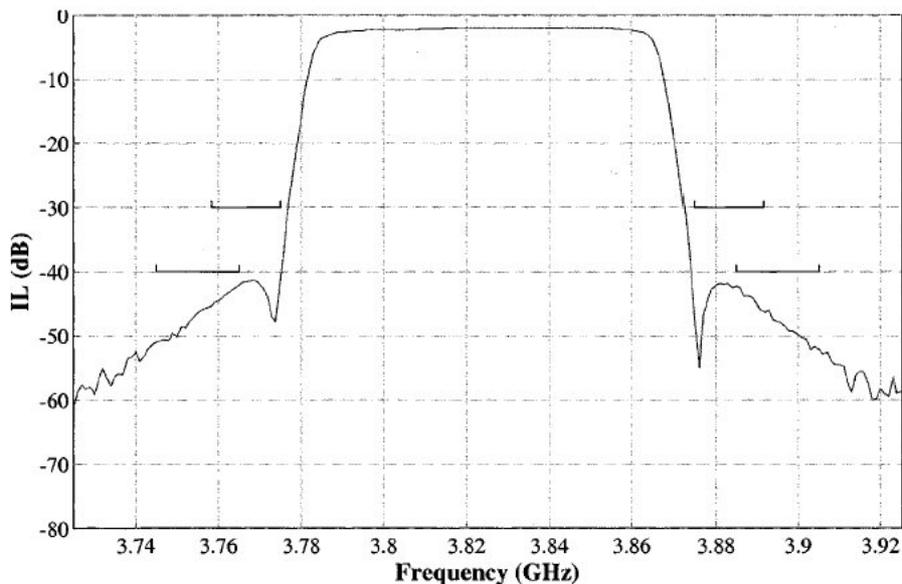


Figure II-12

Mesure de la sélectivité d'un filtre planaire HTS quasi-elliptique autocorrigé dix pôles

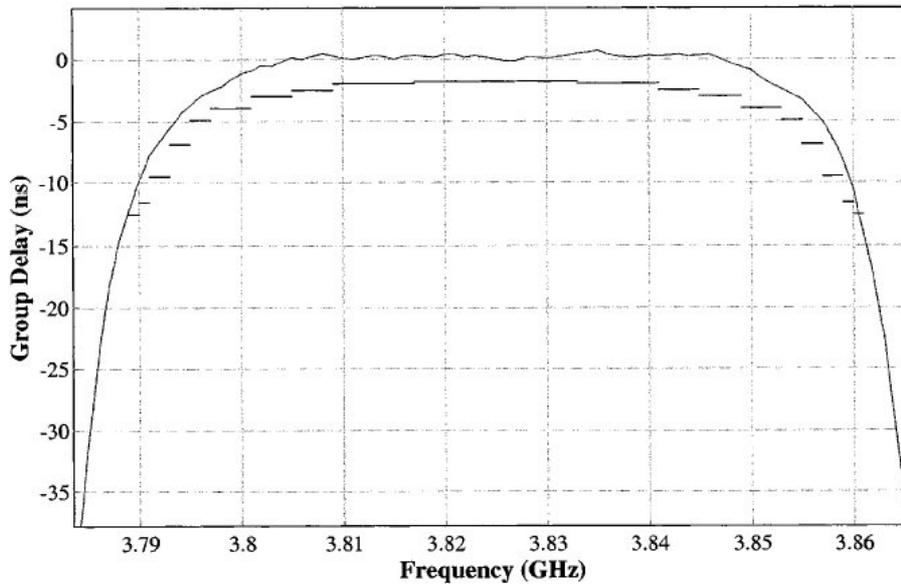


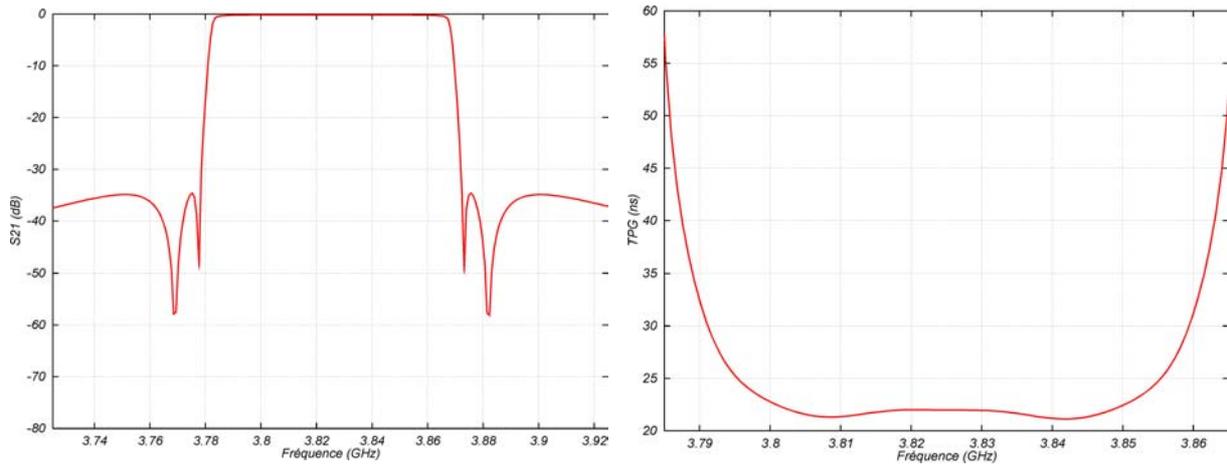
Figure II-13
Mesure des variations du TPG
d'un filtre planaire HTS quasi-elliptique autocorrigé dix pôles

II.3. COMPARAISON DU FILTRE RETENU AVEC CELUI PROPOSÉ DANS L'ARTICLE [41]

Nous voulons comparer les performances du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles idéal que nous avons retenu avec les résultats expérimentaux du filtre quasi-elliptique autocorrigé dix pôles, de fréquence centrale 3825 MHz et de bande passante équiondulation 83 MHz proposé dans la publication [41].

Pour faciliter cette comparaison, nous déterminons, à partir de la matrice de couplage normalisée obtenue (Equations II-4 et II-5), la réponse en transmission et le temps de propagation de groupe du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles idéal de fréquence centrale 3825 MHz et de bande passante équiondulation 83 MHz. Comme il n'y a aucune information sur le coefficient de réflexion dans la bande dans la publication [41], nous traitons le cas où il est égal à -21 dB (Figure II-14) et le cas où il est égal à -16 dB (Figure II-15).

Nous constatons que les résultats pour un coefficient de réflexion dans la bande de -16 dB sont analogues à ceux du filtre quasi-elliptique autocorrigé dix pôles de l'article [41] présentés sur les figures II-12 et II-13. Par conséquent, le dispositif réalisé à partir de la fonction de transfert que nous avons choisie est potentiellement aussi performant que celui proposé dans la publication [41].

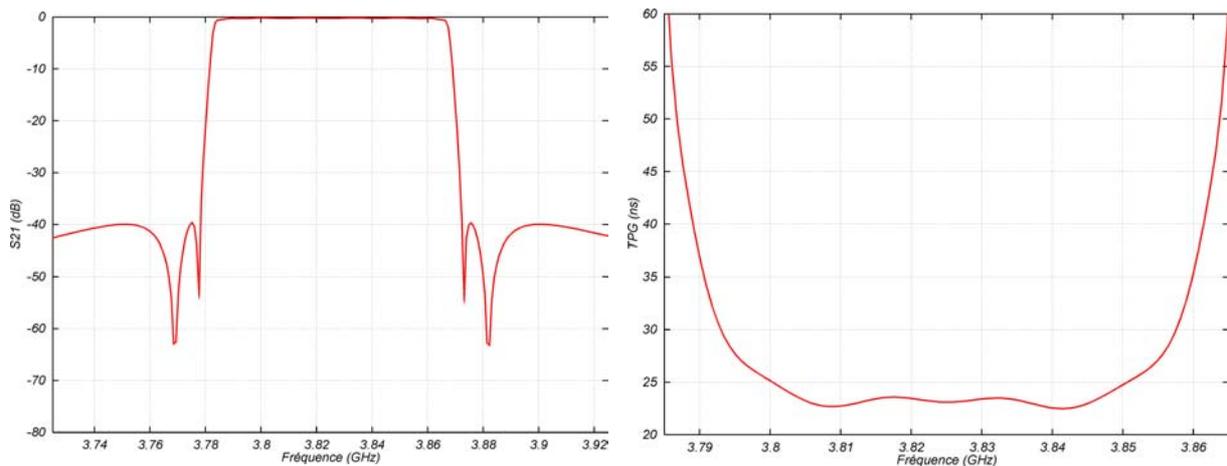


(a) Réponse en transmission

(b) Temps de propagation de groupe

Figure II-14

Cas où le coefficient de réflexion dans la bande est égal à -21 dB



(a) Réponse en transmission

(b) Temps de propagation de groupe

Figure II-15

Cas où le coefficient de réflexion dans la bande est égal à -16 dB

De manière à anticiper les tolérances de fabrication, il est nécessaire, lors de la synthèse électrique, de dégager des marges par rapport aux spécifications demandées. A ces fins, nous cherchons à augmenter le nombre de pôles et nous étudions deux filtres quasi-elliptiques autocorrigés dix pôles idéaux.

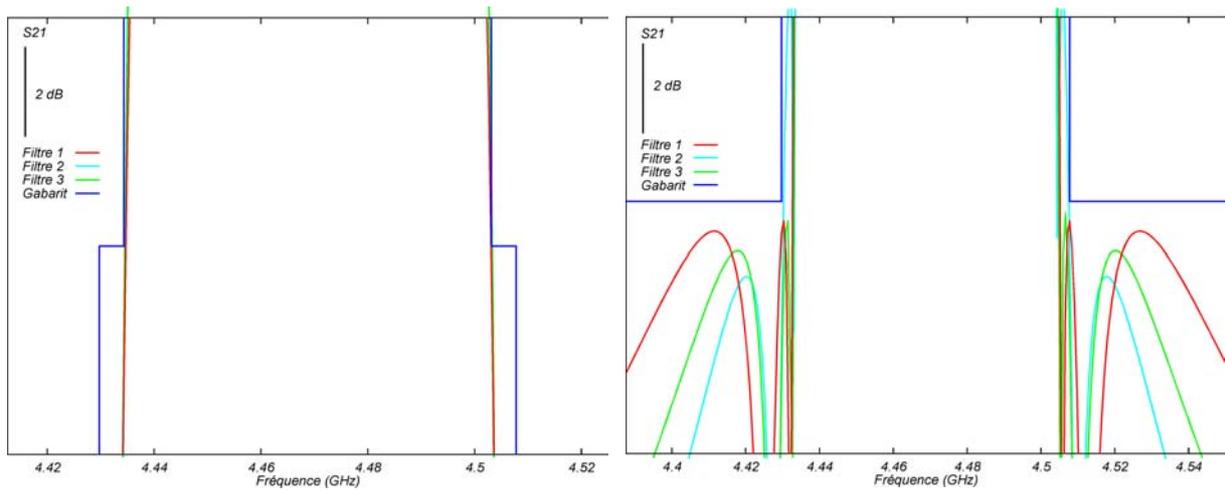
II.4. COMPARAISON DES PERFORMANCES DU FILTRE HUIT POLES RETENU AVEC CELLES DE FILTRES DIX POLES

Dans le tableau II-2, nous définissons les caractéristiques de deux nouvelles fonctions de transfert (Filtres 2 et 3) et nous rappelons celles de la solution retenue (Filtre 1).

Paramètres	Filtre 1	Filtre 2	Filtre 3
Ordre du filtre	8	10	10
Fréquence centrale	4,46875 GHz	4,46875 GHz	4,46875 GHz
Bande passante équiondulation	64 MHz	66 MHz	65,4 MHz
Facteur de surtension des résonateurs	15000	15000	15000
Coefficient de réflexion dans la bande	-21 dB	-23 dB	-23 dB
Position des zéros de transmission	Zéros de transmission réels : $p = \pm j*1,36$ et $p = \pm j*1,15$ Zéros de transmission imaginaires : $p = \pm 0,74$	Zéros de transmission réels : $p = \pm j*1,24$ et $p = \pm j*1,08$ Zéros de transmission imaginaires : $p = \pm 0,95$ et $p = \pm 0,95$	Zéros de transmission réels : $p = \pm j*1,26$ et $p = \pm j*1,11$ Quadruplet : $p = \pm 0,68 \pm j*0,30$

Tableau II-2
Caractéristiques de trois fonctions de transfert différentes

Nous comparons les réponses idéales des trois filtres au niveau de la sélectivité (Figure II-16), de la platitude de gain (Figure II-17) et des variations du temps de propagation de groupe (Figure II-18), en nous référant à des gabarits correspondant au cahier des charges.



(a) A -10 dB

(b) A -34 dB

Figure II-16

Comparaison au niveau de la sélectivité

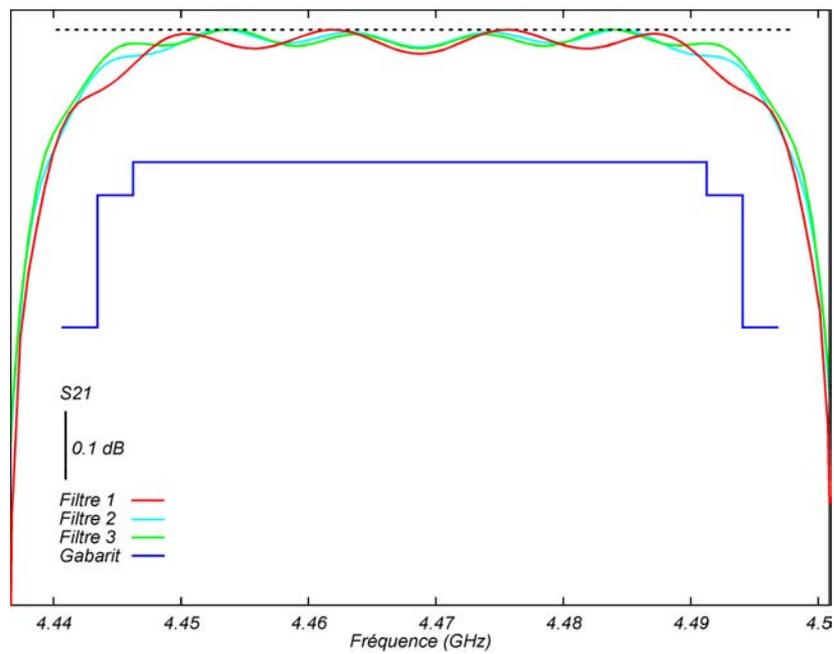


Figure II-17

Comparaison au niveau de la platitude de gain

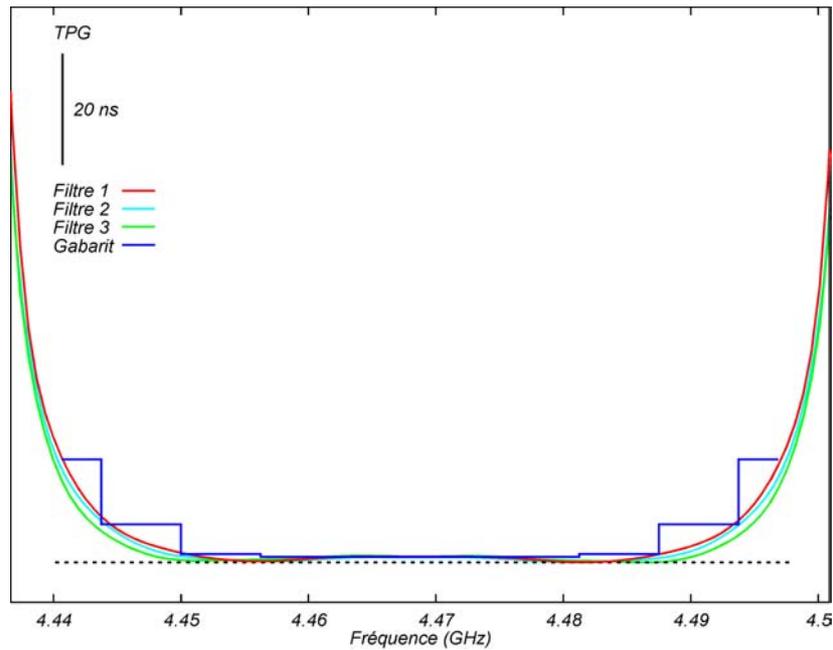


Figure II-18

Comparaison au niveau des variations du temps de propagation de groupe

Les résultats des différents filtres idéaux, obtenus avec le logiciel FILCAV, sont analogues. Cependant, nous remarquons que le filtre 3 présente, à la différence des autres, des marges d'environ 1 MHz pour des variations du temps de propagation de groupe de 7 et 19 ns.

Nous nous intéressons alors à la matrice de couplage $[M_C]$ (Equation II-11) et aux résistances d'entrée et de sortie Re_C et R_{s_C} (Equation II-12) idéales du filtre 3.

$$[M_C] = \begin{bmatrix} 0 & 0,85423 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0,02297 \\ 0,85423 & 0 & 0,59276 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0,00655 \\ 0 & 0,59276 & 0 & 0,53908 & 0 & 0 & 0 & -0,10253 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0,53908 & 0 & 0,50035 & 0 & -0,09041 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0,50035 & 0 & 0,69254 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0,69254 & 0 & 0,50035 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -0,09041 & 0 & 0,50035 & 0 & 0,53908 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -0,10253 & 0 & 0 & 0 & 0,53908 & 0 & 0,59276 & 0 \\ 0 & 0,00655 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0,59276 & 0 & 0,85423 \\ 0,02297 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0,85423 & 0 \end{bmatrix} \quad (II-11)$$

$$Re_C = R_{s_C} = 1,0778 \quad (II-12)$$

Nous nous apercevons que le terme M_{C29} est extrêmement faible. Or, vu le type de schéma de filtre que nous avons adopté (Figure II-5), des couplages parasites risquent d'être plus importants que le couplage souhaité entre les résonateurs 2 et 9. Un tel dispositif est donc très difficile à réaliser.

Les conclusions précédentes justifient le choix du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles.

Pour satisfaire aux contraintes en terme de performances électriques, de poids et d'encombrement, la technologie planaire est donc associée à la supraconductivité (Chapitre I).

II.5. TECHNOLOGIE PLANAIRE SUPRACONDUCTRICE : CARACTERISTIQUES DES MATERIAUX UTILISES

Les circuits sont réalisés par la société allemande THEVA sur des substrats d'aluminate de lanthane (LaAlO_3) recouverts sur leurs deux faces par un film d' YBaCuO de 600 nm d'épaisseur. De plus, ils sont blindés, à savoir montés dans des boîtiers. Les couvercles ou capots sont placés à 3,5 mm au-dessus des rubans conducteurs. Cette distance sera fixée au cours de l'étude électromagnétique du filtre de façon à ne pas perturber son fonctionnement.

D'autre part, nous montrerons dans le paragraphe II.8. que les réponses des dispositifs sont très sensibles à une modification de la hauteur du substrat. Par conséquent, ce dernier est commandé avant l'optimisation des dimensions et son épaisseur réelle est intégrée dans les calculs électromagnétiques. Celle-ci est de 520 μm pour tous les éléments développés par la suite. Le LaAlO_3 possède une permittivité relative ϵ_r de 23,6 et une tangente de pertes $\tan\delta$ égale à $1 \cdot 10^{-5}$ à 77 K et 4,46875 GHz. La valeur élevée de ϵ_r permet de concevoir des systèmes de taille réduite.

Dans le cas des rubans conducteurs et des plans de masse, l' YBaCuO est modélisé par l'impédance de surface Z_{SY} (Equation II-13). En ce qui concerne les boîtiers, le métal ordinaire est caractérisé par l'impédance de surface Z_{SM} (Equation II-14).

$$Z_{SY} = R_{SY} + j \cdot X_{SY} \quad (\text{II-13})$$

$$Z_{SM} = R_{SM} + j \cdot X_{SM} \quad (\text{II-14})$$

Les valeurs de R_{SY} et R_{SM} sont déduites de la figure I-20 qui présente les évolutions des résistances de surface d'une couche mince supraconductrice et d'une métallisation classique en fonction de la fréquence à 77 K.

La réactance de surface X_{SM} d'un métal ordinaire est égale à R_{SM} . Quant au matériau supraconducteur, la valeur de X_{SY} est calculée à partir de l'équation I-10, à la température $T = 77$ K et à la fréquence de 4,46875 GHz. Nous considérons alors une profondeur de pénétration à 0 K $\lambda_L(0) = 150$ nm, une épaisseur de film $e = 600$ nm et une température critique $T_c = 88$ K [2].

Ainsi, nous déterminons les impédances de surface de l'YBaCuO (Equation II-15) et d'un conducteur normal (Equation II-16) à 77 K et 4,46875 GHz.

$$Z_{SY} = (0,095 + j*7,290) \text{ m}\Omega \quad (\text{II-15})$$

$$Z_{SM} = (6 + j*6) \text{ m}\Omega \quad (\text{II-16})$$

Les caractéristiques des différents matériaux sont tirées de la littérature ou extrapolées à partir de données fournies par la société THEVA [8].

Par ailleurs, les circuits planaires supraconducteurs sont fabriqués sur des wafers de deux pouces de diamètre. A chaque run, cinq filtres, dont les tailles sont indiquées ultérieurement, peuvent donc être produits. Des couches de métallisation en or d'épaisseur 200 nm sont déposées sur les plans de masse et, sous forme de plots, sur les lignes d'excitation pour assurer de bons contacts électriques respectivement avec les boîtiers et avec les âmes centrales des connecteurs.

Les filtres à bande passante étroite exigent habituellement un réglage postérieur à la production. Celui-ci est effectué au moyen de vis métalliques ou diélectriques, ou encore en ajustant les dimensions des lignes par l'intermédiaire d'un laser [59]. Dans le cadre de ce travail, nous cherchons à fabriquer des dispositifs sans réglage.

Nous nous consacrons maintenant à déterminer de façon approchée l'ensemble des dimensions du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles au moyen d'analyses électromagnétiques.

II.6. ETUDE ELECTROMAGNETIQUE SEGMENTEE : DETERMINATION DES DIMENSIONS DU FILTRE QUASI-ELLIPTIQUE AUTOCORRIGE HUIT POLES

Les analyses électromagnétiques des structures planaires supraconductrices sont exécutées à l'aide du logiciel de simulation 2,5D Momentum commercialisé par Agilent EEsof EDA. Celui-ci est basé sur la méthode des moments. Nous notons que Momentum ne permet pas de prendre en compte l'épaisseur des métallisations.

En premier lieu, nous choisissons la topologie du résonateur. Les critères qui interviennent habituellement sont la taille et le facteur de qualité à vide. Puis, nous dimensionnons le résonateur de sorte que sa fréquence de résonance soit identique à la fréquence centrale du filtre.

Dans un second temps, nous étudions les couplages au niveau des systèmes d'excitation en entrée et en sortie, et entre les éléments résonants. Lors de cette étape, le dispositif global est segmenté en différentes parties simples et indépendantes. En limitant la complexité géométrique des structures traitées, le but est de restreindre le nombre de paramètres à régler au cours d'une même série de calculs. Toutes les configurations possibles de couplage sont examinées. Des abaques qui donnent les variations des facteurs de qualité extérieurs Q_{e_e} et Q_{e_s} et des coefficients k_{ij} en fonction des dimensions sont alors tracés. Nous évaluons à partir de ceux-ci la position des lignes d'accès et les distances inter-résonateurs correspondant approximativement aux valeurs des Q_{e_e} , Q_{e_s} et k_{ij} établies au moment de la synthèse.

II.6.1. CHOIX ET DIMENSIONNEMENT DU RESONATEUR

Avant toute chose, nous considérons plusieurs topologies de résonateur planaire en vue de caractériser les éléments qui présentent un encombrement réduit et un facteur de qualité à vide élevé. Nous optons pour un résonateur monomode linéique, en forme de croix ouverte, dont la longueur est à peu près égale à la demi-longueur d'onde de travail. Le repliement de la ligne microruban rend la structure compacte et confine l'énergie électromagnétique. Ce dernier point permet à la fois d'obtenir des couplages inter-résonateurs faibles, nécessaires à la construction de filtres à bande étroite, et de limiter les couplages

parasites qui apparaissent entre les résonateurs non adjacents. De plus, M. J. Lancaster a prouvé que les topologies de ce type, à savoir en boucle ouverte, se prêtent particulièrement bien à la réalisation de fonctions de filtrage quasi-elliptiques [73], [74].

Des filtres quasi-elliptiques quatre pôles, de fréquence centrale 4 GHz et de bande passante relative 4%, composés de résonateurs linéiques demi-onde en forme de croix ouverte, ont été développés durant la thèse de F. Rouchaud (Figure II-19) [49]. Ils ont été conçus sur alumine dorée [50], puis en technologie supraconductrice simple face [75] et double face [76]. Les filtres supraconducteurs ont été fabriqués à l'aide de couches minces de TBCCO déposées sur des substrats de LaAlO_3 de 500 μm de hauteur. Dans le cas d'une métallisation double face, les pertes d'insertion sont d'environ 0,35 dB à la température de 77 K.

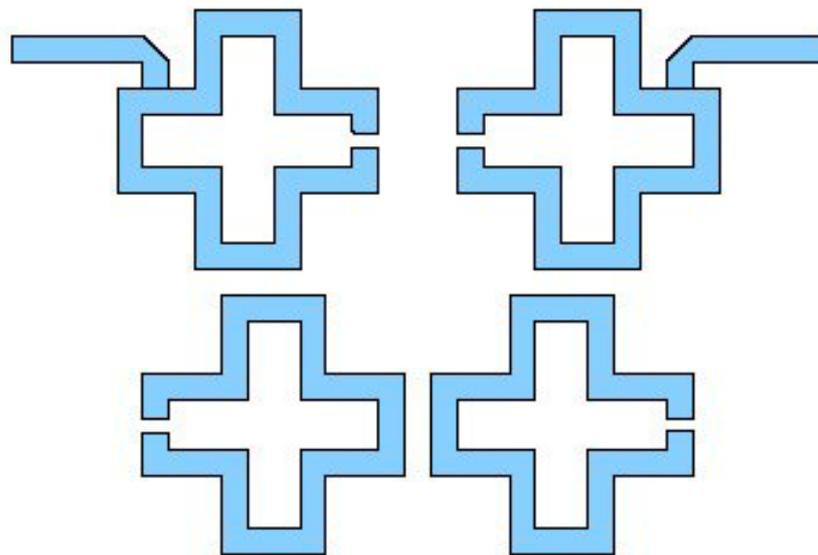


Figure II-19
Filtre quasi-elliptique quatre pôles utilisant
des résonateurs demi-onde en forme de croix ouverte

Le résonateur demi-onde, en forme de croix ouverte, utilisé par F. Rouchaud est constitué d'une ligne microruban d'impédance caractéristique 50 Ω .

La tenue en puissance des films supraconducteurs à haute température critique est un facteur qu'il faut prendre en compte lors de l'élaboration de dispositifs planaires. En effet, les fortes densités de courant qui existent au niveau des arêtes des lignes occasionnent des non

linéarités. Or, il a été vérifié que l'augmentation de la largeur des lignes microrubans constituant les résonateurs peut améliorer la tenue en puissance d'un filtre supraconducteur [55]. Par ailleurs, la largeur d'une ligne est inversement proportionnelle à son impédance caractéristique. Nous employons donc un résonateur demi-onde, en forme de croix ouverte, d'impédance caractéristique 30Ω . De plus, le coefficient de surtension d'un résonateur linéique microruban croît quand son impédance caractéristique diminue.

Ensuite, nous dimensionnons le résonateur retenu. Nous déterminons d'une part sa longueur L afin que sa fréquence de résonance soit égale à la fréquence centrale du filtre ($f_0 = 4,46875$ GHz), d'autre part sa largeur W pour que son impédance caractéristique soit égale à 30Ω .

D'abord, nous nous servons du logiciel LineCalc d'Agilent EEsof EDA qui permet de calculer de façon approchée la longueur et la largeur d'une ligne à partir de paramètres physiques (type de ligne – microruban, coplanaire... – ; permittivité relative, tangente de pertes, perméabilité relative et hauteur du substrat ; conductivité, état de surface et épaisseur de la métallisation ; hauteur du capot et distances entre la ligne et les parois latérales du boîtier) et électriques (fréquence de travail ; longueur électrique et impédance caractéristique de la ligne). Nous trouvons : $L = 8708 \mu\text{m}$ et $W = 579 \mu\text{m}$.

Après, les dimensions du résonateur demi-onde, en forme de croix ouverte, d'impédance caractéristique 30Ω sont définies par des analyses électromagnétiques effectuées avec le logiciel Momentum (Figure II-20).

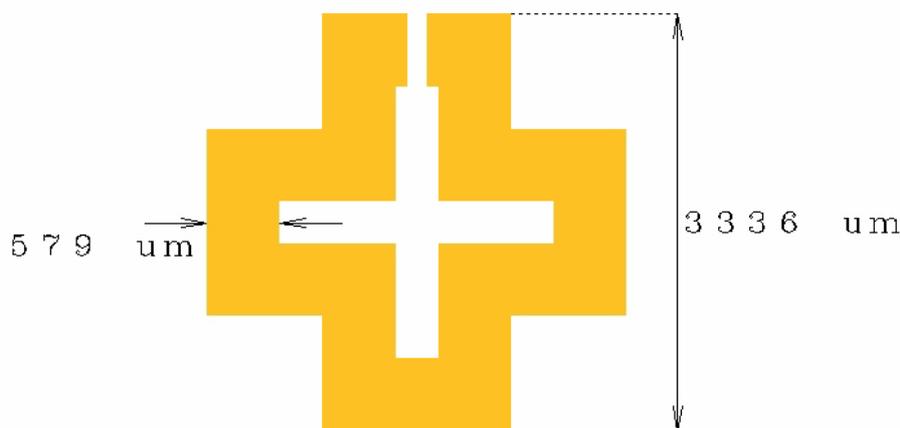


Figure II-20

Résonateur demi-onde, en forme de croix ouverte, d'impédance caractéristique 30Ω

Enfin, nous cherchons le facteur de qualité à vide Q_0 du résonateur choisi blindé à la fréquence de 4,46875 GHz. A ces fins, une étude théorique est menée en considérant les pertes inhérentes au substrat, au boîtier et aux métallisations (ruban conducteur et plan de masse).

La structure est simulée en oscillations libres, à savoir sans système d'excitation, en utilisant EMXD. Ce logiciel 3D, développé à l'IRCOM par M. Aubourg, est basé sur la Méthode des Eléments Finis (MEF). Dans EMXD, les propriétés diélectriques d'un matériau sont modélisées par une permittivité complexe $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$ avec $\epsilon' = \epsilon_r$ et $\epsilon'' = \epsilon' \tan\delta$. D'autre part, les impédances de surface doivent être normalisées par rapport à l'impédance d'onde du vide ($Z_v = 120 \cdot \pi \Omega$). Nous obtenons : $Q_0 = 25319$.

Nous calculons également ce coefficient de qualité à vide en oscillations forcées grâce à Momentum. Le dispositif analysé est alors composé d'un résonateur et de deux lignes d'accès. Les différents facteurs de qualité caractérisant un résonateur blindé sont reliés entre eux par l'équation II-17.

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{e_e}} + \frac{1}{Q_{e_s}} \quad (\text{II-17})$$

Q_L désigne le facteur de qualité en charge, Q_0 le facteur de qualité à vide, Q_{e_e} et Q_{e_s} les facteurs de qualité extérieurs respectivement d'entrée et de sortie.

De plus, le coefficient de qualité en charge est tiré de la réponse en transmission (Figure II-21) et de l'équation II-18.

$$Q_L = \frac{f_0}{\Delta f_{-3dB}} \quad (\text{II-18})$$

f_0 représente la fréquence de résonance et Δf_{-3dB} la bande passante à -3 dB.

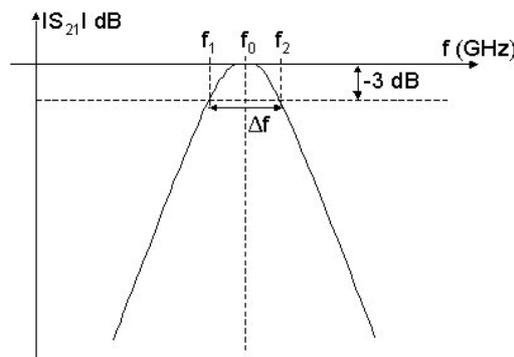


Figure II-21

Réponse en transmission d'un résonateur

En découplant fortement le résonateur des systèmes d'excitation, leur influence devient négligeable (Q_{e_e} et Q_{e_s} tendent vers l'infini). Dans ces conditions, les valeurs de Q_L et de Q_0 sont identiques. Nous déterminons ainsi un facteur de qualité à vide, de l'ordre de 22000, relativement proche du premier résultat.

La même étude est réalisée pour un résonateur demi-onde, en forme de croix ouverte, d'impédance caractéristique 50Ω . Les simulations électromagnétiques donnent des valeurs de Q_0 inférieures aux précédentes à la fréquence de 4,46875 GHz ($Q_0 \approx 19000$ avec EMXD et $Q_0 \approx 14000$ avec Momentum). Par conséquent, l'intérêt du résonateur d'impédance caractéristique 30Ω est confirmé.

Nous mesurons à 77 K le résonateur demi-onde, en forme de croix ouverte, d'impédance caractéristique 30Ω monté dans un boîtier spécifique. Celui-ci est équipé de connecteurs SMA dont l'extrémité appuie directement sur la ligne d'accès du résonateur.

Le résonateur est fixé au fond du boîtier avec une colle à l'argent. Les désadaptations probables de ce mode de report ne sont pas pénalisantes pour la mesure d'une résonance. Le résonateur en boîtier est plongé dans l'azote liquide.

Nous indiquons dans le tableau II-3 l'évolution de la fréquence de résonance et du coefficient de surtension en fonction de la puissance d'entrée.

Puissance d'entrée	Fréquence de résonance	Coefficient de surtension
7 dBm	4,47363 GHz	10210
-13 dBm	4,47390 GHz	13200
-33 dBm	4,47367 GHz	13420

Tableau II-3
Evolution de la fréquence de résonance et du coefficient de surtension
en fonction de la puissance d'entrée

L'écart entre la fréquence de résonance expérimentale et 4,46875 GHz s'élève à environ 5 MHz. En outre, le coefficient de surtension mesuré est inférieur à celui calculé auparavant.

Nous remarquons que la valeur de la puissance injectée modifie peu la fréquence de résonance. Par contre, le facteur de qualité à vide diminue sensiblement dès que la puissance injectée dépasse un certain seuil. La densité de courant critique est alors très proche.

L'étape suivante consiste à établir la position des lignes d'accès et des résonateurs au moyen d'analyses électromagnétiques. Dans ce but, le filtre est segmenté en parties indépendantes de complexité géométrique réduite. Nous étudions les différents types de couplage possibles, au niveau des systèmes d'excitation et entre les résonateurs, afin de définir les configurations qui permettent d'obtenir les coefficients Q_{e_e} , Q_{e_s} et k_{ij} souhaités. A l'issue de ce travail, les dimensions approximatives du filtre huit pôles sont connues.

II.6.2. DETERMINATION DE LA POSITION DES SYSTEMES D'EXCITATION : ETUDE DES COUPLAGES D'ENTREE ET DE SORTIE

Les couplages d'entrée et de sortie d'un résonateur ou d'un filtre correspondent aux facteurs de qualité extérieurs Q_{e_e} et Q_{e_s} .

Dans le cas d'une structure planaire, un élément résonant est excité à l'aide d'une ligne d'accès soit par proximité, soit par contact.

Le couplage par proximité entre la ligne d'excitation et le résonateur reste le plus usuel. Il est fonction de la distance d séparant la ligne du résonateur et, quelquefois, de la longueur l de ligne en regard avec le résonateur (Figure II-22).

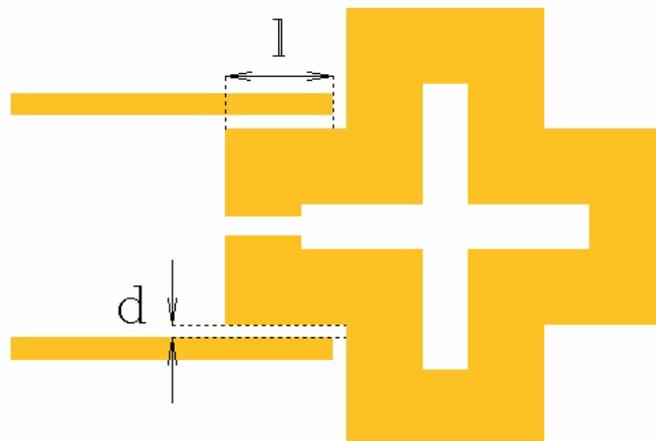


Figure II-22
Couplages d'entrée et de sortie par proximité

Le couplage par contact de la ligne d'excitation avec le résonateur dépend de la position de la ligne au niveau du résonateur.

Concernant le filtre huit pôles, les couplages d'entrée et de sortie sont réalisés par proximité, compte tenu des valeurs de Q_{e_e} et de Q_{e_s} fixées lors de la synthèse et de l'orientation des résonateurs 1 et 8 imposée ultérieurement.

Un couplage par proximité est étudié en considérant soit une ligne d'accès et un résonateur, soit deux lignes d'accès situées de part et d'autre d'un résonateur.

Si le dispositif est constitué d'un résonateur couplé à deux systèmes d'excitation de manière symétrique, les coefficients Q_{e_e} et Q_{e_s} sont égaux et sont calculés grâce à la réponse en transmission et aux équations II-17 et II-18. Les simulations électromagnétiques sont effectuées sans pertes (Q_0 tend vers l'infini) et les facteurs de qualité extérieurs d'entrée et de sortie sont déduits de la relation : $Q_{e_e} = Q_{e_s} = 2*Q_L$.

Si la structure est composée d'un résonateur couplé à une seule ligne d'accès, le coefficient de qualité extérieur Q_e est déterminé au moyen de la phase du paramètre S_{11} (Figure II-23) et de l'équation II-19.

$$Q_e = \frac{f_0}{\Delta f_{-90^\circ, +90^\circ}} \quad (\text{II-19})$$

La fréquence de résonance f_0 est identifiable par un saut de phase de -180° à $+180^\circ$. $\Delta f_{-90^\circ, +90^\circ}$ désigne la bande de fréquence correspondant à une phase de S_{11} comprise entre -90° et $+90^\circ$.

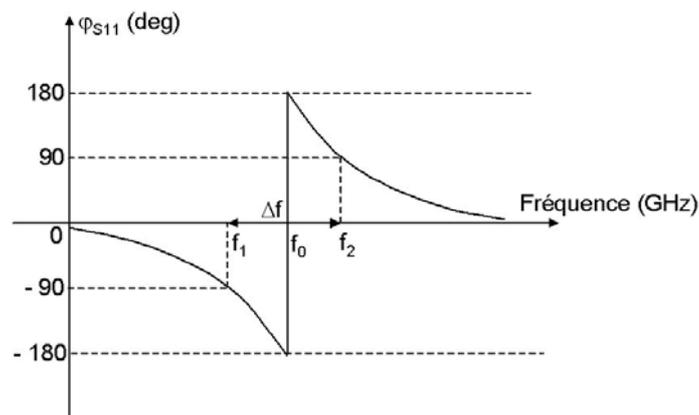


Figure II-23
Phase du paramètre S_{11} d'un résonateur

Les couplages entre les résonateurs et les systèmes d'excitation en entrée et en sortie du filtre huit pôles sont analysés avec Momentum à partir du dispositif montré sur la figure II-22. Les lignes d'accès possèdent une impédance caractéristique de 50Ω et donc une largeur de $170 \mu\text{m}$.

L'évolution des facteurs de qualité extérieurs d'entrée et de sortie en fonction de la longueur l est donnée sur la figure II-24 pour une distance d égale à $45 \mu\text{m}$ et à $50 \mu\text{m}$.

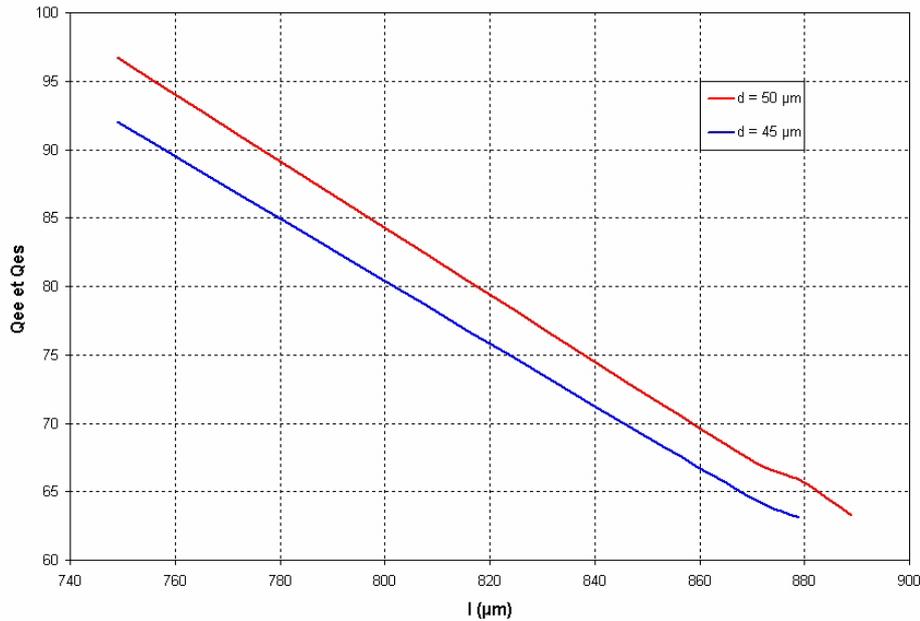


Figure II-24
Evolution des facteurs de qualité extérieurs d'entrée et de sortie

Nous pouvons obtenir $Q_{ee} = Q_{es} = 69,3$ quand $d = 50 \mu\text{m}$ et $l = 862 \mu\text{m}$.

Nous étudions maintenant les couplages entre les résonateurs monomodes linéiques demi-onde en forme de croix ouverte.

II.6.3. DETERMINATION DES DISTANCES ENTRE LES RESONATEURS : ETUDE DES COUPLAGES INTER-RESONATEURS

Le travail suivant permet d'associer une grandeur physique, la distance entre deux éléments résonants i et j , à une grandeur électrique, le coefficient de couplage inter-résonateurs k_{ij} défini au moment de la synthèse.

Si deux résonateurs identiques sont placés côte à côte, leur mode de résonance est perturbé de sorte que leur fréquence de fonctionnement est modifiée. Le couplage qui s'établit alors entre les deux résonateurs dépend du gap qui les sépare et de leur position l'un par rapport à l'autre.

Les analyses électromagnétiques sont effectuées en oscillations forcées en utilisant le logiciel Momentum. Les lignes d'accès doivent être suffisamment éloignées des résonateurs pour que l'influence des systèmes d'excitation sur la valeur du k_{ij} soit négligeable.

Il apparaît ainsi deux pics sur la réponse en transmission d'une structure composée de deux résonateurs identiques couplés (Figure II-25). L'un correspond au mode de résonance électrique, de fréquence f_e , et l'autre au mode de résonance magnétique, de fréquence f_m .

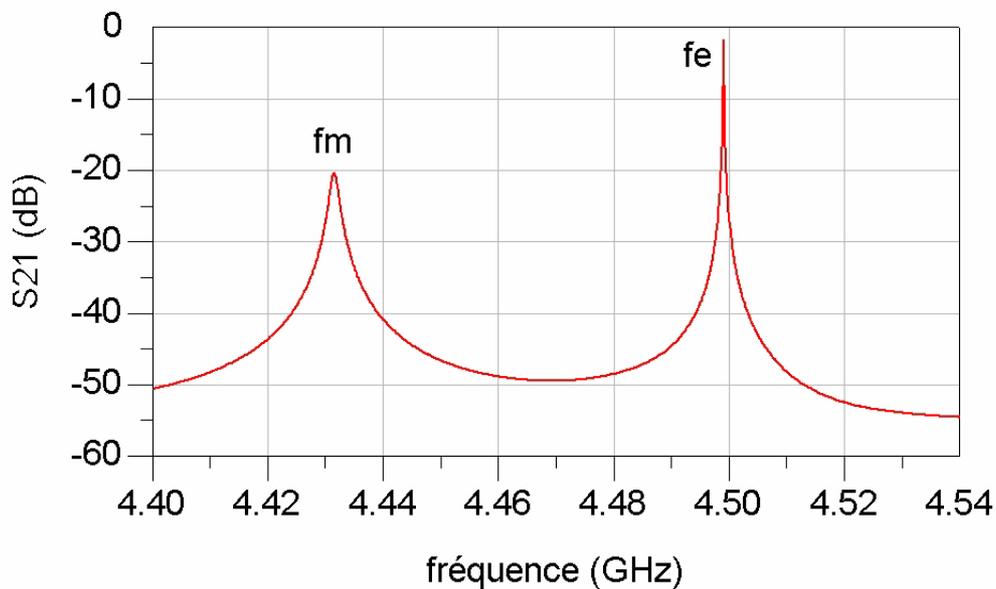


Figure II-25

Réponse en transmission d'une structure composée de deux résonateurs identiques dans le cas d'un couplage magnétique ou mixte

Quel que soit le type de couplage (magnétique, électrique ou mixte), le coefficient de couplage inter-résonateurs s'exprime à partir des fréquences de résonance f_e et f_m (Equation II-20).

$$|k_{ij}| = \left| \frac{f_e^2 - f_m^2}{f_e^2 + f_m^2} \right| \quad (\text{II-20})$$

La forme particulière du résonateur en $\lambda/2$ retenu autorise plusieurs configurations de couplage inter-résonateurs. Par la suite, nous présentons celles qui interviendront dans la réalisation du filtre huit pôles. A chaque fois, nous calculons le coefficient k_{ij} pour différentes valeurs de gap.

II.6.3.1. Couplage de type magnétique

Dans le cas du couplage de type magnétique, les résonateurs sont couplés entre eux au niveau de la partie centrale de la ligne les constituant, où le champ H est maximal et E minimal (Figure II-26).

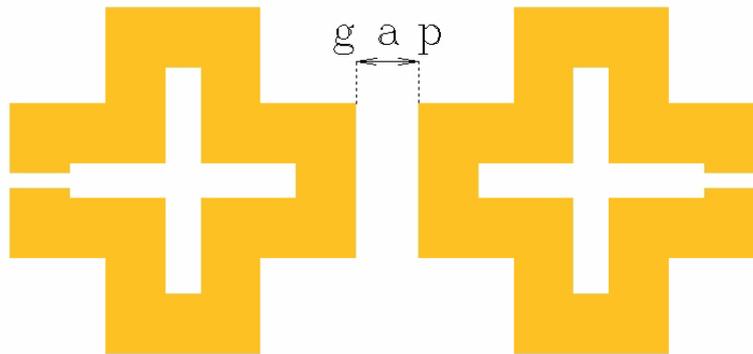


Figure II-26

Couplage de type magnétique

L'évolution du coefficient de couplage magnétique en fonction de la distance inter-résonateurs est montrée sur la figure II-27.

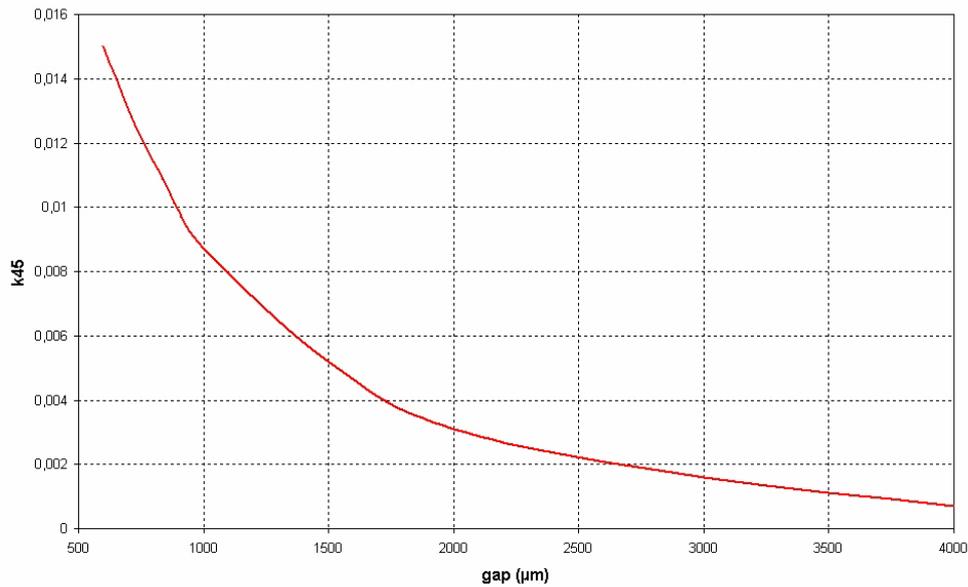


Figure II-27
Evolution du coefficient de couplage magnétique

Un gap de 844 µm est nécessaire pour obtenir $k_{45} = 0,01079$.

II.6.3.2. Couplage de type électrique

Le couplage de type électrique est créé lorsque les fentes des résonateurs en boucle ouverte se trouvent en vis-à-vis (Figure II-28). Il est en opposition de phase avec les autres couplages et il est donc employé afin de générer des couplages négatifs.

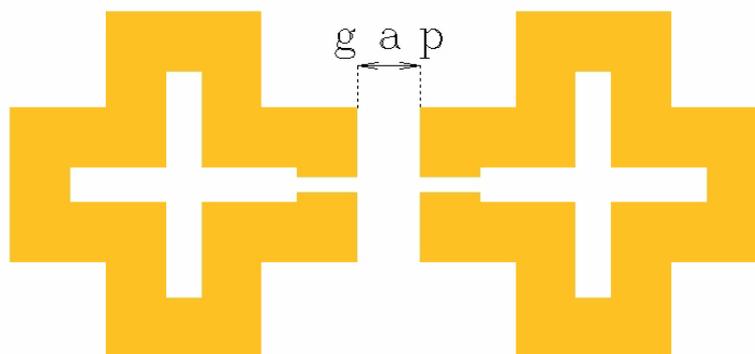


Figure II-28
Couplage de type électrique

L'évolution de la valeur absolue du coefficient de couplage électrique en fonction de la distance inter-résonateurs est indiquée sur la figure II-29.

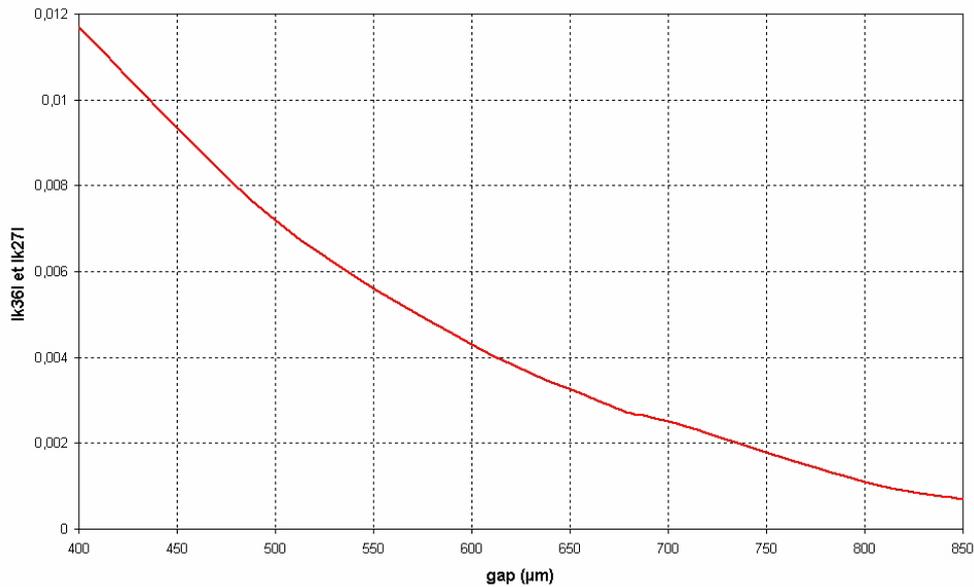


Figure II-29

Evolution de la valeur absolue du coefficient de couplage électrique

Des gaps de 669 μm et de 836 μm permettent de parvenir respectivement à $k_{36} = -0,00291$ et à $k_{27} = -0,00081$.

II.6.3.3. Couplage de type mixte

Le couplage de type mixte est à la fois électrique et magnétique. Nous présentons trois des quatre dispositions qui sont envisageables avec le résonateur demi-onde en forme de croix ouverte, à savoir celles qui serviront dans la construction du filtre huit pôles (Figures II-30, II-31 et II-32). Pour chacune des configurations, les variations du coefficient de couplage mixte en fonction de la distance inter-résonateurs sont données.

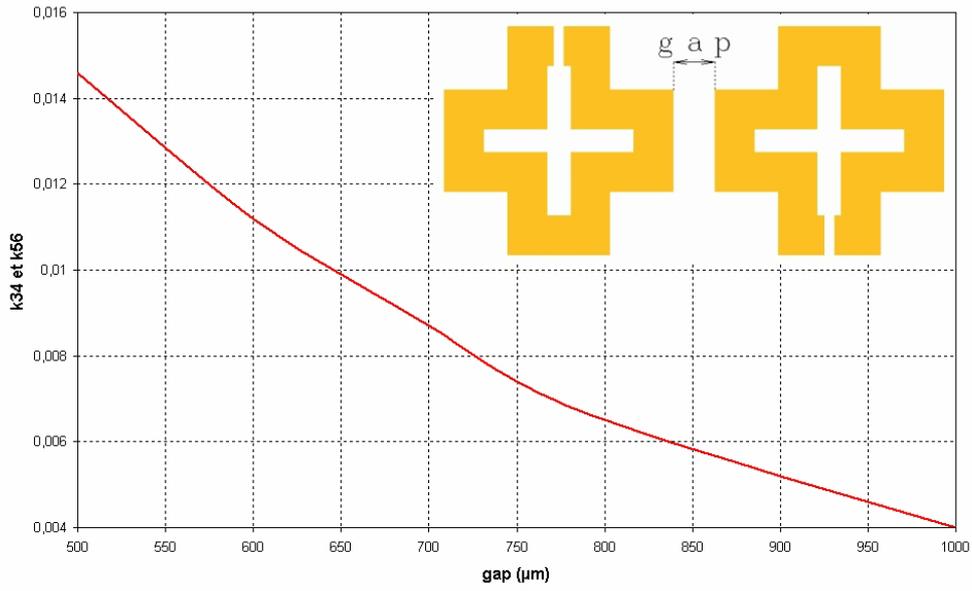


Figure II-30

Variations du coefficient de couplage mixte pour la configuration (a)

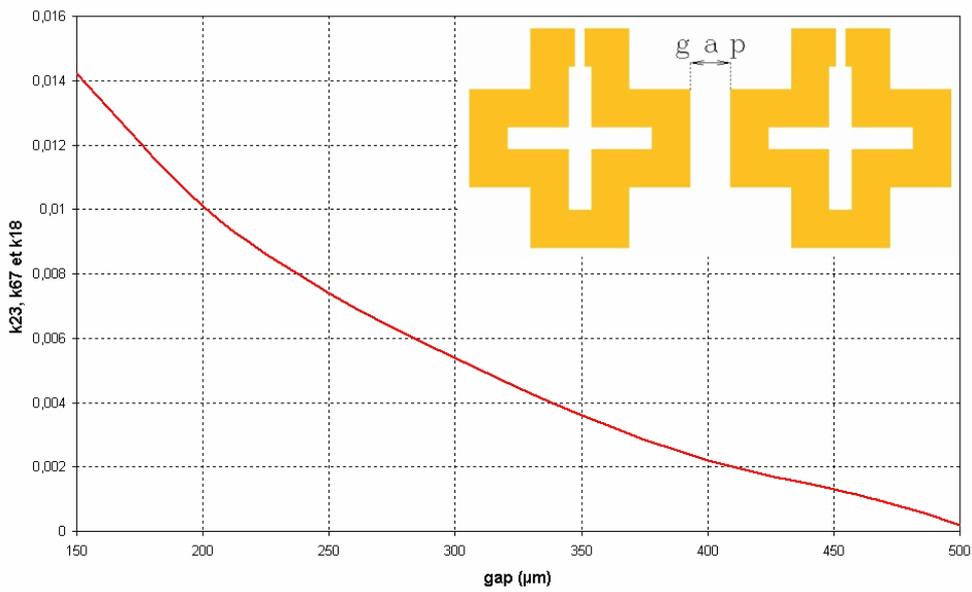


Figure II-31

Variations du coefficient de couplage mixte pour la configuration (b)

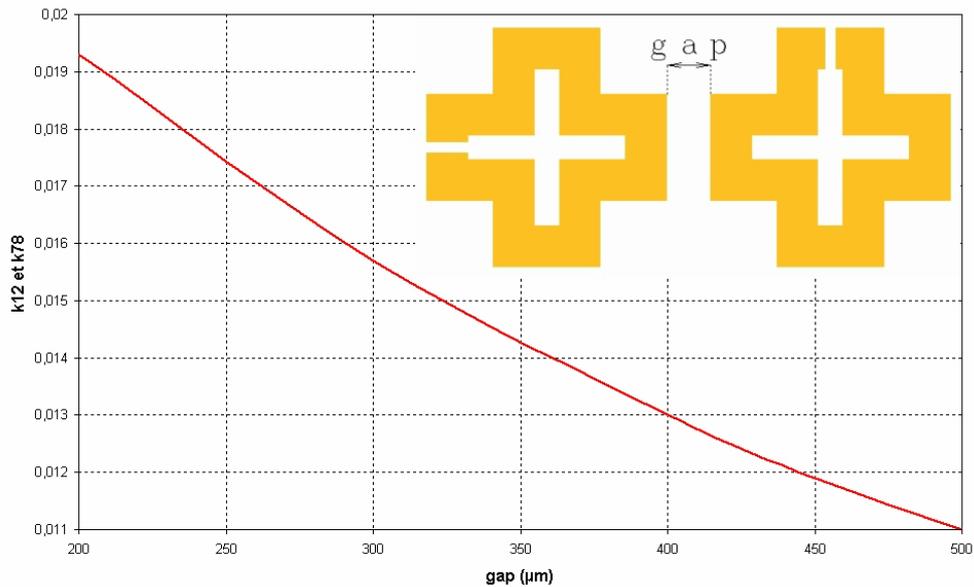


Figure II-32

Variations du coefficient de couplage mixte pour la configuration (c)

A l'aide des abaques précédents, nous déterminons les gaps entre les résonateurs en vue d'obtenir les coefficients de couplage mixte désirés (Tableau II-4).

Configuration de couplage mixte	Coefficient de couplage inter-résonateurs	Gap
a	$k_{34} = k_{56} = 0,00707$	768 µm
b	$k_{23} = k_{67} = 0,00839$	232 µm
b	$k_{18} = 0,00066$	482 µm
c	$k_{12} = k_{78} = 0,01183$	454 µm

Tableau II-4

Détermination des gaps correspondant à des coefficients de couplage mixte

A la fin de l'étude électromagnétique segmentée, nous connaissons de façon approchée la totalité des dimensions du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles. Au cours de ce travail, nous avons considéré que les décalages des résonateurs 1 et 2, 2 et 3, 3 et 4, 5 et 6, 6 et 7, et 7 et 8 lors de l'assemblage du filtre ne modifieraient pas les valeurs des coefficients de couplage k_{ij} .

II.7. ETUDE ELECTROMAGNETIQUE GLOBALE DU FILTRE QUASI-ELLIPTIQUE AUTOCORRIGE HUIT POLES : PRINCIPE DE LA METHODE D'OPTIMISATION UTILISEE

Le filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles, construit à partir des dimensions définies auparavant, est analysé globalement avec le logiciel de simulation électromagnétique Momentum. La topologie retenue est présentée sur la figure II-33.

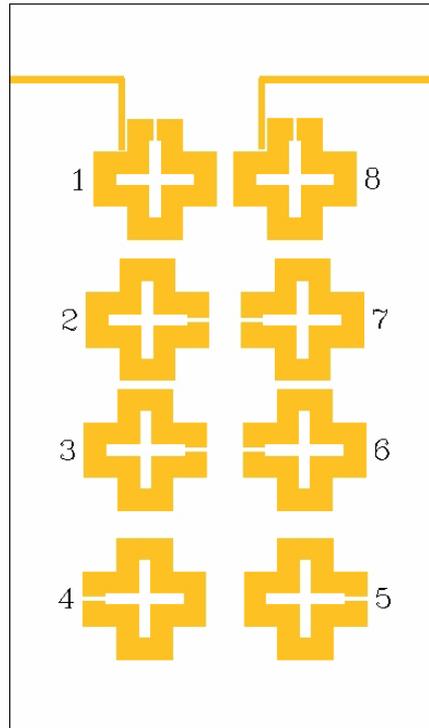


Figure II-33
Topologie du filtre huit pôles

Les lignes d'excitation ne sont pas positionnées symétriquement afin que le rétrocouplage entre les résonateurs 1 et 8 soit positif.

Les réponses fréquentielles obtenues à l'issue de la première analyse électromagnétique globale sont très différentes de celles attendues. En effet, l'ensemble des interactions entre les éléments constituant le circuit n'est pas pris en compte au moment de l'étude segmentée. Par conséquent, les distances et les longueurs qui caractérisent le dispositif doivent être optimisées afin de parvenir à des réponses satisfaisantes.

La méthode d'optimisation conventionnelle qui consiste à corriger les dimensions par calculs itératifs des paramètres S de la structure globale convient très bien au réglage de systèmes simples. Par contre, dans le cas du filtre huit pôles, le grand nombre d'analyses nécessaires, du fait de la complexité de la topologie et de la sensibilité importante des réponses aux modifications géométriques, et les temps de calcul élevés rendent cette approche inappropriée.

Nous utilisons donc une nouvelle méthode d'optimisation électromagnétique qui fait l'objet d'une convention de recherche entre le CNES, l'INRIA (Institut National de Recherche en Informatique et Automatique) et l'IRCOM. Dans notre laboratoire, cette procédure est développée par S. Bila [77], [78]. Elle est basée sur l'identification de la matrice de couplage du filtre à partir de la matrice $[S]$ obtenue après chaque simulation électromagnétique.

Tout d'abord, une analyse électromagnétique globale établit la matrice $[S]$ du dispositif entre ses plans d'accès. Puis, une approximation rationnelle de celle-ci est réalisée grâce au logiciel Presto, mis au point par l'INRIA. Ce programme permet ensuite de déterminer la matrice de couplage et les résistances d'entrée et de sortie correspondant aux réponses du filtre simulé. Enfin, la matrice de couplage extraite de cette manière et la matrice de couplage visée, fixée lors de la synthèse électrique, sont comparées, de même que les résistances d'entrée et de sortie qui leur sont associées. Les dimensions du filtre, liées aux couplages à corriger, sont alors modifiées à l'aide des abaques tracés pendant l'étude segmentée. Quand ces rectifications sont effectuées, la procédure reprend par une analyse électromagnétique globale du dispositif. L'optimisation se poursuit jusqu'à ce que les différences entre les termes des matrices de couplage et entre les résistances d'entrée et de sortie idéales et identifiées soient inférieures à des seuils de tolérance qui dépendent de la technologie utilisée.

Cette méthode de réglage offre donc la possibilité de faire converger, en un nombre minimal d'itérations, les premiers résultats vers des réponses qui satisfont aux objectifs assignés. Nous montrons sur la figure II-34 le schéma récapitulatif du déroulement de la conception d'un filtre, incluant la boucle d'optimisation décrite ci-dessus.

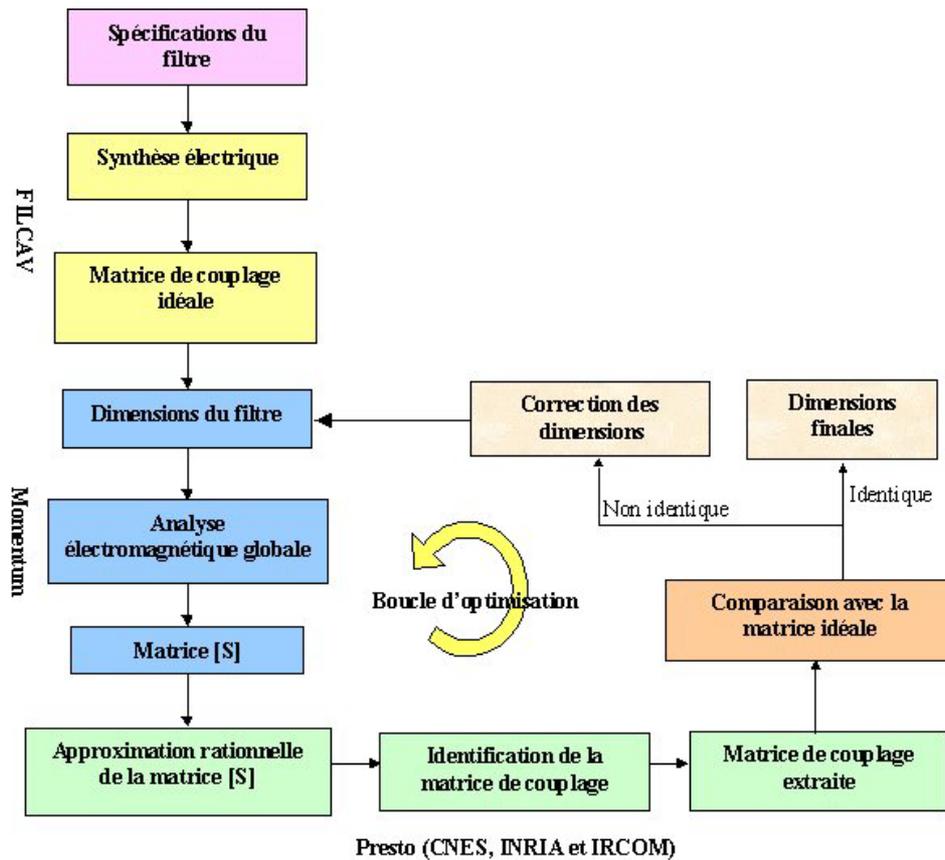


Figure II-34

Schéma récapitulatif du déroulement de la conception d'un filtre

II.8. CONCEPTION DU FILTRE QUASI-ELLIPTIQUE AUTOCORRIGE HUIT POLES

Nous appliquons la méthode d'optimisation précédente à la conception du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles [S1]. Après un certain nombre d'itérations, nous obtenons la matrice de couplage $[M_{v1}]$ (Equation II-21) et les résistances d'entrée Re_{v1} (Equation II-22) et de sortie Rs_{v1} (Equation II-23) du dispositif.

$$[M_{v1}] = \begin{bmatrix} 0,00320 & 0,82579 & -0,00097 & -0,00018 & 0,00225 & 0,00191 & -0,01845 & 0,04560 \\ 0,82579 & -0,00101 & 0,58395 & 0,00154 & 0,00102 & -0,00423 & -0,05697 & -0,01996 \\ -0,00097 & 0,58395 & -0,00931 & 0,49673 & 0,02851 & -0,20268 & -0,00480 & -0,00062 \\ -0,00018 & 0,00154 & 0,49673 & 0,00263 & 0,75337 & 0,02859 & -0,00076 & 0,00281 \\ 0,00225 & 0,00102 & 0,02851 & 0,75337 & 0,00319 & 0,49367 & 0,00230 & 0,00178 \\ 0,00191 & -0,00423 & -0,20268 & 0,02859 & 0,49367 & -0,00942 & 0,58815 & 0,00529 \\ -0,01845 & -0,05697 & -0,00480 & -0,00076 & 0,00230 & 0,58815 & 0,00592 & 0,82682 \\ 0,04560 & -0,01996 & -0,00062 & 0,00281 & 0,00178 & 0,00529 & 0,82682 & -0,00520 \end{bmatrix} \quad (II-21)$$

$$Re_{v1} = 1,0082 \quad (II-22)$$

$$Rs_{v1} = 1,008 \quad (II-23)$$

Nous notons que le terme M_{iiv1} de la matrice de couplage $[M_{v1}]$ est relié à la fréquence de résonance f_{0i} du résonateur i par l'équation II-24, avec i compris entre 1 et 8.

$$f_{0i} = f_0 \sqrt{\frac{\frac{f_0}{\Delta f} + \frac{M_{iiv1}}{2}}{\frac{f_0}{\Delta f} - \frac{M_{iiv1}}{2}}} \quad (\text{II-24})$$

f_0 désigne la fréquence centrale du filtre, Δf sa bande passante équiondulation.

Si $M_{iiv1} = 0$, alors $f_{0i} = f_0$.

Si $M_{iiv1} > 0$, alors $f_{0i} > f_0$ et il faut augmenter la longueur du résonateur linéique pour parvenir à $f_{0i} = f_0$.

Si $M_{iiv1} < 0$, alors $f_{0i} < f_0$ et il faut diminuer la longueur du résonateur linéique pour parvenir à $f_{0i} = f_0$.

Nous comparons les équations II-21, II-22 et II-23 avec la matrice de couplage $[M]$ (Equation II-4) et les résistances d'entrée et de sortie R_e et R_s (Equation II-5) idéales. Les termes de la matrice $[M_{v1}]$ qui représentent les fréquences de résonance des résonateurs (M_{11v1} , M_{22v1} , M_{33v1} , M_{44v1} , M_{55v1} , M_{66v1} , M_{77v1} et M_{88v1}) et les couplages directs (M_{12v1} , M_{23v1} , M_{34v1} , M_{45v1} , M_{56v1} , M_{67v1} et M_{78v1}) et croisés (M_{18v1} , M_{27v1} et M_{36v1}) entre ces éléments, ainsi que les résistances d'entrée et de sortie R_{ev1} et R_{sv1} , satisfont à l'objectif. Les dimensions correspondantes sont optimisées au micromètre près, la société THEVA annonçant une précision de fabrication de 1 μm . La structure occupe une surface de 19952*11537 μm .

Néanmoins, nous constatons que les valeurs de M_{17v1} , M_{28v1} , M_{26v1} , M_{37v1} , M_{35v1} et M_{46v1} ne sont pas nulles. Elles traduisent l'existence de couplages parasites respectivement entre les résonateurs 1 et 7, 2 et 8, 2 et 6, 3 et 7, 3 et 5, et 4 et 6.

Les réponses en transmission et en réflexion et le temps de propagation de groupe du filtre huit pôles sont donnés sur les figures II-35 et II-36. Ils sont comparés aux gabarits tracés à partir des spécifications. Les résultats ne sont pas tout à fait conformes au cahier des charges à cause des couplages parasites que nous venons d'énumérer.

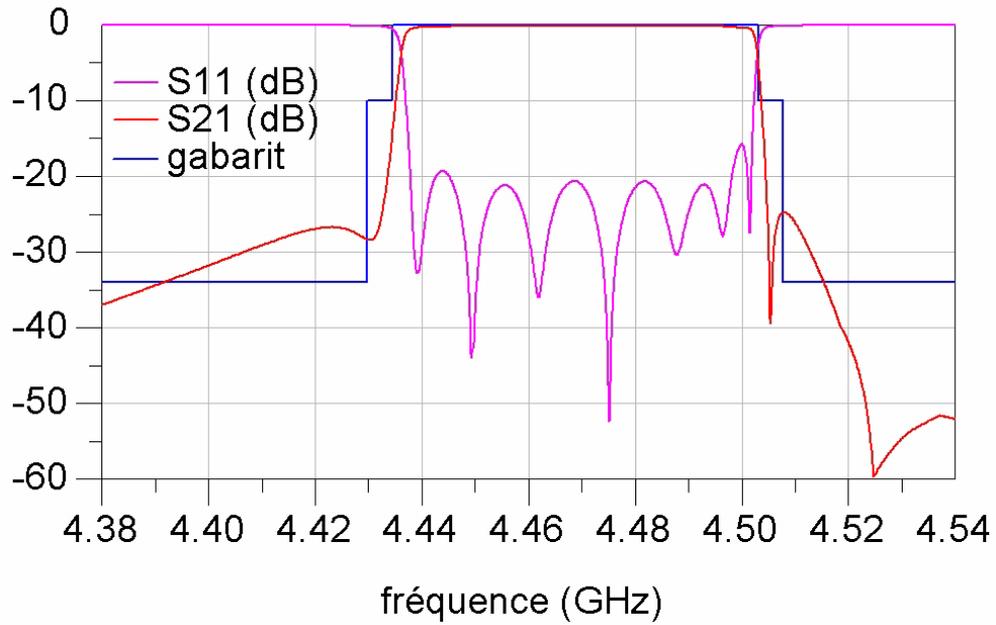


Figure II-35

Réponses en transmission et en réflexion du filtre huit pôles

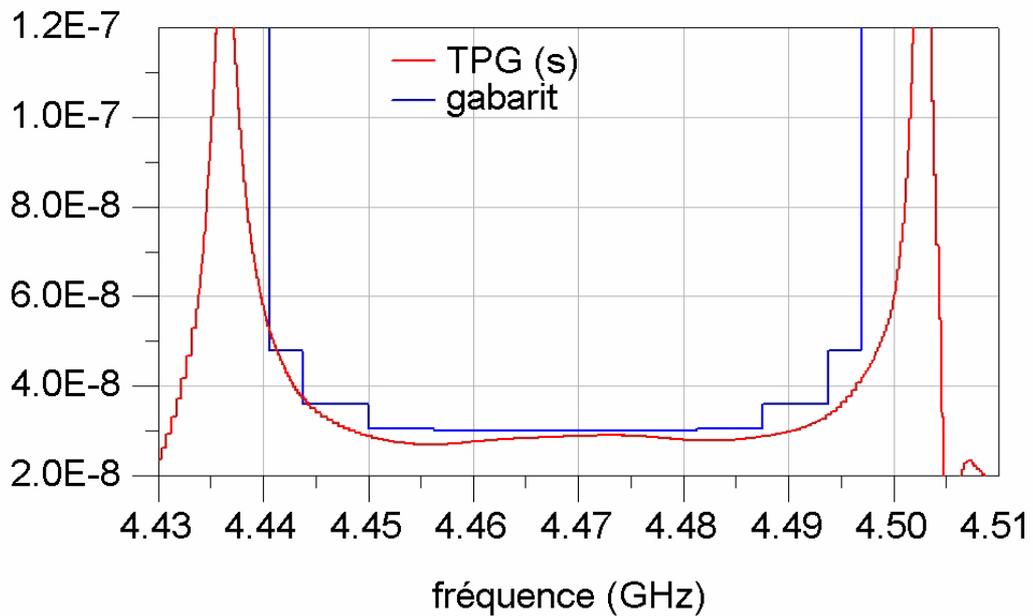


Figure II-36

Temps de propagation de groupe du filtre huit pôles

Les réponses du filtre huit pôles sont très sensibles à une modification des dimensions. Compte tenu des tolérances de fabrication, nous menons une étude de sensibilité à l'aide d'un

circuit électrique équivalent en éléments localisés. Nous réalisons une analyse de Monte-Carlo avec le logiciel ADS en considérant une incertitude de $\pm 3 \mu\text{m}$ sur les dimensions. Par rapport aux réponses initiales, nous enregistrons des variations pouvant atteindre $\pm 3 \text{ MHz}$.

D'autre part, nous simulons le filtre huit pôles avec Momentum en changeant la permittivité relative du LaAlO_3 de 23,6 à 23,3. Nous observons un écart de 28 MHz entre les deux résultats. De même, une modification de la hauteur du substrat de $10 \mu\text{m}$ entraîne à la fois un décalage en fréquence de 13 MHz et une déformation des réponses.

A l'issue de cette première étude, nous lançons une réalisation afin de chiffrer plus concrètement les incertitudes liées au procédé technologique.

Enfin, nous mesurons à 77 K le filtre huit pôles fabriqué par la société THEVA et monté dans un boîtier équipé de connecteurs SMA par Alcatel Space. Cette dernière a évalué, au cours d'une série de simulations, la qualité de la transition entre les connecteurs SMA et les lignes d'excitation du filtre. Il apparaît que la connexion directe de l'âme centrale sur la ligne n'est pas appropriée dans le cas d'un substrat à forte permittivité. En effet, le débordement de l'âme de chaque côté de la ligne modifie fortement l'impédance de celle-ci. La meilleure solution est obtenue en tronquant l'extrémité du connecteur SMA et en le connectant à la ligne à l'aide d'un ruban d'or de $200 \mu\text{m}$ de large, le plus court possible. Dans ces conditions, le filtre est fixé sur le fond du boîtier avec de la colle à l'argent.

Après plusieurs essais, la configuration de banc présentée sur la figure II-37 est retenue. Les ports de l'analyseur de réseau vectoriel sont reliés au filtre par des câbles semi-rigides. Des atténuateurs de 6 dB sont rajoutés de part et d'autre du filtre pour améliorer le ROS (Rapport d'Ondes Stationnaires) des accès et réduire les ondulations dans la bande [79].

La puissance injectée dans le filtre est de l'ordre de -9 dBm pour avoir un fonctionnement linéaire. La calibration de l'analyseur de réseau vectoriel est effectuée de façon standard (court-circuit, circuit ouvert, charge 50Ω et ligne) à température ambiante, puis la ligne ayant servi à la calibration est mesurée à basse température. Nous constatons alors, à froid, que les modules des paramètres S_{11} et S_{22} de cette ligne restent toujours inférieurs à -30 dB après plusieurs cycles thermiques et que ceux des paramètres S_{21} et S_{12} augmentent de 0,1 dB.

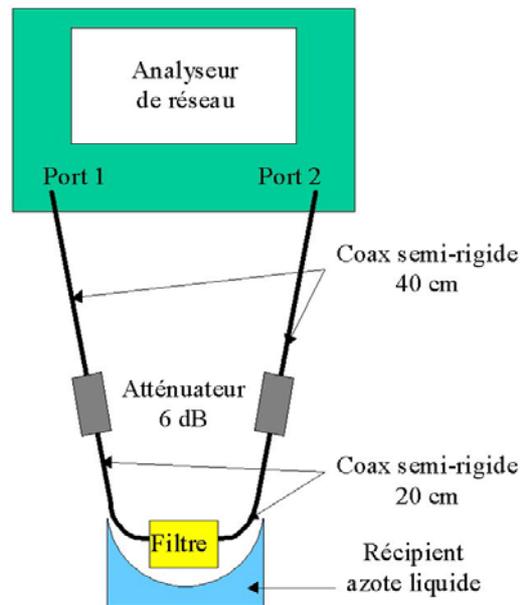


Figure II-37

Banc de mesures pour le filtre huit pôles

La figure II-38 représente un boîtier spécifique en Kovar, équipé de connecteurs SMA, réalisé par la société Alcatel Space. Un connecteur évidé, inséré dans un tuyau souple, permet de faire un balayage à l'azote ou à l'hélium gazeux pendant les phases de descente et de remontée en température afin d'éviter le givrage.

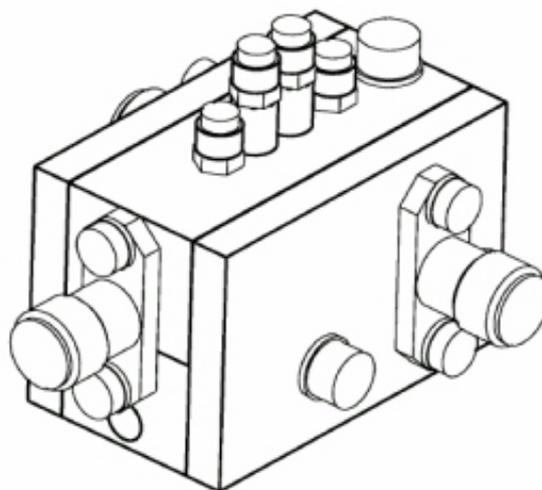


Figure II-38

Boîtier équipé de connecteurs SMA

Les réponses expérimentales en transmission et en réflexion du filtre huit pôles sont montrées sur la figure II-39. Les modules des paramètres S_{21} et S_{12} sont comparés au gabarit relatif à la sélectivité.

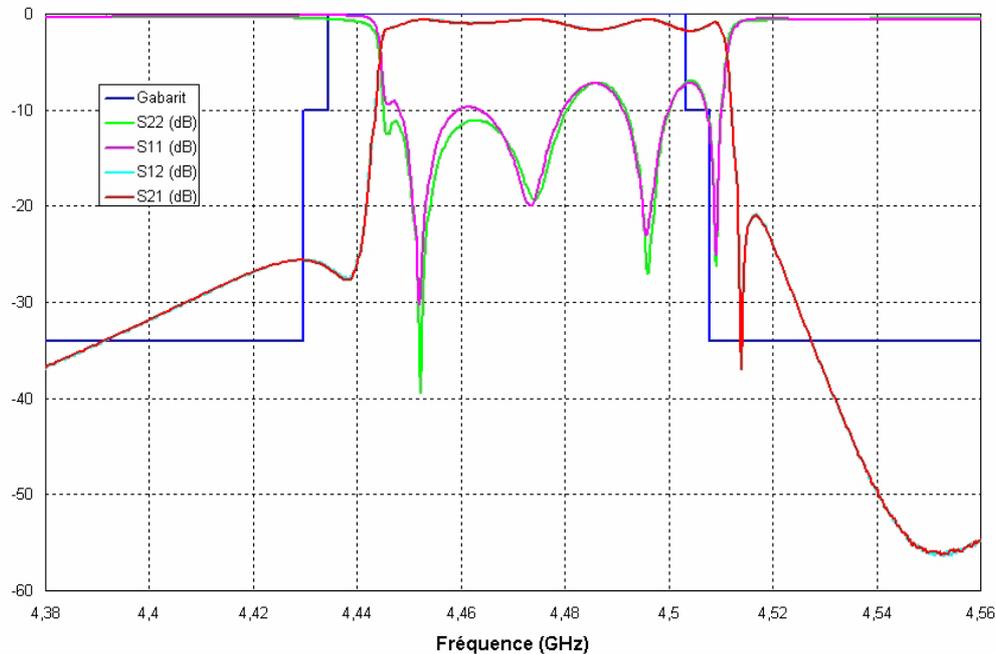


Figure II-39

Réponses en transmission et en réflexion mesurées à 77 K du filtre huit pôles

La fréquence centrale est décalée de 9 MHz, mais la bande passante équiondulation est correcte. La réjection hors bande est inférieure à -25 dB du côté des basses fréquences et inférieure à -20 dB du côté des hautes fréquences. Dans la bande, la forte ondulation est due à un coefficient de réflexion plus élevé que prévu (-7 dB). Cette mauvaise adaptation dans la bande peut provenir de la transition SMA-ligne supraconductrice ou des conditions de mesure (étalonnage à température ambiante, introduction d'azote dans le boîtier...).

Nous nous intéressons également à la caractérisation en puissance de ce filtre afin de mettre en évidence les effets non linéaires.

La courbe d'intermodulation d'ordre 3 en fonction de la puissance d'entrée P_e à 77 K du filtre huit pôles est indiquée sur la figure II-40.

Pour tracer ce diagramme, nous injectons dans le filtre deux porteuses ayant des fréquences $f_1 = f_0 - \phi$ et $f_2 = f_0 + \phi$ avec $\phi = 5$ MHz. Nous regardons alors la réponse de

l'analyseur de spectre en sortie du filtre, dans la bande de celui-ci, pour une puissance d'entrée donnée. Les raies dues aux produits d'intermodulation d'ordre 3, qui apparaissent aux fréquences $2*f_1-f_2$ et $2*f_2-f_1$, sont proches de celles des fréquences f_1 et f_2 . Le C/I correspond à la différence de niveaux entre les raies situées à f_2 et à $2*f_2-f_1$. Il est calculé au moyen de l'équation II-25.

$$(C/I)_{(dBc)} = 10 * \log_{10} \frac{P_s(f_2)_{(mW)}}{P_s(2 * f_2 - f_1)_{(mW)}} \quad (II-25)$$

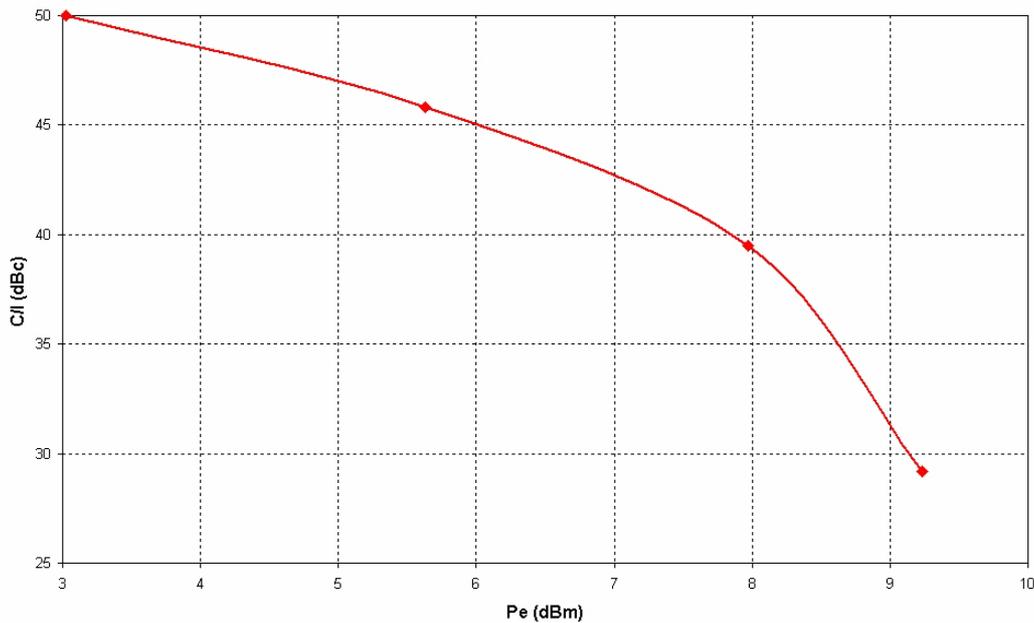


Figure II-40

Courbe d'intermodulation d'ordre 3 en fonction de la puissance d'entrée à 77 K du filtre huit pôles

Pour respecter le cahier des charges (Tableau II-1) et ainsi avoir un C/I supérieur à 28 dBc, il faut que la puissance d'entrée P_e soit inférieure à 9 dBm.

En conclusion, les résultats obtenus sur cette première maquette sont encourageants. Cependant, vu l'importance de l'influence des couplages parasites sur le comportement du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles, deux axes de recherche sont envisagés afin d'améliorer les réponses en fréquence de cette première version du dispositif.

La première solution repose sur la compensation des couplages parasites en modifiant les autres couplages et les fréquences de résonance des résonateurs. Elle aboutira à la version 2 du filtre huit pôles.

La seconde option consiste à limiter, voire à annuler, les couplages parasites en changeant la topologie du filtre. Elle débouchera sur la version 3 du dispositif.

II.9. CONCEPTION DU FILTRE QUASI-ELLIPTIQUE AUTOCORRIGE HUIT POLES VERSION DEUX : COMPENSATION DES COUPLAGES PARASITES

Nous concevons la deuxième version du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles dans le but de compenser les couplages parasites qui sont apparus au moment de l'étude électromagnétique globale initiale. A ces fins, nous prenons en considération leur présence et nous corrigeons les fréquences de résonance des résonateurs ainsi que les couplages entre ces éléments et au niveau des systèmes d'excitation en entrée et en sortie. Nous choisissons d'abord ce procédé, car il n'implique pas de transformation de la topologie du filtre. Cette version 2 du filtre est développée en parallèle avec la version précédente et elle est réalisée sur le même wafer.

Dans ce cas, nous nous efforçons de définir la matrice de couplage $[M']$ et les résistances d'entrée et de sortie Re' et Rs' d'un nouveau filtre idéal en tenant compte des couplages parasites, c'est-à-dire en imposant les égalités suivantes : $M'_{17} = M_{17v1}$, $M'_{28} = M_{28v1}$, $M'_{26} = M_{26v1}$, $M'_{37} = M_{37v1}$, $M'_{35} = M_{35v1}$ et $M'_{46} = M_{46v1}$. Nous tentons de compenser ces couplages en optimisant les termes M'_{11} , M'_{22} , M'_{33} , M'_{44} , M'_{55} , M'_{66} , M'_{77} , M'_{88} , M'_{12} , M'_{23} , M'_{34} , M'_{45} , M'_{56} , M'_{67} , M'_{78} , M'_{18} , M'_{27} et M'_{36} , et les grandeurs Re' et Rs' . A l'origine, nous leur attribuons respectivement les valeurs de M_{11} , M_{22} , M_{33} , M_{44} , M_{55} , M_{66} , M_{77} , M_{88} , M_{12} , M_{23} , M_{34} , M_{45} , M_{56} , M_{67} , M_{78} , M_{18} , M_{27} , M_{36} , Re et Rs . Ce travail est réalisé au moyen d'un circuit électrique équivalent en éléments localisés, les calculs étant effectués avec le logiciel ADS. Dans ces conditions, nous n'arrivons pas à faire converger les résultats obtenus vers des réponses qui satisfont aux objectifs fixés.

Comme il s'avère impossible d'améliorer significativement le comportement fréquentiel de la première version du dispositif en compensant les couplages parasites, nous convenons avec nos partenaires d'un nouveau cahier des charges. Les spécifications concernant les variations du temps de propagation de groupe et le coefficient de réflexion

dans la bande sont modifiées de sorte que celles se rapportant à la sélectivité soient plus faciles à respecter (Tableau II-5). Les paramètres inchangés sont indiqués dans le tableau II-1.

Paramètres	Spécifications	
Variations du temps de propagation de groupe à partir du centre du canal	4444,625 à 4443,75 MHz	32 ns
	4443,75 à 4450 MHz	15 ns
	4450 à 4456,25 MHz	4 ns
	4456,25 à 4481,25 MHz	2 ns
	4481,25 à 4487,5 MHz	4 ns
	4487,5 à 4493,75 MHz	15 ns
	4493,75 à 4496,875 MHz	32 ns
Coefficient de réflexion dans la bande en entrée et en sortie	< -15 dB	

Tableau II-5

Nouvelles spécifications d'un canal d'IMUX concernant les variations du temps de propagation de groupe et le coefficient de réflexion dans la bande

Nous tâchons alors d'établir, en tenant compte de l'existence de couplages parasites, la matrice de couplage $[M']$ et les résistances d'entrée et de sortie Re' et Rs' d'un filtre idéal qui répondrait à ce nouveau cahier des charges. Nous optimisons les termes M'_{11} , M'_{22} , M'_{33} , M'_{44} , M'_{55} , M'_{66} , M'_{77} , M'_{88} , M'_{12} , M'_{23} , M'_{34} , M'_{45} , M'_{56} , M'_{67} , M'_{78} , M'_{18} , M'_{27} et M'_{36} , et les grandeurs Re' et Rs' auxquels nous attribuons initialement les valeurs de M_{11} , M_{22} , M_{33} , M_{44} , M_{55} , M_{66} , M_{77} , M_{88} , M_{12} , M_{23} , M_{34} , M_{45} , M_{56} , M_{67} , M_{78} , M_{18} , M_{27} , M_{36} , Re et Rs . Pour ce faire, nous simulons un circuit électrique équivalent en éléments localisés grâce au logiciel ADS. De plus, les valeurs des couplages parasites M'_{17} , M'_{28} , M'_{26} , M'_{37} , M'_{35} et M'_{46} sont ajustées par une étude électromagnétique globale.

Nous déterminons donc la matrice de couplage $[M']$ (Equation II-26) et les résistances d'entrée Re' (Equation II-27) et de sortie Rs' (Equation II-28) du nouveau filtre idéal.

$$[M'] = \begin{bmatrix} -0,00202 & 0,71771 & 0 & 0 & 0 & 0 & -0,01631 & 0,01000 \\ 0,71771 & -0,00624 & 0,54757 & 0 & 0 & -0,00769 & -0,04445 & -0,01705 \\ 0 & 0,54757 & -0,01406 & 0,51380 & 0,02328 & -0,05314 & -0,00797 & 0 \\ 0 & 0 & 0,51380 & -0,01748 & 0,60049 & 0,02343 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0,02328 & 0,60049 & -0,01865 & 0,51380 & 0 & 0 \\ 0 & -0,00769 & -0,05314 & 0,02343 & 0,51380 & -0,01158 & 0,54757 & 0 \\ -0,01631 & -0,04445 & -0,00797 & 0 & 0 & 0,54757 & -0,00632 & 0,72035 \\ 0,01000 & -0,01705 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0,72035 & -0,00534 \end{bmatrix} \quad (\text{II-26})$$

$$Re' = 0,7491 \quad (\text{II-27})$$

$$Rs' = 0,7555 \quad (\text{II-28})$$

Les réponses en transmission et en réflexion et le temps de propagation de groupe du circuit équivalent simulé avec ADS en employant la matrice $[M']$ et les résistances Re' et Rs' sont montrés sur les figures II-41 et II-42. Ils sont comparés à des gabarits correspondant aux anciennes et aux nouvelles caractéristiques électriques requises. Par ailleurs, nous superposons au module du paramètre S_{21} celui de la version 1 du dispositif. Les résultats ne sont pas conformes aux spécifications au niveau de la sélectivité. Toutefois, la réjection hors bande du nouveau filtre idéal est meilleure que celle de la première version du dispositif.

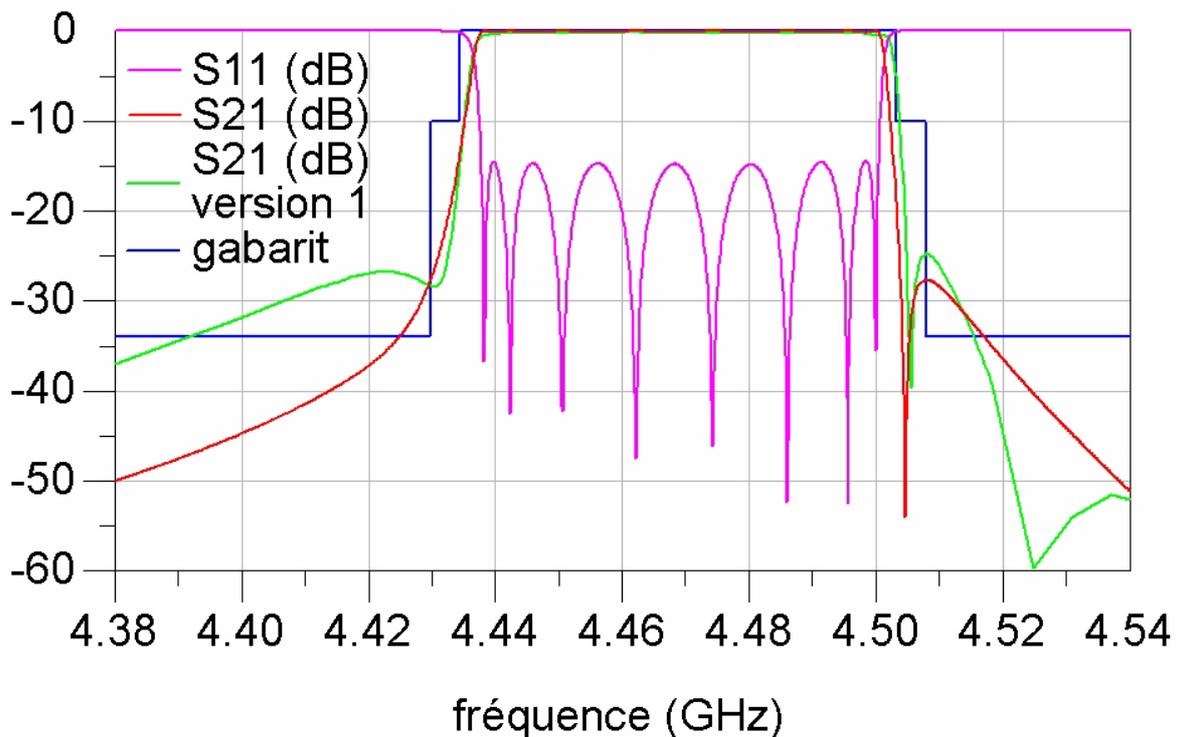


Figure II-41

Réponses en transmission et en réflexion du nouveau filtre idéal

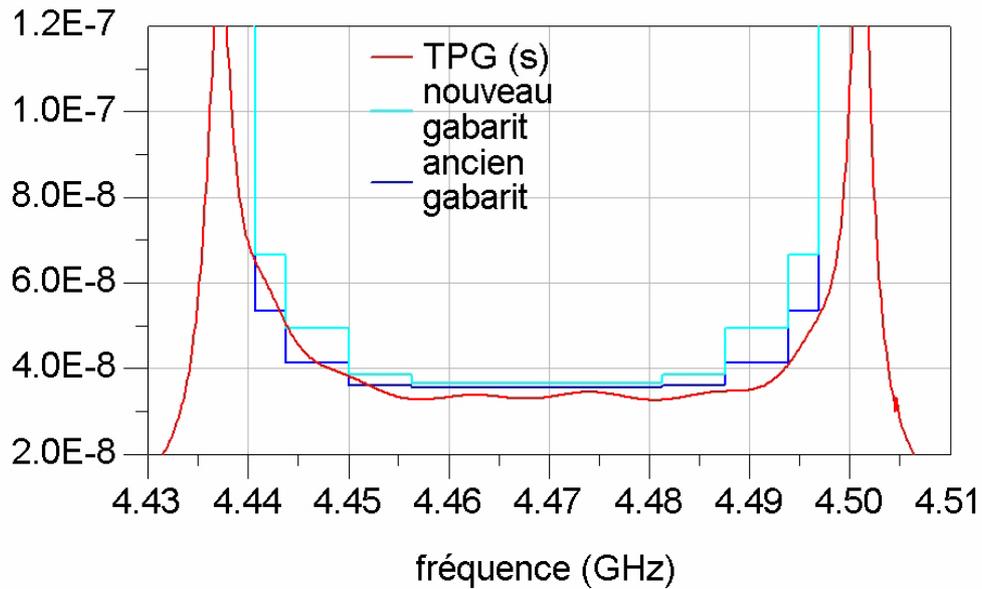


Figure II-42

Temps de propagation de groupe du nouveau filtre idéal

Désormais, nous pouvons concevoir le filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles version 2, dont la topologie est donnée sur la figure II-33, en appliquant la méthode d'optimisation exposée auparavant. Durant la procédure, les matrices de couplage et les résistances d'entrée et de sortie identifiées sont comparées à celles du nouveau filtre idéal. Après quelques itérations, nous obtenons la matrice de couplage $[M_{v2}]$ (Equation II-29) et les résistances d'entrée Re_{v2} (Equation II-30) et de sortie Rs_{v2} (Equation II-31) de la deuxième version du dispositif.

$$[M_{v2}] = \begin{bmatrix} 0,00390 & 0,71771 & 0,00344 & -0,00110 & 0,00165 & -0,00012 & -0,01596 & 0,01060 \\ 0,71771 & -0,00706 & 0,54677 & 0,00187 & 0,00122 & -0,00715 & -0,04340 & -0,01719 \\ 0,00344 & 0,54677 & -0,01108 & 0,51592 & 0,02029 & -0,05323 & -0,00875 & -0,00173 \\ -0,00110 & 0,00187 & 0,51592 & -0,01606 & 0,59980 & 0,01936 & -0,00178 & 0,00225 \\ 0,00165 & 0,00122 & 0,02029 & 0,59980 & -0,01594 & 0,51208 & 0,00197 & -0,00028 \\ -0,00012 & -0,00715 & -0,05323 & 0,01936 & 0,51208 & -0,00923 & 0,54808 & 0,00203 \\ -0,01596 & -0,04340 & -0,00875 & -0,00178 & 0,00197 & 0,54808 & -0,00764 & 0,72007 \\ 0,01060 & -0,01719 & -0,00173 & 0,00225 & -0,00028 & 0,00203 & 0,72007 & 0,00010 \end{bmatrix} \quad (\text{II-29})$$

$$Re_{v2} = 0,7510 \quad (\text{II-30})$$

$$Rs_{v2} = 0,7578 \quad (\text{II-31})$$

Les équations II-29, II-30 et II-31 satisfont à l'objectif (Equations II-26, II-27 et II-28). Nous remarquons en particulier que les valeurs qui traduisent la présence de couplages parasites (M_{17v2} , M_{28v2} , M_{26v2} , M_{37v2} , M_{35v2} et M_{46v2}) sont proches de celles qui ont été

estimées (M'_{17} , M'_{28} , M'_{26} , M'_{37} , M'_{35} et M'_{46}). L'ensemble des distances et des longueurs qui décrivent la structure créée sont optimisées au micromètre près. La surface occupée est de $20027 \times 11712 \mu\text{m}$.

Les réponses en transmission et en réflexion et le temps de propagation de groupe du filtre huit pôles version 2 sont indiqués sur les figures II-43 et II-44. Ils sont comparés aux gabarits tracés à partir de l'ancien et du nouveau cahier des charges. De plus, nous superposons le module du paramètre S_{21} de la première et de la deuxième version du dispositif. Les résultats de la version 2 du dispositif sont semblables à ceux du nouveau filtre idéal et, par conséquent, ils ne respectent pas les spécifications relatives à la sélectivité. La compensation des couplages parasites, en même temps que la dégradation de la linéarité du temps de propagation de groupe au milieu de la bande et la détérioration du coefficient de réflexion dans la bande en entrée et en sortie, permet d'améliorer légèrement la réjection hors bande par rapport à la version 1 du dispositif.

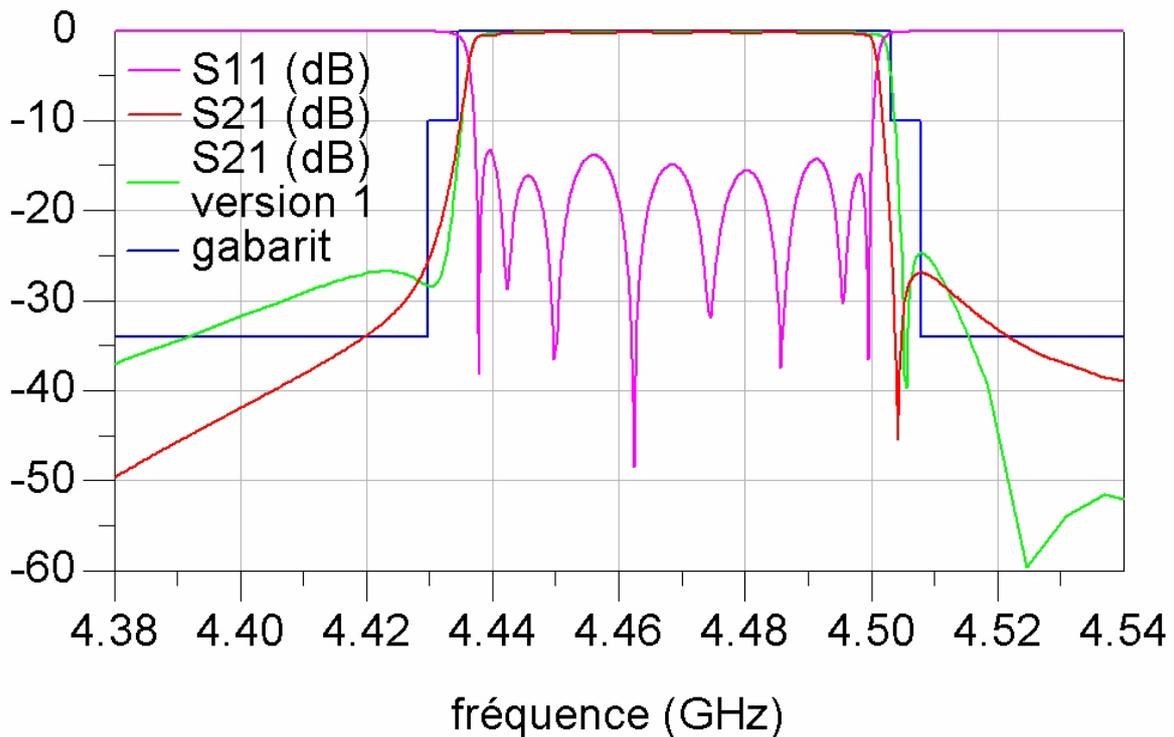
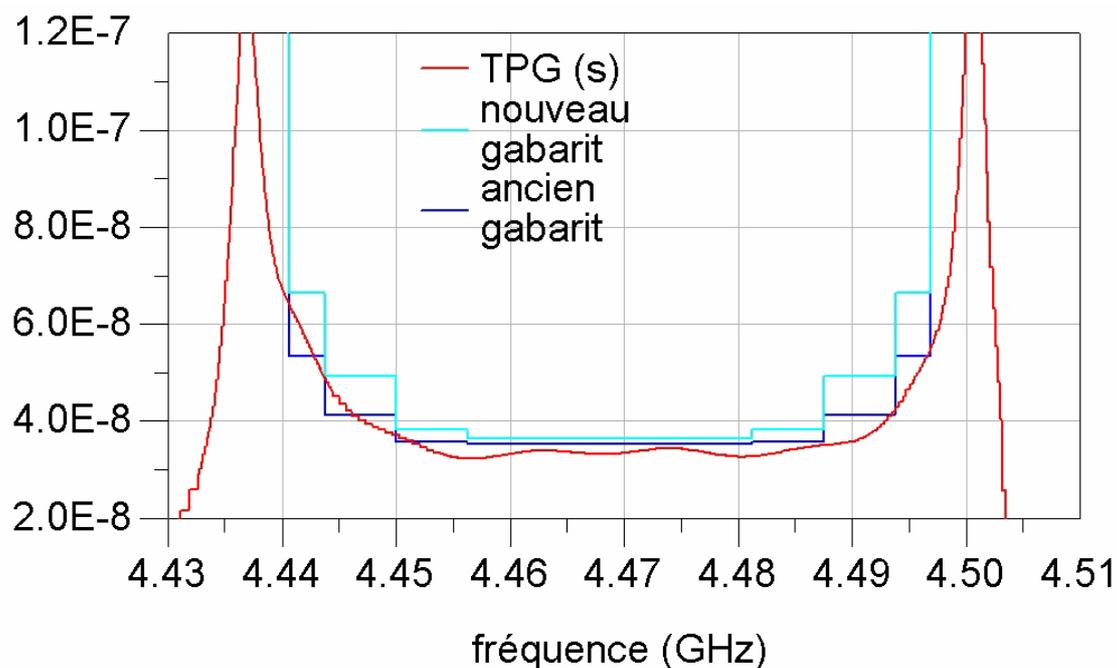


Figure II-43

Réponses en transmission et en réflexion du filtre huit pôles version 2


Figure II-44
Temps de propagation de groupe du filtre huit pôles version 2

Enfin, nous mesurons à 77 K le filtre huit pôles version 2 réalisé par THEVA et monté en boîtier par Alcatel Space. Les techniques de mise en boîtier et les conditions de mesure sont les mêmes que celles décrites pour la version 1 (Figure II-37).

Les réponses expérimentales en transmission et en réflexion du filtre huit pôles version 2 sont montrées sur la figure II-45. Les modules des paramètres S_{21} et S_{12} sont comparés au gabarit concernant la sélectivité.

Nous observons un décalage de 9 MHz de la fréquence centrale. Néanmoins, la bande passante équiondulation reste correcte. La réjection à 10,9 MHz et plus du bord de la bande est inférieure à -25 dB du côté des basses fréquences et inférieure à -29 dB du côté des hautes fréquences. Le coefficient de réflexion dans la bande se situe à -13 dB, mais il remonte à -7,5 dB vers 4,5 GHz.

Nous retrouvons bien évidemment les mêmes problèmes de mesure que précédemment.

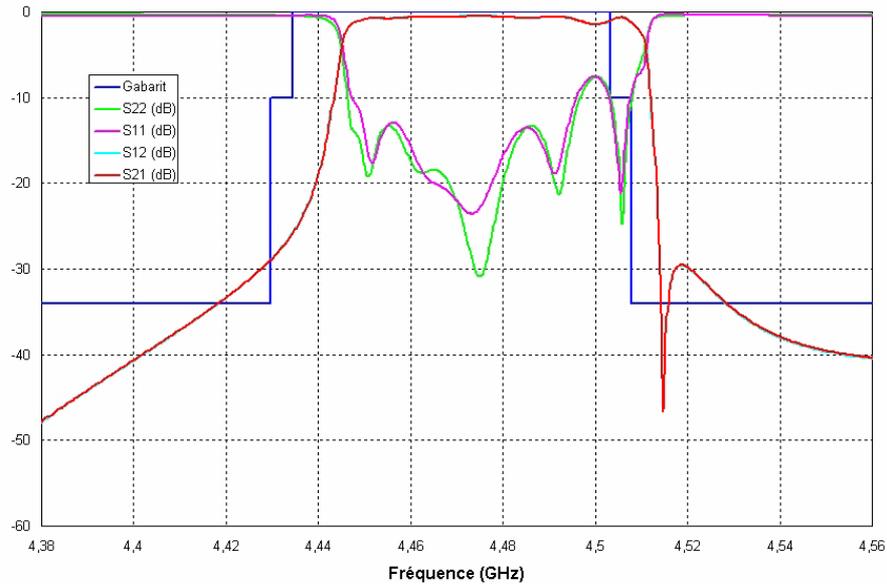


Figure II-45

Réponses en transmission et en réflexion mesurées à 77 K du filtre huit pôles version 2

Afin de pallier les problèmes rencontrés, le filtre huit pôles version 2 est également testé sans boîtier au moyen d'une station sous pointes cryogénique. En effet, cette technique de mesure permet d'effectuer un étalonnage de l'analyseur de réseau vectoriel à basse température (étalonnage TRL). Le circuit possède alors des accès coplanaires en entrée et en sortie, dont les plans de masse sont connectés au plan de masse des lignes microrubans à l'aide de rubans d'or.

De plus, la mesure est faite sous vide à une température comprise entre 78,3 K et 90,4 K. Il s'agit de l'incertitude sur la valeur de la température. Les deux données sont fournies par deux capteurs différents : le premier placé près de l'arrivée d'azote, le second situé de l'autre côté de l'enceinte. La valeur exacte de la température, que nous ignorons, est donc comprise entre 78,3 K et 90,4 K.

La puissance injectée dans le filtre est de l'ordre de -15 dBm.

Les réponses en transmission et en réflexion du dispositif testé sous pointes à basse température sont présentées sur la figure II-46. Elles sont comparées avec celles obtenues après une rétrosimulation du filtre huit pôles version 2 non blindé. Les résultats théoriques et expérimentaux sont en accord.

Ces mesures permettent donc de valider les méthodes de conception et d'optimisation utilisées. Cependant, il sera nécessaire de s'intéresser par la suite de façon plus approfondie à

la mise en boîtier et aux mesures pour pouvoir caractériser les filtres dans leurs conditions d'emploi, à savoir sous vide et à 77 K.

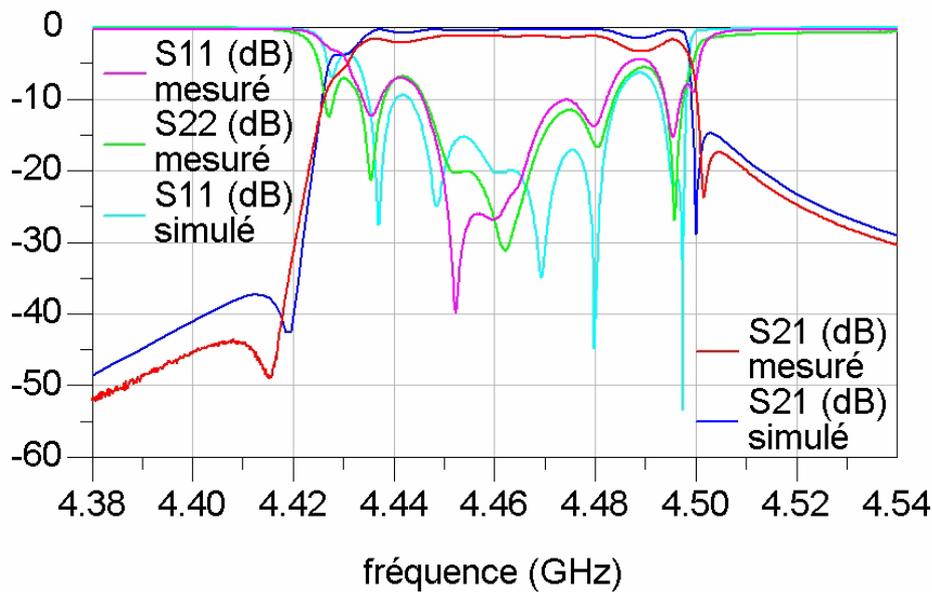


Figure II-46

**Réponses en transmission et en réflexion du filtre huit pôles version 2
testé sous pointes à basse température**

Dans le cas du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles, les bénéfices tirés de la compensation des couplages parasites restent insuffisants. Afin d'améliorer le comportement fréquentiel de la première version du dispositif, nous cherchons maintenant à limiter, voire à annuler, les couplages parasites en transformant la topologie du filtre.

II.10. CONCEPTION DU FILTRE QUASI-ELLIPTIQUE AUTOCORRIGE HUIT POLES VERSION TROIS : ANNULATION DES COUPLAGES PARASITES

Nous concevons la troisième version du filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles avec l'intention de supprimer, ou, à défaut, de réduire les couplages parasites. Il est donc nécessaire d'apporter des modifications, plus ou moins importantes, à la topologie initiale de la structure. A nouveau, nous voulons élaborer un dispositif qui réponde au premier cahier des charges (Tableau II-1).

Nous examinons quatre configurations différentes. Parmi elles, deux utilisent des lignes microrubans, de façon à réaliser les couplages exigés entre les résonateurs qui sont éloignés. Dans ces conditions, le signe d'un couplage dépend à la fois de la longueur l de la ligne (Equation II-32) et de la largeur des gaps qui la séparent des résonateurs [49], [80].

$$l = (2 * k + 1) * \frac{\lambda_g}{4} \quad (\text{II-32})$$

k est un entier. k est impair pour un couplage positif et k est pair pour un couplage négatif.

Dans le premier agencement développé, le bloc composé des résonateurs 1, 2, 3 et 4 est écarté de celui constitué des résonateurs 5, 6, 7 et 8 (Figure II-33), tout en conservant une symétrie longitudinale. Le couplage direct entre les résonateurs 4 et 5, et les couplages croisés entre les résonateurs 1 et 8, 2 et 7, et 3 et 6 sont effectués à l'aide de lignes microrubans. Nous abandonnons cette disposition, car nous nous apercevons que des couplages parasites apparaissent entre les lignes. Le problème a été déplacé, mais il n'a pas été résolu.

Puis, nous imaginons un deuxième arrangement avec le dessein de prévenir la formation de couplages parasites. Les résonateurs sont donc tous placés sur la même ligne (Figure II-47). Dans ce cas, nous utilisons également des lignes pour générer les rétrocouplages entre les résonateurs non adjacents 1 et 8, 2 et 7, et 3 et 6. Nous renonçons à cet assemblage parce qu'un tel filtre a un encombrement deux fois supérieur à celui des versions 1 ou 2 du dispositif.

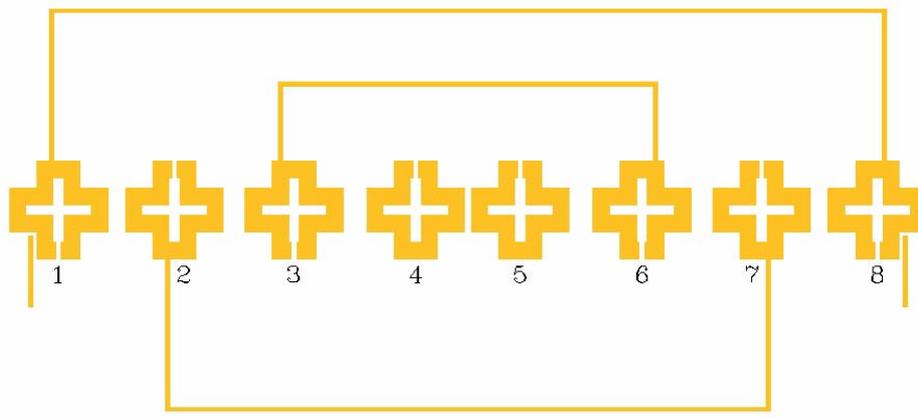


Figure II-47

Topologie du filtre huit pôles dans le cas où les résonateurs sont placés sur la même ligne

La troisième solution envisagée consiste à garder l'agencement originel des résonateurs (Figure II-33) et à déformer le capot au-dessus de la ou des zones bornées par les éléments 1, 2, 7 et 8, et/ou 2, 3, 6 et 7, et/ou 3, 4, 5 et 6. Les répercussions de cette altération du boîtier sur les couplages parasites sont prouvées théoriquement. Cependant, attendu que ce genre d'analyse avec Momentum manque de fiabilité et que la fabrication de pareille structure est complexe, nous ne poursuivons pas dans cette voie.

Finalement, nous retenons la topologie qui découle du travail suivant. Nous conservons la disposition initiale des résonateurs et nous insérons un ou plusieurs plots métalliques dans le ou les espaces délimités par les éléments 1, 2, 7 et 8, et/ou 2, 3, 6 et 7, et/ou 3, 4, 5 et 6 (Figure II-48). Nous constatons que cette opération a une incidence sur les couplages parasites. Nous changeons alors la forme et/ou la taille du ou des plots métalliques jusqu'à ce que les couplages non désirés soient éliminés.

Nous concevons le filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles version 3 en appliquant la méthode d'optimisation exposée précédemment. La matrice de couplage $[M]$ et les résistances d'entrée et de sortie R_e et R_s idéales correspondent aux équations II-4 et II-5.

Les lignes d'excitation sont positionnées symétriquement. Comme le rétrocouplage entre les résonateurs 1 et 8 est faible, son signe peut varier en modifiant la distance associée.

D'abord, nous introduisons trois plots métalliques dans les zones bornées par les résonateurs 1, 2, 7 et 8, 2, 3, 6 et 7, et 3, 4, 5 et 6. Mais, étant donné que chacun des ajouts a une influence sur tous les couplages parasites, il est très difficile d'annuler simultanément ces derniers.

Ensuite, en simulant un circuit électrique équivalent en éléments localisés avec le logiciel ADS, nous observons que seuls les couplages parasites entre les résonateurs 1 et 7, et 2 et 8 ont un effet important sur les réponses en fréquence. Par conséquent, nous insérons désormais uniquement un plot métallique dans l'espace délimité par les résonateurs 1, 2, 7 et 8. En outre, nous optons pour un plot en forme de carré. Ses dimensions sont alors déterminées en vue de supprimer les couplages parasites entre les résonateurs 1 et 7, et 2 et 8. La topologie du filtre huit pôles version 3 est montrée sur la figure II-48.

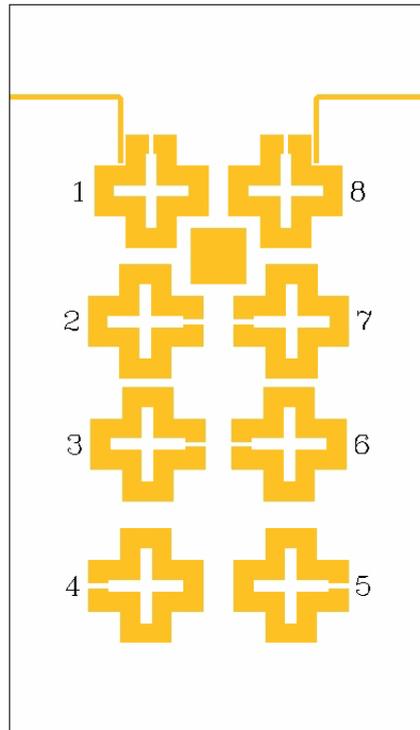


Figure II-48
Topologie du filtre huit pôles version 3

Après un certain nombre d'itérations, nous obtenons la matrice de couplage $[M_{v3}]$ (Equation II-33) et les résistances d'entrée Re_{v3} (Equation II-34) et de sortie Rs_{v3} (Equation II-35) de la troisième version du dispositif.

$$[M_{v3}] = \begin{bmatrix} -0,0035 & 0,8253 & 0,0050 & 0,0001 & 0,0020 & 0,0001 & -0,0000 & 0,0463 \\ 0,8253 & 0,0064 & 0,5849 & 0,0074 & 0,0001 & -0,0034 & -0,0562 & -0,0000 \\ 0,0050 & 0,5849 & -0,0068 & 0,4927 & 0,0045 & -0,2025 & -0,0033 & 0,0001 \\ 0,0001 & 0,0074 & 0,4927 & 0,0094 & 0,7540 & 0,0046 & 0,0001 & 0,0021 \\ 0,0020 & 0,0001 & 0,0045 & 0,7540 & 0,0089 & 0,4927 & 0,0075 & 0,0001 \\ 0,0001 & -0,0034 & -0,2025 & 0,0046 & 0,4927 & -0,0070 & 0,5849 & 0,0051 \\ -0,0000 & -0,0562 & -0,0033 & 0,0001 & 0,0075 & 0,5849 & 0,0064 & 0,8253 \\ 0,0463 & -0,0000 & 0,0001 & 0,0021 & 0,0001 & 0,0051 & 0,8253 & -0,0027 \end{bmatrix} \quad (\text{II-33})$$

$$Re_{v3} = 1,0064 \quad (\text{II-34})$$

$$Rs_{v3} = 1,0063 \quad (\text{II-35})$$

Les différences entre les termes M_{26v3} , M_{37v3} , M_{35v3} et M_{46v3} , et les termes M_{26} , M_{37} , M_{35} et M_{46} sont jugées insignifiantes, du fait que les couplages parasites entre les résonateurs 2 et 6, 3 et 7, 3 et 5, et 4 et 6 ont une influence négligeable sur le comportement fréquentiel du

filtre. Les équations II-33, II-34 et II-35 sont donc conformes aux objectifs fixés (Equations II-4 et II-5). Nous vérifions notamment que les valeurs de M_{17v3} et M_{28v3} sont nulles, ce qui signifie que les couplages parasites entre les résonateurs 1 et 7, et 2 et 8 sont annihilés. Toutes les dimensions que nous définissons au cours de la procédure de réglage du dispositif sont optimisées au micromètre près. La structure occupe une surface de $21160 \times 12080 \mu\text{m}$.

Les réponses en transmission et en réflexion et le temps de propagation de groupe du filtre huit pôles version 3 sont présentés sur les figures II-49 et II-50. Ils sont comparés à des gabarits tracés à partir des caractéristiques électriques les plus astreignantes. Les résultats satisfont approximativement aux spécifications, même celles concernant la sélectivité. En tout cas, la réjection hors bande est bien meilleure par rapport aux deux premières versions du dispositif. Ainsi, l'intérêt du plot carré métallique pour annuler les couplages parasites est démontré.

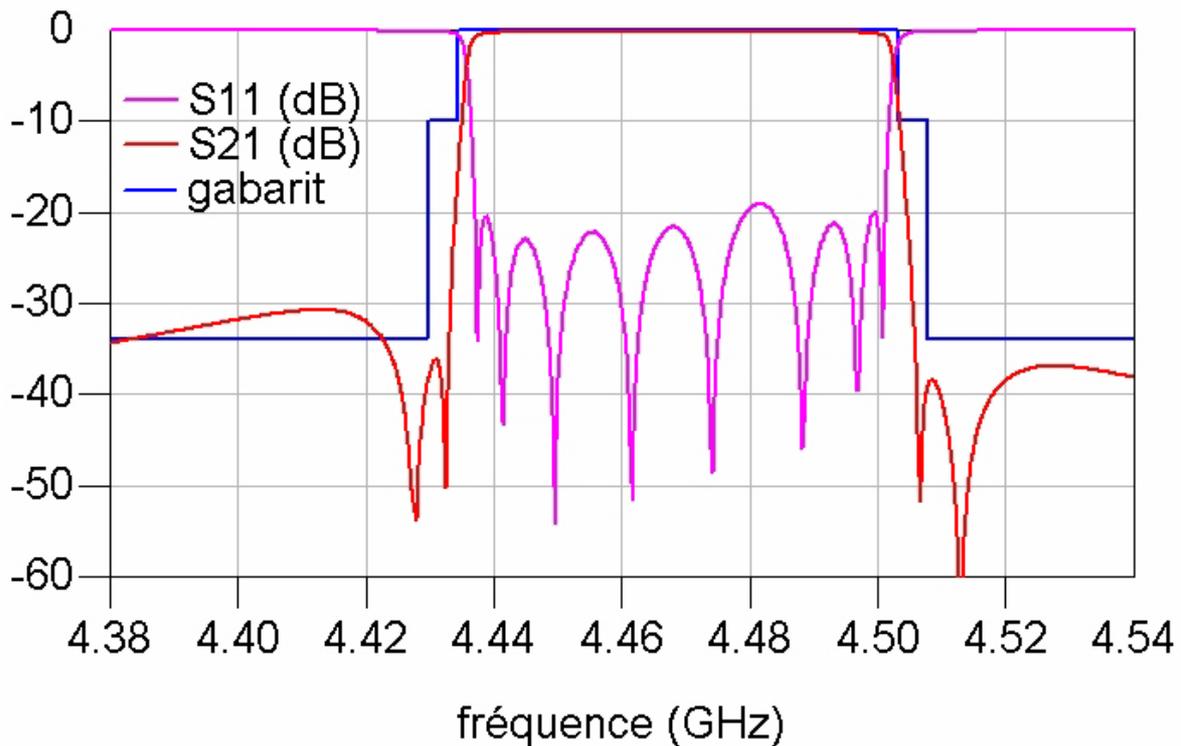


Figure II-49

Réponses en transmission et en réflexion du filtre huit pôles version 3

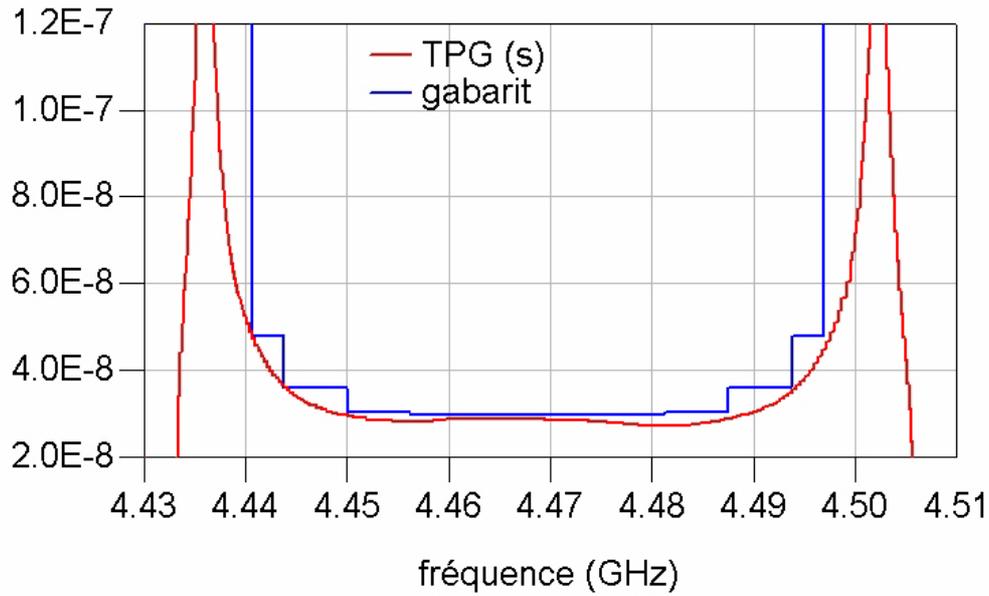


Figure II-50

Temps de propagation de groupe du filtre huit pôles version 3

Enfin, nous mesurons à 77 K le filtre huit pôles version 3 dans un boîtier équipé de connecteurs SMA. Par rapport aux versions précédentes, l'âme de contact du connecteur SMA est amincie et sa largeur est ramenée à 150 μm afin qu'elle soit plus petite que celle de la ligne d'accès. Ainsi, les ruptures d'impédance sont minimisées. La longueur et la hauteur de l'âme sont respectivement 500 μm et 120 μm . Celle-ci est directement posée sur la ligne d'accès et le contact est maintenu par simple pression.

Le filtre est fixé sur le fond du boîtier avec de la colle en film de 50 μm d'épaisseur.

Les ports de l'analyseur de réseau vectoriel sont reliés au filtre par des câbles souples de 1,2 m (Figure II-51). Plusieurs précautions sont prises en vue de garantir l'absence d'azote liquide dans le boîtier. D'abord, les raccords de celui-ci sont recouverts avec du ruban adhésif Kapton. Ensuite, un balayage du boîtier à l'hélium gazeux est effectué. Le tuyau qui l'amène est en partie plongé dans l'azote liquide afin de s'assurer qu'il arrive sur le filtre à basse température. Enfin, le boîtier trempe à mi-hauteur dans l'azote liquide.

La puissance injectée dans le filtre est de l'ordre de -12 dBm. L'étalonnage de l'analyseur de réseau vectoriel est réalisé à température ambiante (court-circuit, circuit ouvert, charge 50 Ω et ligne). Le I de transmission utilisé pendant la calibration est ensuite plongé dans l'azote liquide. Nous vérifions alors que les modules des paramètres S_{11} et S_{22} sont inférieurs à -35 dB et que ceux des paramètres S_{21} et S_{12} ondulent entre $\pm 0,1$ dB.

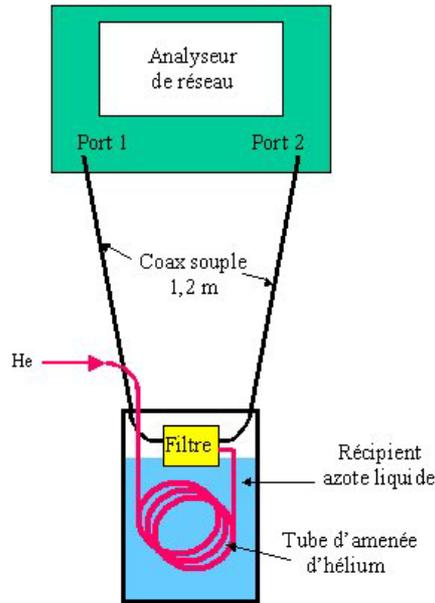


Figure II-51

Banc de mesures pour la version 3 du filtre huit pôles

Les réponses expérimentales en transmission et en réflexion du filtre huit pôles version 3 sont indiquées sur la figure II-52. Les modules des paramètres S_{21} et S_{12} sont comparés au gabarit relatif à la sélectivité.

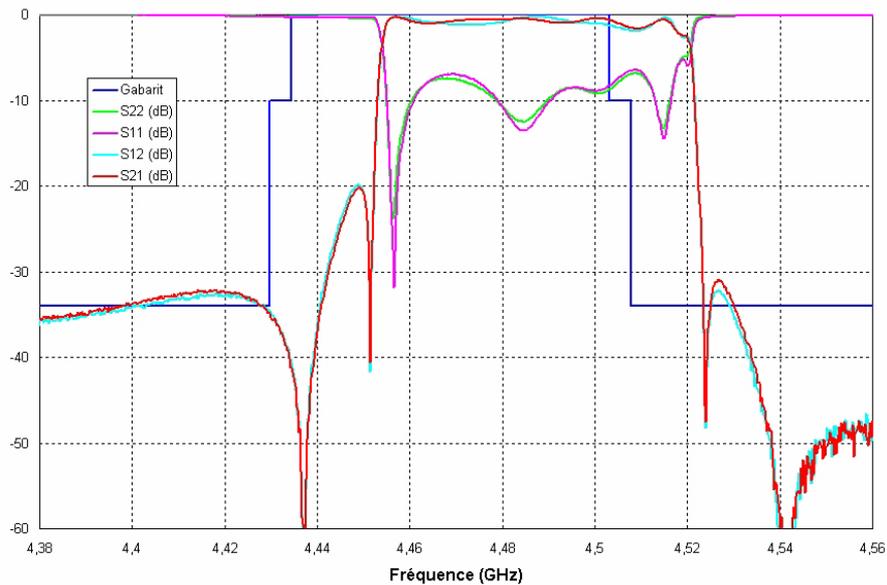


Figure II-52

Réponses en transmission et en réflexion mesurées à 77 K du filtre huit pôles version 3

La fréquence centrale est décalée de 18 MHz, mais la bande passante équiondulante demeure correcte. La réjection hors bande est inférieure à -20 dB du côté des basses fréquences et inférieure à -30 dB du côté des hautes fréquences. Dans la bande, la forte ondulation est due à un mauvais coefficient de réflexion.

Les modifications effectuées pour améliorer à la fois la transition connecteur SMA-ligne supraconductrice et les conditions de mesure ne sont pas concluantes.

La figure II-53 est une photographie du filtre huit pôles version 3 dans un boîtier sans le couvercle.



Figure II-53

Filtre huit pôles version 3 dans un boîtier sans le couvercle

En parallèle de l'étude du filtre passe-bande centré sur la fréquence la plus haute ($f_{12} = 4468,75$ MHz) du démultiplexeur d'entrée, nous développons également le filtre le plus bas en fréquence en utilisant la même topologie.

II.11. CONCEPTION DU FILTRE QUASI-ELLIPTIQUE AUTOCORRIGE HUIT POLES A FREQUENCE BASSE

Nous voulons concevoir un filtre, pour le canal dont la fréquence centrale f_1 est égale à 3781,25 MHz, en utilisant la topologie de la version 3 du filtre à fréquence haute (Figure II-48). Les spécifications du canal le plus bas en fréquence sont consignées dans le tableau II-6.

Paramètres	Spécifications	
Fréquence centrale	3781,25 MHz	
Bande passante	64 MHz (1,7%)	
Sélectivité	< 3742,225 MHz	-34 dB
	3746,825 MHz	-10 dB
	3815,675 MHz	-10 dB
	> 3820,275 MHz	-34 dB
Platitude de gain à partir du centre du canal	3753,125 à 3755,9375 MHz	0,45 dBpp
	3755,9375 à 3758,75 MHz	0,25 dBpp
	3758,75 à 3803,75 MHz	0,20 dBpp
	3803,75 à 3806,5625 MHz	0,25 dBpp
	3806,5625 à 3809,375 MHz	0,45 dBpp
Variations du temps de propagation de groupe à partir du centre du canal	3753,125 à 3756,25 MHz	19 ns
	3756,25 à 3762,5 MHz	7 ns
	3762,5 à 3768,75 MHz	1,5 ns
	3768,75 à 3793,75 MHz	1 ns
	3793,75 à 3800 MHz	1,5 ns
	3800 à 3806,25 MHz	7 ns
	3806,25 à 3809,375 MHz	19 ns
C/I	Après le filtre en régime monocanal	28 dBc
Coefficient de réflexion dans la bande en entrée et en sortie	< -21 dB	

Tableau II-6
Spécifications du canal le plus bas en fréquence

Le cahier des charges du filtre à fréquence basse est similaire à celui du filtre à fréquence haute, à la différence de la fréquence centrale. Par conséquent, dans les deux cas, la matrice de couplage et les résistances d'entrée et de sortie idéales normalisées sont identiques (Equations II-4 et II-5).

Nous en déduisons le circuit électrique, en éléments localisés, équivalent au filtre à fréquence basse. Nous procédons alors à une étude électromagnétique segmentée. Nous

déterminons de façon approchée les dimensions du résonateur, puis les distances entre eux et la position des lignes d'accès.

Ensuite, le filtre quasi-elliptique autocorrigé huit pôles à fréquence basse est analysé globalement avec le logiciel Momentum. Nous appliquons une nouvelle fois la méthode d'optimisation électromagnétique décrite auparavant. En particulier, nous regardons attentivement l'incidence de l'introduction d'un plot carré métallique dans l'espace délimité par les résonateurs 1, 2, 7 et 8 sur la matrice de couplage identifiée $[M_{fb}]$. Nous indiquons dans le tableau II-7 l'évolution des termes M_{17fb} , M_{28fb} , M_{26fb} , M_{37fb} , M_{35fb} et M_{46fb} en fonction de la largeur du plot. En premier lieu, nous vérifions que l'insertion du plot carré métallique a des répercussions sur les valeurs de M_{17fb} et M_{28fb} , et que les couplages parasites entre les résonateurs 1 et 7, et 2 et 8 sont éliminés pour une certaine taille de l'ajout. Puis, nous remarquons que le plot a une influence mineure et ambiguë sur les valeurs qui traduisent l'existence de couplages parasites entre les résonateurs 2 et 6, 3 et 7, 3 et 5, et 4 et 6 (M_{26fb} , M_{37fb} , M_{35fb} et M_{46fb}). De toute manière, nous avons vu que l'effet de ces derniers sur le comportement fréquentiel du dispositif est négligeable.

Terme de la matrice $[M_{fb}]$	Pas de plot carré	Plot carré de largeur 1700 μm	Plot carré de largeur 1750 μm	Plot carré de largeur 1800 μm
M_{17fb}	-0,0182	-0,0054	0,0003	0,0033
M_{28fb}	-0,0181	-0,0054	0,0004	0,0034
M_{26fb}	-0,0038	-0,0042	-0,0029	-0,0028
M_{37fb}	-0,0038	-0,0042	-0,0028	-0,0027
M_{35fb}	0,0055	0,0084	0,0052	0,0053
M_{46fb}	0,0055	0,0084	0,0053	0,0054

Tableau II-7
Evolution des termes M_{17fb} , M_{28fb} , M_{26fb} , M_{37fb} , M_{35fb} et M_{46fb}
en fonction de la largeur du plot carré métallique

Après un certain nombre d'itérations, nous obtenons la matrice de couplage $[M_{fb}]$ (Equation II-36) et les résistances d'entrée $R_{e_{fb}}$ (Equation II-37) et de sortie $R_{s_{fb}}$ (Equation II-38) du filtre à fréquence basse.

$$[M_{fb}] = \begin{bmatrix} 0,0027 & 0,8258 & 0,0057 & 0,0001 & 0,0030 & -0,0000 & 0,0001 & 0,0461 \\ 0,8258 & -0,0043 & 0,5846 & 0,0087 & 0,0000 & -0,0029 & -0,0562 & 0,0001 \\ 0,0057 & 0,5846 & 0,0026 & 0,4934 & 0,0053 & -0,2030 & -0,0029 & -0,0000 \\ 0,0001 & 0,0087 & 0,4934 & 0,0052 & 0,7525 & 0,0054 & 0,0000 & 0,0031 \\ 0,0030 & 0,0000 & 0,0053 & 0,7525 & 0,0049 & 0,4934 & 0,0088 & 0,0001 \\ -0,0000 & -0,0029 & -0,2030 & 0,0054 & 0,4934 & 0,0025 & 0,5846 & 0,0058 \\ 0,0001 & -0,0562 & -0,0029 & 0,0000 & 0,0088 & 0,5846 & -0,0047 & 0,8258 \\ 0,0461 & 0,0001 & -0,0000 & 0,0031 & 0,0001 & 0,0058 & 0,8258 & 0,0027 \end{bmatrix} \quad (\text{II-36})$$

$$Re_{fb} = 1,0087 \quad (\text{II-37})$$

$$Rs_{fb} = 1,0086 \quad (\text{II-38})$$

Les équations II-36, II-37 et II-38 sont conformes à l'objectif (Equations II-4 et II-5). L'ensemble des dimensions qui caractérisent la structure créée sont optimisées au micromètre près. La surface occupée est de 21160*12080 μm .

Les réponses en transmission et en réflexion et le temps de propagation de groupe du filtre huit pôles à fréquence basse sont donnés sur les figures II-54 et II-55. Ils sont comparés à des gabarits correspondant aux spécifications notées dans le tableau II-1. Les résultats respectent approximativement le cahier des charges, même au niveau de la sélectivité.

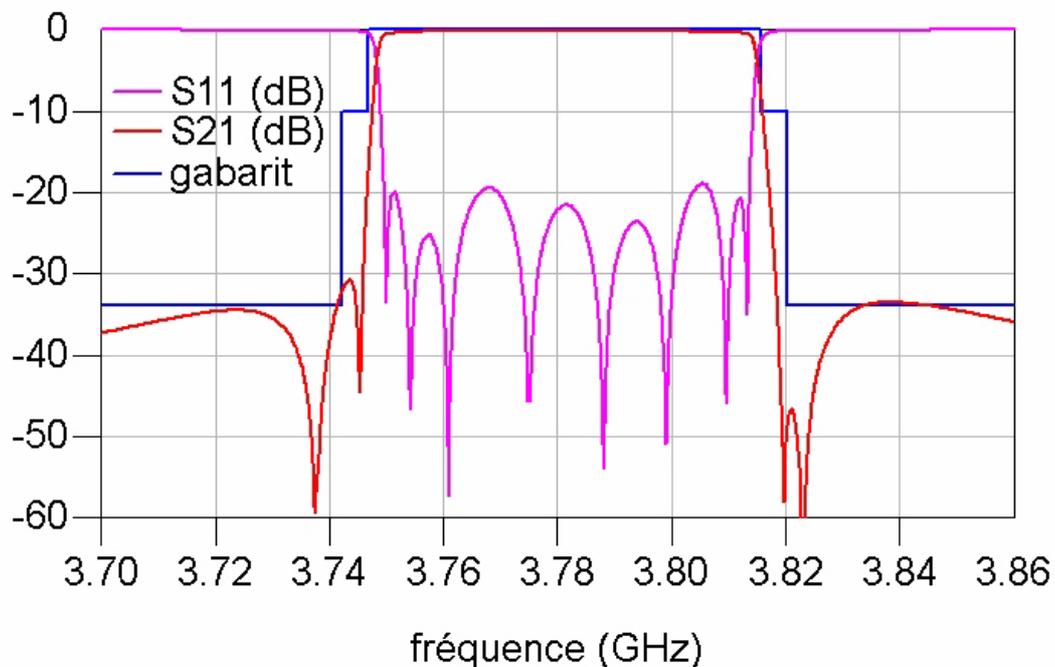


Figure II-54

Réponses en transmission et en réflexion du filtre huit pôles à fréquence basse

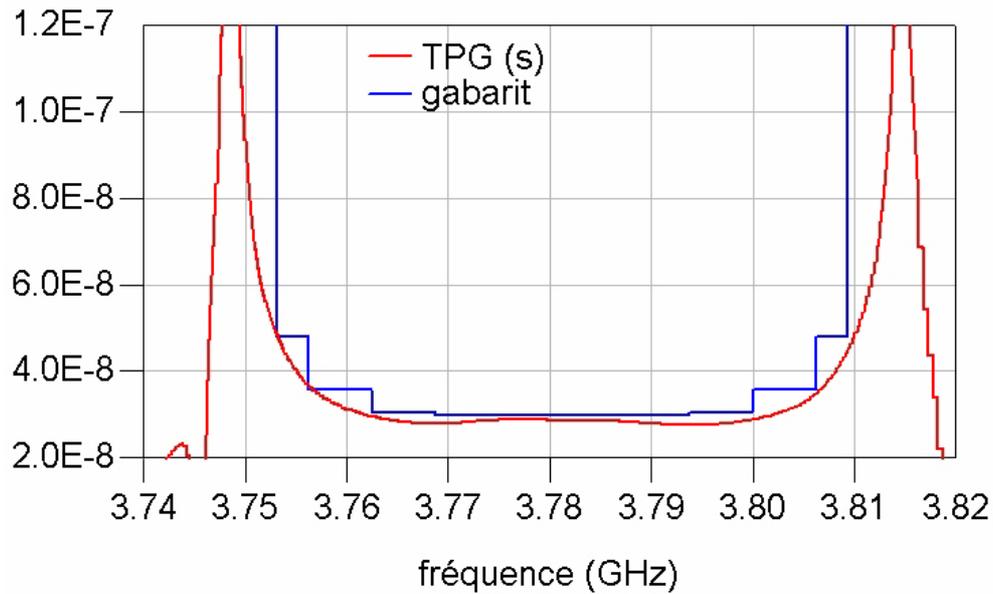


Figure II-55

Temps de propagation de groupe du filtre huit pôles à fréquence basse

Enfin, nous mesurons à 77 K le filtre huit pôles à fréquence basse en boîtier. Les conditions de mesure sont les mêmes que celles décrites pour la version 3 (Figure II-51).

Les réponses expérimentales en transmission et en réflexion sont montrées sur la figure II-56. Les modules des paramètres S_{21} et S_{12} sont comparés au gabarit concernant la sélectivité.

Nous constatons un décalage de 6 MHz de la fréquence centrale. Toutefois, la bande passante équiondulation est correcte et la réjection est acceptable. Par ailleurs, le coefficient de réflexion dans la bande est inférieur à -10 dB, mais il remonte à -7 dB vers 3,81 GHz.

Nous rencontrons de nouveau des problèmes de mesure. De plus, nous constatons une grande sensibilité des réponses aux conditions expérimentales. Des filtres de différentes versions sont remesurés et une reproductibilité très partielle est obtenue. Dans certains cas, la courbe théorique du filtre apparaît sur l'écran de l'analyseur de réseau vectoriel pendant un bref instant.

Une mesure complémentaire réalisée grâce à la station sous pointes cryogénique du filtre version 3 non blindé montre dans ce cas particulier un décalage en fréquence qui peut s'expliquer par le fait que le circuit n'est pas à la température de 77 K.

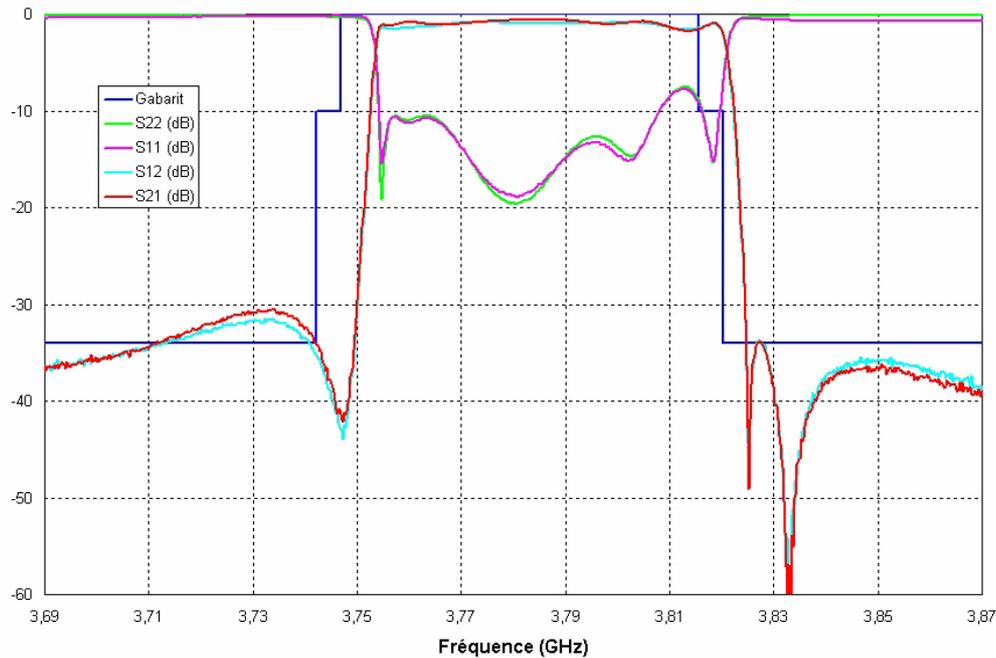


Figure II-56
Réponses en transmission et en réflexion mesurées à 77 K
du filtre huit pôles à fréquence basse

II.12. CONCLUSION

Nous avons développé des filtres quasi-elliptiques autocorrigés huit pôles composés de résonateurs demi-onde en forme de croix ouverte. Nous avons également proposé l'insertion d'un plot carré métallique afin de supprimer les couplages non désirés que génère la configuration retenue. Incontestablement, la présence du plot améliore les réponses des filtres. Mais, les conditions de mesure ne sont pas assez maîtrisées et reproductibles pour nous permettre de déterminer les performances exactes de ces dispositifs. Il existe toujours une présomption que la présence d'azote liquide à l'intérieur du boîtier modifie les résultats.

Concernant la station sous pointes cryogénique, il nous est difficile de connaître à l'heure actuelle la température au niveau des filtres et les circuits sont testés sans blindage.

Dans le futur, il sera nécessaire d'effectuer des mesures dans les conditions d'emploi des dispositifs, à savoir sous vide et à 77 K. Des études sont en cours pour tester des filtres blindés à 77 K à l'aide de la station sous pointes après avoir réalisé un étalonnage TRL à

basse température. De son côté, la société Alcatel Space travaille aussi pour faire évoluer son banc de mesures.

Il nous reste donc à lever un verrou expérimental pour pouvoir conclure sur la faisabilité de filtres destinés à un démultiplexeur d'entrée en technologie planaire supraconductrice.

Il est également intéressant d'utiliser la supraconductivité pour concevoir des récepteurs embarqués à condition de refroidir simultanément le filtre de présélection et d'autres éléments de la chaîne. La saturation des réseaux de transmission dans les bandes C et Ku, et la disponibilité de larges bandes de fréquences autour de 30 GHz pour des applications multimédia justifient le passage à la bande Ka (26 à 40 GHz).

III. CONCEPTION D'UN FILTRE DE PRESELECTION SUPRACONDUCTEUR EN BANDE Ka

Le projet SERACS, financé par le RNRT (Réseau National de Recherche en Télécommunications), s'est achevé en juillet 2002 par le test d'un démonstrateur au sol. Il s'inscrit dans le cadre de la préparation des futurs systèmes de télécommunications par satellites géostationnaires en bande Ka. Il avait pour objectif l'étude de la faisabilité d'une antenne de réception multi-spots.

La contribution de l'IRCOM a concerné la réalisation de composants passifs d'encombrement et de poids réduits à très faibles pertes, à base de films supraconducteurs afin d'augmenter au maximum le rapport G/T de l'antenne (G : gain de l'antenne ; T : température équivalente de bruit ramenée sur l'antenne).

Cette antenne est constituée de 24 éléments récepteurs actifs comprenant chacun une antenne, un filtre d'entrée, un commutateur de redondance et deux amplificateurs faible bruit (LNA) (Figure II-57).

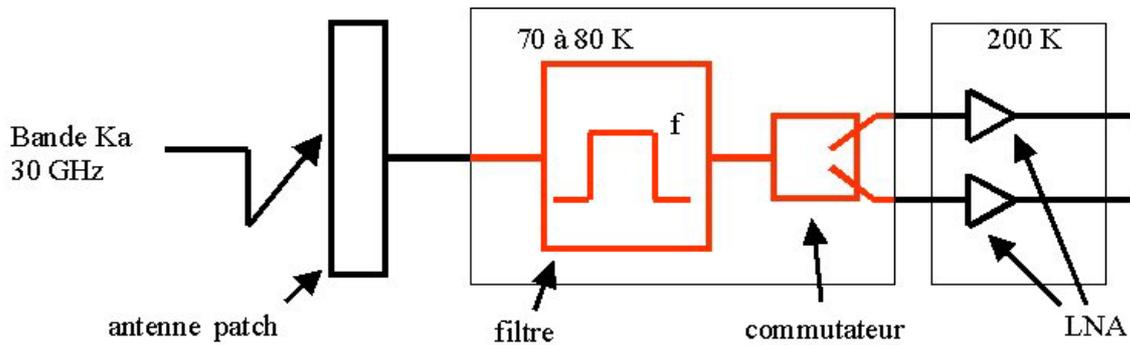


Figure II-57

Synoptique d'un élément récepteur actif

Nous nous sommes intéressés à la conception du filtre d'entrée qui doit permettre de sélectionner la bande utile, à savoir celle destinée à être traitée par le récepteur. Ce filtre fonctionne à 29,1 GHz avec une bande passante de 1800 MHz (6,2%). Il doit avoir de très faibles pertes pour ne pas dégrader le rapport G/T.

Pour respecter le cahier des charges imposé, le filtre a été réalisé en technologie planaire supraconductrice double face à partir de films minces d'YBaCuO déposés sur un substrat de LaAlO₃ de hauteur 0,250 mm et de permittivité relative $\epsilon_r = 23,6$. Le choix du substrat et de ses dimensions a permis d'éviter la présence de modes parasites.

Le gabarit du filtre présente les caractéristiques suivantes :

- ↪ fréquence centrale : $f_0 = 29,1$ GHz,
- ↪ bande passante équiondulation : $\Delta f = 1800$ MHz,
- ↪ coefficient de réflexion dans la bande < -20 dB,
- ↪ réjection à $(f_0 \pm 2$ GHz) : -20 dB.

Un filtre passe-bande Tchebychev quatre pôles est suffisant pour répondre aux spécifications fixées. Le logiciel de synthèse FILCAV donne la matrice de couplage [M] (Equation II-39) et les résistances d'entrée et de sortie R_e et R_s (Equation II-40) du filtre idéal.

$$[M] = \begin{bmatrix} 0 & 1,081 & 0 & 0 \\ 1,081 & 0 & -0,794 & 0 \\ 0 & -0,794 & 0 & 1,081 \\ 0 & 0 & 1,081 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II-39})$$

$$R_e = R_s = 1,403 \quad (\text{II-40})$$

Les réponses en transmission et en réflexion du circuit électrique équivalent du filtre Tchebychev quatre pôles idéal analysé avec le logiciel ADS sont indiquées sur la figure II-58.

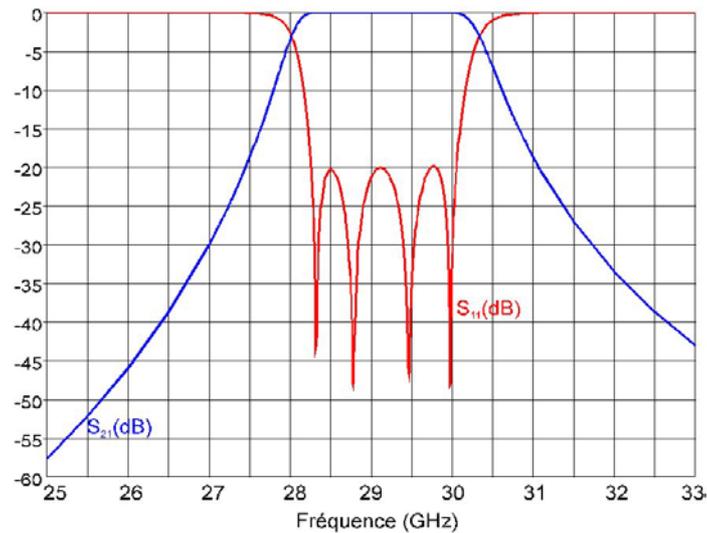


Figure II-58

**Réponses en transmission et en réflexion
du filtre Tchebychev quatre pôles idéal**

Nous avons choisi de réaliser ce filtre à partir de résonateurs planaires demi-onde en forme de « L » pour avoir à la fois une topologie simple et compacte, l'objectif du projet SERACS étant de montrer l'intérêt de la supraconductivité à 30 GHz.

Le filtre développé au cours de la thèse de C. Lascaux [2] dans le cadre de ce même projet utilisait des résonateurs demi-onde en forme de « L » d'impédance caractéristique 50Ω .

Il a été prouvé qu'en augmentant la largeur des lignes microrubans des résonateurs, il est possible d'améliorer la tenue en puissance d'un filtre supraconducteur [55]. De plus, une comparaison des facteurs de qualité à vide Q_0 de résonateurs en forme de « L » d'impédance

caractéristique Z_c 50 et 30 Ω montre que le coefficient de surtension croît lorsque l'impédance caractéristique diminue (Tableau II-8). Les facteurs de qualité à vide théoriques ont été obtenus avec la Méthode des Eléments Finis, en oscillations libres, à la fréquence de 29,1 GHz. Dans chaque cas, les pertes d'insertion intrinsèques correspondantes du filtre Tchebychev quatre pôles ont été calculées à l'aide du logiciel FILCAV pour un coefficient de réflexion dans la bande égal à -10 dB.

Z_c	Q_0 théorique	Q_0 expérimental	Pertes d'insertion à partir du Q_0 expérimental
50 Ω	1650	1834	0,66 dB
30 Ω	3607	4009	0,55 dB

Tableau II-8

Comparaison des Q_0 de résonateurs en forme de « L » d'impédances caractéristiques différentes et pertes d'insertion correspondantes du filtre Tchebychev quatre pôles

Par conséquent, nous avons conçu un filtre qui utilise des résonateurs d'impédance caractéristique 30 Ω [S2], [S3], [S4].

Après avoir mené une étude des couplages d'entrée et de sortie et des couplages inter-résonateurs, nous avons déterminé de façon approchée les distances entre les différents éléments du filtre. Les lignes d'excitation sont adaptées à 50 Ω et les résonateurs mesurent 310 μm de large. La topologie du circuit, dont les dimensions globales sont de 6*4 mm, est présentée sur la figure II-59.

Dans le domaine millimétrique, la réponse du filtre est très sensible aux différents paramètres pouvant être modifiés. Nous avons donc eu recours à la méthode d'optimisation électromagnétique détaillée dans le paragraphe II.7. pour régler le filtre Tchebychev quatre pôles fonctionnant à 29,1 GHz.

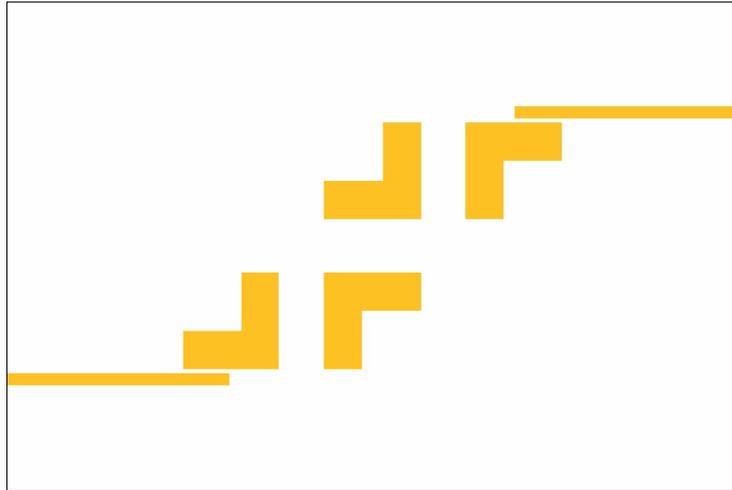


Figure II-59
Topologie du filtre Tchebychev quatre pôles

Les réponses en transmission et en réflexion du filtre Tchebychev quatre pôles obtenues avec le logiciel Momentum sont données sur la figure II-60.

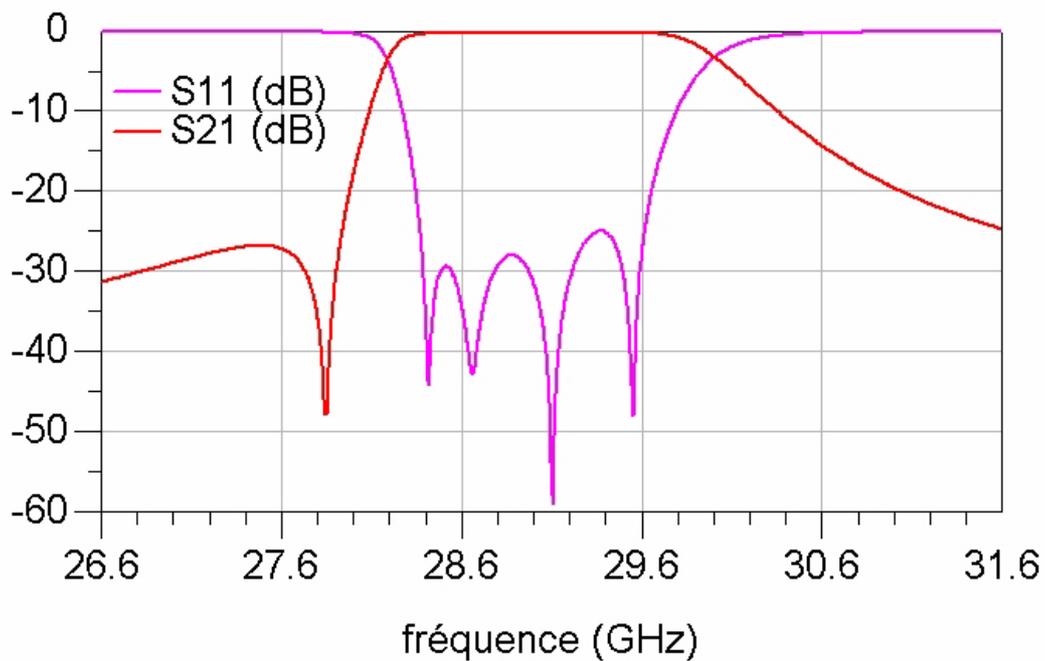


Figure II-60
Réponses en transmission et en réflexion du filtre Tchebychev quatre pôles

Les réponses en transmission et en réflexion mesurées à 77 K du filtre Tchebychev quatre pôles réalisé par la société THEVA et monté en boîtier sont montrées sur la figure II-61.

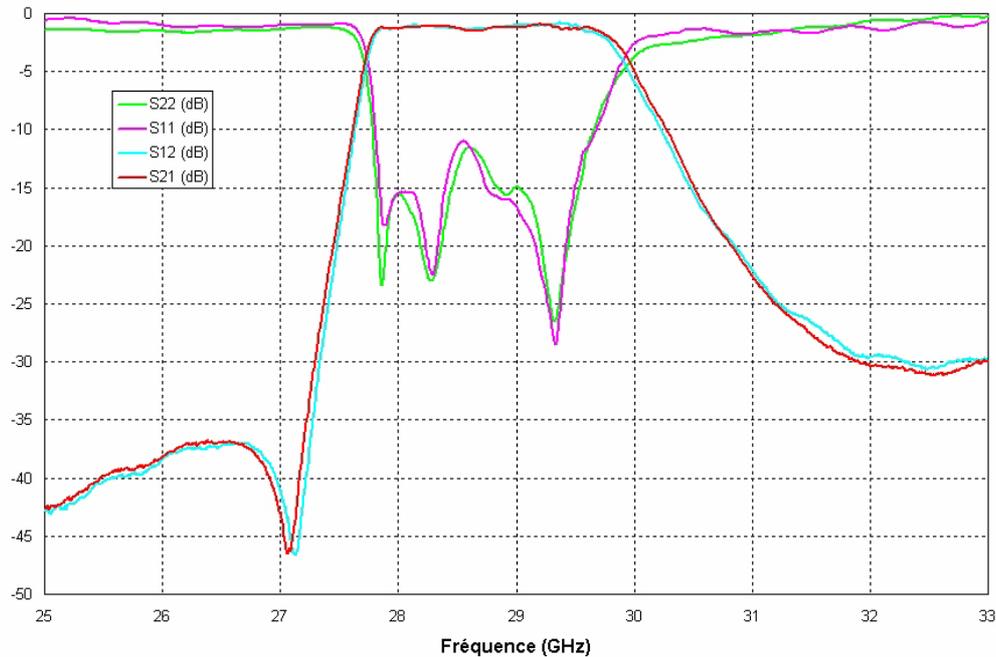


Figure II-61
Réponses en transmission et en réflexion mesurées à 77 K
du filtre Tchebychev quatre pôles

Nous observons un décalage de 250 MHz de la fréquence centrale entre la mesure et la simulation et nous relevons une bande passante à -3 dB de 2 GHz. Les pertes d'insertion du filtre dans son boîtier sont estimées à 1,5 dB, mais elles restent difficiles à évaluer avec précision du fait de problèmes de connectique non négligeables en bande Ka. En effet, le niveau des courbes en réflexion hors bande n'est pas égal à 0 dB mais se situe plutôt autour de -1,5 dB. Les pertes intrinsèques du filtre sont donc très faibles.

Les précisions de fabrication atteintes par la société THEVA ont rendu possible la réalisation de maquettes. La comparaison des réponses en transmission des différents filtres réalisés durant le projet SERACS fait apparaître une meilleure sélectivité dans le cas de l'utilisation de lignes d'impédance caractéristique 30 Ω . De manière générale, les résultats expérimentaux obtenus sur ces filtres sont encourageants et nous permettent d'envisager avec

confiance l'emploi de films minces supraconducteurs à haute température critique dans la bande Ka.

Le tableau II-9, regroupant les facteurs de qualité à vide Q_0 mesurés à 29,1 GHz sur des résonateurs en forme de « L » réalisés en technologies classique et supraconductrice et les pertes d'insertion correspondantes du filtre Tchebychev quatre pôles calculées à l'aide du logiciel FILCAV pour différents coefficients de réflexion dans la bande, permet d'évaluer l'apport de la supraconductivité à 30 GHz.

		Métallisation classique à 300 K	Métallisation classique à 77 K	Supraconducteur (YBaCuO) à 77 K
Facteur de qualité à vide mesuré à 29,1 GHz		180	290	4009
Pertes d'insertion intrinsèques du filtre 4 pôles calculées à l'aide de FILCAV	Coefficient de réflexion = -10 dB	2,6 dB	1,78 dB	0,55 dB
	Coefficient de réflexion = -16 dB	2,04 dB	1,3 dB	0,2 dB
	Coefficient de réflexion = -20 dB	1,81 dB	1,14 dB	0,12 dB

Tableau II-9
Apport de la supraconductivité à 30 GHz

Le projet SERACS s'est terminé par le test du démonstrateur au sol qui est constitué d'un élément récepteur actif et d'un ensemble mécanique. Aucun commutateur n'ayant été retenu, il a été remplacé par une ligne de transmission microruban d'impédance caractéristique 50Ω , réalisée sur alumine dorée. L'ensemble filtre et commutateur remplacé par une ligne est inclus dans un même boîtier, fabriqué en Kovar et muni de trois connecteurs K Anritsu sans embase.

Ce prototype de laboratoire a servi à montrer que l'on pouvait en pratique obtenir un faible bruit ramené en entrée, et maintenir les températures des composants électroniques et des composants semi-conducteurs pour la puissance de froid annoncée.

Le filtre Tchebychev quatre pôles composé de résonateurs d'impédance caractéristique 30Ω a donc été mesuré dans le boîtier destiné au démonstrateur final. La ligne qui relie le filtre à un des deux connecteurs de sortie génère des pertes que nous avons estimées en mesure à 1 dB. Les réponses en transmission et en réflexion mesurées à 77 K concernant l'ensemble filtre et commutateur remplacé par une ligne sont présentées sur la figure II-62.

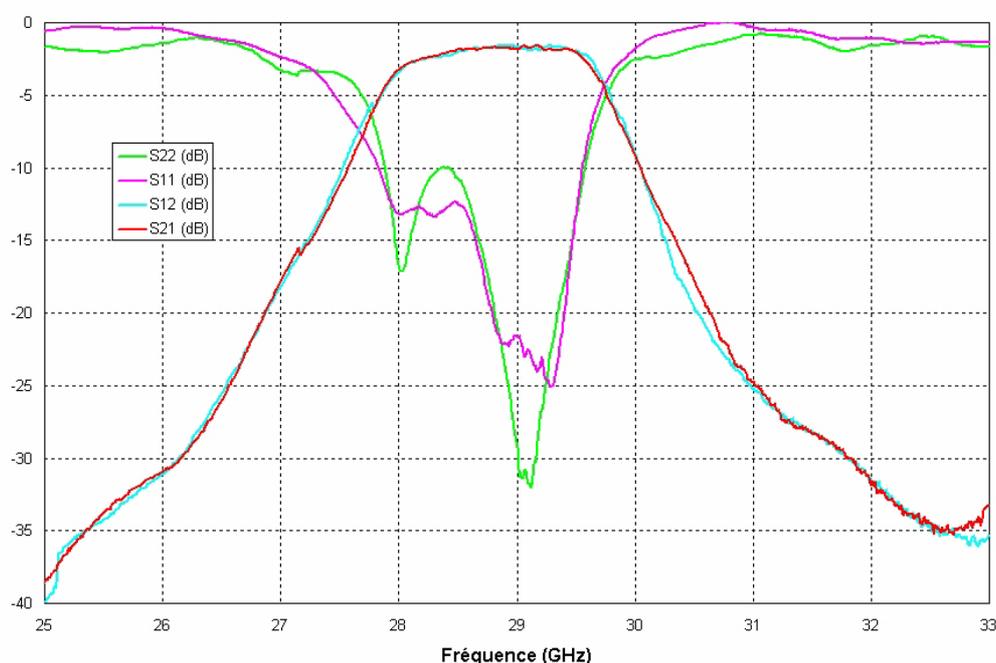


Figure II-62

**Réponses en transmission et en réflexion mesurées à 77 K
du filtre dans le boîtier destiné au démonstrateur**

Les pertes d'insertion du filtre dans le boîtier destiné au démonstrateur sont évaluées à 2,5 dB, ce qui est bien en concordance avec les pertes mesurées précédemment pour le filtre et celles rajoutées par la ligne sur alumine.

IV. CONCLUSION

Des filtres de démultiplexeur d'entrée et un filtre de présélection ont été réalisés en technologie planaire supraconductrice et testés. Ce travail a permis de valider les méthodes de synthèse et de conception utilisées. Cependant, les mesures ont mis en évidence des problèmes de métrologie liés à la fois aux hautes fréquences et aux basses températures.

L'étalonnage de l'analyseur de réseau pour ramener les plans de référence au niveau des connecteurs du circuit est mal maîtrisé à 77 K. En effet, il n'existe pas de standards certifiés à froid. La solution adoptée, qui consiste à effectuer un étalonnage classique à température ambiante et à introduire par la suite des paramètres de correction pour tenir compte de l'évolution des propriétés des câbles lors de la descente en température, n'est pas précise. Il est alors difficile de chiffrer par exemple les pertes d'insertion des filtres. De plus, toutes les mesures sont actuellement très sensibles aux conditions expérimentales et difficilement reproductibles.

Nous avons également rencontré des problèmes liés à la connectique en bande Ka (pertes dues aux connecteurs, problèmes de report de masse et de désadaptation...). Ces difficultés, amplifiées à basse température, sont complexes à résoudre.

Les premiers résultats expérimentaux obtenus sur les filtres d'IMUX sont très encourageants, mais ils ont mis en évidence la nécessité d'effectuer des mesures précises (étalonnage, température) et dans les mêmes conditions que celles où le filtre sera utilisé (sous vide et à 77 K). Un travail important de métrologie à froid est maintenant indispensable pour conclure sur la faisabilité de filtres supraconducteurs à bande étroite sans réglage et pour les études futures de dispositifs HTS.

CHAPITRE III

*Caractérisation de couches minces
ferroélectriques. Application à la réalisation
de dispositifs accordables*

I. INTRODUCTION

Dans le chapitre II, nous avons vu qu'il est parfois nécessaire d'effectuer un réglage sur les filtres supraconducteurs à bande étroite ou avec des spécifications électriques sévères après leur fabrication. En effet, dans ce cas, un léger décalage en fréquence des résultats expérimentaux par rapport aux objectifs initiaux, dû par exemple à des problèmes de stabilité en température, a des conséquences désastreuses. Les techniques classiques de réglage, en particulier les moyens mécaniques comme les vis, ne conviennent pas aux dispositifs supraconducteurs placés dans une enceinte cryogénique. En effet, le concepteur ne peut pas intervenir directement sur les circuits à basse température. Par conséquent, nous proposons d'ajuster le comportement des filtres planaires en utilisant des matériaux ferroélectriques. Ceux-ci possèdent une constante diélectrique élevée qui est modifiée sous l'action d'un champ électrique continu externe. De manière générale, cette particularité sert dans le domaine des micro-ondes pour fabriquer des dispositifs accordables en fréquence.

Nous nous intéressons au titanate de baryum strontium $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ (BST). Pour les applications que nous envisageons, les ferroélectriques sont élaborés sous forme de films minces, d'épaisseur de l'ordre du micromètre, sur des substrats monocristallins de MgO. Ces dépôts sont réalisés par l'équipe Capteurs Microélectroniques et Micro-optiques (C2M) de l'IRCOM [81] et par le laboratoire Sciences des Procédés Céramiques et de Traitements de Surface (SPCTS) de Limoges [82].

Pour optimiser les procédures de dépôt et concevoir des dispositifs, il est indispensable de connaître les propriétés électriques des couches minces ferroélectriques. Nous cherchons donc à déterminer leur permittivité relative ϵ_r et leur tangente de pertes $\tan\delta$.

Dans ce cadre, nous développons une méthode spécifique permettant de caractériser en hyperfréquence le dépôt de BST sur le substrat.

Les ferroélectriques appartiennent à la classe des piézoélectriques. Ceux-ci ont été découverts en 1880 par P. et M. Curie. L'effet piézoélectrique direct est l'aptitude des cristaux, dépourvus de centre de symétrie, à se polariser sous l'influence d'une contrainte

mécanique. L'effet piézoélectrique inverse consiste en la déformation de ces cristaux lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique.

La ferroélectricité a été découverte en 1921 par J. Valasek dans le sel de La Rochelle. Mais, les travaux sur ce sujet n'ont réellement débuté qu'à partir des années 40 avec l'apparition du titanate de baryum (BaTiO_3). Les ferroélectriques sont des cristaux dont la polarisation spontanée change sous l'action d'un champ électrique extérieur.

II. PRESENTATION DES FERROELECTRIQUES : LE TITANATE DE BARYUM (BaTiO_3)

Les matériaux ferroélectriques possèdent une polarisation permanente même en l'absence de champ électrique appliqué.

Les composés ferroélectriques les plus fréquemment étudiés sont des perovskites. Ces derniers répondent à la formule générale ABO_3 , dans laquelle la nature des éléments A et B varie énormément. Comme exemple, nous prenons le BaTiO_3 dont la structure est donnée sur la figure III-1 [83].

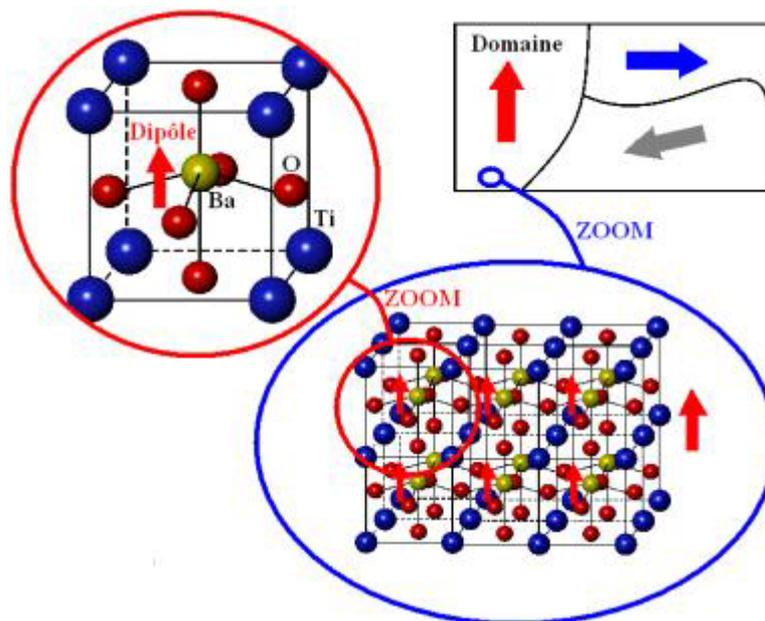


Figure III-1
Structure du BaTiO_3

Le BaTiO₃ présente, à une température supérieure à 120 °C, une symétrie cristalline cubique. Cette phase centrosymétrique est non polaire.

Pour des températures inférieures à 120 °C, les atomes constituant la maille élémentaire se déplacent le long de la direction cristallographique (001). La symétrie du cristal devient ainsi quadratique. On dit aussi qu'elle est tétragonale. La non superposition des barycentres des charges positives et négatives entraîne l'apparition de dipôles permanents selon l'axe (001). Cette phase est dite polaire. En fait, les dipôles électriques sont tous orientés dans la même direction à l'intérieur d'un domaine ferroélectrique, séparé de ses voisins par des parois. Un cristal ferroélectrique a un moment dipolaire global qui est la résultante des moments dipolaires de tous les domaines et donc de toutes les mailles.

La température de transformation structurale entre les phases quadratiques et cubiques du BaTiO₃ est appelée température de Curie (T_c). Elle sépare l'état ferroélectrique ($T < T_c$) de l'état paraélectrique ($T > T_c$) pour lequel le matériau a le comportement d'un diélectrique quasi-linéaire. La température de Curie dépend du composé.

Selon les ferroélectriques, deux approches principales ont été développées afin d'expliquer le mécanisme fondamental de la transition : le mécanisme de type « displacif » et celui de type « ordre-désordre ».

Dans le cas du BaTiO₃, le mécanisme est de type « displacif ». La transition correspond à un déplacement des ions dans la maille élémentaire. Les dipôles permanents n'existent donc que pour la symétrie quadratique.

Concernant le mécanisme de type « ordre-désordre », les mailles du cristal possèdent des moments dipolaires dans toutes les phases. Ceux-ci sont aléatoirement désordonnés dans l'état paraélectrique. En revanche, leur alignement suivant des directions privilégiées, lorsque la température diminue, est à l'origine de l'apparition d'une polarisation spontanée au sein du matériau.

Pour le BaTiO₃ dans l'état ferroélectrique, la polarisation de chaque domaine est orientée au hasard. Sous l'effet d'un champ électrique extérieur, les dipôles s'alignent selon la direction du champ et les parois de domaines se déplacent. Les cristaux ferroélectriques présentent une variation non linéaire de la polarisation en fonction du champ électrique (Figure III-2) [84].

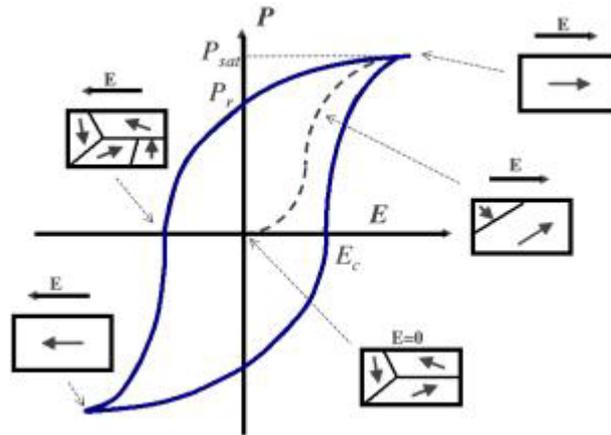


Figure III-2

Cycle d'hystérésis de polarisation en fonction du champ appliqué

A partir d'un état initial où le moment électrique global est nul, la courbe de première polarisation, en pointillés sur la figure III-2, atteint une valeur de saturation P_{sat} . Tous les domaines sont alors orientés dans le sens du champ. Quand l'amplitude du champ électrique diminue, il subsiste une direction privilégiée des dipôles qui se traduit par une polarisation rémanente P_r à $E = 0$. Pour annuler la polarisation, il est nécessaire d'appliquer un champ de sens opposé et d'intensité E_c . Il s'agit du champ coercitif. Lorsque le processus se poursuit, la courbe devient une boucle d'hystérésis. Les caractéristiques P_{sat} , P_r et E_c dépendent de la nature du composé.

En phase quadratique ($T < T_c$), on peut distinguer deux principales valeurs de la permittivité : ϵ_c et $\epsilon_a = \epsilon_b$. a et b représentent les deux axes de la base de la maille cristalline, et c celui dirigé dans le sens de son épaisseur. Dans le cas des matériaux polycristallins, la valeur de la permittivité mesurée correspond à la superposition des composantes relatives à chacun de ces trois axes. Les ferroélectriques sont donc anisotropes et leurs caractéristiques diélectriques sont maximales suivant l'axe c de la maille.

Les variations de la constante diélectrique ϵ et de la tangente de pertes $\tan\delta$ en fonction de la température, pour une céramique polycristalline de $BaTiO_3$, sont données sur la figure III-3 [83].

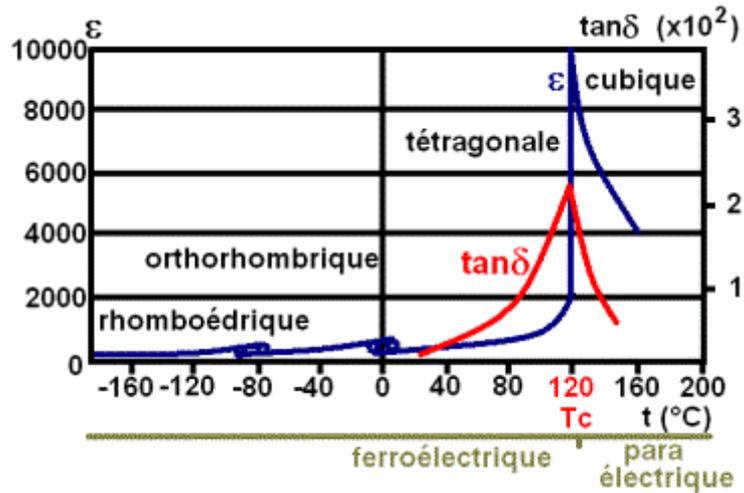


Figure III-3

Evolution de la structure du BaTiO₃ et de ses caractéristiques diélectriques en fonction de la température

Au niveau de la température de Curie, nous observons un pic de la permittivité qui s'accompagne malheureusement d'une augmentation de la tangente de pertes.

III. LE CHOIX DU TITANATE DE BARYUM STRONTIUM (Ba_xSr_{1-x}TiO₃)

La propriété particulière du BaTiO₃ d'avoir une permittivité pouvant être modifiée par la température et par un champ électrique statique appliqué semble très intéressante. Cependant, la température de transition T_c est trop élevée pour des applications hyperfréquences. En effet, elle doit être proche de la température de fonctionnement souhaitée afin que la caractéristique attrayante du matériau soit exploitable.

Le dopage en strontium du BaTiO₃ permet d'abaisser la température de Curie. Celle-ci est alors comprise entre 120 °C et -200 °C. Il est donc possible de trouver une composition de BSTO adaptée à chaque température de travail. Par conséquent, nous décidons d'étudier le titanate de baryum strontium Ba_xSr_{1-x}TiO₃, où x est le taux de baryum.

L'évolution de la température de transition du Ba_xSr_{1-x}TiO₃ en fonction de x est montrée sur la figure III-4 [85].

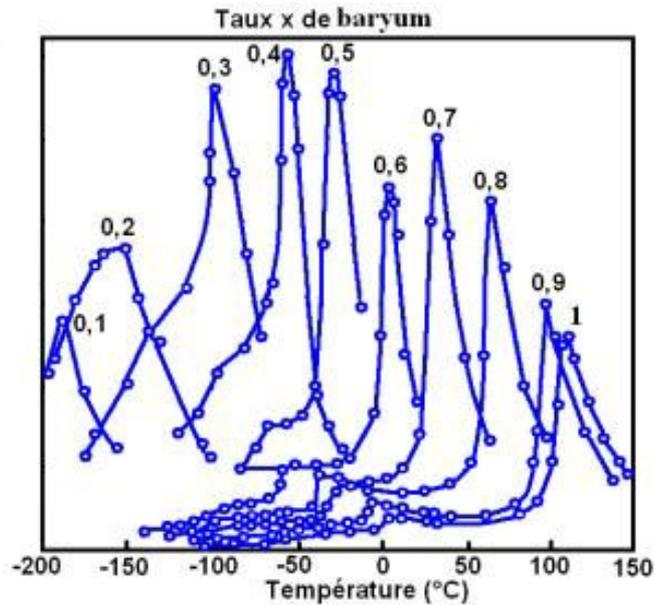


Figure III-4

**Evolution de la température de transition du $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$
en fonction du taux de baryum**

Il est préférable de travailler légèrement au-dessus de la température de Curie de manière à éviter les problèmes d'instabilité diélectrique à la transition et de polarisation rémanente dans l'état ferroélectrique. Cela revient à supprimer le cycle d'hystérésis.

La remarque précédente dicte le choix de x . Vu que nous cherchons d'abord à employer le matériau à température ambiante, nous fixons la concentration en baryum x à $2/3$. Par contre, il faudrait opter pour $x = 0,1$ dans le cadre d'une utilisation à 77 K.

Le $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ est une perovskite dont la structure dépend, entre autres, de la proportion de baryum par rapport au strontium. La maille de ce composé, représentée sur la figure III-5 [86], correspond à la somme de trois mailles, une de $SrTiO_3$ et deux de $BaTiO_3$.

Par ailleurs, la structure du BST est influencée par l'insertion de lacunes d'oxygène. La formule chimique du matériau devient ainsi $Ba_xSr_{1-x}TiO_{3-\delta}$, où δ est le degré de sous oxygénation de la maille. Classiquement, plus le taux δ est grand, plus la température de Curie croît.

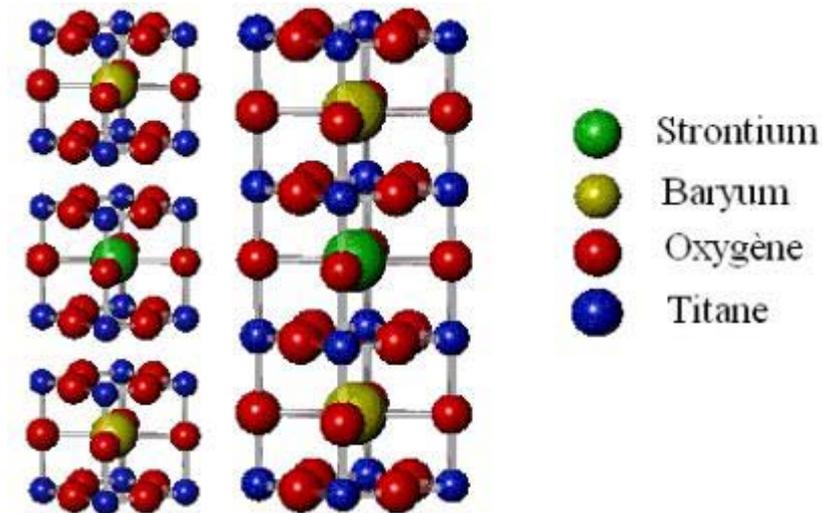


Figure III-5
Structure de la maille du BSTO

Jusqu'à ces dernières années, l'intégration des ferroélectriques dans des systèmes électroniques était limitée en raison de leurs fortes pertes et des valeurs élevées de champ nécessaires pour faire varier significativement leur permittivité. Des études récentes ont prouvé qu'une élaboration en couches minces permettait de surmonter en partie ces difficultés.

IV. DEPOT DE COUCHES MINCES DE BST PAR ABLATION LASER

Une des techniques les plus prisées afin de déposer des oxydes complexes sous forme de couches minces est l'ablation laser. C'est le procédé employé par l'équipe C2M de l'IRCOM et par le laboratoire SPCTS pour réaliser des films de BST sur des substrats de MgO.

Le principe de l'ablation laser ou PLD (Pulsed Laser Deposition) est de focaliser un faisceau laser avec une certaine fluence sur une cible massive du matériau à déposer. Celle-ci va alors s'évaporer pour donner un nuage de matière, appelé panache plasma, qui vient se déposer sur un substrat chauffé placé en vis-à-vis (Figure III-6).

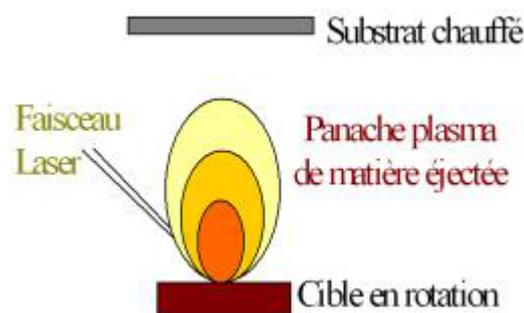


Figure III-6

Principe de l'ablation laser

La qualité des couches minces obtenues par ablation laser reste inégalée du fait de la conservation de la stoechiométrie de la cible, de l'importance de l'énergie des particules lors du dépôt et de la cristallisation in situ des oxydes. Pourtant, ce procédé a du mal à s'implanter dans le monde industriel, car les dépôts ne sont homogènes que sur des surfaces inférieures à 2 cm^2 . En outre, les températures élevées ne sont pas compatibles avec les techniques de fabrication Above IC (procédé d'intégration de composants passifs sur silicium). Enfin, il existe des problèmes pour chauffer convenablement de grandes plaques.

L'ablation laser permet la croissance de films de BSTO épitaxiés sur différents monocristaux comme le MgO, le SrTiO₃ et le LaAlO₃. Le choix du substrat se fait selon plusieurs critères : l'état de surface, les paramètres de maille et le coefficient de dilatation thermique. Ces deux dernières caractéristiques doivent être en accord avec celles du matériau déposé. Le MgO possède des propriétés cristallographiques adéquates. D'autre part, il a une constante diélectrique relative de 9,6 et de faibles pertes aux hautes fréquences. Nous nous servons donc de substrats de MgO de surface 1 cm^2 et d'épaisseur 0,5 mm comportant une face polie.

De nombreux auteurs ont montré une corrélation entre les propriétés cristallographiques et diélectriques des couches minces de BSTO [87], [88]. Un film amorphe ou polycristallin a une constante diélectrique plus faible et des courants de fuite plus importants qu'un matériau mono-orienté perpendiculairement au plan du substrat. Les dépôts de BST d'épaisseur inférieure à 600 nm, effectués par PLD à une température supérieure à 600 °C, présentent généralement une croissance colonnaire mono-orientée (001).

L'équipe C2M de l'IRCOM et le laboratoire SPCTS réalisent par ablation laser des films épitaxiés de $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ avec $x = 2/3$ sur des substrats monocristallins de MgO. Les applications micro-ondes visées nécessitent des dépôts dont l'épaisseur est de l'ordre du micromètre. Ceux-ci sont fortement cristallisés et l'orientation (001) est favorisée.

Après ce bref exposé sur les couches minces de BST, nous allons maintenant nous attacher à définir le contexte particulier dans lequel elles seront utilisées, à savoir la conception de résonateurs et de filtres accordables aux fréquences micro-ondes.

V. APPLICATIONS MICRO-ONDES DES FILMS DE BST

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les dispositifs micro-ondes accordables ou reconfigurables en fréquence utilisant des ferroélectriques sont basés sur la variation de la permittivité de ces matériaux en fonction du champ électrique statique qui leur est appliqué.

Deux types de polarisation sont envisageables : vertical (Figure III-7) ou horizontal (Figure III-8). Les électrodes métalliques ne permettant pas une bonne orientation des couches ferroélectriques et ne résistant pas en général aux conditions de dépôt de celles-ci, l'emploi de la polarisation horizontale prédomine dans la littérature.

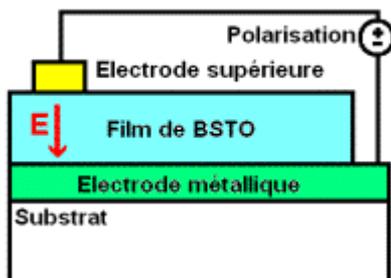


Figure III-7
Polarisation verticale

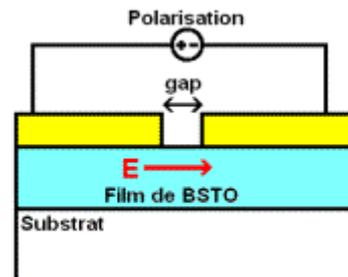


Figure III-8
Polarisation horizontale

V.1. LES CONDENSATEURS ACCORDABLES EN FREQUENCE

La structure la plus simple permettant de mettre à profit la variation de la permittivité des matériaux ferroélectriques est le condensateur. Un tel dispositif, fabriqué en technologie microruban, est représenté sur la figure III-9 (a) [89]. Il est constitué d'un substrat en aluminate de lanthane (LAO) recouvert d'une couche de platine (Pt) gravée par photolithographie et d'un film de $\text{Ba}_{0,1}\text{Sr}_{0,9}\text{TiO}_3$ (BSTO) d'épaisseur 300 nm ou 700 nm.

La polarisation statique du ferroélectrique est effectuée entre les deux électrodes en platine. La figure III-9 (b) montre les lignes de champ électrique qui se forment alors autour du gap.

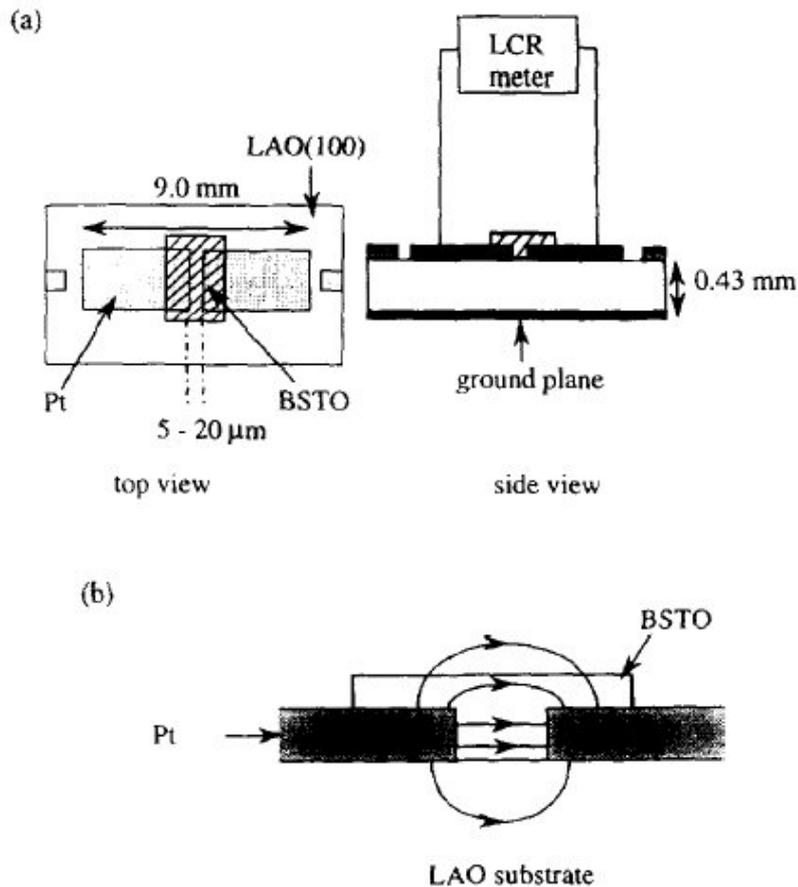


Figure III-9

Capacité planaire

(a) Vues de dessus et de profil. (b) Distribution des lignes de champ électrique.

Le changement de la tension de polarisation induit une modification du champ électrique, ce qui a pour conséquence la variation des propriétés diélectriques du BST et ainsi de la valeur de la capacité mesurée à l'aide d'un capacimètre.

Ce condensateur accordable peut ensuite être intégré dans des résonateurs et des filtres.

V.2. LES RESONATEURS ACCORDABLES EN FREQUENCE

Un exemple simple de résonateur micro-onde est donné sur la figure III-10 [90].

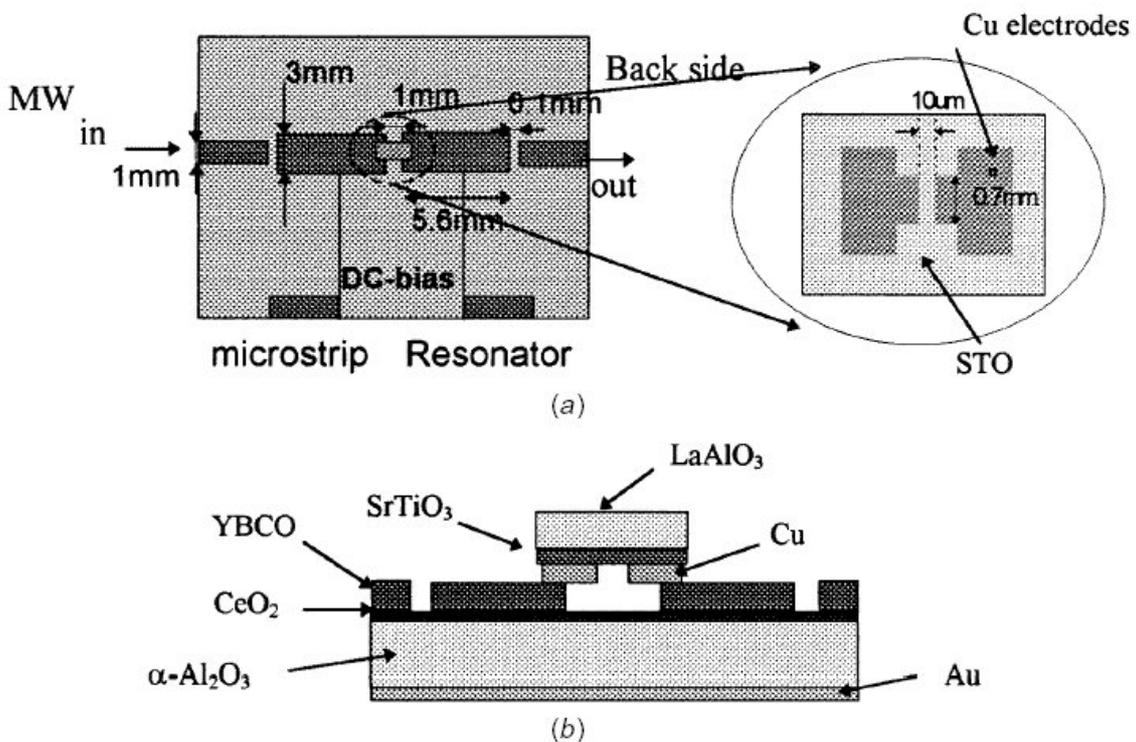


Figure III-10

(a) Vue de dessus d'un résonateur en technologie supraconductrice microruban avec une capacité planaire ferroélectrique. (b) Vue en coupe du résonateur accordable.

Un condensateur quasiment identique à celui exposé précédemment est facilement reconnaissable sur la figure III-10 (b). Il est formé de l'empilement d'un substrat de LaAlO_3 , d'un film de titanate de strontium (SrTiO_3 ou STO) de $0,3 \mu\text{m}$ d'épaisseur et d'une métallisation en cuivre de $3 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Cette capacité est posée sur un résonateur en

technologie microruban composé d'un substrat en saphir ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$) limité par un plan de masse inférieur en or et surmonté d'une couche tampon en cérine (CeO_2) et d'un film supraconducteur.

Les lignes d'entrée et de sortie, situées aux extrémités gauche et droite de la figure III-10 (a), sont couplées au résonateur par proximité et permettent d'exciter celui-ci en hyperfréquence. Les deux parties centrales assurent la fonction de résonance. Les deux plots au bas de la figure III-10 (a) amènent la tension continue qui vient polariser le ferroélectrique.

De part sa géométrie, le résonateur fonctionne sur deux modes. Un pic de résonance est fixe à 5,53 GHz (Figure III-11), alors que l'autre dépend de la valeur de la capacité placée au centre de la ligne microruban et varie en fonction de la tension appliquée (Figure III-12).

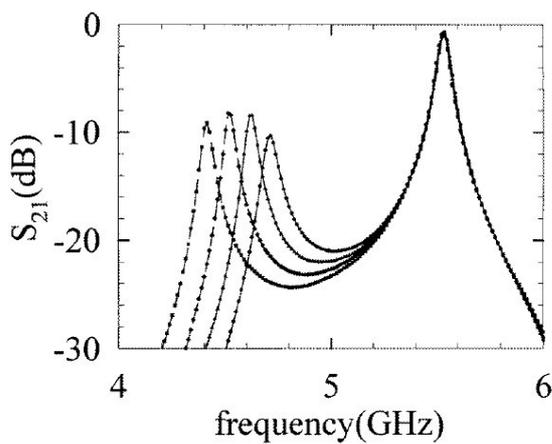


Figure III-11

Réponse en transmission d'un résonateur supraconducteur à 77 K utilisant une capacité pour différentes dimensions des électrodes

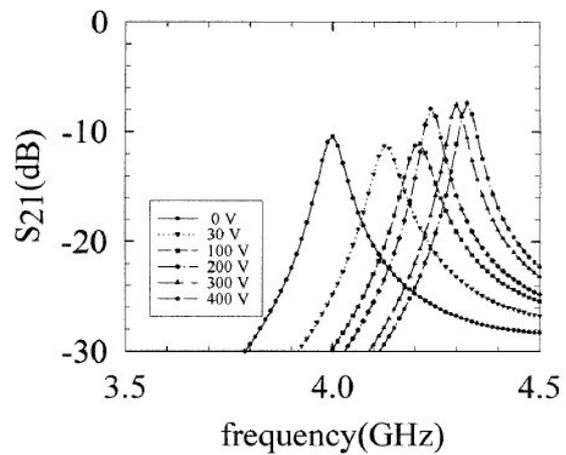


Figure III-12

Réponse en transmission d'un résonateur supraconducteur à 77 K utilisant une capacité planaire ferroélectrique pour différentes tensions continues

La figure III-13 présente une implantation originale de ce type de résonateur [91]. Une structure similaire à la précédente est introduite entre deux guides d'ondes. Les couplages entre les différents éléments sont alors assurés par des iris de couplage. La variation du pic de résonance du résonateur chargé par la capacité utilisant un film de BaSrTiO_3 en fonction de la tension continue appliquée à travers celle-ci est indiquée sur la figure III-14.

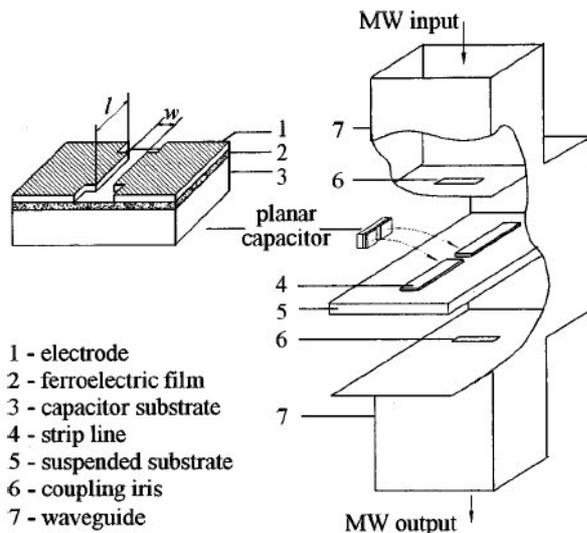


Figure III-13

Vue en perspective d'une capacité planaire utilisant un film ferroélectrique et schéma d'un résonateur microruban sur un substrat suspendu chargé par celle-ci

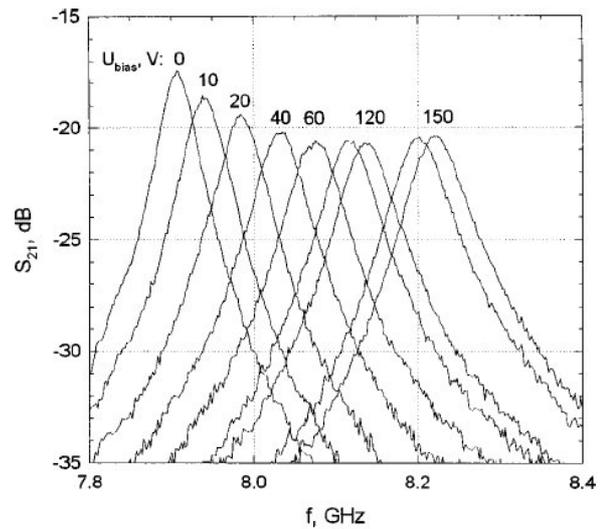


Figure III-14

Variation du pic de résonance d'un résonateur chargé par une capacité utilisant un film de BaSrTiO₃ en fonction de la tension continue appliquée à travers celle-ci

Enfin, pour augmenter les vitesses d'accordabilité en fréquence, un nouveau type de résonateur a été étudié [92]. Un film de BST de 80 à 120 μm d'épaisseur, déposé sur un bloc métallique, est inséré dans une cavité métallique contenant un résonateur diélectrique en forme d'anneau (Figure III-15).

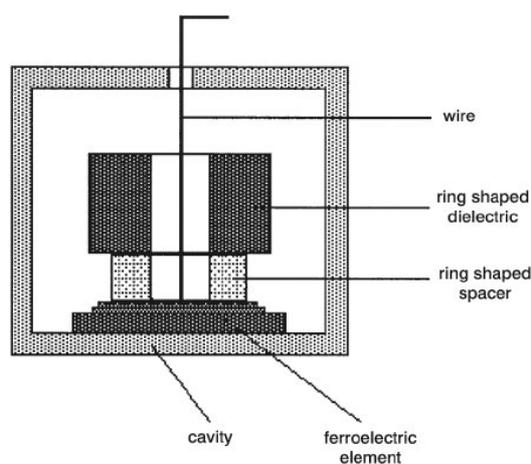


Figure III-15

Structure d'un résonateur diélectrique accordable grâce à une couche ferroélectrique

V.3. LES FILTRES ACCORDABLES EN FREQUENCE

Un exemple de filtre passe-bande trois pôles en technologie coplanaire est montré sur la figure III-16 [93].

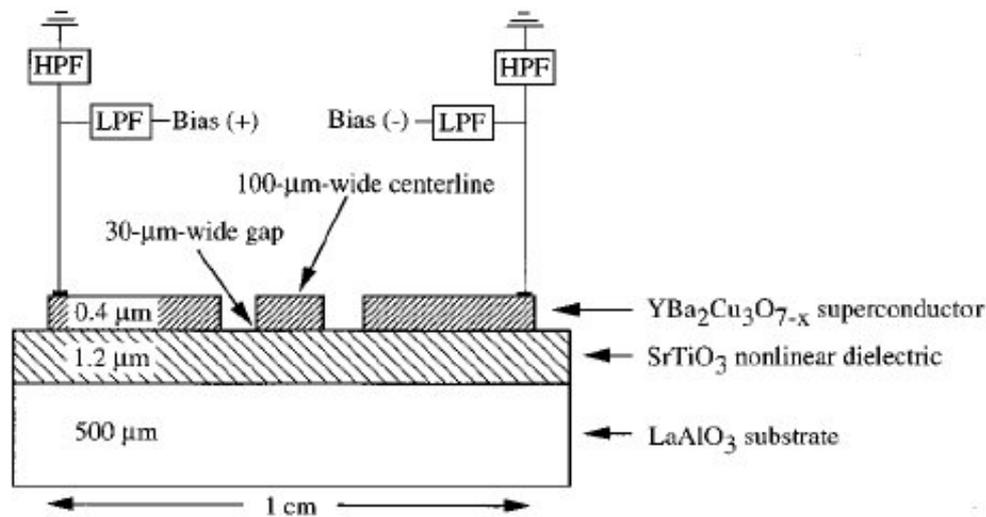


Figure III-16

Section d'un filtre passe-bande coplanaire accordable

Le filtre est constitué d'un substrat de LaAlO_3 surmonté d'un film de SrTiO_3 de $1,2 \mu\text{m}$ d'épaisseur, puis d'une couche supraconductrice de $0,4 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Deux lignes en entrée et en sortie excitent trois résonateurs en $\lambda/2$ couplés (Figure III-17). L'âme centrale des connecteurs SMA est directement reliée à une ligne et leur embase aux plans de masse.

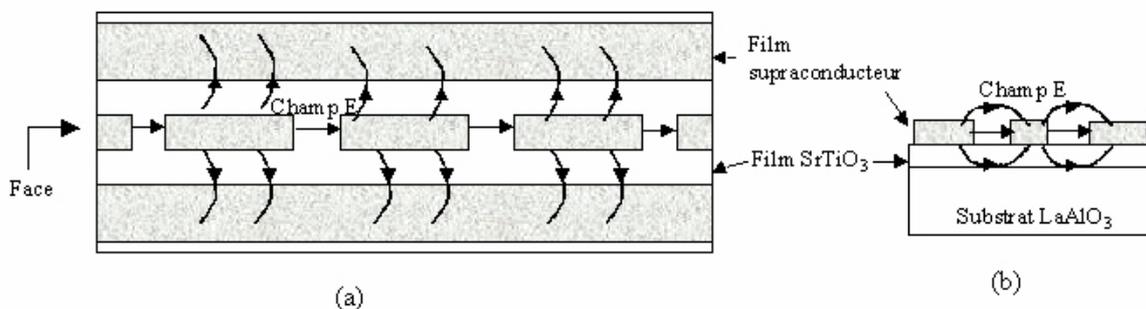


Figure III-17

Lignes de champ électrique d'un filtre trois pôles en technologie coplanaire

(a) Vue de dessus. (b) Vue de face.

La polarisation du ferroélectrique est effectuée par une tension continue appliquée entre les deux plans de masse. La variation de ce champ électrique a pour conséquence classique un changement de permittivité du SrTiO₃ entraînant un décalage de la fréquence centrale du filtre. Il serait également possible de modifier sa largeur de bande passante.

Ce filtre est centré autour de 2,5 GHz avec une bande passante relative de 2% et il possède une accordabilité supérieure à 15% (Figure III-18). A la température de 4 K et sous 125 V de polarisation, les pertes d'insertion s'élèvent à environ 3dB.

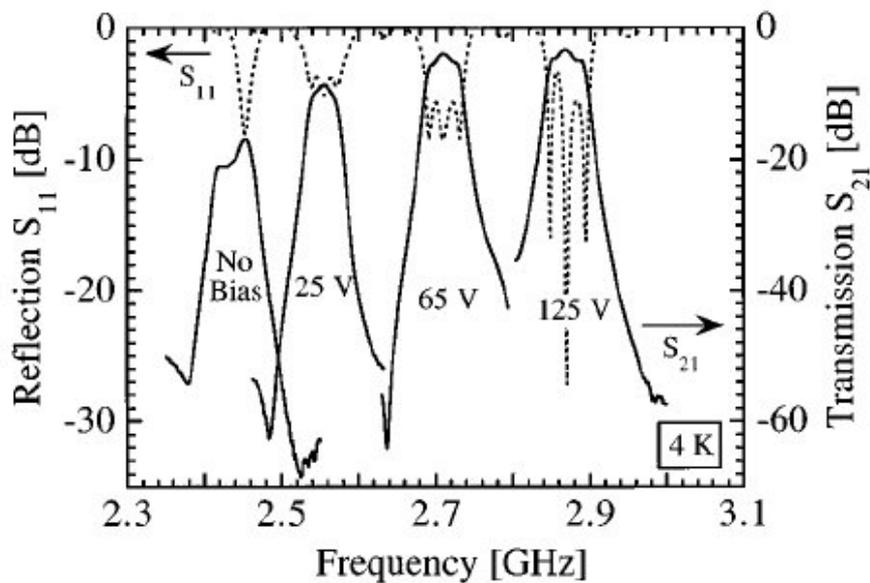


Figure III-18

Réponses en transmission et en réflexion d'un filtre passe-bande coplanaire à 4 K pour des tensions continues comprises entre 0 et 125 V

Ce type de dispositif peut aussi être réalisé en technologie microruban. G. Subramanyam a ainsi développé un filtre supraconducteur deux pôles de fréquence centrale 19 GHz et de bande passante relative 4% [94]. Une couche de 300 nm de SrTiO₃ et un film d'YBaCuO de 350 nm ont été successivement déposés sur un substrat de LaAlO₃ (Figure III-19).

Le filtre est conçu à partir de résonateurs orientés à 45° les uns des autres. Cette géométrie originale permet d'appliquer la tension continue directement au centre des résonateurs puisque c'est en ce point que le circuit de polarisation perturbe le moins le fonctionnement du système.

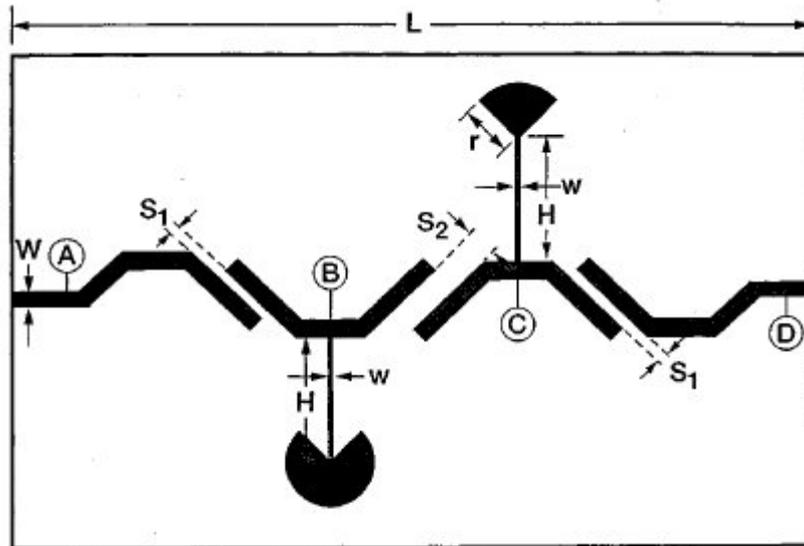


Figure III-19

Filtre passe-bande microruban accordable

Les résonateurs présentent un facteur de qualité à vide estimé de 200 à 18 GHz. A 30 K et pour une tension de polarisation de ± 400 V, les pertes d'insertion du filtre sont inférieures à 2 dB et l'accord en fréquence relatif est supérieur à 12% (Figure III-20).

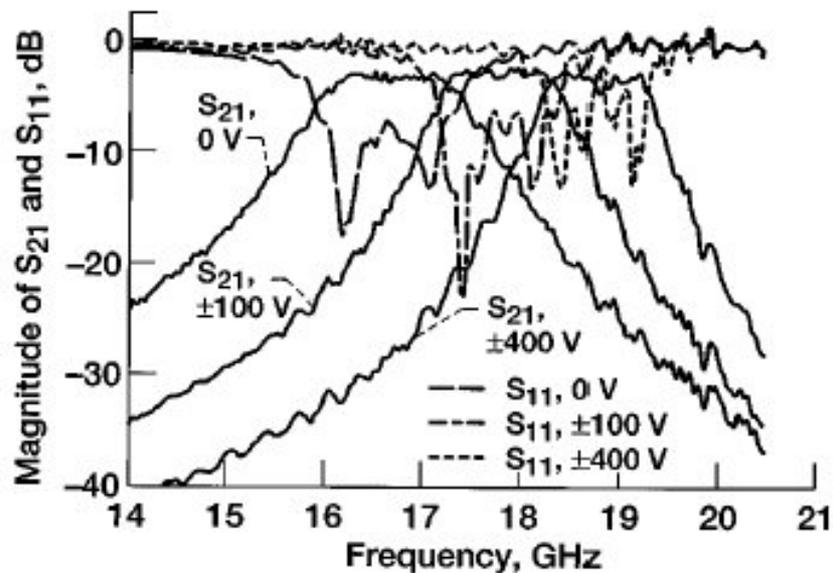


Figure III-20

Réponses en transmission et en réflexion d'un filtre HTS ferroélectrique à 30 K pour plusieurs tensions de polarisation

Dans le cadre de ce travail de thèse, les applications visées sont les filtres reconfigurables. Avant toute conception, il est nécessaire de déterminer de façon précise la permittivité relative ϵ_r et la tangente de pertes $\tan\delta$ des matériaux ferroélectriques qui sont mal connues aux fréquences micro-ondes. Nous développons donc une méthode de caractérisation électromagnétique autour de 10 GHz de films de $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ avec $x = 2/3$ [S5], [S6], [S7], [S8], [S9]. Les particularités de ces couches réalisées sur des substrats monocristallins de MgO sont leur surface limitée, 1 cm^2 , et leur épaisseur faible, de l'ordre de $1 \mu\text{m}$. Nous souhaitons également, grâce à cette méthode de caractérisation, optimiser les conditions de dépôt pour obtenir les pertes hyperfréquences du BST les plus faibles possibles.

VI. OUTILS DE CARACTERISATION POUR LES COUCHES MINCES

L'équipe CDM de l'IRCOM possède une bonne expérience au niveau de la caractérisation de matériaux. Dans le placard des outils destinés à cet effet, nous trouvons des applicateurs à mode TEM, des méthodes en réflexion et/ou en transmission avec des guides coaxiaux ou métalliques [95], [96] et des méthodes en cavité [97]. Cependant, ces méthodes ont été développées pour des échantillons de larges dimensions latérales et d'épaisseur relativement élevée.

Concernant les applicateurs à mode TEM, les faibles dimensions latérales de l'échantillon peuvent convenir. En revanche, la minceur de la couche ferroélectrique conduit à de grandes incertitudes de mesure.

Les méthodes en réflexion et/ou en transmission avec des guides coaxiaux ou métalliques présentent les mêmes inconvénients que le procédé précédent. De plus, elles sont difficiles à mettre en œuvre.

Enfin, les méthodes en cavité sont précises et semblent les mieux adaptées. Toutefois, à 10 GHz, elles nécessitent une surface de test importante dont nous ne disposons pas avec nos échantillons.

De ces constatations, nous pouvons retenir que les méthodes résonantes sont préférables. Néanmoins, nous devons réduire les dimensions du capteur en vue de les rendre compatibles avec notre étude. Pour cela, nous envisageons une solution utilisant des résonateurs diélectriques.

VII. PRESENTATION DU DISPOSITIF DE CARACTERISATION

La structure est constituée de deux Résonateurs Diélectriques (RD) insérés dans des bagues en téflon, placés en vis-à-vis à l'intérieur d'une cavité métallique cylindrique (Figure III-21). En nous inspirant d'un dispositif similaire proposé par J. Krupka [98], nous avons mené une étude qui nous a incités à employer des résonateurs relativement plats afin de favoriser le rayonnement de l'énergie dans l'échantillon.

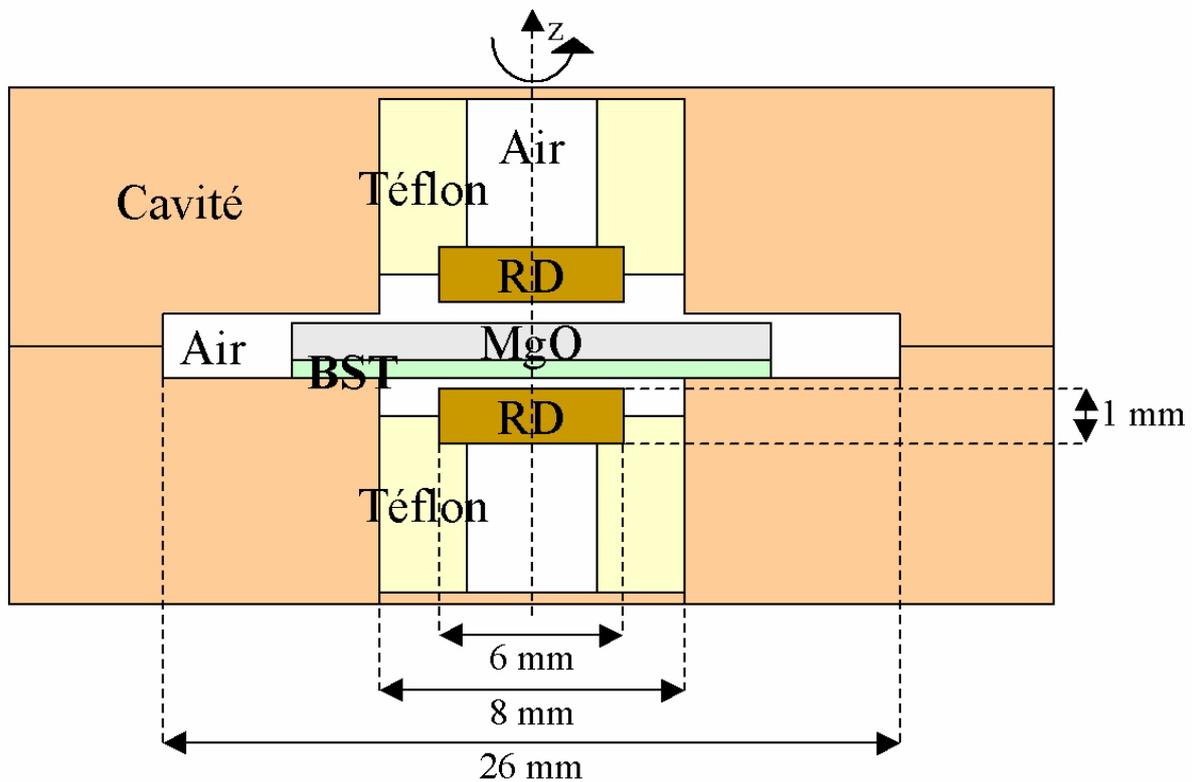


Figure III-21
Cavité avec deux résonateurs diélectriques

L'échantillon, c'est-à-dire le substrat de MgO ou le substrat de MgO recouvert d'un dépôt de BST, est introduit entre les deux résonateurs. Pour le caractériser, nous devons quantifier les perturbations engendrées au niveau des fréquences de résonance et des facteurs de qualité des deux polarisations du mode $TE_{0,1,\delta}$.

La méthode de caractérisation nécessite de connaître la valeur exacte de certains paramètres que nous définirons au cours de la présentation de la procédure de mesure. Pour

cela, nous développons, à l'aide du logiciel Matlab, un processus de correction basé sur la méthode des lignes. Nous optons pour cet outil de modélisation car il utilise une discrétisation uniquement dans la direction radiale, la résolution suivant la direction axiale étant analytique. Ainsi, le maillage de la structure et en particulier de la fine couche ferroélectrique n'est pas soumis à de fortes contraintes comme dans les outils numériques 3D.

Lors des simulations électromagnétiques avec la méthode des lignes, nous profitons de la symétrie de révolution du dispositif pour nous limiter à une représentation en 2D.

La composante azimutale du champ électrique pour les deux polarisations du mode $TE_{0,1,\delta}$ est montrée sur la figure III-22 dans les trois cas suivants : la structure à vide, puis en présence d'un substrat de MgO nu et recouvert d'un film mince de BST.

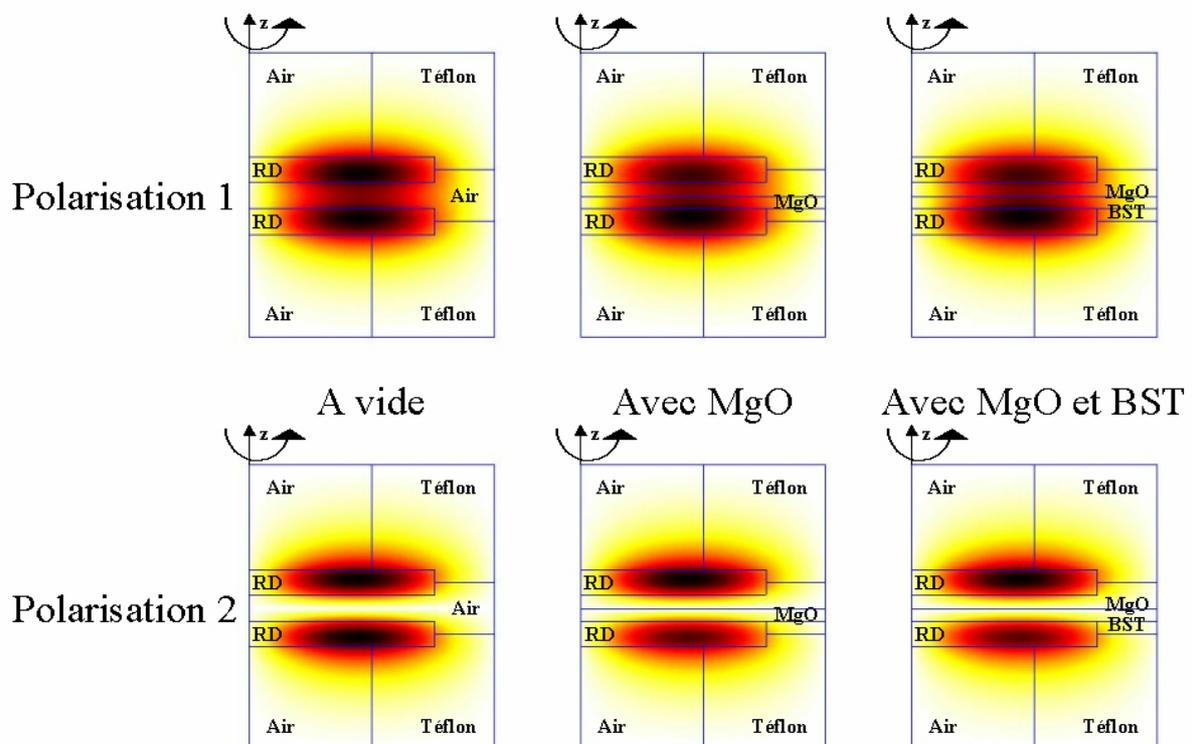


Figure III-22

Composante azimutale du champ électrique pour les deux polarisations du mode $TE_{0,1,\delta}$

L'énergie rayonne davantage au niveau de la couche ferroélectrique pour la première polarisation que pour la seconde. Le pic de résonance est alors plus sensible à l'introduction du BST dans la cavité.

VIII. PROCEDURE APPLIQUEE A DES COUCHES FERROELECTRIQUES

VIII.1. DETERMINATION DE LA PERMITTIVITE

L'insertion de l'échantillon modifie de façon significative la fréquence de résonance de la première polarisation du mode considéré et à un degré moindre celle de la seconde polarisation. Dans chaque cas, le relevé de l'écart en fréquence ainsi obtenu permet de déterminer la permittivité du substrat de MgO d'une part et de la couche ferroélectrique d'autre part.

Maintenant, nous allons détailler les différentes phases de la détermination de la permittivité de la couche ferroélectrique.

VIII.1.1. PREMIERE PHASE : CARACTERISATION DE LA STRUCTURE A VIDE

La phase de calibration sert à trouver avec précision la distance d_1 entre les deux résonateurs dans le dispositif à vide ainsi que leur permittivité ϵ_{rr} (Figure III-23).

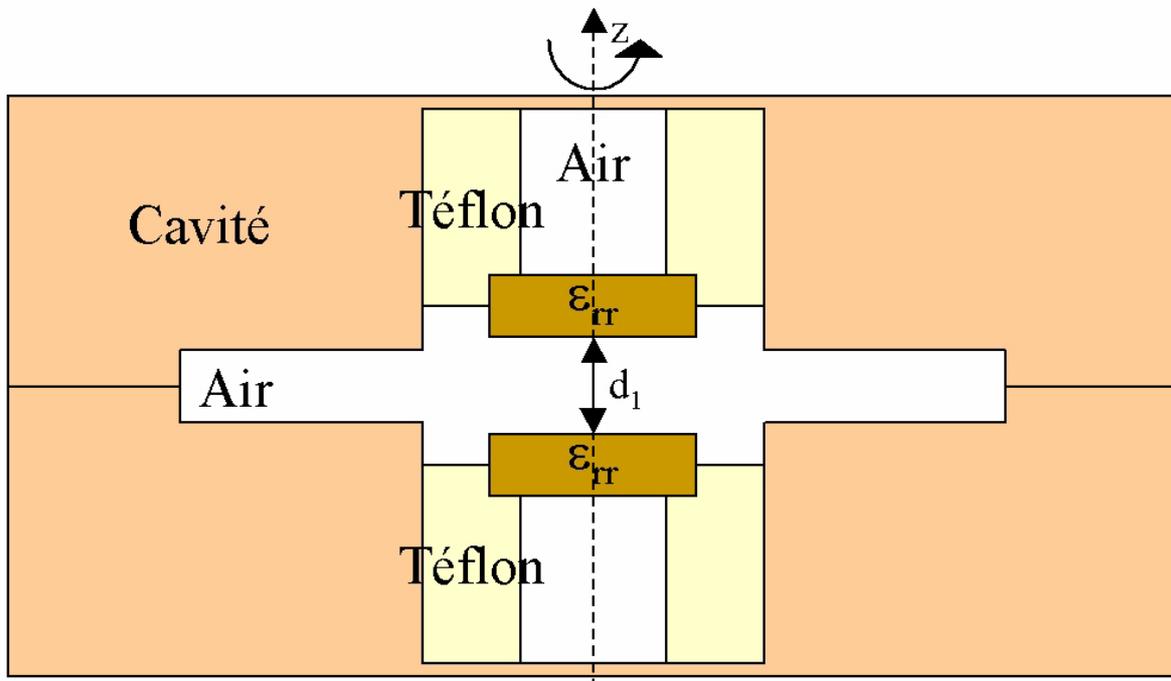


Figure III-23

Schéma de la structure lors de la première phase

Tout d'abord, nous mesurons les fréquences de résonance f_m' et f_e' de la première et de la seconde polarisation du mode $TE_{0,1,\delta}$.

Pour cette phase, nous faisons l'hypothèse que les fréquences de résonance f_m et f_e des deux polarisations sont inversement proportionnelles à la racine carrée de la permittivité des résonateurs (Equations III-1 et III-2).

$$f_m = \frac{A}{\sqrt{\epsilon_{rr}}} \quad (\text{III-1})$$

$$f_e = \frac{B}{\sqrt{\epsilon_{rr}}} \quad (\text{III-2})$$

Les paramètres A et B varient uniquement suivant la distance d_1 qui sépare les résonateurs. Par conséquent, le rapport f_m/f_e est indépendant de la permittivité ϵ_{rr} .

Au début du calcul, soit à l'étape $i = 0$, nous fixons arbitrairement les valeurs $\epsilon_{rr(i=0)}$ et $d_{1(i=0)}$ afin de déterminer les fréquences de résonance théoriques $f_{m(i=0)}$ et $f_{e(i=0)}$ de la première et de la seconde polarisation. A l'aide d'une méthode de Newton-Raphson, nous minimisons la fonction d'erreur $y_{(i=0)}$ en vue d'obtenir la nouvelle valeur $d_{1(i=1)}$ de la distance entre les deux résonateurs (Equation III-3).

$$y_{(i=0)} = \frac{f_{e(i=0)}}{f_{m(i=0)}} - \frac{f_e'}{f_m'} \quad (\text{III-3})$$

Lorsque le processus a convergé, nous pouvons établir la permittivité des résonateurs pour chacune des deux polarisations en utilisant les résultats expérimentaux et les équations III-1 et III-2 (Equations III-4 et III-5).

$$\epsilon_{rrm(i=1)} = \left(\frac{f_{m(i=0)}}{f_m'}\right)^2 * \epsilon_{rr(i=0)} \quad (\text{III-4})$$

$$\epsilon_{rre(i=1)} = \left(\frac{f_{e(i=0)}}{f_e'}\right)^2 * \epsilon_{rr(i=0)} \quad (\text{III-5})$$

La nouvelle valeur $\epsilon_{rr(i=1)}$ de la permittivité des résonateurs correspond à la moyenne de $\epsilon_{rrm(i=1)}$ et de $\epsilon_{rre(i=1)}$.

De cette manière, nous obtenons à l'étape $i = 1$ le couple formé par la distance $d_{1(i=1)}$ et la permittivité $\epsilon_{rr(i=1)}$. Ces calculs sont réitérés jusqu'à obtenir une convergence vers des valeurs d_1 et ϵ_{rr} . Généralement, si les valeurs de départ ne sont pas trop éloignées des résultats, nous parvenons à une excellente concordance entre la théorie et la mesure au bout de quatre à cinq itérations.

Nous pouvons alors vérifier les résultats au moyen d'une analyse électromagnétique en 2D effectuée avec EMXD. Il s'agit du logiciel, développé à l'IRCOM, qui est basé sur la méthode des éléments finis. Si nous simulons le système sans échantillon en utilisant les valeurs de d_1 et ϵ_{rr} définies précédemment, nous obtenons des fréquences pour chacune des deux polarisations très proches de celles mesurées.

VIII.1.2. DEUXIEME PHASE : CARACTERISATION DU SUBSTRAT D'ACCUEIL

La deuxième phase consiste à déterminer la permittivité ϵ_{rs} du MgO et la distance d_2 entre le résonateur inférieur et le substrat de façon à retrouver théoriquement les fréquences f_m' et f_e' relevées lors de l'étude expérimentale avec ce dernier (Figure III-24).

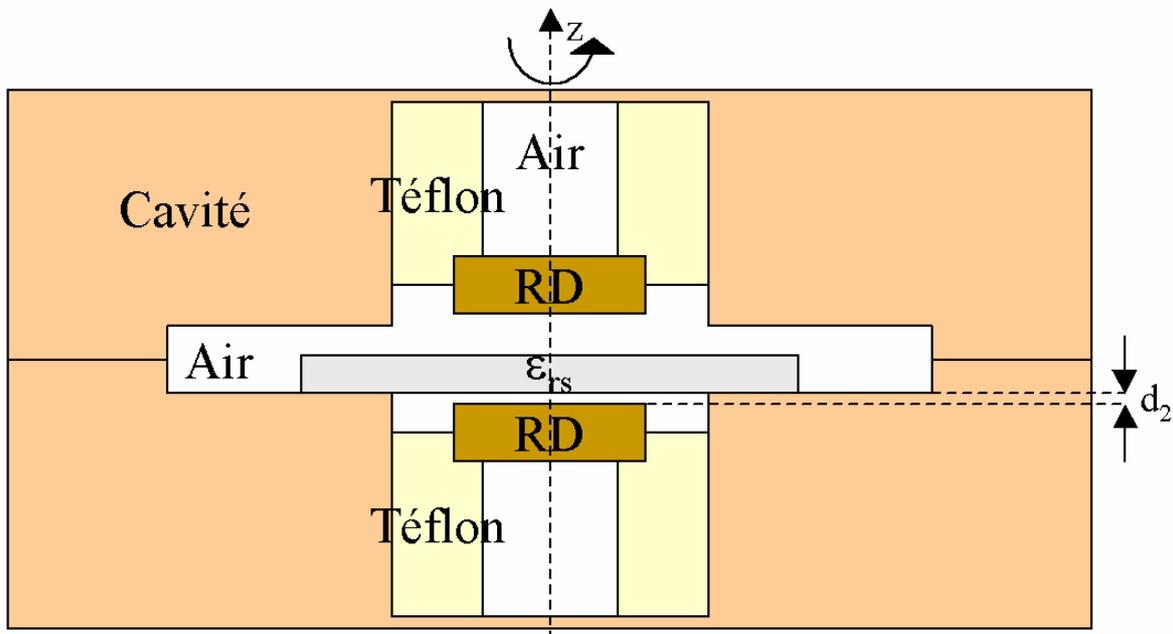


Figure III-24

Schéma de la structure lors de la deuxième phase

Dans ce but, nous voulons connaître l'évolution des fréquences de résonance des deux polarisations du mode $TE_{0,1,\delta}$ en fonction de ϵ_{rs} et d_2 (Equations III-6 et III-7).

$$f_m = g(\epsilon_{rs}, d_2) \quad (III-6)$$

$$f_e = h(\epsilon_{rs}, d_2) \quad (III-7)$$

Nous nous intéressons à la manière d'établir l'équation III-6. Nous notons que nous parviendrons à l'équation III-7 à l'aide d'une technique identique.

En considérant successivement trois distances d_2 , nous calculons à chaque fois la fréquence f_m par une analyse électromagnétique pour trois permittivités ϵ_{rs} proches de celle du MgO à basse fréquence (9,6) (Figure III-25).

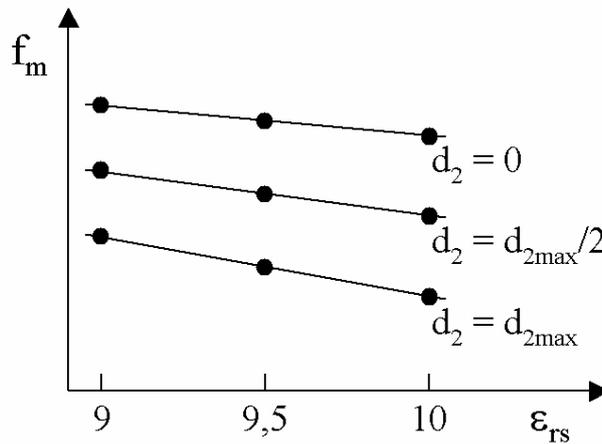


Figure III-25

Evolution de la fréquence de la première polarisation en fonction de la permittivité du MgO et de la distance entre le résonateur inférieur et le substrat

Pour une valeur de d_2 fixée, la fréquence f_m de la première polarisation peut s'exprimer en fonction de la permittivité ϵ_{rs} du substrat de MgO par un polynôme de degré 2 (Equation III-8).

$$f_m = A_m * \epsilon_{rs}^2 + B_m * \epsilon_{rs} + C_m \quad (III-8)$$

A_m , B_m et C_m sont des constantes pour une valeur de d_2 fixée.

Les valeurs des constantes A_m , B_m et C_m sont calculées pour chacune des trois distances d_2 . A partir de ces résultats, nous pouvons alors approximer les variations des

constantes A_m , B_m et C_m grâce à un polynôme qui dans notre cas est choisi d'ordre 2. Nous obtenons les équations III-9, III-10 et III-11.

$$A_m = A_{m2} * d_2^2 + A_{m1} * d_2 + A_{m0} \quad (\text{III-9})$$

$$B_m = B_{m2} * d_2^2 + B_{m1} * d_2 + B_{m0} \quad (\text{III-10})$$

$$C_m = C_{m2} * d_2^2 + C_{m1} * d_2 + C_{m0} \quad (\text{III-11})$$

A_{m2} , A_{m1} , A_{m0} , B_{m2} , B_{m1} , B_{m0} , C_{m2} , C_{m1} et C_{m0} désignent des constantes.

Puis, les équations III-9, III-10 et III-11 sont intégrées dans l'équation III-8 (Equation III-12).

$$f_m = (A_{m2} * d_2^2 + A_{m1} * d_2 + A_{m0}) * \epsilon_{rs}^2 + (B_{m2} * d_2^2 + B_{m1} * d_2 + B_{m0}) * \epsilon_{rs} + (C_{m2} * d_2^2 + C_{m1} * d_2 + C_{m0}) \quad (\text{III-12})$$

Nous agissons de la même façon en vue de définir l'équation III-13.

$$f_e = (A_{e2} * d_2^2 + A_{e1} * d_2 + A_{e0}) * \epsilon_{rs}^2 + (B_{e2} * d_2^2 + B_{e1} * d_2 + B_{e0}) * \epsilon_{rs} + (C_{e2} * d_2^2 + C_{e1} * d_2 + C_{e0}) \quad (\text{III-13})$$

A_{e2} , A_{e1} , A_{e0} , B_{e2} , B_{e1} , B_{e0} , C_{e2} , C_{e1} et C_{e0} représentent des constantes.

Cette démarche permet d'obtenir très rapidement les fréquences f_m et f_e pour des plages de valeurs de ϵ_{rs} et d_2 . Nous appliquons alors une méthode d'optimisation de type Newton-Raphson afin de déterminer la permittivité du MgO et la distance entre le résonateur inférieur et le substrat qui minimisent la fonction d'erreur u (Equation III-14).

$$u = (f_m - f_m')^2 + (f_e - f_e')^2 \quad (\text{III-14})$$

Enfin, nous pouvons simuler avec EMXD le dispositif incluant le substrat de MgO. Nous vérifions que les fréquences des deux polarisations trouvées à partir des valeurs de ϵ_{rs} et d_2 établies auparavant coïncident rigoureusement avec celles mesurées.

VIII.1.3. TROISIEME PHASE : CARACTERISATION DE LA COUCHE FERROELECTRIQUE

Désormais, il est possible de caractériser les variations de fréquence dues à la présence du matériau ferroélectrique et donc de remonter à sa permittivité ϵ_{rf} et à la distance d_3 entre le résonateur inférieur et le dépôt (Figure III-26).

La distance d_3 pourrait être prise égale à la valeur de d_2 définie lors de la deuxième phase. Cependant, comme nous manipulons l'échantillon entre les deux phases, nous préférons considérer que d_3 est une inconnue.

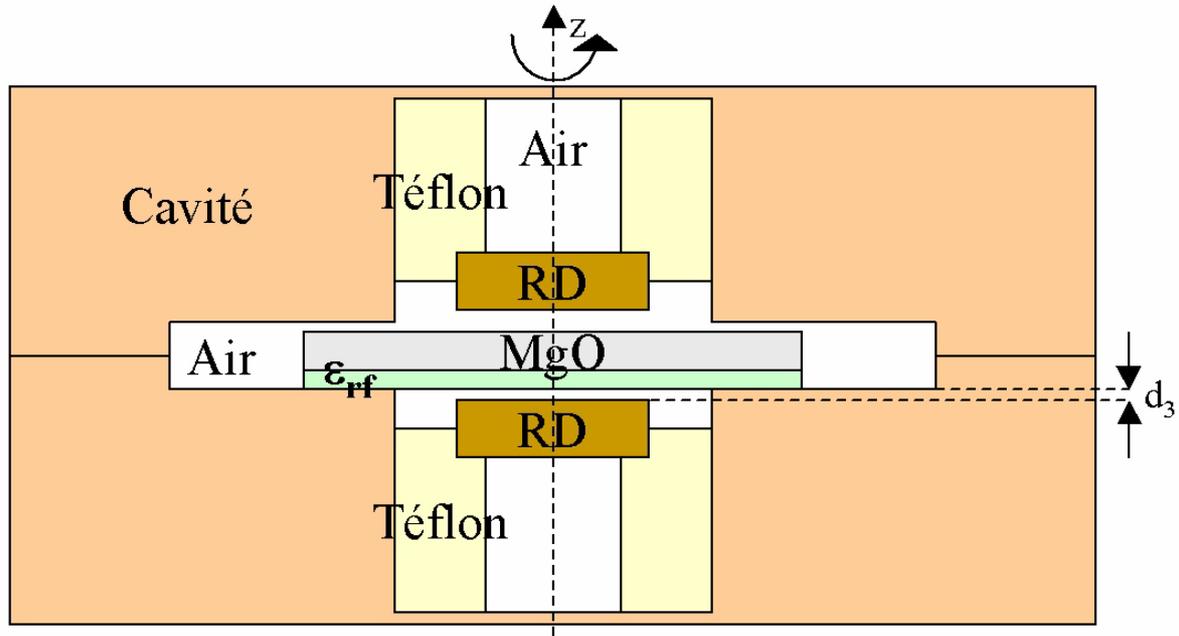


Figure III-26

Schéma de la structure lors de la troisième phase

Nous souhaitons connaître l'évolution des fréquences des deux polarisations f_m et f_e en fonction de ϵ_{rf} et d_3 .

En considérant successivement trois distances d_3 (0 , $d_{3max}/2$ et d_{3max}), nous calculons à chaque fois les fréquences f_m et f_e par une analyse électromagnétique pour quatre permittivités comprises entre 100 et 2000.

En utilisant une procédure identique à celle détaillée au cours de la deuxième phase, nous parvenons à extraire la permittivité de la couche ferroélectrique ϵ_{rf} et la valeur de d_3 .

Cette procédure permet de déterminer les parties réelles des permittivités. Nous allons voir dans le paragraphe suivant comment nous adaptons la méthode à la détermination des pertes.

VIII.2. DETERMINATION DE LA TANGENTE DE PERTES

Lors de la phase dite de calibration, nous considérons le dispositif à vide. A partir des mesures des facteurs de qualité à vide Q_{0m1} et Q_{0e1} correspondant aux deux polarisations, nous établissons les équations III-15 et III-16.

$$\frac{1}{Q_{0m1}} = \alpha_{t1} * \tan \delta_t + \alpha_{r1} * \tan \delta_r + R_s * G_1 \quad (\text{III-15})$$

$$\frac{1}{Q_{0e1}} = \alpha_{t1} * \tan \delta_t + \alpha_{r1} * \tan \delta_r + R_s * G_1 \quad (\text{III-16})$$

Les rapports de l'énergie emmagasinée dans le téflon α_{t1} et dans les résonateurs α_{r1} sur l'énergie totale, et les facteurs de forme magnétique G_1 sont donnés par simulation électromagnétique.

En fixant un paramètre, la tangente de pertes du téflon $\tan \delta_t$, il ne reste plus que deux inconnues, la tangente de pertes des résonateurs $\tan \delta_r$ et la résistance surfacique du cuivre R_s , que nous déterminons par une résolution classique des deux équations.

Dans un deuxième temps, nous introduisons le substrat de MgO et nous cherchons à connaître sa tangente de pertes $\tan \delta_s$. Pour cela, nous faisons le calcul électromagnétique de α_{t2} , α_{r2} , G_2 et du rapport α_{s2} de l'énergie emmagasinée dans le MgO sur l'énergie totale. Le facteur de qualité Q_{0m2} mesuré au niveau de la première polarisation permet alors de résoudre l'équation III-17.

$$\frac{1}{Q_{0m2}} = \alpha_{t2} * \tan \delta_t + \alpha_{r2} * \tan \delta_r + \alpha_{s2} * \tan \delta_s + R_s * G_2 \quad (\text{III-17})$$

Par conséquent, nous obtenons la tangente de pertes du substrat de MgO.

Enfin, nous procédons de manière analogue au cours de la dernière étape, où la cavité est chargée par le substrat de MgO avec le dépôt de BST, afin de trouver la tangente de pertes du ferroélectrique $\tan \delta_f$. D'une part, une analyse électromagnétique fournit α_{t3} , α_{r3} , α_{s3} , G_3 et le rapport α_{f3} de l'énergie emmagasinée dans le BST sur l'énergie totale. D'autre part, nous mesurons le facteur de qualité Q_{0m3} relatif à la première polarisation. Ainsi, la valeur de $\tan \delta_f$ découle de l'équation III-18.

$$\frac{1}{Q_{0m3}} = \alpha_{t3} * \tan \delta_t + \alpha_{r3} * \tan \delta_r + \alpha_{s3} * \tan \delta_s + \alpha_{f3} * \tan \delta_f + R_s * G_3 \quad (\text{III-18})$$

IX. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET INCERTITUDES DE MESURE

La méthode de caractérisation décrite précédemment est appliquée à différents dépôts de BST réalisés par ablation laser en faisant varier les paramètres de pression dans l'enceinte, de température du substrat et/ou d'épaisseur de sous-couche (Tableau III-1). Nous notons la bonne convergence des résultats sur les permittivités ϵ_{rr} et ϵ_{rs} , les tangentes de pertes $\tan\delta_r$ et $\tan\delta_s$ des résonateurs et du MgO ainsi que sur la conductivité du métal utilisé pour la cavité.

Numéro d'échantillon	e_f (μm)	ϵ_{rr}	ϵ_{rs}	ϵ_{rf}	$\tan\delta_r$	$\tan\delta_s$	$\tan\delta_f$	σ_{Cu}
1	0,9	31,642	9,58	750	$1,11*10^{-4}$	$2,1*10^{-3}$	$5,4*10^{-2}$	$3,8*10^7$
2	0,9	31,642	9,59	1180	$1,12*10^{-4}$	$2,0*10^{-3}$	$9,3*10^{-2}$	$4,2*10^7$
3	0,1	31,643	9,57	1060	$1,15*10^{-4}$	$1,8*10^{-3}$	$2,3*10^{-2}$	$3,2*10^7$
4	0,3	31,643	9,57	670	$1,17*10^{-4}$	$1,8*10^{-3}$	$5,6*10^{-2}$	$3,6*10^7$
5	0,1	31,642	9,58	1230	$1,13*10^{-4}$	$2,1*10^{-3}$	$8,5*10^{-2}$	$3,9*10^7$

Tableau III-1
Caractérisation de cinq échantillons

Suite à ce travail, nous évaluons les incertitudes concernant la caractérisation d'un échantillon. Nous prenons en compte l'influence des mesures de fréquence sur les différentes valeurs et nous négligeons les erreurs commises sur les épaisseurs.

Dans le cas particulier de l'échantillon 4, les résultats pour les résonateurs, le MgO, le ferroélectrique et le cuivre sont obtenus à $\pm\Delta x$ près (Tableau III-2).

	ϵ_{rr}	ϵ_{rs}	ϵ_{rf}	$\tan\delta_r$	$\tan\delta_s$	$\tan\delta_f$	σ_{Cu}
x	31,643	9,57	670	$1,17*10^{-4}$	$1,8*10^{-3}$	$5,6*10^{-2}$	$3,6*10^7$
Δx (%)	$3,35*10^{-3}$	0,16	3	3,7	11	16	16
Δx	0,002	0,02	30	$5*10^{-6}$	$3*10^{-4}$	$9*10^{-3}$	$6*10^6$

Tableau III-2
Incertainces dans le cas de l'échantillon 4

Ce calcul d'erreur est à prendre avec précaution car il n'inclut pas les incertitudes sur les épaisseurs des échantillons qui pourtant sont très importantes. Il est clair que nous devons tenir compte de ces sources d'erreur à l'avenir.

Par ailleurs, nous caractérisons des couches minces de $\text{SrBi}_2\text{Nb}_2\text{O}_9$ (SBN) et de $\text{KTa}_x\text{Nb}_{1-x}\text{O}_3$ (KTN) déposées par ablation laser sur des substrats de MgO et d'alumine (Al_2O_3) par le Laboratoire de Chimie du Solide et Inorganique Moléculaire (LCSIM) de Rennes [S10], [S11]. Des valeurs de $\tan\delta$ voisines de 4% sont trouvées pour des couches de $\text{KTa}_{0,7}\text{Nb}_{0,3}\text{O}_3$ déposées sur des substrats de MgO. Ces mesures mettent en évidence l'influence de la croissance épitaxiale et/ou de la microstructure sur les pertes hyperfréquences.

Dans le cadre de la collaboration avec le SPCTS, nous montrons la corrélation entre la structure cristalline des films de BSTO et leurs propriétés diélectriques [S12], [S13].

X. ANALYSE DES PROPRIÉTÉS DES FILMS DE BSTO

Nous étudions l'influence de la température et de la pression d'oxygène au cours du dépôt sur les propriétés cristallographiques et diélectriques de couches de BSTO de 900 nm d'épaisseur. A partir des spectres de diffraction X ($\theta, 2\theta$) réalisés sur ces films, nous calculons le rapport de désorientation en comparant l'intensité du pic (002) correspondant à l'orientation c^\perp à celle du pic (111), à savoir : $\%_{\text{désorientation}} = [I(111)/I(002)] * 100$.

X.1. INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE

Plus la température de dépôt augmente dans la gamme étudiée (500 °C à 800 °C), plus les films sont cristallisés (Figure III-27). L'obtention de films mono-orientés (001) s'effectue à 800 °C. La constante diélectrique des films évolue avec la cristallinité : ϵ varie d'environ 25 pour des films amorphes à 500 °C à environ 1300 à 800 °C.

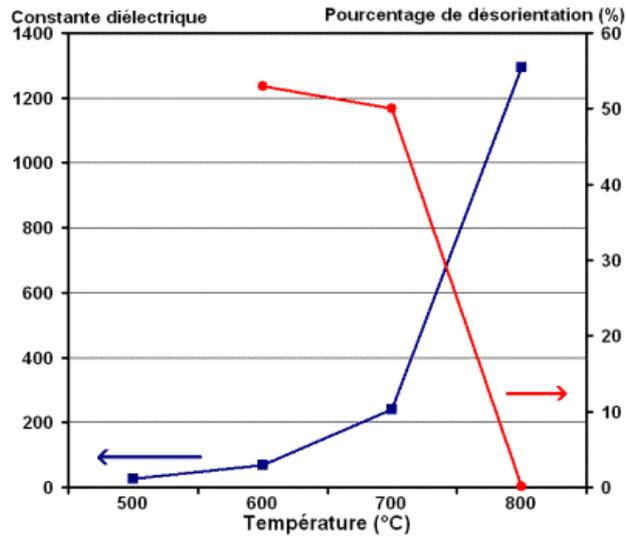


Figure III-27

Evolution de la constante diélectrique et du pourcentage de désorientation en fonction de la température de dépôt du film

X.2. INFLUENCE DE LA PRESSION D'OXYGENE

La pression d'oxygène est un paramètre important lors du dépôt de films oxydes (Figure III-28).

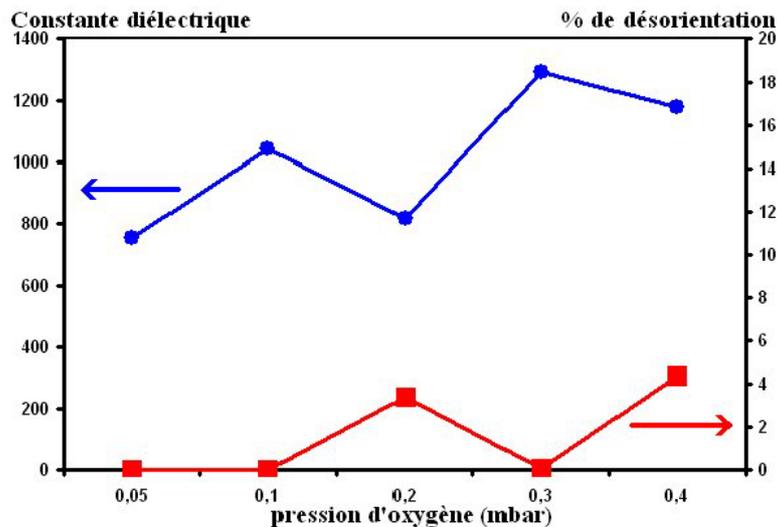


Figure III-28

Evolution de la constante diélectrique et du pourcentage de désorientation en fonction de la pression d'oxygène pendant le dépôt

Dans le cas du BSTO, les films déposés sous faible pression contiennent un nombre plus important de défauts (lacunes d'oxygène) qui confèrent une plus grande élasticité aux mailles cristallines. Il peut donc croître plus facilement sur le substrat. En revanche, pour les pressions plus importantes, le matériau conserve une structure cristalline plus stable et symétrique, voisine de celle du matériau massif. Il s'ensuit que la constante diélectrique augmente avec la pression jusqu'à des valeurs d'environ 1200.

Le matériau ferroélectrique pouvant être caractérisé, nous désirons montrer son potentiel en terme d'accordabilité. Tout d'abord, nous concevons, en collaboration avec le SPCTS, une capacité variable formée de deux plaques en film supraconducteur (YBaCuO), séparées par une couche de $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ avec une valeur de x égale à 0,1, sur un substrat de MgO (Figure III-29) [S14], [S15], [S16].

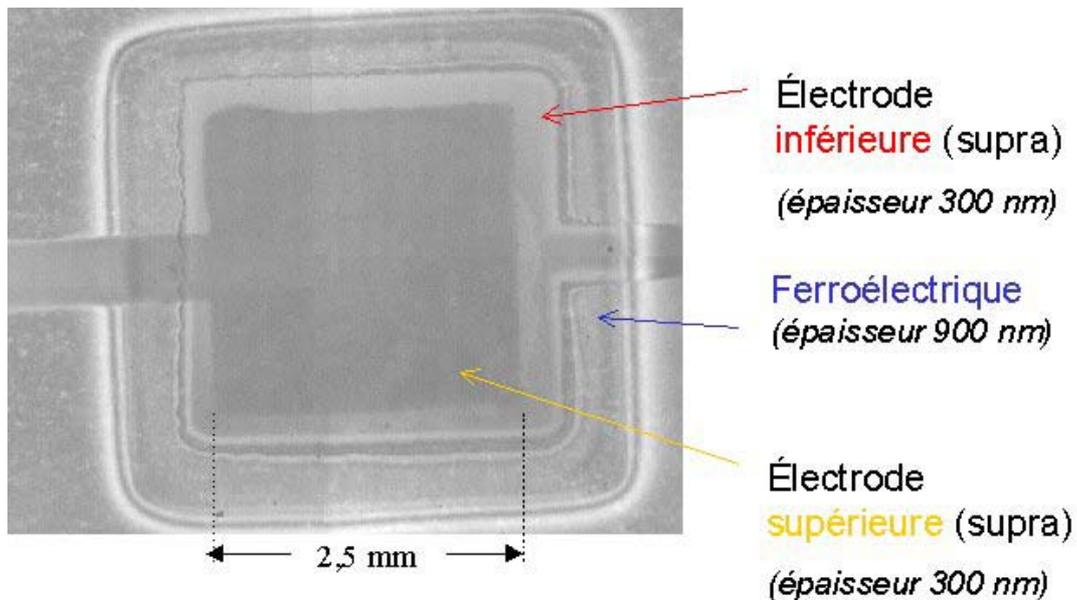


Figure III-29
Capacité variable

Les résultats expérimentaux ne répondant pas à nos attentes aux hautes fréquences, nous imaginons un dispositif plus simple afin de montrer la propriété d'accordabilité des couches ferroélectriques.

XI. PREMIERS RESULTATS D'ACCORDABILITE

Un substrat de MgO d'1 cm² de surface est recouvert successivement d'un film de BST et d'une métallisation en or. Une telle structure est ensuite posée sur un plan conducteur de sorte que l'ensemble composé par le substrat de MgO et la couche mince ferroélectrique se trouve placé entre deux électrodes. En outre, le système ainsi créé est assimilable à une antenne patch rayonnante et nous venons l'exciter par l'intermédiaire de deux sondes magnétiques (Figure III-30).

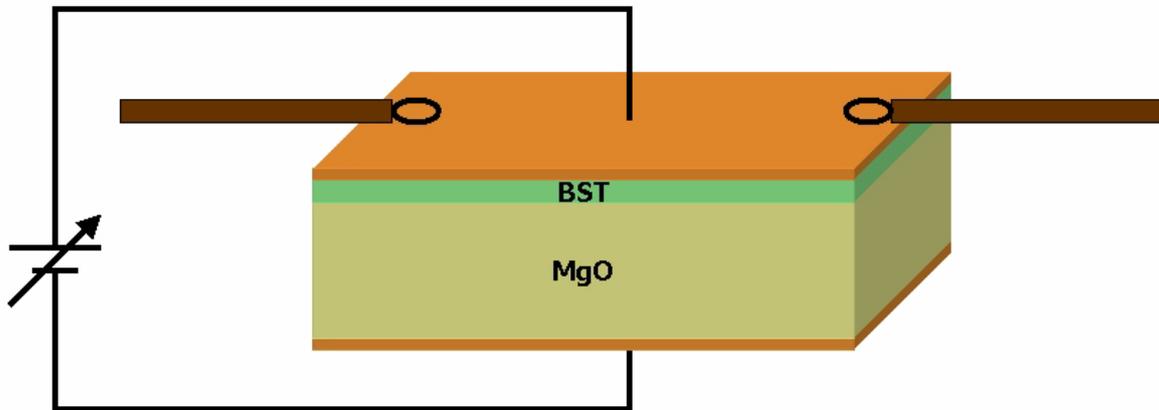


Figure III-30
Premier dispositif accordable

Nous appliquons une polarisation de 600 V entre les deux électrodes et nous observons le comportement fréquentiel de l'antenne. Nous constatons que le pic de résonance situé aux environs de 8,8 GHz est décalé de 3 MHz.

La hauteur h du substrat s'élève à 500 μm et l'épaisseur e_f de la couche ferroélectrique atteint 300 nm. Par ailleurs, nous estimons que les permittivités ϵ_{rs} et ϵ_{rf} du MgO et du BST sont respectivement égales à 10 et à 300 (Figure III-31).

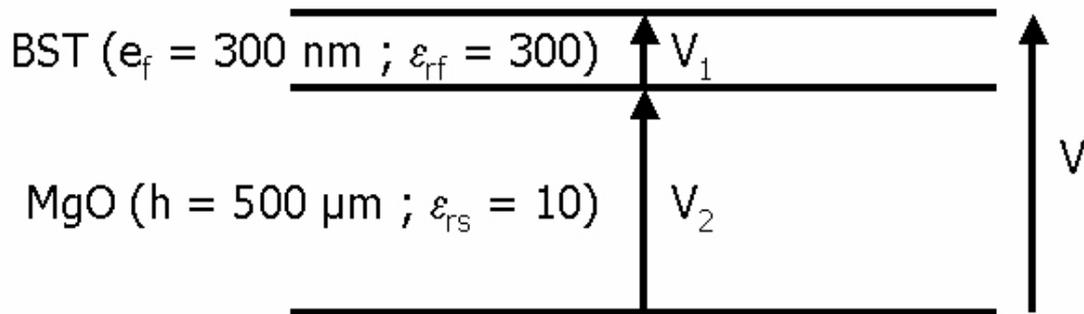


Figure III-31

Division des tensions au sein du premier dispositif accordable

Si la tension V présente aux bornes du dispositif formé par le film de BST déposé sur le substrat de MgO vaut 600 V, alors la tension V_1 appliquée à travers la couche ferroélectrique est d'environ 12 mV. Par conséquent, pour un décalage en fréquence de 1 MHz, il faut employer une tension de 133 V/cm.

En conclusion, nous souhaitons transposer le résultat précédent aux structures planaires multicouches Au/BST/MgO que nous réalisons par la suite. Nous considérons que ces systèmes conçus en technologie coplanaire sont polarisés entre des points séparés par des gaps de 10 μ m. Une tension appliquée de 10 V devrait entraîner une variation fréquentielle de l'ordre de 75 MHz.

XII. STRUCTURES PLANAIRES MULTICOUCHES Au/BST/MgO

Pour pouvoir polariser les couches et étudier ainsi leur accordabilité, à savoir la variation de leur permittivité relative en fonction de la tension appliquée, différentes structures coplanaire sont également envisagées : une ligne de transmission, un résonateur en $\lambda/2$ et un condensateur interdigité.

Chacun de ces éléments est décliné avec des dimensions différentes, un substrat pouvant supporter plusieurs motifs. Les motifs de base du masque sont représentés sur la figure III-32. Les parties grises correspondent à la métallisation déposée sur le film de BST puis gravée et les parties blanches au ferroélectrique. Toutes les grandeurs indiquées sur ces schémas ont des valeurs variables.

La ligne (Figure III-32 (a)) a une longueur $L = 6 \text{ mm}$ ou $L = 8 \text{ mm}$ et une largeur $l = 500 \text{ }\mu\text{m}$. Pour chacune de ces longueurs, le gap a entre la ligne et le plan de masse prend les valeurs 15 et $25 \text{ }\mu\text{m}$.

Nous choisissons également les mêmes longueurs ($L = 6$ et 8 mm) et la même largeur ($l = 500 \text{ }\mu\text{m}$) pour le résonateur (Figure III-32 (b)). A chaque longueur, sont associées différentes tailles de gap entre le résonateur et le plan de masse ($a = 5, 10$ et $15 \text{ }\mu\text{m}$), et à chaque gap, différentes distances entre la ligne d'accès et le résonateur ($b = 5, 10$ et $15 \text{ }\mu\text{m}$).

Enfin, les dimensions de la capacité interdigitée (Figure III-32 (c)) sont : $L = 3 \text{ mm}$ et $l = 760 \text{ }\mu\text{m}$. Le gap a entre le condensateur et le plan de masse prend les valeurs $10, 15$ et $20 \text{ }\mu\text{m}$.

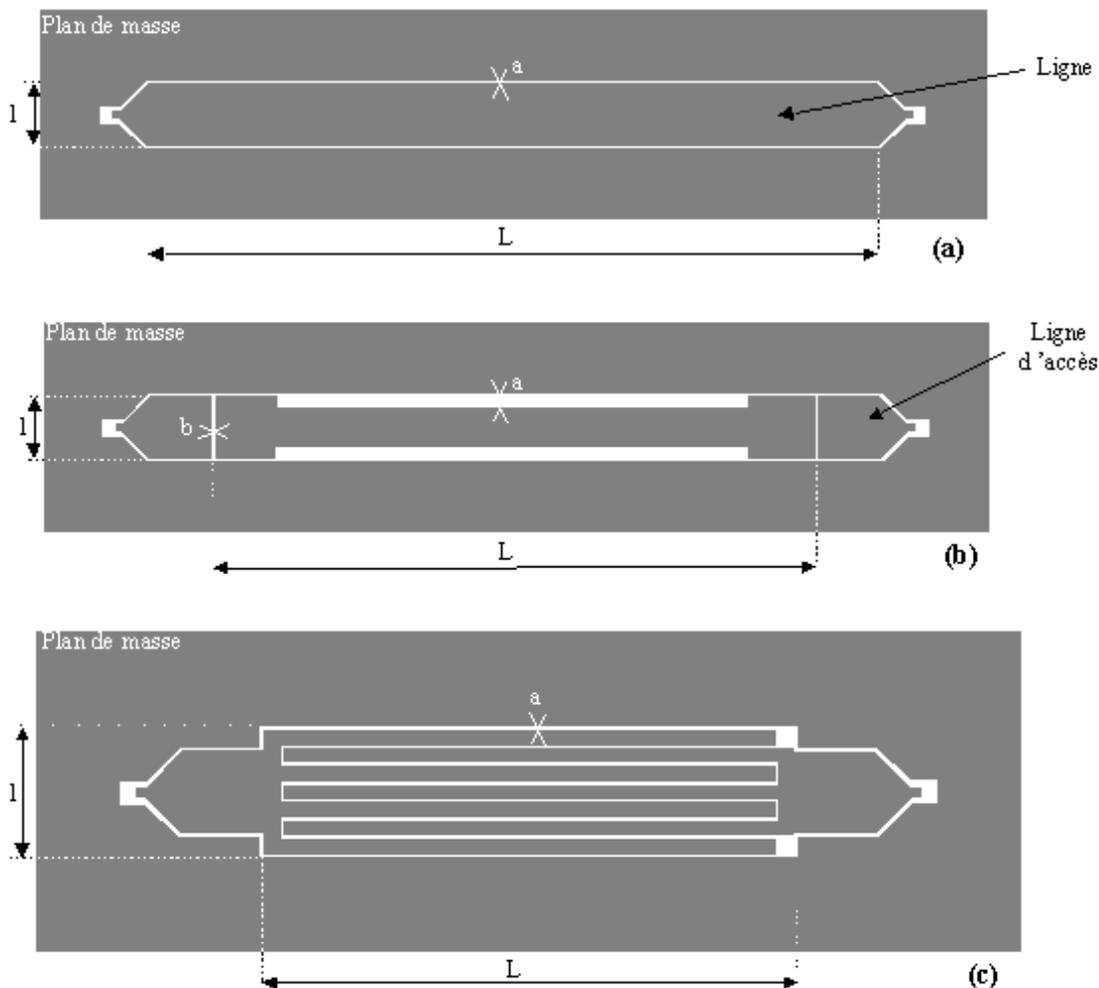


Figure III-32

Structures de test

(a) Ligne de transmission. (b) Résonateur en $\lambda/2$. (c) Condensateur interdigité.

Les métallisations sont constituées d'une couche d'or et sont déposées par évaporation.

Pour réaliser les trois structures dont nous venons de parler, un procédé de gravure par lithographie est utilisé. Le principe est classique. Une résine, dont le rôle est de protéger la métallisation lors de l'étape de gravure, est déposée sur celle-ci. Puis, en fonction du motif représenté sur le masque, certains endroits de la résine sont irradiés par un rayonnement UV. Enfin, vient l'étape de gravure, qui permet d'enlever la métallisation aux endroits irradiés. Il ne reste plus qu'à enlever la résine restante pour obtenir le dispositif voulu.

Pour les tests de fonctionnement, les tensions de polarisation sont appliquées en différents points selon le dispositif considéré. Pour la ligne et le condensateur, la tension est appliquée entre le plan de masse et les extrémités de l'élément. Pour le résonateur, elle est appliquée au centre de celui-ci. En modifiant la permittivité des éléments présentés, les tensions de polarisation doivent permettre de faire varier la constante de propagation de la ligne, la fréquence de résonance du résonateur et la capacité du condensateur.

A l'heure actuelle, les mesures des caractéristiques diélectriques des films de BST polarisés au moyen des dispositifs présentés précédemment ne sont pas concluantes. Nous supposons que le procédé technologique employé pour fabriquer ces circuits détériore la qualité des couches ferroélectriques.

Dans le futur, nous désirons identifier plus précisément les causes du problème. A cette fin, tous les échantillons constitués par un substrat de MgO recouvert successivement par un film de BST et une métallisation en or seront testés selon la technique décrite dans le paragraphe XI. En utilisant la structure comme une antenne patch, nous nous assurerons de la propriété d'accordabilité du ferroélectrique. Ce n'est qu'après cette vérification que nous effectuerons la gravure des dispositifs. Ainsi, nous pourrions distinguer les conséquences des étapes de dépôt et de lithographie.

XIII. CONCLUSION

Nous avons mis en place une méthode de caractérisation qui permet actuellement d'affiner l'optimisation des conditions de dépôt pour des ferroélectriques à température ambiante. En jouant sur la concentration d'oxygène, les sous-couches et la température, nous

avons pu mettre en évidence l'influence de ces paramètres sur les caractéristiques des matériaux. Les propriétés des couches de BST suivant les procédés de fabrication sont analysées par le laboratoire SPCTS dans l'optique de dégager le meilleur compromis entre une permittivité élevée et une tangente de pertes faible.

D'autre part, le développement de logiciels électromagnétiques couplés à des études statiques est en cours [99], [100]. Ce logiciel en 2D permet actuellement de déterminer les caractéristiques d'une ligne planaire sur un substrat ferroélectrique en fonction de la polarisation continue. Ce travail doit s'étendre à une analyse 3D.

Associés à cette étude, la réalisation et le test de résonateurs simples en technologie coplanaire et également de capacités variables devraient permettre de déterminer les permittivités et les tangentes de pertes des couches minces ferroélectriques en fonction de la tension appliquée.

A terme, ces différentes étapes nous permettront d'optimiser de nouvelles topologies de résonateurs. Il est relativement évident que nous aurons à faire un compromis entre l'agilité en fréquence et les pertes dans le dispositif.

CONCLUSION

GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Les travaux présentés dans ce mémoire concernent la conception, l'optimisation et le test de filtres planaires supraconducteurs d'une chaîne de réception-émission de satellite fonctionnant aux fréquences millimétriques et en bande C.

Nous avons évalué à travers une étude bibliographique l'apport, dans les gammes de fréquences citées, des supraconducteurs à haute température critique en tenant compte des systèmes cryogéniques, par rapport aux procédés classiques actuellement employés.

De façon générale, la technologie planaire associée à la supraconductivité permet à la fois d'obtenir des dispositifs de poids et d'encombrement réduits et des performances électriques inégalables.

Les spécifications très sévères des filtres à réaliser dans le cadre de cette thèse nécessitent d'utiliser des simulateurs électromagnétiques et des outils de synthèse et d'optimisation adaptés. La modélisation des matériaux supraconducteurs sera effectuée à l'aide de modèles approximatifs simples et macroscopiques par l'introduction d'une impédance de surface. Ce type de modélisation a déjà été validé lors de travaux précédents menés au sein du laboratoire.

Nous avons conçu en technologie supraconductrice des filtres quasi-elliptiques huit pôles avec un temps de propagation de groupe autocorrigé, destinés à un IMUX en bande C. Une nouvelle topologie planaire a alors été étudiée pour à la fois supprimer la correction du temps de propagation de groupe par un circuit externe et parvenir à de meilleures performances que celles des filtres à cavités.

Nous avons également montré l'intérêt de la supraconductivité à 29,1 GHz en réalisant un filtre passe-bande de présélection de type Tchebychev quatre pôles à très faibles pertes.

Les premiers résultats expérimentaux obtenus dans les deux cas sont encourageants et nous laissent envisager avec confiance l'emploi de films minces supraconducteurs à haute température critique dans les bandes C et Ka pour des applications à faible puissance.

Cependant, les mesures ont mis en évidence des problèmes de métrologie liés aux basses températures.

L'étalonnage de l'analyseur de réseau pour ramener les plans de référence au niveau des connecteurs du filtre dans son boîtier est très mal maîtrisé à 77 K. En effet, il n'existe pas de standards certifiés à froid. La solution utilisée, qui consiste à effectuer un étalonnage classique à température ambiante et à introduire par la suite des paramètres de correction pour prendre en considération l'évolution des propriétés des câbles lors de la descente en température, n'est pas précise. Il est donc très difficile de chiffrer par exemple les pertes et les problèmes de désadaptation des différents dispositifs. De plus, le fait de plonger le circuit à tester directement dans l'azote liquide perturbe son fonctionnement. Malgré toutes les précautions prises, les mesures n'ont pas été reproductibles.

Si l'on veut conclure sur la possibilité de réaliser en technologie planaire supraconductrice des filtres avec des spécifications électriques sévères sans vis de réglage, il est nécessaire à ce stade du travail de lever le verrou expérimental.

Une étude est en cours pour mesurer sous vide, de façon précise mais sans tenir compte de la connectique, un filtre d'IMUX blindé, après avoir effectué un étalonnage TRL à froid.

Cette première étape devrait permettre de valider les méthodes de synthèse et de conception en comparant ces résultats de mesures avec les réponses obtenues à l'aide du logiciel Momentum. Dans le futur, il faudra obligatoirement considérer les connexions entre les lignes d'excitation supraconductrices du filtre et les connecteurs SMA.

D'autre part, nous nous sommes intéressés aux couches minces ferroélectriques afin de rectifier les décalages en fréquence des filtres supraconducteurs. En effet, ces écarts entre le dispositif fabriqué et les objectifs initiaux peuvent être corrigés par une modification de la tension continue appliquée au BST. En outre, les structures des supraconducteurs et des ferroélectriques sont compatibles. La combinaison de ces deux matériaux s'avère donc prometteuse pour l'avenir.

Nous avons développé une méthode de caractérisation diélectrique (permittivité, tangente de pertes) de films minces ferroélectriques déposés sur des substrats.

Les résultats ainsi obtenus sont actuellement couplés aux conditions de dépôt afin de diminuer les pertes hyperfréquences du BST.

De plus, en parallèle, la réalisation et le test de résonateurs simples en technologies coplanaire et microruban, et également de capacités variables devraient permettre de déterminer les permittivités et les tangentes de pertes des couches minces ferroélectriques en

fonction de la tension continue appliquée. Les logiciels électromagnétiques seront alors associés à des méthodes statiques pour analyser les résultats.

Cette étape est essentielle pour pouvoir optimiser les dépôts, c'est-à-dire avoir une variation importante de la permittivité et une tangente de pertes faible. Après, il sera nécessaire de rechercher de nouvelles topologies de résonateurs pour minimiser la tension à appliquer afin d'obtenir l'agilité en fréquence désirée.

Ces résonateurs seront ensuite utilisés pour concevoir des filtres planaires reconfigurables en fréquence.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] **V. MADRANGEAS**
« Contribution au développement de méthodes de conception adaptées à la réalisation de filtres hyperfréquences originaux en technologie conventionnelle et supraconductrice »
Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches, Université de Limoges, 13 décembre 2000
- [2] **C. LASCAUX**
« Analyse, conception et réalisation de dispositifs microondes planaires supraconducteurs en bande Ka : applications aux systèmes de communication par satellites »
Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, 12 juillet 2002
- [3] **J. G. BEDNORZ, K. A. MUELLER**
« Possible high T_c superconductivity in the barium-lanthanum-copper-oxygen system »
Zeitschrift fuer Physik B : Condensed Matter (1986), 64 (2), pages 189-193
- [4] **M. K. WU, J. R. ASHBURN, C. J. TORNG, P. H. HOR, R. L. MENG, L. GAO, Z. J. HUANG, Y. Q. WANG ET C. W. CHU**
« Superconductivity at 93 K in a New Mixed-Phase Y-Ba-Cu-O Compound System at Ambient Pressure »
Physical Review Letters, volume 58, numéro 9, 2 mars 1987, pages 908-910
- [5] **Z. Z. SHENG ET A. M. HERMANN**
« Bulk superconductivity at 120 K in the TlCa/BaCuO system »
Nature 332, 10 mars 1988, pages 138-139
- [6] **L. GAO, Y. Y. XUE, F. CHEN, Q. XIONG, R. L. MENG, D. RAMIREZ, C. W. CHU, J. H. HEGGERT ET H. K. MAO**
« Superconductivity up to 164 K in HgBa₂Ca_{m-1}Cu_mO_{2m+2+δ} (m = 1, 2, and 3) under quasihydrostatic pressures »
Physical Review B, volume 50, numéro 6, 1 août 1994, pages 4260-4263
- [7] **M. NISENOFF ET W. J. MEYERS**
« On-Orbit Status of the High Temperature Superconductivity Space Experiment »
IEEE Transactions on Applied Superconductivity, volume 11, numéro 1, mars 2001, pages 799-805
- [8] <http://www.theva.com/>
- [9] **J. BARDEEN, L. N. COOPER ET J. R. SCHRIEFFER**
« Theory of Superconductivity »
Phys. Rev. 108 (1957), 1175

-
- [10] **I. B. VENDIK, O. G. VENDIK**
« High temperature superconductor devices for microwave signal processing »
Physical Foundation of Superconductivity – Part I, Editeur : E. Kollbert, Chalmers University, janvier 1996
- [11] **J. G. MA, I. WOLFF**
« Modeling the microwave properties of superconductors »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 43, numéro 5, mai 1995, pages 1053-1059
- [12] **Y. KOBAYASHI, T. IMAI**
« Phenomenological description of conduction mechanism of high- T_c superconductors by Three-Fluid-Model »
IEICE Transactions, volume E74, numéro 7, juillet 1991, pages 1986-1992
- [13] **E. J. PAKULIS, R. L. SANDSTROM, P. CHAUDHARI ET R. B. LAIBOWITZ**
« Temperature dependence of microwave losses in Y-Ba-Cu-O films »
Applied Physics Letters, volume 57, numéro 9, 27 août 1990, pages 940-942
- [14] **W. RAUCH, E. GORNIK, G. SOLKNER, A. A. VALENZUELA, F. FOX, H. BEHNER**
« Microwave properties of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ thin films studied with coplanar transmission line resonators »
Journal of Applied Physics, volume 75, numéro 4, 1993, pages 1866-1872
- [15] **A. PORCH, M. J. LANCASTER, R. G. HUMPHREYS**
« Microwave surface impedance of patterned $YBaCu_3O_{7-\delta}$ thin films »
Physica B, volume 194-196, 1994, pages 1605-1606
- [16] **O. G. VENDIK, I. B. VENDIK, D. I. KAPARKOV**
« Empirical model of the microwave properties of high-temperature superconductors »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 46, numéro 5, mai 1998, pages 469-478
- [17] **J. J. XIA, J. A. KONG, R. T. SHIN**
« A macroscopic model of non linear constitutive relations in superconductors »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 42, numéro 10, octobre 1994, pages 1951-1957
- [18] **M. A. MEGAHED, S. M. EL GHAZALY**
« Full wave non linear analysis of microwave superconductor devices : applications to filters »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Orlando, 1995, pages 1265-1268
- [19] **S. MORAUD**
« Etude et conception de nouvelles technologies de filtres destinés à être intégrés aux différents niveaux de la charge utile d'un satellite de télécommunications »
Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, juillet 1998

-
- [20] **R. R. MANSOUR, V. DOKAS, G. THOMSON, W. C. TANG, C. M. KUDSIA**
« A C-Band Superconductive Input Multiplexer for Communication Satellites »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 42, numéro 12,
décembre 1994, pages 2472-2479
- [21] **R. R. MANSOUR, S. YE, V. DOKAS, B. JOLLEY, G. THOMSON, W. C. TANG ET C. M. KUDSIA**
« Design Considerations of Superconductive Input Multiplexers for Satellite Applications »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 44, numéro 7,
juillet 1996, pages 1213-1228
- [22] **R. R. MANSOUR, S. YE, S. F. PEIK, V. DOKAS ET B. FITZPATRICK**
« Quasi-Dual-Mode Resonators »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 48, numéro 12,
décembre 2000, pages 2476-2481
- [23] **J. A. CURTIS ET S. J. FIEDZIUSZKO**
« Hybrid dielectric/HTS resonators and their applications »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Boston, 1991, pages 447-450
- [24] **R. R. MANSOUR, S. YE, V. DOKAS, B. JOLLEY, W. C. TANG ET C. M. KUDSIA**
« Feasibility and Commercial Viability Issues for High-Power Output Multiplexers for Space Applications »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 48, numéro 7,
juillet 2000, pages 1199-1208
- [25] **N. KLEIN, N. TELLMANN, U. DÄHNE, A. SCHOLEN, H. SCHULZ, G. HÖFER, H. KRATZ**
« YBCO shielded LaAlO₃ resonators for stable oscillators »
IEEE Transactions on Applied Superconductivity, volume 5, numéro 2, juin 1995,
pages 2663-2666
- [26] **N. KLEIN, A. SCHOLEN, N. TELLMANN, C. ZUCCARO ET K. W. URBAN**
« Properties and Applications of HTS-Shielded Dielectric Resonators : A State-of-the-Art Report »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 44, numéro 7,
juillet 1996, pages 1369-1373
- [27] **J. KRUPKA ET J. MAZIERSKA**
« Single-Crystal Dielectric Resonators for Low-Temperature Electronics Applications »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 48, numéro 7,
juillet 2000, pages 1270-1274
- [28] **A. ROMANO, R. R. MANSOUR ET F. THOMSON**
« A hybrid Superconductive/Semiconductive Microwave Receiver »
IEEE Transactions on Applied Superconductivity, volume 7, numéro 2, juin 1997,
pages 3067-3070

-
- [29] **I. S. GHOSH, N. TELLMANN, D. SCHEMION, A. SCHOLEN, N. KLEIN**
« Low phase noise microwave oscillators based on HTS shielded dielectric resonators »
IEEE Transactions on Applied Superconductivity, volume 7, numéro 2, juin 1997, pages 3071-3074
- [30] **I. S. GHOSH, D. SCHEMION, N. KLEIN**
« Temperature compensated high-Q dielectric resonators for long term stable low phase noise oscillators »
IEEE International Frequency Control Symposium, 1997, pages 1024-1029
- [31] **G. DUCHIRON**
« Analyse et conception de résonateurs saphir à modes de galerie pour des applications de métrologie et de filtrage microondes »
Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, 5 juin 2001
- [32] **Z. Y. SHEN, C. WILKER, P. PANG, W. L. HOLSTEIN, D. FACE ET D. J. KOUNTZ**
« High T_c Superconductor-Sapphire Microwave Resonator with Extremely High Q-Values up to 90 K »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 40, numéro 12, décembre 1992, pages 2424-2432
- [33] **R. R. MANSOUR, B. JOLLEY, S. YE, F. S. THOMSON ET V. DOKAS**
« On the Power Handling Capability of High Temperature Superconductive Filters »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 44, numéro 7, juillet 1996, pages 1322-1338
- [34] **S. SCHORNSTEIN, I. S. GHOSH ET N. KLEIN**
« High-temperature superconductor-shielded high power dielectric dual-mode filter for applications in satellite communications »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, volume 3, Baltimore, 7-12 juin 1998, pages 1319-1322
- [35] **N. KLEIN, S. SCHORNSTEIN, I. S. GHOSH, D. SCHEMION, M. WINTER ET C. ZUCCARO**
« High-Q Dielectric Resonator Devices at Cryogenic Temperatures »
IEEE Transactions on Applied Superconductivity, volume 9, numéro 2, juin 1999, pages 3573-3576
- [36] **R. R. MANSOUR, B. JOLLEY, V. DOKAS, S. YE ET F. THOMSON**
« Design of high power superconductive output multiplexers »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, volume 3, San Francisco, 17-21 juin 1996, pages 1485-1488
- [37] **T. W. BUTTON, N. MCN. ALFORD, F. WELLHOFER, T. C. SHIELDS, J. S. ABELL ET M. DAY**
« The processing and properties of high T_c thick films »
IEEE Transactions on Magnetics, volume 27, numéro 2, mars 1991, pages 1434-1437

-
- [38] **T. W. BUTTON ET N. MCN. ALFORD**
« High Q $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ cavities »
Appl. Phys. Lett., volume 60, numéro 11, 16 mars 1992, pages 1378-1380
- [39] **T. W. BUTTON, P. A. SMITH, G. DOLMAN, C. MEGGS, S. REMILLARD, J. D. HODGE, S. J. PENN ET N. M. ALFORD**
« Properties and Applications of Thick Film High Temperature Superconductors »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 44, numéro 7, juillet 1996, pages 1356-1360
- [40] **W. N. HARDY ET L. A. WHITEHEAD**
« Split-ring resonator for use in magnetic resonance from 200-2000 MHz »
Rev. Sci. Instrum., volume 52, numéro 2, février 1981, pages 213-216
- [41] **R. R. MANSOUR, S. YE, B. JOLLEY, G. THOMSON, S. F. PEIK, T. ROMANO, W. C. TANG, C. M. KUDSIA, T. NAST, B. WILLIAMS, D. FRANCK, D. ENLOW, G. SILVERMAN, J. SOROGA, C. WILKER, J. WARNER, S. KHANNA, G. SEGUIN ET G. BRASSARD**
« A 60-Channel Superconductive Input Multiplexer Integrated with Pulse-Tube Cryocoolers »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 48, numéro 7, juillet 2000, pages 1171-1180
- [42] **B. A. AMINOV, A. BAUMFALK, H. J. CHALOUKKA, M. HEIN, T. KAISER, S. KOLESOV, H. PIEL, H. MEDELIUS ET E. WIKBORG**
« High-Q tunable YBCO disk resonator filters for transmitter combiners in radio base stations »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, volume 1, Baltimore, 7-12 juin 1998, pages 363-366
- [43] **R. R. MANSOUR**
« Microwave Superconductivity »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 50, numéro 3, mars 2002, pages 750-759
- [44] **R. R. MANSOUR**
« Design of Superconductive Multiplexers Using Single-Mode and Dual-Mode Filters »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 42, numéro 7, juillet 1994, pages 1411-1418
- [45] **S. YE ET R. R. MANSOUR**
« Design of Manifold-Coupled Multiplexers Using Superconductive Lumped Element Filters »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, San Diego, 1994, pages 191-194

-
- [46] **J. W. BANDLER, R. M. BIERNACKI, S. H. CHEN, P. A. GROBELNY, C. MOSKOWITZ ET S. H. TALISA**
« Electromagnetic Design of High-Temperature Superconducting Microwave Filters »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, San Diego, 1994, pages 993-996
- [47] **S. J. FIEDZIUSZKO, J. A. CURTIS, S. C. HOLME ET R. S. KWOK**
« Low Loss Multiplexers with Planar Dual Mode HTS Resonators »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 44, numéro 7, juillet 1996, pages 1248-1257
- [48] **R. S. KWOK, S. J. FIEDZIUSZKO, T. SCHNABEL, F. A. MIRANDA, N. C. VARALJAY, C. MUELLER**
« Low-Profile Multilayer YBCO/MgO Filter Module »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Anaheim, 1999
- [49] **F. ROUCHAUD**
« Analyse, conception et réalisation de filtres planaires supraconducteurs »
Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, mars 1999
- [50] **F. ROUCHAUD, V. MADRANGEAS, M. AUBOURG, P. GUILLON, B. THERON, M. MAIGNAN**
« New classes of microstrip resonators for HTS microwave filters applications »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Baltimore, 7-12 juin 1998, pages 1023-1026
- [51] **M. KLAUDA, T. KÄSSER, B. MAYER, C. NEUMANN, F. SCHNELL, B. AMINOV, A. BAUMFALK, H. CHALOUKKA, S. KOLESOV, H. PIEL, N. KLEIN, S. SCHORNSTEIN ET M. BAREISS**
« Superconductors and Cryogenics for Future Communication Systems »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 48, numéro 7, juillet 2000, pages 1227-1239
- [52] **M. KLAUDA, T. KÄSSER, C. NEUMANN, B. MAYER, C. SCHREMPF, A. HÖRMANN, A. BAUMFALK, H. CHALOUKKA, S. SCHORNSTEIN, N. KLEIN**
« Superconductors and Cryotechnology for Future Space Communication Technology – the BOSCH Demonstrator Experiment »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Anaheim, 1999
- [53] **T. KÄSSER, M. KLAUDA, C. NEUMANN, E. GUHA, S. KOLESOV, A. BAUMFALK, H. CHALOUKKA**
« A satellite repeater comprising superconducting filters »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Baltimore, 7-12 juin 1998
- [54] **H. J. CHALOUKKA, M. JECK, B. GURZINISKI ET S. KOLESOV**
« Superconducting planar disk resonators and filters with high power handling capability »
Electron. Lett., volume 32, 1996, pages 1735-1737

-
- [55] **G. C. LIANG, D. ZHANG, C. F. SHIH, M. E. JOHANSSON, T. S. WITHERS, D. E. OATES, A. C. ANDERSON, P. POLAKOS, P. MANKIEWICH, E. DE OBALDIA, R. E. MILLER**
« High power HTS microstrip filters for wireless communication »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 43, numéro 12, décembre 1995, pages 3020-3029
- [56] **S. YE ET R. R. MANSOUR**
« A Novel Split-Resonator High Power HTS Planar Filter »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, volume 1, Denver, 8-13 juin 1997, pages 299-302
- [57] **K. SETSUNE ET A. ENOKIHARA**
« Elliptic-Disc of High- T_c Superconducting Films for Power-Handling Capability Over 100 W »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 48, numéro 7, juillet 2000, pages 1256-1264
- [58] **S. F. PEIK ET R. R. MANSOUR**
« A Novel Design Approach for Microwave Planar Filters »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, volume 2, Seattle, 2-7 juin 2002, pages 1109-1112
- [59] **N. J. PARKER, S. W. GOODYEAR, D. J. P. ELLIS ET R. G. HUMPHREYS**
« Tuning superconducting microwave filters by laser trimming »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, volume 3, Seattle, 2-7 juin 2002, pages 1971-1974
- [60] **Z. MA, H. SUZUKI, Y. KOBAYASHI, K. SATOH, S. NARAHASHI ET T. NOJIMA**
« A Low-Loss 5GHz Bandpass Filter Using HTS Coplanar Waveguide Quarter-Wavelength Resonators »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, volume 3, Seattle, 2-7 juin 2002, pages 1967-1970
- [61] **D. G. SWANSON JR., R. J. FORSE**
« An HTS end-coupled CPW filter at 35 GHz »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, volume 1, San Diego, 23-27 mai 1994, pages 199-202
- [62] **W. HATTORI, T. YOSHITAKE ET K. TAKAHASHI**
« An HTS 21-Pole Microstrip Filter for IMT-2000 Base Stations With Steep Attenuation »
IEEE Transactions on Applied Superconductivity, volume 11, numéro 3, septembre 2001, pages 4091-4094

-
- [63] **G. TSUZUKI, S. YE ET S. BERKOWITZ**
« Ultra Selective 22-Pole, 10-Transmission Zero Superconducting Bandpass Filter Surpasses 50-Pole Chebyshev Rejection »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, volume 3, Seattle, 2-7 juin 2002, pages 1963-1966
- [64] **S. YE ET C. SANS**
« New Advances in HTS Microstrip Filter Design »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, volume 3, Philadelphie, 8-13 juin 2003, pages 1885-1888
- [65] <http://www.suptech.com/products.html>
- [66] <http://www.iscointl.com/>
- [67] **Y. LI, M. J. LANCASTER, F. HUANG ET N. RODDIS**
« Superconducting Microstrip Wide Band Filter for Radio Astronomy »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, volume 1, Philadelphie, 8-13 juin 2003, pages 551-554
- [68] **K. B. BHASIN, S. S. TONCICH, C. M. CHOREY, R. R. BONETTI, A. E. WILLIAMS**
« Performance of a YBaCuO superconducting filter/GaAs low noise amplifier hybrid circuit »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, volume 1, Albuquerque, 1-5 juin 1992, pages 481-483
- [69] **E. R. SOARES, J. D. FULLER, P. J. MAROZICK ET R. ALVAREZ**
« Applications of High-Temperature-Superconducting Filters and Cryo-Electronics for Satellite Communication »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 48, numéro 7, juillet 2000, pages 1190-1198
- [70] **H. H. S. JAVADI, J. G. BOWEN, D. L. RASCOE, R. R. ROMANOFKY, C. M. CHOREY ET K. B. BHASIN**
« Jet Propulsion Laboratory/NASA Lewis Research Center Space Qualified Hybrid High Temperature Superconducting/Semiconducting 7.4 GHz Low-Noise Downconverter for NRL HTSSE-II Program »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 44, numéro 7, juillet 1996, pages 1279-1288
- [71] **W. A. LITTLE**
« Recent Advances in Low Cost Cryogenic Coolers for Electronics »
IEEE SEMI-THERM Symposium, 2000, pages 110-111
- [72] **J. A. CURTIS ET S. J. FIEDZIUSZKO**
« Miniature dual mode microstrip filters »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Boston, juin 1991, pages 443-446

-
- [73] **J. S. HONG, M. J. LANCASTER**
« Canonical microstrip filter using square open loop resonators »
Electronics Letters, volume 31, numéro 23, novembre 1995, pages 2020-2022
- [74] **J. S. HONG, M. J. LANCASTER, D. JEDAMZIK, R. B. GREED**
« 8-pole superconducting quasi-elliptic function filter for mobile communications application »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Baltimore, 7-12 juin 1998, pages 367-370
- [75] **C. LASCAUX, F. ROUCHAUD, V. MADRANGEAS, M. AUBOURG, P. GUILLON, B. THERON, M. MAIGNAN**
« Conception et réalisation de filtres planaires HTS pour des applications dans le domaine des télécommunications »
11^e Journées Nationales Microondes (JNM), Arcachon, mai 1999
- [76] **C. LASCAUX, F. ROUCHAUD, V. MADRANGEAS, M. AUBOURG, P. GUILLON, B. THERON, M. MAIGNAN**
« Planar Ka-band high temperature superconducting filters for space applications »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, volume 1, Phoenix, 20-25 mai 2001, pages 487-490
- [77] **S. BILA**
« Développement de méthodes d'optimisation électromagnétique automatiques. Application aux dispositifs microondes »
Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, mai 1999
- [78] **S. BILA, D. BAILLARGEAT, M. AUBOURG, S. VERDEYME, P. GUILLON, F. SEYFERT, J. GRIMM, L. BARATCHART, C. ZANCHI, J. SOMBRIN**
« Direct electromagnetic optimization of microwave filters »
IEEE Microwave Magazine, volume 2, numéro 1, mars 2001, pages 46-51
- [79] http://www.educatorscorner.com/media/AN_5965-8166E.pdf
HINT 3
- [80] **E. RAMPNOUX**
« Analyse, conception et réalisation de filtres planaires millimétriques appliqués à la radiométrie spatiale »
Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, 28 mars 2003
- [81] **S. LIEBUS**
« Couches minces ferroélectriques appliquées aux dispositifs microondes accordables en fréquence »
Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, 4 novembre 2003
- [82] **T. DELAGE**
« Optimisation du dépôt de films minces de BSTO et de tricouches YBCO/BSTO/YBCO; phénomènes de croissance et d'interfaces, application à la réalisation de composants hyperfréquences accordables »
Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, 14 novembre 2003

-
- [83] **J. C. NIEPCE ET J. M. HAUSSONNE**
« BaTiO₃ : matériau de base pour les condensateurs céramiques »
Editions Septima, Paris, 1994
- [84] **G. ALLAR**
« Polarisation diélectrique »
1936
- [85] **T. MITSUI**
Landolt-Bornstein, Springer Verlag, volume 3, 1969, page 416
- [86] **J. W. LIOU ET B. S. CHIOU**
« Dielectric characteristics of doped Ba_{1-x}Sr_xTiO₃ at the paraelectric state »
Materials Chemistry and Physics, volume 51, numéro 1, octobre 1997, pages 59-63
- [87] **W. CHANG, C. M. GILMORE, W. J. KIM, J. M. POND, S. W. KIRCHOEFER, S. B. QADRI, D. B. CHRISEY, J. S. HORWITZ**
J. of Appl. Phys. 87 (6), (2000) 3044-3049
- [88] **J. ZHANG, Z. YIN, M. S. ZHANG, J. F. SCOTT**
Sol. Stat. Comm. 118, (2001) 241-246
- [89] **A. OUTZOURHIT, J. U. TREFNY, T. KITO, B. YARAR, A. NAZIRIPOUR, A. M. HERMANN**
« Fabrication and characterization of Ba_{1-x}Sr_xTiO₃ tunable thin film capacitors »
Thin Solid Films 259 (1995), pages 218-224
- [90] **J. SOK, J. S. LEE ET E. H. LEE**
« Tunability and loss tangent of ferroelectric SrTiO₃ films in YBa₂Cu₃O_y superconducting resonator »
Supercond. Sci. Technol. 11 (1998), pages 875-879
- [91] **A. KOZYREV, A. IVANOV, T. SAMOILOVA, O. SOLDATENKOV, V. ASTAFIEV, L. C. SENGUPTA**
« Nonlinear response and power handling capability of ferroelectric Ba_xSr_{1-x}TiO₃ film capacitors and tunable microwave devices »
Journal of Applied Physics, volume 88, numéro 9, novembre 2000, pages 5334-5342
- [92] **P. K. PETROV ET N. MCN. ALFORD**
« Tunable dielectric resonator with ferroelectric element »
Electronic letters, volume 37, numéro 17, 16 août 2001, pages 1066-1067
- [93] **A. T. FINDIKOGLU, Q. X. JIA, X. D. WU, G. J. CHEN, T. WENKATESAN, D. W. REAGOR**
« Tunable and adaptative bandpass filter using a nonlinear dielectric thin film of SrTiO₃ »
Appl. Phys. Lett. 68 (12), 18 mars 1996, pages 1651-1653

-
- [94] **G. SUBRAMANYAM, F. W. VAN KEULS ET F. A. MIRANDA**
« A K-Band-Frequency Agile Microstrip Bandpass Filter Using a Thin-Film HTS/Ferroelectric/Dielectric Multilayer Configuration »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 48, numéro 4, avril 2000, pages 525-530
- [95] **O. TANTOT, M. CHATARD-MOULIN, P. GUILLON**
« Caractérisation microonde de milieux diélectriques multicouches »
Quatrièmes Journées de Caractérisation Microonde et Matériaux, Chambéry, avril 1996, pages 21-24
- [96] **T. LASRI, D. GLAY, A. BENLARBI-D ET AL.**
« Capteur faible coût pour la mesure de permittivité de matériaux en nappes »
Quatrièmes Journées de Caractérisation Microonde et Matériaux, Chambéry, avril 1996, pages 147-150
- [97] **A. PARKASH, J. U. VAID, A. MANSINGH**
« Measurement of dielectric parameters at microwave frequency by cavity perturbation technique »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, volume 27, numéro 9, septembre 1979, pages 791-795
- [98] **J. KRUPKA, A. P. GREGORY, O. C. ROCHARD, R. N. CLARKE, B. RIDDLE, J. BAKER-JARVIS**
« Uncertainty of complex permittivity measurements by split-post dielectric resonator technique »
Journal of the European Ceramic Society 21, 2001, pages 2673-2676
- [99] **S. GIRAUD**
« Analyse électromagnétique de dispositifs planaires utilisant des couches minces ferroélectriques »
Rapport de D.E.A. de l'Université de Limoges, juillet 2004
- [100] **S. GIRAUD, S. COURREGES, D. CROS, V. MADRANGEAS**
« Analyse électromagnétique de dispositifs planaires utilisant des couches minces ferroélectriques à l'aide de la méthodes des lignes »
Journées Couches Ferroélectriques, Besançon, 18-19 novembre 2004

BIBLIOGRAPHIE PERSONNELLE

- [S1] **J. F. SEAUX, S. BILA, V. MADRANGEAS, M. MAIGNAN, C. ZANCHI**
« Design of planar superconductive input multiplexer for satellite applications »
International Workshop on Microwave Filters, Toulouse, 13-15 septembre 2004
- [S2] **J. F. SEAUX, C. LASCAUX, V. MADRANGEAS, S. BILA, M. MAIGNAN**
« Interest of the Superconductivity at 30 GHz : Application to the HTS Preselect Receive Filters for Satellite Communications »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Fort Worth, 6-11 juin 2004
- [S3] **J. F. SEAUX, C. LASCAUX, V. MADRANGEAS, S. VERDEYME, B. THERON, M. MAIGNAN**
« Microstrip High Temperature Superconducting Pre-select Filters at Ka-Band For Satellite Communication Applications »
International Workshop on Microwave Filters, Toulouse, 24-26 juin 2002
- [S4] **J. F. SEAUX, C. LASCAUX, V. MADRANGEAS, M. AUBOURG, S. VERDEYME, B. THERON, M. MAIGNAN**
« Amélioration des performances d'un filtre planaire supraconducteur en bande Ka pour des applications spatiales »
Treizièmes Journées Nationales Microondes, Lille, 21-23 mai 2003
- [S5] **J. F. SEAUX, D. CROS, V. MADRANGEAS, T. DELAGE, C. CHAMPEAUX, A. CATHERINOT**
« Characterization of Thin Ferroelectric Films for Tunable Microwave Devices - Result Analysis According to the PLD Deposit Conditions »
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Fort Worth, 6-11 juin 2004
- [S6] **J. F. SEAUX, D. CROS, V. MADRANGEAS, M. AUBOURG, S. VERDEYME**
« Développement d'une méthode pour mesurer la permittivité de couches minces ferroélectriques »
Treizièmes Journées Nationales Microondes, Lille, 21-23 mai 2003
- [S7] **J. F. SEAUX, D. CROS, V. MADRANGEAS, T. DELAGE, C. CHAMPEAUX**
« Caractérisation de couches BST et analyse des résultats suivant les procédés de fabrication »
Huitièmes Journées de Caractérisation Microondes et Matériaux, La Rochelle, 31 mars-2 avril 2004
- [S8] **J. F. SEAUX, D. CROS, V. MADRANGEAS, M. AUBOURG, S. VERDEYME**
« Méthodes de caractérisation microondes de couches minces ferroélectriques »
Septièmes Journées de Caractérisation Microondes et Matériaux, Toulouse, 20-22 mars 2002
- [S9] **J. F. SEAUX, D. CROS, V. MADRANGEAS, S. VERDEYME**
« Méthode de caractérisation pour des couches minces ferroélectriques »
Journées Couches Minces Ferroélectriques, Pessac, 18-19 septembre 2003

-
- [S10] **M. GUILLOUX-VIRY, A. ROUSSEAU, V. BOUQUET, A. PERRIN, G. TANNE, F. HURET, J. F. SEAUX, D. CROS, V. MADRANGEAS**
« Ferroelectric thin films for applications in high frequency range »
NATO ARW, Lviv (Ukraine), 19-22 octobre 2004
- [S11] **M. GUILLOUX-VIRY, A. ROUSSEAU, V. BOUQUET, A. PERRIN, G. TANNE, F. HURET, J. F. SEAUX, D. CROS, V. MADRANGEAS**
« Croissance et caractérisations de couches minces de $\text{SrBi}_2\text{Nb}_2\text{O}_9$ et $\text{KTa}_x\text{Nb}_{1-x}\text{O}_3$ (KTN) déposées par ablation laser, en vue d'applications en hyperfréquences »
Journées Couches Ferroélectriques, Besançon, 18-19 novembre 2004
- [S12] **T. DELAGE, C. CHAMPEAUX, A. CATHERINOT, J. F. SEAUX, V. MADRANGEAS, D. CROS**
« High-K BST films deposited on MgO by PLD with and without buffer-layer »
Thin Solid Films, volumes 453-454, 1 avril 2004, pages 279-284
- [S13] **T. DELAGE, C. CHAMPEAUX, A. CATHERINOT, J. F. SEAUX, D. CROS, V. MADRANGEAS**
« Croissance et propriétés diélectriques du BSTO déposé par ablation laser sur substrat MgO, avec et sans sous-couche »
Journées Couches Minces Ferroélectriques, Pessac, 18-19 septembre 2003
- [S14] **T. DELAGE, C. CHAMPEAUX, A. CATHERINOT, J. F. SEAUX, V. MADRANGEAS, D. CROS, F. PAILLOUX, R. J. GABORIAUD**
« Epitaxial bilayers and trilayers of superconducting and high-K materials grown by PLD for microwave applications »
Thin Solid Films, volumes 453-454, 1 avril 2004, pages 273-278
- [S15] **J. F. SEAUX, E. GABORIAUD, V. MADRANGEAS, D. CROS, S. VERDEYME, T. DELAGE, C. CHAMPEAUX**
« Association de matériaux supraconducteurs et ferroélectriques pour réaliser des dispositifs microondes »
Septièmes Journées de Caractérisation Microondes et Matériaux, Toulouse, 20-22 mars 2002
- [S16] **T. DELAGE, C. CHAMPEAUX, A. CATHERINOT, J. F. SEAUX, D. CROS, V. MADRANGEAS**
« Réalisation de capacités verticales YBCO/BSTO/YBCO par ablation laser fonctionnant à 77 K »
Journées Couches Minces Ferroélectriques, Pessac, 18-19 septembre 2003