

N° d'ordre:

# THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE  
Spécialité: ELECTRONIQUE

par

Pierre LEPERCQ



## **SUPRACONDUCTEURS A HAUTE TEMPERATURE CRITIQUE: CARACTERISATION EN MICROONDES ET REALISATION D'UN OSCILLATEUR QUASI-INTEGRE A 12GHz**

Soutenu le 15 Mars 1996 devant la Commission d'Examen

Membres du jury: MM.

Y.CROSNIER

Président

J.C.CARRU

Directeur de thèse

A.PERRIN

Rapporteur

D.PASQUET

Rapporteur

G.BORGHS

Examineur

D.CHAMBONNET

Examineur

J.M.WACRENIER

Examineur

E.PLAYEZ

Examineur

*Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semi-Conducteur (DHS) de l'Institut d'Electronique et de Micro-électronique du Nord (IEMN). Je remercie Monsieur le Professeur E.Constant, directeur de l'Institut, de m'avoir accueilli dans son laboratoire.*

*Je remercie vivement Monsieur le Professeur Y.Crosnier qui me fait l'honneur de présider ce jury. D'autre part, l'intérêt qu'il a porté à mon travail ainsi que ses nombreuses suggestions ont représenté un apport précieux.*

*Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur J.C.Carru, Professeur à l'Université du Littoral, pour m'avoir confié ce travail et pour l'avoir dirigé. La confiance dont il a fait preuve à mon égard ainsi que ses conseils ont été indispensables à la réussite de ces travaux.*

*J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur A.Perrin, directeur de recherche CNRS au LCSIM de Rennes, et à Monsieur D.Pasquet, Professeur à l'ENSEA, pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail.*

*Je suis très reconnaissant envers Monsieur le Professeur G.Borghs, responsable du groupe Epitaxie des Matériaux Semi-Conducteurs à l'IMEC (Louvain, Belgique) pour avoir accepté de participer à la commission d'examen.*

*Je tiens à exprimer ma gratitude à M.D.Chambonnet, ingénieur d'études à Alcatel Alsthom Recherche (Marcoussis), non seulement pour sa présence dans ce jury, mais surtout pour notre collaboration.*

*Les conseils de Monsieur E.Playez, ingénieur de recherche responsable de la Centrale de Caractérisation de l'IEMN, m'ont été fort utiles. Je le remercie d'examiner ce travail.*

*J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur le Professeur J.M.Wacrenier pour sa gentillesse et sa disponibilité. Il m'honore en participant à ce jury.*

*Aux membres de mon équipe, M<sup>les</sup> F.Mehri et E.Husse, MM. N.Bourzgui et S.Sadri, ainsi qu'à M<sup>lle</sup> D.Chauvel, pour leurs conseils leur soutien leur amitié, ainsi que pour m'avoir supporté stoïquement durant toutes ces années, j'exprime mes plus chaleureux remerciements.*

*Ce travail n'aurait pu être effectué sans l'aide amicale et les conseils de M<sup>mes</sup> E.Delos et S.Lepilliet de la Centrale de Caractérisation. Qu'elles trouvent ici l'expression de toute ma sympathie. Je ne saurai oublier de remercier M.D.Vandermoere de la Centrale de Technologie; son habileté, sa disponibilité et sa bonne humeur se sont révélées inestimables.*

*Je remercie également MM. Michon Jennequin et Andries de l'atelier de mécanique pour les nombreuses réalisations qu'ils ont effectuées dans le cadre de ce travail, ainsi que M.Dehorter pour la reprographie de ce mémoire.*

*Enfin, je n'oublierai pas les membres du DHS qui, par leur amitié, m'ont aidé dans l'accomplissement de mes travaux.*

# SOMMAIRE

## Introduction

### **PARTIE I** **LES SUPRACONDUCTEURS A HAUTE** **TEMPERATURE CRITIQUE**

#### **Chapitre 1** **Présentation des supraconducteurs**

<b>1.Rappels expérimentaux</b>	<b>2</b>
1.1. <i>Phénomènes caractéristiques de la supraconductivité</i>	2
1.2. <i>Conditions de maintien de la supraconductivité</i>	4
<b>2.Matériaux supraconducteurs</b>	<b>5</b>
2.1. <i>Les différents types de supraconducteurs</i>	5
2.2. <i>Etude cristallographique d'YBaCuO</i>	6
2.3. <i>Dépôts des couches SHTC sur des substrats diélectriques</i>	7
<b>3.Modèles et théories</b>	<b>10</b>
3.1. <i>Modèles macroscopiques</i>	10
3.2. <i>Théorie microscopique</i>	11

#### **Chapitre 2** **Supraconducteurs en présence d'un champ électromagnétique**

<b>1.Propriétés électromagnétiques des supraconducteurs</b>	<b>13</b>
1.1. <i>Profondeur de pénétration</i>	13
1.2. <i>Conductivité complexe</i>	15
1.3. <i>Impédance de surface</i>	17
<b>2.Comportement d'une ligne microruban supraconductrice</b>	<b>23</b>
2.1. <i>Schéma équivalent</i>	23
2.2. <i>Affaiblissement</i>	25
2.3. <i>Coefficient de qualité intrinsèque</i>	27
<b>3.Conclusion</b>	<b>27</b>

### Chapitre 3 Caractérisations et applications des films SHTC

<b>1. Caractérisation microonde des SHTC</b>	29
1.1. <i>Méthode de la cavité résonante</i>	29
1.2. <i>Résonateurs diélectriques</i>	30
1.3. <i>Résonateurs semi-confocaux</i>	31
1.4. <i>Transmission de puissance</i>	32
1.5. <i>Lignes de transmission et résonateurs planaires</i>	34
<b>2. Applications des films SHTC en microondes</b>	36
2.1. <i>Lignes à retard</i>	36
2.2. <i>Filtres passe-bande</i>	36
2.3. <i>Antennes</i>	38
2.4. <i>Oscillateurs</i>	38
2.5. <i>Systèmes</i>	41

## **PARTIE II CARACTERISATION EN MICROONDES DES FILMS SHTC**

### Chapitre 1 Méthode de la cavité résonante

<b>1. Présentation générale</b>	43
1.1. <i>Mise en évidence de la résonance</i>	43
1.2. <i>Coefficient de qualité à vide</i>	45
1.3. <i>Prise en compte du couplage</i>	46
<b>2. Etude des cavités cylindriques</b>	49
2.1. <i>Onde électromagnétique dans une cavité cylindrique</i>	50
2.2. <i>Etude du mode <math>TE_{011}</math></i>	53
<b>3. Etude des cavités coniques</b>	58
3.1. <i>Carte des modes</i>	58
3.2. <i>Coefficient de qualité</i>	59
<b>4. Extraction de l'impédance de surface</b>	64

## Chapitre 2 Mesures

<b>1. Dispositif de mesure</b>	67
<i>1.1. Réalisation de cavités</i>	67
<i>1.2. Aspects cryogéniques</i>	69
<i>1.3. Analyseur de réseaux</i>	71
<b>2. Procédure de couplage</b>	75
<i>2.1. Coefficient de qualité</i>	75
<i>2.2. Fréquence de résonance</i>	76
<i>2.3. Position des boucles</i>	76
<b>3. Mesures préliminaires</b>	78
<i>3.1. Levée de la dégénérescence</i>	78
<i>3.2. Mesures diélectriques</i>	80
<b>4. Mesures à 25GHz</b>	83
<i>4.1. Echantillon YBaCuO massif</i>	83
<i>4.2. Echantillon SG614</i>	85
<i>4.3. Echantillon L502</i>	87
<b>5. Mesures à 35GHz</b>	93
<i>5.1. Echantillon F240</i>	93
<i>5.2. Echantillon DO156</i>	99
<b>6. Améliorations de la méthode</b>	105
<i>6.1. Amélioration du dispositif cryogénique</i>	105
<i>6.2. Améliorations des cavités</i>	106

## **PARTIE III** **OSCILLATEUR AsGa-SHTC QUASI-INTEGRE**

### Chapitre 1 Conception et réalisation de l'oscillateur

<b>1. Conception de l'oscillateur</b>	109
<i>1.1. Configuration</i>	109
<i>1.2. Conception</i>	110

<b>2.Rappels sur les résonateurs annulaires à couplage adjacent</b>	114
<b>3.Réalisation de l'oscillateur quasi-intégré</b>	115
3.1.Schéma de l'oscillateur quasi-intégré	115
3.2.Transplantation du transistor	117
<b>Chapitre 2</b>	
<b>Caractérisations de prototypes</b>	
<b>1.Dispositif de mesure</b>	120
1.1.Cellules de mesures	120
1.2.Schémas du dispositif de mesure	122
<b>2.Etude expérimentale des résonateurs</b>	124
2.1.Phénomène de double résonance	124
2.2.Influence d'une couche de passivation en or	131
<b>3.Caractérisation d'oscillateurs quasi-intégrés</b>	134
3.1.Oscillateur Flip-chip or	134
3.1.Oscillateur ELO supraconducteur	134
3.2.Oscillateur Flip-Chip supraconducteur	144
<b>4.Conclusion</b>	147
<b>Conclusion</b>	149
<b>Annexe A: Cavité cylindrique</b>	152
<b>Annexe B: Cavité conique</b>	157
<b>Annexe C: Echantillons caractérisés</b>	162
<b>Bibliographie</b>	163

# *Introduction*

## INTRODUCTION

Depuis sa découverte en 1911 par le physicien néerlandais K. Onnes, la supraconductivité a suscité d'importants efforts de recherche, pour en connaître les mécanismes et pour l'employer à des réalisations spécifiques. Tout d'abord caractéristique de certains métaux et alliages qui présentaient la particularité de voir leur résistivité s'annuler sous une certaine température, elle apparaissait à des températures très basses, proches de celle de l'hélium liquide. Les températures à atteindre, pour bénéficier des avantages liés à un matériau de résistivité nulle, limitait donc le champ d'applications possibles des supraconducteurs.

Les travaux de Bednorz et Muller ont abouti en 1986 à la découverte d'un nouveau matériau (LaBaCuO), supraconducteur à une température de 35K dépassant les meilleurs résultats de l'époque. Ce matériau ouvrait la voie à une famille de supraconducteurs à base d'oxyde de cuivre dont les températures critiques n'ont, depuis lors, cessées d'augmenter. La température de liquéfaction de l'azote était franchie avec YBaCuO, ce qui rendait l'emploi des nouveaux matériaux supraconducteurs moins contraignant et moins onéreux. Ce résultat a eu pour conséquence un essor croissant et considérable des recherches menées sur la supraconductivité.

Les études prospectives dans le domaine des hyperfréquences ont rapidement montré l'intérêt potentiel de ces matériaux dans cette gamme de fréquences. De plus les techniques de caractérisation microondes se sont rapidement révélées très intéressantes pour étudier la qualité de ce type de matériau. A l'heure actuelle trois axes principaux de recherche peuvent être dégagés:



-le premier concerne la caractérisation électromagnétique des matériaux supraconducteurs à haute température critique. L'objectif de telles études est de déterminer les caractéristiques des matériaux et de les confronter aux nombreux modèles et théories existants. Les paramètres spécifiques d'un matériau supraconducteur sont la conductivité complexe et la profondeur de pénétration du champ magnétique. Du point de vue du concepteur de circuits microondes, la résistance de surface est une grandeur fondamentale qui permet d'extrapoler les performances des circuits. C'est aussi un indicateur de la qualité du matériau.

-le second étudie plus particulièrement les effets spécifiques des matériaux supraconducteurs, comme l'effet Josephson, afin de réaliser des dispositifs nouveaux. Des études envisagent une application de l'effet Josephson pour la réalisation de transistors à flux de vortex. D'autres concernent l'emploi de films supraconducteurs dans les transistors à semi-conducteur. Ces études sont relativement récentes et portent sur le long terme.

-à plus court terme, le troisième axe de recherche concerne l'emploi des supraconducteurs pour améliorer les performances des dispositifs microondes classiques. Il s'agit ici, dans un premier temps, de remplacer les lignes de transmission métalliques ainsi que tous les circuits passifs par leurs équivalents supraconducteurs. La seconde étape consiste à réaliser l'hybridation de composants à semi-conducteurs sur des circuits réalisés à partir de films supraconducteurs, afin de réaliser une fonction microonde complète. De nombreux travaux existent dans ce domaine et les performances obtenues avec les prototypes montrent clairement les bénéfices que l'on peut obtenir en utilisant des matériaux SHTC en microondes.

A l'IEMN plusieurs équipes de recherche effectuent des travaux sur les matériaux supraconducteurs:

-l'équipe "Physique théorique", dirigée par M.Lannoo, étudie le mécanisme de supraconductivité chez les matériaux à base de carbone (fullerènes).

-l'équipe "Electromagnétisme des circuits", dirigée par P.Kennis, élabore des logiciels de simulation et de CAO microondes adaptés au caractère spécifique des matériaux supraconducteurs.

-l'équipe "Caractérisation des matériaux", dirigée par P.Tabourier, a pour objectif d'étudier expérimentalement les caractéristiques des

supraconducteurs dans le domaine des microondes. Elle s'emploie aussi à réaliser des prototypes de circuits microondes passifs et actifs utilisant les supraconducteurs.

C'est au sein de cette dernière équipe que s'est déroulé le travail présenté dans ce rapport. Deux thèmes y sont abordés: d'une part la caractérisation des films supraconducteurs à haute température critique, d'autre part leur emploi dans la réalisation de circuits actifs microondes. Ce rapport est ainsi divisé en trois grandes parties distinctes:

-la première introduit la notion de supraconductivité.

Le comportement en microonde d'un film supraconducteur est abordé et l'emploi de ce film dans une ligne de transmission hyperfréquence est envisagé.

-la seconde partie traite de la caractérisation des films SHTC. Notre objectif était de mettre au point une méthode rapide, simple et non destructrice de mesure de la résistance de surface d'un matériau supraconducteur afin de pouvoir envisager des mesures de routine. La méthode retenue est celle de la cavité résonante: elle est explicitée en détail et les résultats obtenus sur différents films SHTC sont présentés.

-la dernière partie présente l'étude, la réalisation et la caractérisation d'un oscillateur microonde associant des lignes supraconductrices et un transistor à semi-conducteur AsGa. Cette étude a été effectuée dans le cadre du contrat européen ESPRIT III Basic Research n°6625 "X-Band SRO" qui s'est déroulé de juin 1992 à décembre 1995.

*Les Supraconducteurs  
à Haute Température Critique*

# Chapitre 1

## Présentation des supraconducteurs

On peut définir la supraconductivité comme l'ensemble des phénomènes qui modifient radicalement les propriétés électriques et magnétiques d'un matériau. Découverte en 1911 par le physicien néerlandais Kamerlingh Onnes, lors de ses études sur le comportement de la résistivité des métaux avec la température [1], elle a depuis lors été observée sur de nombreux matériaux: principalement des métaux, des alliages de métaux, des oxydes et des matériaux à base de carbone. Des études expérimentales ont déterminé les différentes propriétés caractérisant un supraconducteur et parallèlement de nombreuses théories ont permis de mieux comprendre la physique sous-jacente.

Dans ce chapitre nous rappelons les différents aspects expérimentaux de la supraconductivité. Les principaux matériaux supraconducteurs sont présentés, l'accent est mis sur le supraconducteur à base d'oxyde de cuivre qui fait l'objet de notre étude. Nous établissons enfin une liste non-exhaustive des théories et modèles traitant de la supraconductivité.

## 1. Rappels expérimentaux

### 1.1. Phénomènes caractéristiques de la supraconductivité

Avant d'affirmer avec certitude qu'un matériau est supraconducteur il est nécessaire de vérifier expérimentalement les trois points suivants:

a) La résistivité électrique, mesurée en continu, s'annule en dessous d'une certaine température appelée température critique et notée  $T_c$  (figure I.1).

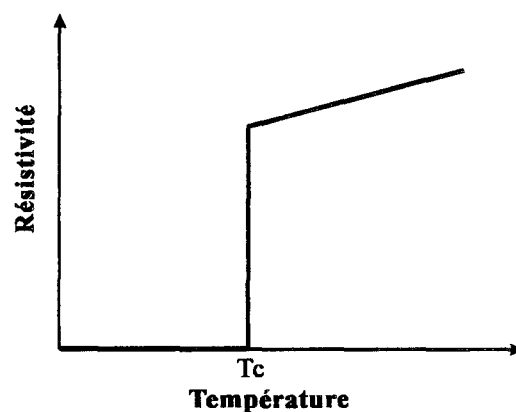


Figure I.1: évolution de la résistivité d'un matériau supraconducteur en fonction de la température

b) Pour les températures supérieures à  $T_c$ , un supraconducteur est traversé par les lignes de champ magnétique tout comme un conducteur métallique. En dessous de  $T_c$ , le matériau supraconducteur se différencie d'un métal car il expulse les lignes de champ magnétique (figure I.2). Un matériau supraconducteur se comporte donc comme un diamagnétique parfait.

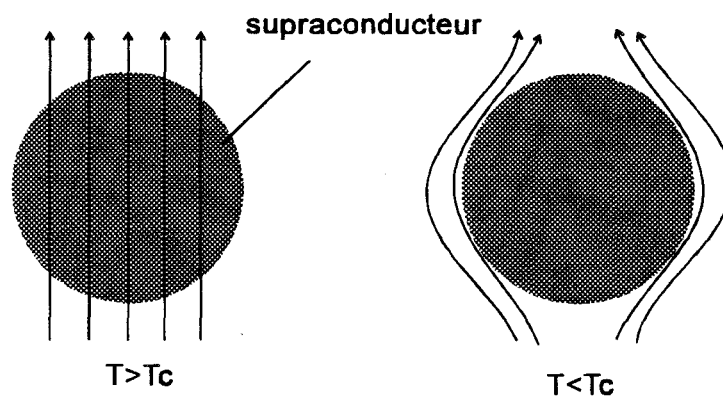


Figure I.2: comportement d'un supraconducteur en présence d'un champ magnétique

Ce phénomène est très intéressant car il est en apparence contradiction avec les équations de Maxwell. En effet celles-ci prévoient que pour un matériau conducteur parfait (c'est à dire de conductivité infinie) le champ magnétique traversant ce matériau est invariant avec le temps:

$$\vec{E} = \rho \vec{J} = \mathbf{0} \quad \text{si } \rho \rightarrow 0 \quad (\text{eq I.1a})$$

$$\Rightarrow \text{rot } \vec{E} = \frac{d\vec{B}}{dt} = \mathbf{0} \quad (\text{eq I.1b})$$

avec: E: champ électrique; J: densité de courant;  $\rho$ : résistivité électrique; B: champ magnétique.

Ceci n'est pas le cas d'un matériau supraconducteur puisque celui ci est traversé par les lignes de champ quand il est dans l'état normal et qu'il les expulse quand il est dans l'état supraconducteur. Les lois de Maxwell ne décrivent donc pas complètement le comportement d'un matériau supraconducteur et ceci met clairement en évidence le caractère spécifique de ces matériaux.

De ce phénomène appelé effet Meissner [2] découle l'expérience spectaculaire de lévitation présentée figure I.3. Un aimant permanent est placé sur un matériau supraconducteur maintenu à une température inférieure à sa température critique à l'aide d'un liquide de refroidissement. Les lignes de champ magnétique émanant de l'aimant sont repoussées par le supraconducteur, l'aimant permanent lui-même est repoussé et lévite au-dessus du supraconducteur.

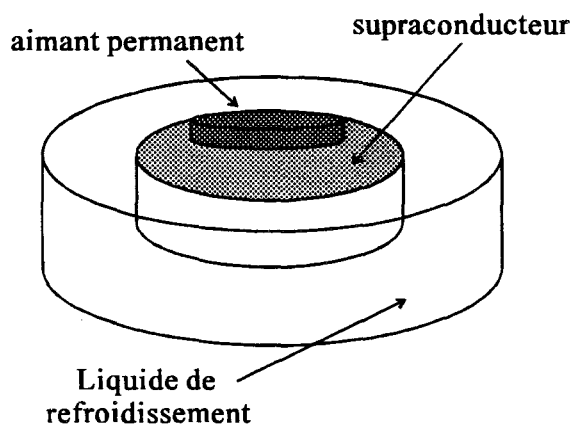


Figure I.3: mise en évidence de l'effet Meissner

c) L'évolution de la chaleur spécifique d'un matériau supraconducteur en fonction de la température présente une discontinuité à la température critique.

### 1.2. Conditions de maintien de la supraconductivité

La supraconductivité est un phénomène qui ne peut exister dans un matériau que si plusieurs conditions sont remplies. La première condition, évoquée au premier paragraphe, est la température: au-dessus de la température critique  $T_c$  le matériau perd ses propriétés supraconductrices et se comporte comme un métal, il est alors dans un état que l'on qualifie de "normal". Les propriétés supraconductrices d'un matériau peuvent aussi disparaître si il est traversé par un courant trop important, on définit ainsi une densité de courant critique, notée  $J_c$ , au-dessus de laquelle la supraconductivité disparaît. De même il existe une valeur limite de champ magnétique, notée  $H_c$ , au-dessus de laquelle le matériau retrouve son état normal si il était auparavant dans l'état supraconducteur. Le comportement des supraconducteurs en présence d'un champ magnétique permet aussi de distinguer deux catégories différentes de supraconducteurs. La figure I.4a présente le passage d'un supraconducteur de type I de l'état supraconducteur à l'état normal dès que le champ critique est franchi. La figure I.4b présente l'influence du champ magnétique sur un supraconducteur de type II pour lequel existent deux valeurs  $H_{c1}$  et  $H_{c2}$  amenant le matériau de l'état supraconducteur vers un état mixte puis vers l'état normal.

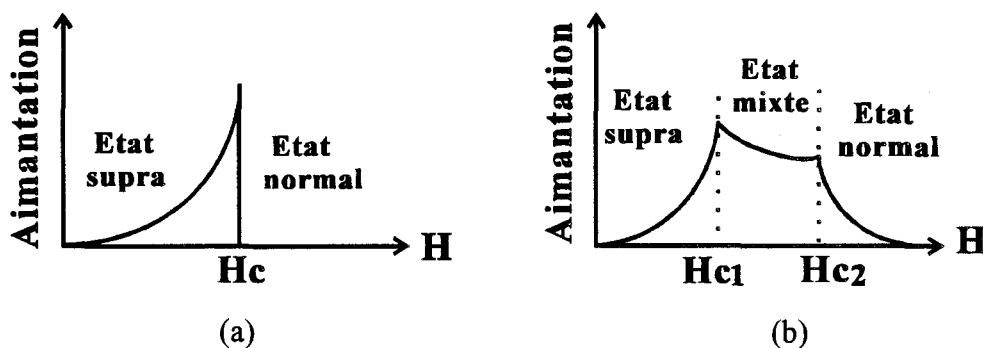


Figure I.4: comportement d'un supraconducteur de type I (a) et de type II (b) en présence d'un champ magnétique

On peut encore citer la fréquence d'un onde électromagnétique  $F_c$  comme limite à la supraconductivité.

## 2. Matériaux supraconducteurs. Cristallographie et dépôt

### 2.1. Les différents type de supraconducteurs

Depuis la découverte de Kammerling Onnes en 1911, de nombreux matériaux ont été étudiés afin de savoir si ils peuvent devenir supraconducteurs en dessous d'une certaine température. De 1911 à 1986, les principaux matériaux supraconducteurs connus étaient des métaux (mercure, plomb, niobium...) ou des alliages de métaux. En 1986 Bednorz et Muller, montrent qu'un nouveau type de matériau est lui aussi supraconducteur. Cette fois il ne s'agit ni d'un métal ni d'un alliage mais d'un composé à base d'oxyde de cuivre (BaLaCuO) [3]. Depuis lors de nombreux autres oxydes se sont révélés supraconducteurs (YBaCuO, BiSrCaCuO...). Ainsi on peut ranger les supraconducteurs en deux grandes familles: les métaux et alliages d'un côté, les oxydes de l'autre. Si la découverte de Berdnoz et Muller a eu autant de retentissement c'est parce que leur matériau présentait une température critique encore jamais atteinte à cette date: 35 K alors que depuis 1974 la plus haute température critique était de 23 K. La figure I.5 montre l'évolution depuis 1911 des températures critiques pour les principaux supraconducteurs.

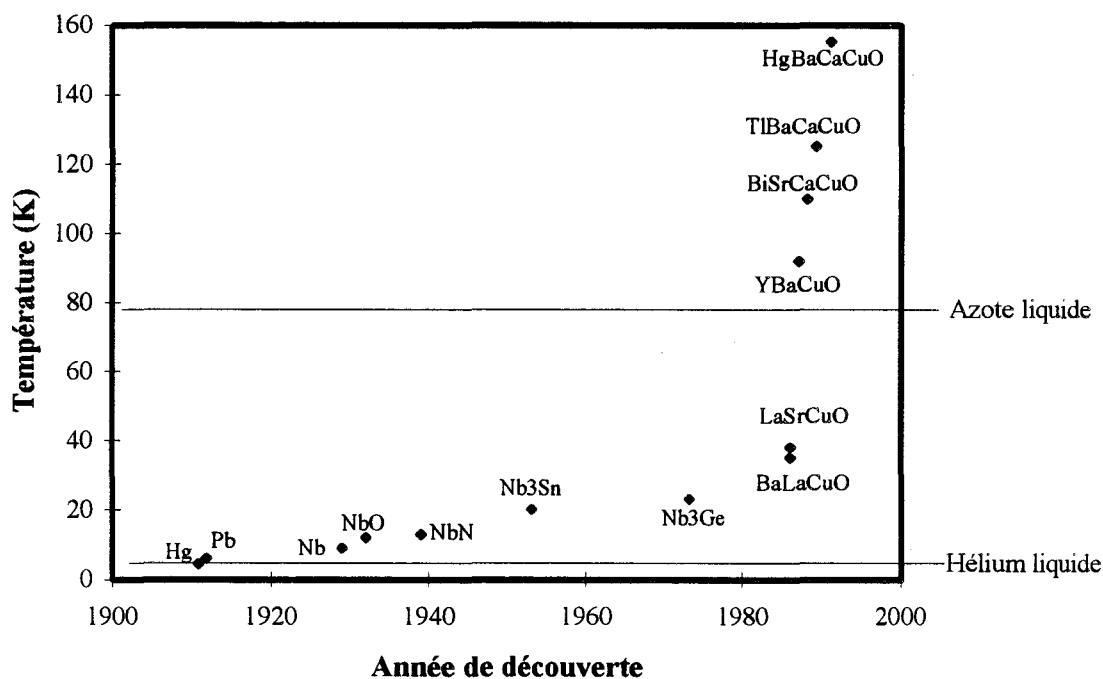


Figure I.5: évolution des températures critiques pour différents matériaux supraconducteurs



La deuxième étape importante dans l'histoire des supraconducteurs a été franchie avec la découverte d'YBaCuO [4]. En effet ce composé d'Yttrium, de Barium et d'oxyde de cuivre présente une température critique d'environ 92 K ce qui est supérieur à la température de liquéfaction de l'azote. Auparavant toute utilisation d'un supraconducteur nécessitait l'emploi de l'hélium liquide comme réfrigérant. Or l'azote liquide est bien plus facile à utiliser que l'hélium: il s'évapore moins vite, coûte peu cher et ne nécessite pas d'installation cryogénique très sophistiquée. YBaCuO ouvrait l'ère des applications possibles à la température de l'azote liquide soit 77,4 K. Comme le montre la figure I.5 une substantielle augmentation de  $T_c$  a encore été obtenue avec BiSrCaCuO puis TlBaCaCuO. Ainsi tous les composés supraconducteurs à base d'oxydes de cuivre ont des températures critiques supérieures aux autres matériaux.

Bien qu'ayant les températures critiques les plus élevées, TlBaCaCuO et HgBaCaCuO sont des matériaux supraconducteurs moins répandus qu'YBaCuO car ils présentent le désavantage d'être composés de substances toxiques (thallium et mercure) ce qui impose des contraintes strictes pour leur élaboration. De plus ils sont constitués de différentes phases cristallographiques. Au total, ceci explique qu'YBaCuO soit le supraconducteur le plus étudié et le plus souvent utilisé pour des applications.

### 2.2. Structure cristallographique d'YBaCuO

Un point commun à tous les oxydes de cuivre supraconducteurs de type II est la présence, dans leur structure cristallographique, de plans cuivre-oxygène  $\text{CuO}_2$ . Dans le cas d'YBaCuO, dont la structure cristallographique est donnée figure I.6, ces plans sont intercalés entre un atome d'Yttrium et un atome de Barium, ils sont considérés comme étant à l'origine de la supraconductivité dans le matériau.

YBaCuO a une structure fortement bi-dimensionnelle à la différence des métaux et alliages qui sont de type tridimensionnel. La supraconduction intervient dans les plans  $\text{CuO}_2$  ce qui signifie que les propriétés électriques et magnétiques pour YBaCuO seront différentes selon son orientation: YBaCuO est donc fortement anisotrope. Cette anisotropie doit être prise en compte lors du dépôt des couches car elle conditionne en partie la faisabilité de circuits microondes. Ceci sera plus longuement expliqué au paragraphe suivant.

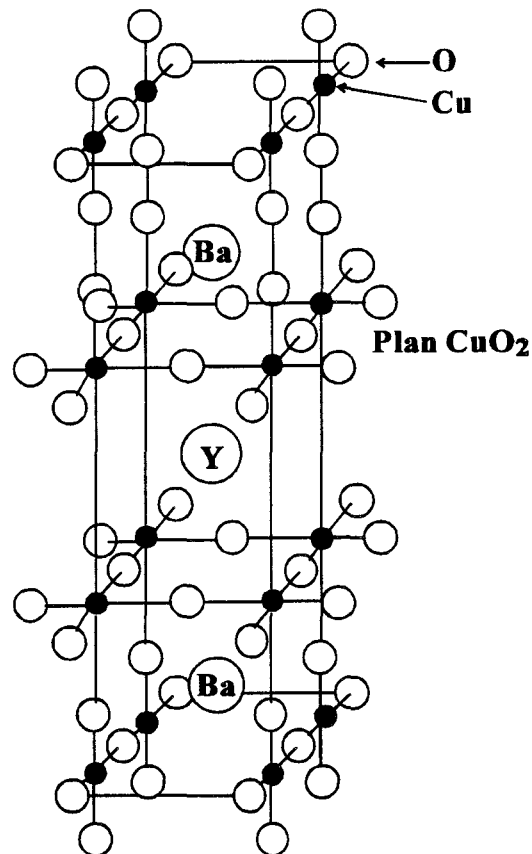


Figure I.6: structure cristallographique d'YBaCuO

### 2.3. Dépôt des couches SHTC sur des substrats diélectriques

Les matériaux supraconducteurs à haute température critique que nous avons étudiés se présentent sous trois formes: pastille massive, couche épaisse sérigraphiée et couche mince. Les applications microondes nécessitent généralement l'emploi d'un diélectrique comme support de propagation des ondes électromagnétiques et d'un matériau conducteur présentant une faible rugosité: c'est donc la réalisation de couches minces qui apparaît comme la plus intéressante pour les hyperfréquences.

La première étape pour le dépôt d'un film SHTC est le choix du matériau diélectrique. Il doit avoir un paramètre de maille proche de celui de la couche SHTC afin de rendre possible l'épitaxie mais ne doit pas réagir avec les composants du supraconducteur. Au point de vue des propriétés microondes il doit aussi présenter des caractéristiques bien précises: permittivité relative moyenne, faibles pertes diélectriques... De nombreux diélectriques satisfont en partie ces conditions et le tableau 1 présente quelques diélectriques utilisés pour le dépôt des couches SHTC. Actuellement, le

substrat diélectrique idéal n'existe pas encore.

	paramètre de maille (Å)	permittivité	Pertes diélectriques à 10GHz
<b>YBaCuO</b>	3.82		
<b>SrTiO<sub>3</sub></b>	3.91	2200	$3 \times 10^{-4}$
<b>MgO</b>	4.2	10	$1 \times 10^{-5}$
<b>LaAlO<sub>3</sub></b>	3.79	24	$> 10^{-5}$
<b>Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub></b>	4.76	9.4-11.6	$< 10^{-7}$ (80K)

Tableau 1: caractéristiques à 300K des principaux diélectriques servant au dépôts d'YBaCuO

Les substrats les plus utilisés sont le MgO ainsi que le LaAlO<sub>3</sub>. Le saphire (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) présente d'excellentes propriétés microondes mais l'aluminium réagit avec l'oxyde de barium BaO<sub>2</sub> et empêche la croissance d'YBaCuO et de TlBaCaCuO. Ce problème peut être résolu en utilisant une couche tampon entre le substrat et le supraconducteur. Des couches très fines de MgO ou d'oxyde de cérium CeO<sub>2</sub> semblent pouvoir jouer ce rôle [5] [6].

Les propriétés supraconductrices de l'YBaCuO dépendent de la méthode employée pour le dépôt et très fortement des paramètres servant au dépôt (conditions de température, de pression...). Les méthodes de dépôt les plus utilisées pour les SHTC sont l'ablation laser [7] et la pulvérisation magnétron à cathode creuse [8]. Citons pour mémoire la MBE (épitaxie par jet moléculaire) et la MOCVD (dépôt en phase vapeur), ces deux techniques sont employées depuis longtemps pour l'élaboration de couches semi-conductrices et quelques équipes de recherche les ont adaptées au dépôt des SHTC [9] [10].

En vue d'applications des SHTC en microondes il est indispensable que la couche déposée puisse assurer le passage du courant électrique. Ceci a une influence importante sur la texture du film. Pour expliquer cela, considérons une ligne microruban métallique déposée sur un substrat diélectrique, comme indiquée figure I.7.

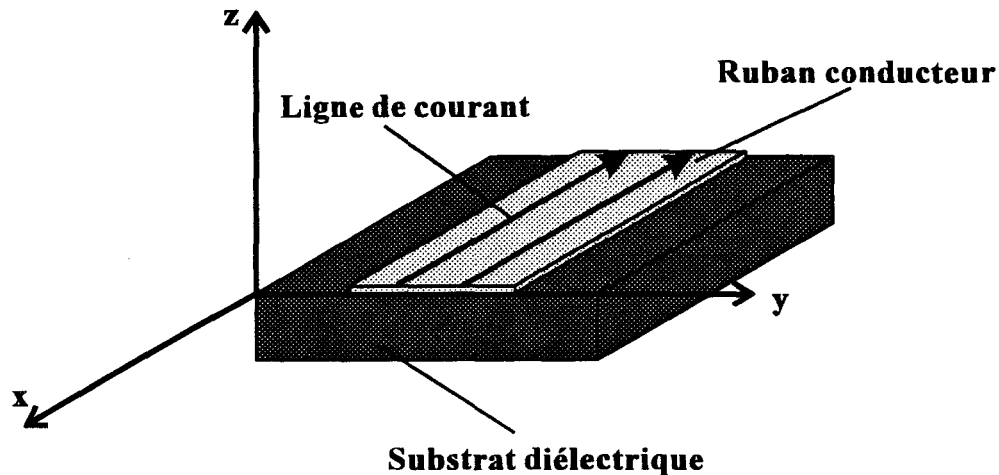
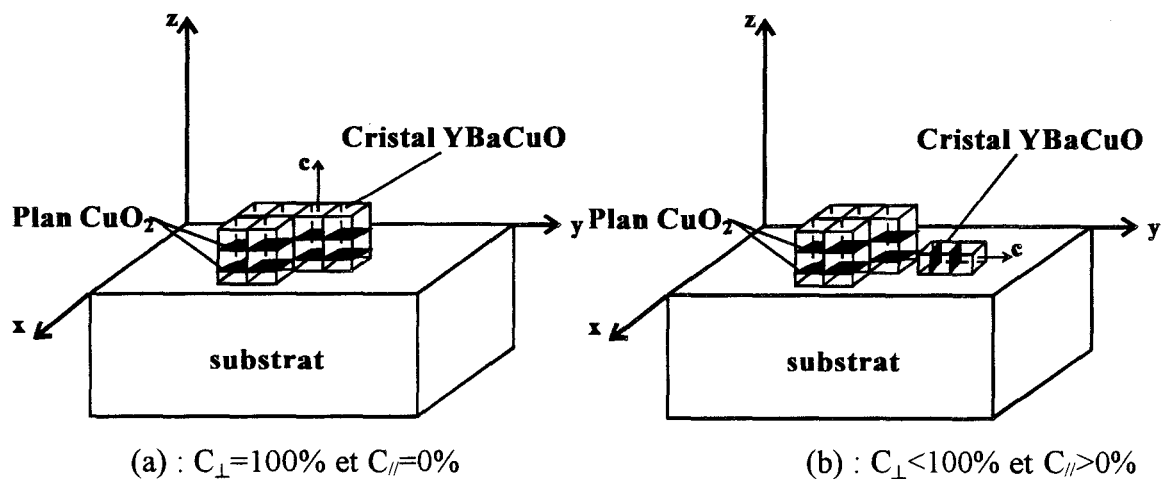


Figure I.7: courant électrique traversant une ligne microruban

Le courant électrique traverse le matériau conducteur selon le plan  $xy$ . Si cette ligne est supraconductrice les plans  $\text{CuO}_2$  doivent donc être orientés selon le plan  $xy$  (voir figure I.8a). Le cristal est alors orienté selon l'axe  $c$ , la proportion de cristaux ainsi déposés est notée  $C_{\perp}$ . L'objectif d'un dépôt de SHTC sur un substrat diélectrique est bien sûr d'obtenir une proportion de cristaux  $C_{\perp}$  la plus importante possible. Sur la figure I.8b, quelques cristaux sont placés sur le diélectrique avec leurs plans  $\text{CuO}_2$  perpendiculaires au substrat donc selon le plan  $xz$  ou  $yz$ . De la même façon on peut mesurer la proportion de tels cristaux dont l'axe  $c$  est parallèle au substrat  $C_{\parallel}$ , il est important d'obtenir un taux  $C_{\parallel}$  le plus faible possible après le dépôt. En effet ces cristaux vont constituer des obstacles à la propagation du courant dans un circuit planaire.



(a) :  $C_{\perp}=100\%$  et  $C_{\parallel}=0\%$

(b) :  $C_{\perp}<100\%$  et  $C_{\parallel}>0\%$

Figure I.8: texture d'une couche YBaCuO déposée sur un substrat diélectrique

### 3.Modèles et théories

#### 3.1.Modèles macroscopiques

Les supraconducteurs métalliques ayant été découverts avant les SHTC ils ont fait l'objet de nombreuses études théoriques. En 1934 Gorter et Casimir proposent une approche phénoménologique de la supraconductivité [11]. Leur modèle suppose l'existence dans le supraconducteur de deux fluides distincts, l'un composé d'électrons normaux l'autre d'électrons supraconducteurs. La théorie des frères London (1935) repose elle aussi sur l'existence de deux types de porteurs dans le matériau [12], elle parvient à expliquer le diamagnétisme des supraconducteurs en introduisant deux densités de courant dans les équations de Maxwell:

$$\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_{sc} \quad (\text{eq I.2})$$

où  $J_n$  représente la densité de courant normal et  $J_{sc}$  la densité de courant supraconducteur. Le terme  $J_{sc}$  ne suit pas la loi d'Ohm traditionnelle, il vérifie au contraire les deux équations suivantes:

$$\frac{d\vec{J}_{sc}}{dt} = \frac{\vec{E}}{\mu_0 \lambda_L} \quad (\text{eq I.3a})$$

$$\text{rot}(\vec{J}_{sc}) = -\frac{\vec{H}}{\lambda_L^2} \quad (\text{eq I.3b})$$

avec:

$E$ : champ électrique

$H$ : champ magnétique

$\mu_0$ : perméabilité

D'après London, le diamagnétisme des supraconducteurs est dû au courant des électrons supraconducteurs à la surface du matériau. L'expulsion du champ magnétique n'est donc pas totale puisqu'un courant circule en surface et jusqu'à une profondeur  $\lambda_L$  dans le matériau, appelée profondeur de pénétration.

Le "modèle à deux fluides" développé par Gorter et Casimir d'une part et la théorie des frères London d'autre part sont tout à fait complémentaires, ils apportent une compréhension semi-quantitative de la supraconductivité. Ces deux modèles

seront utilisés dans le prochain chapitre pour décrire les propriétés électromagnétiques des supraconducteurs.

### 3.2. Théorie microscopique

Une approche microscopique de la supraconductivité a été développée en 1957 par J.Bardeen, L.Cooper et J.R.Schrieffer [13]. Cette théorie, connue sous l'appellation de théorie BCS, montre que la supraconductivité est liée à la formation de paires d'électrons se déplaçant de façon cohérente dans le matériau. Une paire d'électrons, appelée paire de Cooper, se forme lorsqu'un électron se déplaçant dans le réseau cristallin déforme celui-ci, un second électron subit alors l'influence du réseau et voit son énergie modifiée. Le premier électron interagit donc avec le second par l'intermédiaire du réseau.

L'existence d'une interaction entre les électrons d'une paire de Cooper conduit à une modification de leur spectre en énergie. Un conducteur normal possède une bande de conduction partiellement remplie jusqu'à un niveau appelé niveau de Fermi et noté  $E_F$ . La théorie BCS prévoit dans le cas des supraconducteurs l'existence d'une bande interdite séparant la bande d'énergie liée aux électrons appairés de celle occupée par les électrons normaux (figure I.9).

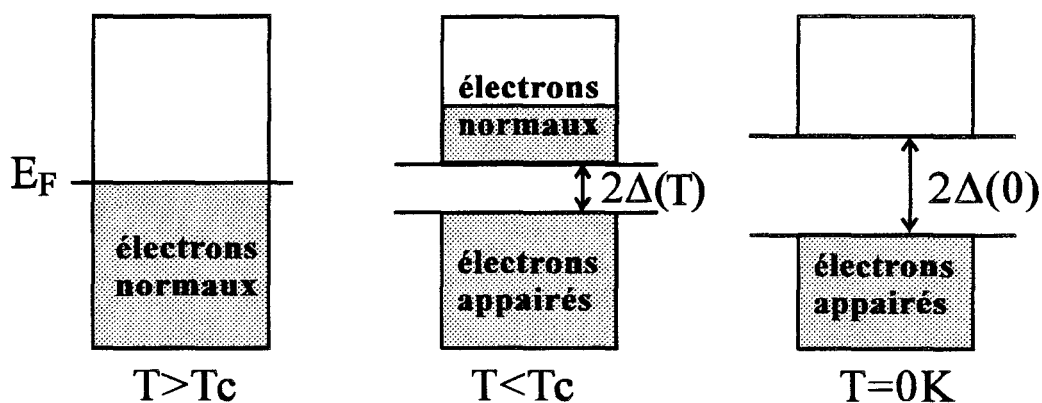


Figure I.9: bande d'énergie d'un supraconducteur

La largeur  $2\Delta$  de cette bande d'énergie interdite représente l'énergie de formation de la paire ainsi que l'apport énergétique nécessaire à sa destruction. Cette bande interdite dépend fortement de la température, sa valeur est maximale à 0K.

En raison de l'exactitude des résultats obtenus avec les anciens supraconducteurs, la théorie BCS est aussi utilisée pour essayer d'interpréter le phénomène de supraconduction dans les SHTC. Par exemple, les particules intervenant dans la supraconductivité des SHTC ont bien la même charge qu'une paire d'électrons tout comme pour les supraconducteurs à bas  $T_c$ . Il semble toutefois que le couplage entre ces particules soit de nature différente de celui décrit par la théorie BCS. Certaines propriétés des SHTC diffèrent de celles des anciens supraconducteurs, ce que les théories classiques ne parviennent pas à expliquer. Ainsi l'évolution de la largeur de la bande interdite pour les anciens supraconducteurs est très bien prévue par la théorie BCS, ce qui n'est pas le cas avec les SHTC. On constate aussi que la profondeur de pénétration à 0K  $\lambda_{L0}$  est beaucoup plus importante chez les SHTC, et à l'inverse que la longueur de cohérence  $\xi$  des paires de Cooper est plus faible. A titre d'exemple le tableau 2 présente les valeurs de  $\lambda_{L0}$ , de  $\xi$  et de  $2\Delta$  pour le niobium (bas  $T_c$ ) et YBaCuO (haut  $T_c$ ).

	Nb	YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7</sub>
Température critique (K)	9.2	92
Profondeur de pénétration à 0K $\lambda_{L0}$ (Å)	850	1500
Longueur de cohérence $\xi$ (Å)	300	16
Bande interdite $2\Delta$ à 0K (meV)	2.8	

Tableau 2: température critique, profondeur de pénétration, longueur de cohérence et bande interdite pour deux supraconducteurs de type différent.

Même si les applications électroniques et tout particulièrement microondes de ces matériaux ne nécessitent pas la mise en oeuvre de théories lourdes (et de ce fait le modèle à deux fluides est très largement utilisé), un effort de recherche reste encore à fournir avant de parvenir à une compréhension complète du phénomène de supraconduction dans les Supraconducteurs à Haute Température Critique.

## Chapitre 2

### Supraconducteurs en présence d'un champ électromagnétique

Dans ce chapitre nous présentons les propriétés électromagnétiques des matériaux supraconducteurs en utilisant les théories et modèles introduits au chapitre précédent. Les notions de profondeur de pénétration, de conductivité et d'impédance de surface sont redéfinies pour tenir compte de la spécificité de ces matériaux. Finalement, le comportement en fréquence et en température d'une ligne microruban supraconductrice est étudié.

#### **1. Propriétés électromagnétiques des supraconducteurs**

##### *1.1. Profondeur de pénétration*

Nous avons rappelé au chapitre précédent que la théorie des frères London rend compte de la résistivité nulle et du diamagnétisme des supraconducteurs en modifiant les équations de Maxwell. Les frères London ont introduit une profondeur de



pénétration  $\lambda_L$  à l'intérieur de laquelle subsiste un champ magnétique et circule un courant électrique. Considérons un matériau supraconducteur soumis à un champ magnétique continu  $B$  (voir figure I.10):

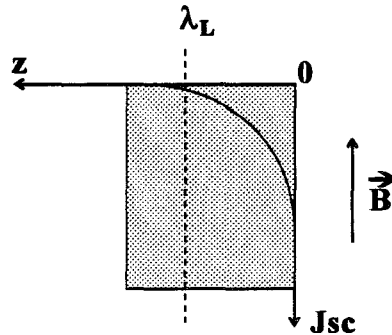


Figure I.10: évolution du courant électrique dans un matériau supraconducteur.

La densité de courant supraconducteur  $J_{sc}$  induit par ce champ magnétique s'écrit:

$$J_{sc}(z) = J_{sc}(0)e^{-z/\lambda_L} \quad (\text{eq I.4})$$

Le courant continu décroît exponentiellement à l'intérieur du supraconducteur. On remarque qu'à la profondeur de pénétration  $\lambda_L$  la valeur du courant est  $J_{sc}(0)/e$ . La théorie des frères London donne accès à l'expression de  $\lambda_L$ :

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_s}{\mu n_s q_s}} \quad (\text{eq I.5})$$

où  $m_s$ ,  $q_s$  et  $n_s$  sont respectivement la masse, la charge et la densité d'électrons supraconducteurs. Le modèle à deux fluides permet de calculer les rapports entre la densité de porteurs normaux  $n_n$ , la densité de porteurs supraconducteurs  $n_s$  et la densité totale de porteurs  $n=n_n+n_s$ :

$$n_n/n = (T/T_c)^4 \quad (\text{eq I.6a})$$

$$n_s/n = 1 - (T/T_c)^4 \quad (\text{eq I.6b})$$

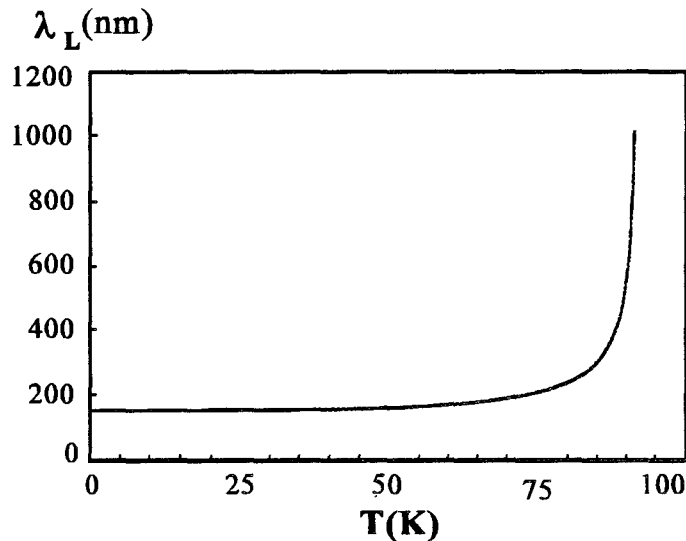
En remplaçant, dans l'équation (I.5),  $n_s$  par l'expression (I.6b), on trouve l'évolution de  $\lambda_L$  avec la température:

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_{L0}}{\sqrt{1 - (T/T_c)^4}} \quad (\text{eq I.7a})$$

avec:

$$\lambda_L(0K) = \lambda_{L0} = \sqrt{\frac{m_s}{\mu n q_s^2}} \quad (\text{eq I.7b})$$

L'évolution de  $\lambda_L$  en fonction de la température est donnée figure I.11 pour un matériau supraconducteur ayant les caractéristiques suivante:  $T_c=92K$ ,  $\lambda_{L0}=150nm$ .



**Figure I.11:** évolution typique de  $\lambda_L$  avec le modèle à deux fluides pour un matériau YBaCuO.

$\lambda_L$  est minimal à 0K et peut atteindre plusieurs microns près de la température critique  $T_c$ . Pour  $T > T_c$ , le matériau perd ses propriétés supraconductrices; il a alors un comportement métallique pour lequel la densité de courant dans le matériau évolue en  $e^{-z/\delta}$  avec  $\delta$  profondeur de peau.

### 1.2. Conductivité complexe

Gorter et Casimir distinguent deux types de densités de courant dans le supraconducteur (voir chapitre 1, § 3.1). On peut rendre compte de ces deux densités de courant en attribuant une conductivité à chacune d'entre elles. La conductivité totale devient alors:  $\sigma^* = \sigma_n + \sigma_s$  (eq I.8),  $\sigma_n$  étant la conductivité liée aux porteurs normaux et

$\sigma_s$  celle liée aux porteurs supraconducteurs. Utilisons les équations de London en régime sinusoïdal pour déterminer  $\sigma_s$  :

$$j\omega \vec{J}_{sc} = \frac{\vec{E}}{\mu_0 \lambda_L} \quad (\text{eq I.9a})$$

$$\sigma_s = \frac{\vec{E}}{\vec{J}_{sc}} = \frac{1}{j\omega \mu_0 \lambda_L^2} \quad (\text{eq I.9b})$$

La densité de courant dû aux porteurs normaux suit la loi d'Ohm classique, donc on peut déterminer  $\sigma_n$ :

$$\vec{J}_n = \sigma_n \vec{E} \quad (\text{eq I.10})$$

$$\sigma_n = \left( \frac{n_n q_n^2 \tau}{m_n} \right) \quad (\text{eq I.11})$$

Cette expression de  $\sigma_n$  n'est valable que dans le cas où la période de l'onde électromagnétique reste inférieure au temps de relaxation  $\tau$  des porteurs normaux, ceci est vérifié en microondes. A partir des expressions (I.9b) et (I.11), on aboutit à l'expression de la conductivité complexe  $\sigma^*$  et de chacune de ses composantes  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$ :

$$\sigma^* = \sigma_n + \sigma_s = \frac{n_n q_n^2 \tau}{m_n} - j \frac{1}{\omega \mu_0 \lambda_L^2} = \sigma_1 - j \sigma_2 \quad (\text{eq I.12a})$$

$$\sigma_1 = \frac{n_n q_n^2 \tau}{m_n} = \sigma_c \left( \frac{n_n}{n} \right) \quad (\text{eq I.12b})$$

$$\sigma_2 = \frac{1}{j\omega \mu_0 \lambda_L^2} \quad (\text{eq I.12c})$$

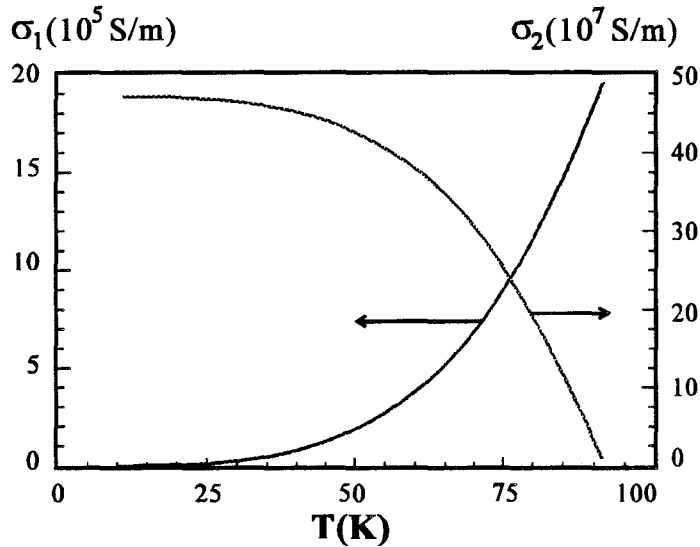
avec  $\sigma_c = \left( \frac{n q_n^2 \tau}{m_n} \right)$  = conductivité à l'état normal pour T voisin de Tc

Connaissant les expressions de  $n_n$  et de  $\lambda_L$  on peut écrire  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  en fonction de la température:

$$\sigma_1 = \sigma_c \left( \frac{T}{T_c} \right)^4 \quad (\text{eq I.13a})$$

$$\sigma_2 = \frac{1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^4}{\omega \mu_0 \lambda_{L0}^2} \quad (\text{eq I.13b})$$

A titre d'exemple, la figure I.12 donne les évolutions de  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$ , tracées à partir des formules (I.13a) et (I.13b) pour un matériau YBaCuO, à 12GHz avec:  $\lambda_{L0}=150\text{nm}$ ,  $T_c=92\text{K}$ ,  $\sigma_c=2.10^6\text{ S/m}$ .



**Figure I.12:** évolution typique de  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  avec le modèle à deux fluides pour un matériau YBaCuO

### 1.3. Impédance de surface

L'impédance de surface d'un matériau conducteur est un paramètre de première importance car elle conditionne les performances des circuits hyperfréquences. Comme elle est accessible à la mesure, c'est un indicateur de la qualité du dépôt de ce matériau.

#### *1.3.1. Cas d'un métal massif*

Soit un conducteur métallique plan d'épaisseur infinie et de conductivité  $\sigma$ : l'impédance de surface à une pulsation  $\omega$  donnée est le rapport des champs électrique  $E$  et magnétique  $H$  tangents à sa surface. Dans le cas d'une onde TEM l'expression de  $Z_s$  est bien connue [14]:

$$Z_s = \frac{\vec{E}_{tg}}{\vec{H}_{tg}} = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\sigma}} \quad (\text{eq I.14})$$

Développons cette expression pour aboutir aux parties réelle  $R_s$  et imaginaire  $X_s$  de cette impédance:

$$\mathbf{Z}_s = \mathbf{R}_s + \mathbf{jX}_s = (1 + \mathbf{j})\sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma}} \quad (\text{eq I.15})$$

L'impédance de surface d'un matériau conducteur est un nombre complexe dont les parties réelle et imaginaire sont égales et proportionnelles à la racine carrée de la fréquence.

### 1.3.2. Cas d'un matériau supraconducteur massif

Reprenons l'expression (I.14) en remplaçant  $\sigma$  par  $\sigma^*$ , nous obtenons en supposant que  $\sigma_1$  est très inférieur à  $\sigma_2$  dans l'état supraconducteur:

$$\mathbf{Z}_s = \sqrt{\frac{\mathbf{j}\omega\mu_0}{\sigma_1 - \mathbf{j}\sigma_2}} \approx \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{\sigma_2}} \left[ \mathbf{j} + \frac{\sigma_1}{2\sigma_2} \right] \quad (\text{eq I.16})$$

En prenant les équations (I.13a) et (I.13b) du modèle à deux fluides, les parties réelle et imaginaire de  $Z_s$  peuvent alors s'écrire:

$$\mathbf{R}_s = \frac{\omega^2 \mu_0^2 \lambda_L^3}{2} \sigma_c \left( \frac{\mathbf{T}}{\mathbf{T}_c} \right)^4 \quad (\text{eq I.17a})$$

$$\mathbf{X}_s = \omega\mu_0 \frac{\lambda_{L0}}{\sqrt{1 - \left( \frac{\mathbf{T}}{\mathbf{T}_c} \right)^4}} \quad (\text{eq I.17b})$$

On remarque tout d'abord que la résistance de surface  $R_s$  d'un supraconducteur est proportionnelle au carré de la fréquence, ce qui diffère fortement du résultat obtenu avec un métal classique. De plus les formulations de  $R_s$  et de  $X_s$  sont différentes, ce qui n'est pas le cas pour un métal classique. La figure I.13 présente les évolutions de  $R_s$  et  $X_s$  d'un supraconducteur YBaCuO à 12GHz ayant les caractéristiques suivantes:  $T_c=92\text{K}$ ,  $\lambda_{L0} 150\text{nm}$ ,  $\sigma_c = 2.10^6 \text{ S/m}$ .

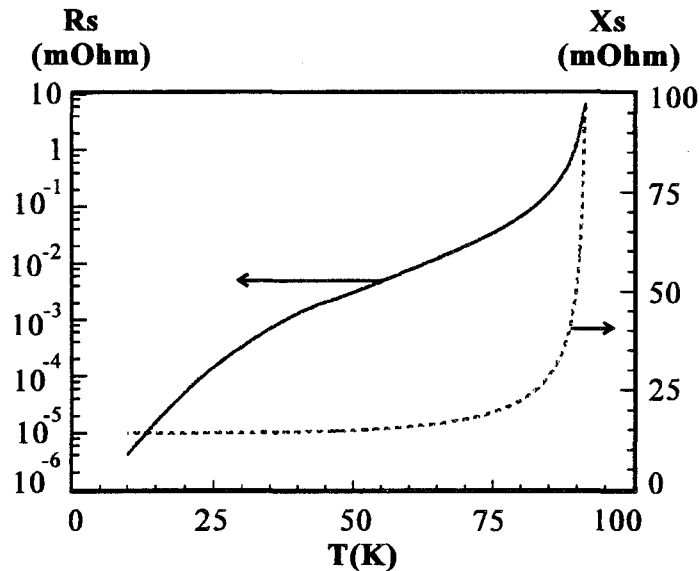


Figure I.13: évolution en température de la résistance et de la réactance de surface de YBaCuO massif avec le modèle à deux fluides

On constate sur cette figure que  $R_s$  tend vers 0 quand la température est proche de 0K et que  $X_s$  sature rapidement et tend vers la valeur  $\omega\mu_0\lambda_{L0}$ . De plus les valeurs de  $X_s$  sont très nettement supérieures à celles de  $R_s$  dans toute la gamme de température. Ainsi après la transition, le matériau supraconducteur se comporte comme une inductance pure. Cette inductance, appelée inductance cinétique et notée  $L_k$  s'écrit simplement:

$$L_k = \frac{X_s}{\omega} = \mu_0\lambda_L(T) \quad (\text{eq I.18})$$

Elle est directement proportionnelle à la profondeur de pénétration, elle prend des valeurs très importantes dans la transition supraconductrice puis tend vers  $\mu_0\lambda_{L0}$  aux basses températures.

### 1.3.3. Cas d'une couche mince supraconductrice

Les couches SHTC ont généralement des épaisseurs inférieures au micron donc de l'ordre de leur profondeur de pénétration, c'est pourquoi il faut tenir compte de l'épaisseur  $d$  du film dans le calcul de l'impédance de surface. Dans ce cas, l'impédance carrée de surface  $Z_{sq}$  est donnée par la formule de R.L.Kautz [15]:

$$Z_{s\Box} = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\sigma^*}} \coth(\sqrt{j\omega\mu_0\sigma^*}d) \quad (\text{eq I.19})$$

Cette expression peut être développée pour obtenir la résistance et la réactance de surface du film:

$$R_{s\Box} = R_s \frac{\text{th}(X) \left[ \text{tg}^2\left(\frac{\sigma_1}{2\sigma_2} X\right) + 1 \right]}{\text{th}^2(X) + \text{tg}^2\left(\frac{\sigma_1}{2\sigma_2} X\right)} - X_s \frac{\text{tg}\left(\frac{\sigma_1}{2\sigma_2} X\right) \left[ \text{th}^2(X) - 1 \right]}{\text{th}^2(X) + \text{tg}^2\left(\frac{\sigma_1}{2\sigma_2} X\right)} \quad (\text{eq I.20a})$$

$$X_{s\Box} = R_s \frac{\text{tg}\left(\frac{\sigma_1}{2\sigma_2} X\right) \left[ \text{th}^2(X) - 1 \right]}{\text{th}^2(X) + \text{tg}^2\left(\frac{\sigma_1}{2\sigma_2} X\right)} + X_s \frac{\text{th}(X) \left[ \text{tg}^2\left(\frac{\sigma_1}{2\sigma_2} X\right) + 1 \right]}{\text{th}^2(X) + \text{tg}^2\left(\frac{\sigma_1}{2\sigma_2} X\right)} \quad (\text{eq I.20b})$$

avec  $X = \left( \sqrt{\omega\mu_0} \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \right) d$  et  $R_s$ ,  $X_s$  donnés par les équations I.17a et I.17b

respectivement

Dans le cas limite où l'épaisseur du film est très inférieure à la profondeur de pénétration, ces expressions se simplifient et  $Z_{s\Box}$  devient:

$$Z_{s\Box} = \frac{1}{\sigma^* d} = \frac{\sigma_1}{(\sigma_1^2 + \sigma_2^2) d} + j \frac{\sigma_2}{(\sigma_1^2 + \sigma_2^2) d} = R_{s\Box} + jX_{s\Box} \quad (\text{eq I.21})$$

Les évolutions en fonction de la température de  $R_{s\Box}$  et  $X_{s\Box}$  à 12GHz sont données figure I.14 pour un film YBaCuO de 300nm d'épaisseur ayant les mêmes caractéristiques que précédemment.

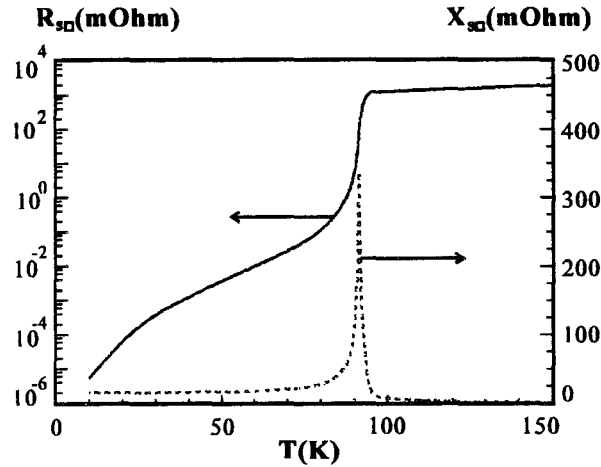


Figure I.14: évolution à 12GHz de la résistance carrée de surface et de la réactance carrée de surface pour un film YBaCuO d'après le modèle à deux fluides.

Dans la pratique  $R_s$  ne tend pas vers 0 mais sature à une valeur de résistance résiduelle. Pour expliquer cet effet J.C.Mage [16] introduit une perméabilité complexe  $\mu^* = \mu_0(\mu' - j\mu'')$  à la place de  $\mu_0$ . Pour les températures inférieures à  $T_c$ , les valeurs de  $R_{sq}$  et  $X_{sq}$  restent toujours supérieures à celles du matériau massif. On remarque que  $X_{sq}$  présente un pic dans la transition supraconductrice.

Il est intéressant de tracer l'évolution du rapport de la résistance carrée du film à la résistance du matériau massif en fonction de l'épaisseur normalisée par  $\lambda_{L0}$ . Le résultat obtenu est présenté figure I.15 à 12GHz pour  $T=78K$ , les caractéristiques du matériau sont les mêmes que précédemment.

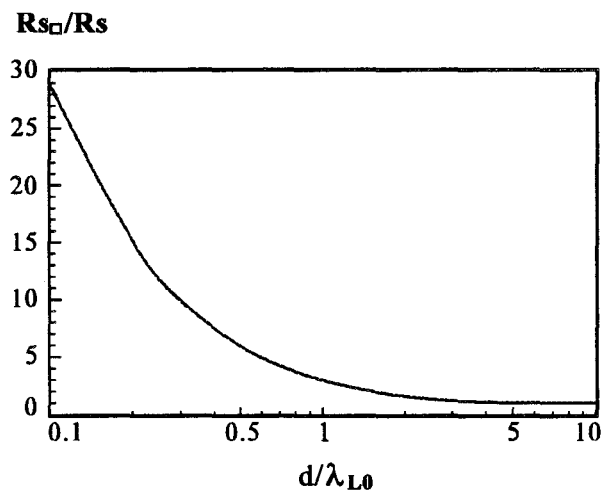


Figure I.15: évolution à 12GHz et 78K du rapport  $R_{sq}/R_s$  en fonction de  $d/\lambda_{L0}$  pour un film YBaCuO.



La figure I.15 montre clairement l'influence de l'épaisseur du film par rapport à la profondeur de pénétration  $\lambda_{L0}$  sur les valeurs de résistance carrée de surface d'un film SHTC. Celles ci sont toujours plus élevées que celles du matériau massif et le rapport entre ces deux grandeurs peut atteindre des valeurs très importantes pour un film très mince. La profondeur de pénétration généralement admise pour YBaCuO est de 150nm à 0K [17], cependant quelques auteurs ont obtenus expérimentalement des valeurs plus élevées, jusqu'à 600nm [18] [19]. La figure I.16 illustre l'importance de ce point en présentant les évolutions à 78K et en fonction de la fréquence des résistances carrées de surface pour trois cas de figure:

- film 1 : YBaCuO,  $T_c=92K$ ,  $\sigma_c=2.10^6S/m$ ,  $d=300nm$  et  $\lambda_{L0}=150nm$
- film 2 : même caractéristique sauf  $\lambda_{L0}=500nm$
- film 3 : or,  $\sigma=4,5.10^6S/m$  à 300K,  $d=3\mu m$

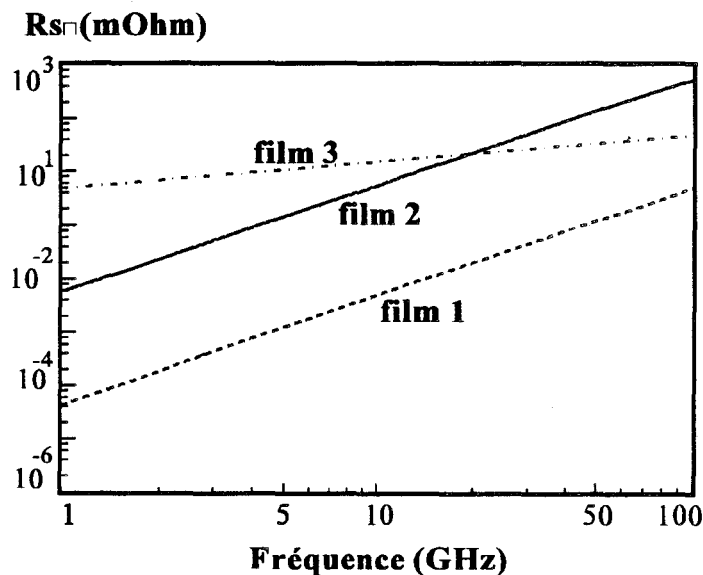


Figure I.16: évolution de la résistance carrée de surface des films 1, 2 et 3 (or) à 78K.

D'après la figure I.16 la résistance carrée de surface dépend fortement de la profondeur de pénétration et de la fréquence. Pour les applications en microondes, un film SHTC sera potentiellement intéressant si sa résistance carrée de surface est inférieure à celle d'un métal.

Pour un film mince supraconducteur l'inductance cinétique s'écrit:

$$L_k = \frac{X_{s\Box}}{\omega} \quad (\text{eq I.22})$$

Cette inductance, indépendante de la fréquence, peut atteindre des valeurs très importantes dans la transition supraconductrice. Elle est ainsi à l'origine du ralentissement de l'onde électromagnétique dans le film supraconducteur: une application de cet effet est présentée au chapitre 3.

## **2.Comportement d'une ligne microruban supraconductrice**

Parmi les structures planaires de propagation développées pour les microondes, la ligne microruban est la plus couramment employée. Ses propriétés électromagnétiques sont bien connues et cette structure est intégrée à de nombreux logiciels de CAO microondes. Elle présente toutefois quelques inconvénients: difficulté de mise à la masse des composants, affaiblissement et rayonnement pouvant être importants...La plupart de ces problèmes peuvent trouver une solution purement technique, par exemple en optimisant la structure et l'encapsulation. L'affaiblissement important d'une ligne microruban peut être diminué en employant des films SHTC comme conducteurs.

Le comportement en microondes d'une ligne microruban supraconductrice a déjà été étudié au Laboratoire dans la thèse de M<sup>lle</sup> D.Chauvel [20], nous nous contenterons donc dans ce paragraphe de rappeler les points les plus importants.

### **2.1.Schéma équivalent**

Une structure microruban est constituée d'une ligne conductrice déposée sur une face du substrat diélectrique et sur l'autre face se trouve un plan de masse lui aussi conducteur (voir figure I.17). Le film SHTC remplace la ligne conductrice, le plan de masse peut lui aussi être supraconducteur, toutefois il est souvent métallique car il est actuellement difficile d'effectuer un dépôt supraconducteur sur les deux faces du substrat.

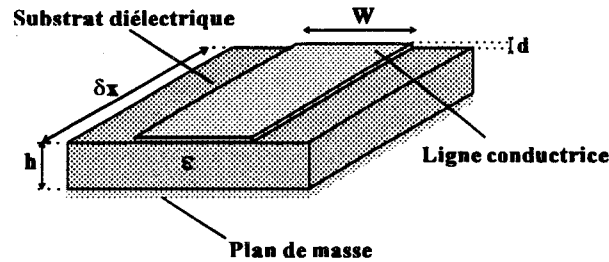


Figure I.17: structure microruban

Le schéma équivalent d'un tronçon de ligne de longueur  $\delta x$ , dans l'hypothèse d'un mode de propagation TEM, est la ligne de transmission de la figure I.18.

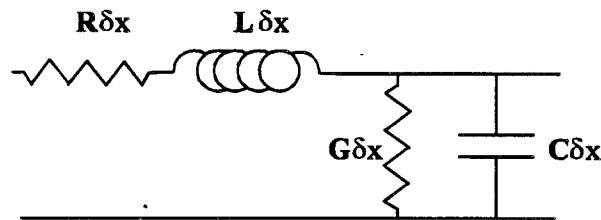


Figure I.18: schéma équivalent d'une ligne microruban

$R$ ,  $L$ ,  $G$ ,  $C$  sont les éléments localisés de la ligne de transmission équivalente: ils dépendent des dimensions géométriques ainsi que des caractéristiques des matériaux employés. Leurs expressions sont bien connues, aussi nous ne rappelons que celles concernant la résistance linéique  $R$  et l'inductance linéique  $L$ :

$$R = \frac{R_{s\Box}}{w} + x \frac{R_{s\Box pm}}{w} \quad (\text{eq I.23a}) \quad L = L_m + \frac{X_{s\Box}}{\omega w} + \frac{X_{s\Box pm}}{\omega w} \quad (\text{eq I.23b})$$

$R_{s\Box}$  est la résistance carrée de surface du ruban,  $R_{s\Box pm}$  celle du plan de masse,  $x$  est un coefficient inférieur à l'unité qui prend en compte l'étalement des lignes de champ électrique entre la ligne et le plan de masse.  $X_{s\Box}$  la réactance carrée du ruban conducteur et  $X_{s\Box pm}$  celle du plan de masse,  $L_m$  est l'inductance magnétique que l'on peut écrire en première approximation  $L_m = \frac{\mu_0 h}{w}$  (eq I.24). En remplaçant  $R_{s\Box}$ ,  $R_{s\Box pm}$ ,  $X_{s\Box}$  et  $X_{s\Box pm}$  par les

expressions (I.20a) et (I.20b), on obtient la résistance et l'inductance linéiques d'une ligne microruban entièrement supraconductrice. Si le plan de masse est métallique il faut tenir compte de sa résistance carrée de surface. L'impédance caractéristique d'une ligne microruban est donnée par l'expression:

$$Z_c = \sqrt{\frac{(R + jL\omega)}{(G + jC\omega)}} \quad (\text{eq I.25})$$

Dans l'expression de  $Z_c$ ,  $G$  et  $C$  dépendent des propriétés du substrat qui varient peu avec la température. La figure I.14 montre que  $R_{s\Box}$  et  $X_{s\Box}$  varient très fortement dans la transition supraconductrice, ainsi dans cette gamme de température l'évolution de  $Z_c$  est dominée par  $R$  et  $L$ . Pour les températures très inférieures à  $T_c$ ,  $Z_c$  est quasiment constant et vaut en première approximation  $Z_c \approx \sqrt{L/C}$ .

### 2.2. Affaiblissement

Le coefficient de propagation de l'onde électromagnétique s'écrit classiquement sous la forme:

$$\gamma = \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)} = \alpha + j\beta \quad (\text{eq I.26})$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  sont respectivement l'affaiblissement et la constante de phase de la ligne. En développant cette expression on peut déterminer séparément  $\alpha$  et  $\beta$ . Intéressons-nous uniquement à l'affaiblissement:

$$\alpha = \sqrt{\frac{(GR - LC\omega^2) + \sqrt{(RG - LC\omega^2)^2 + (LG\omega + RC\omega)^2}}{2}} \quad (\text{eq I.27})$$

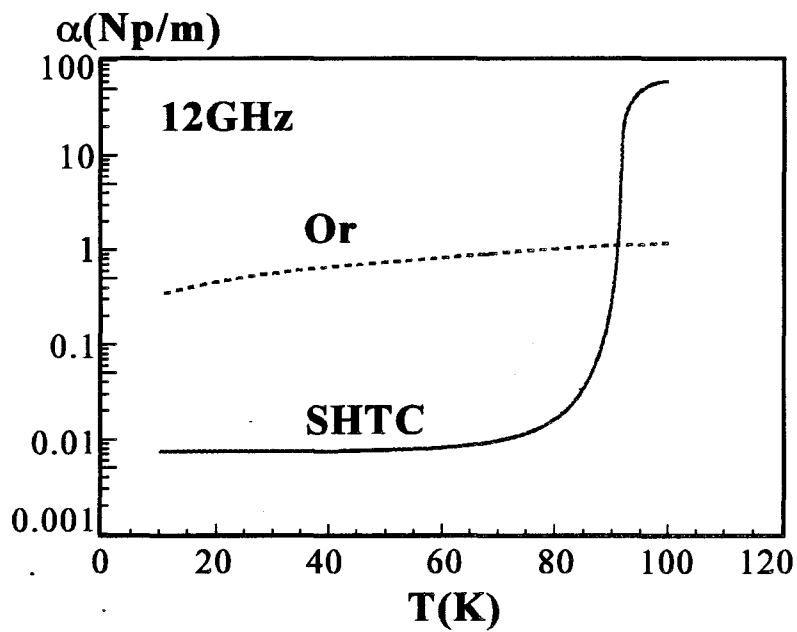
On peut prévoir les valeurs de l'affaiblissement  $\alpha$  à partir des paramètres du substrat liés à  $G$  et  $C$  (permittivité, pertes diélectriques, hauteur) et des expressions de  $R$  et  $L$ :

-à 12GHz en fonction de la température (figure I.19a)

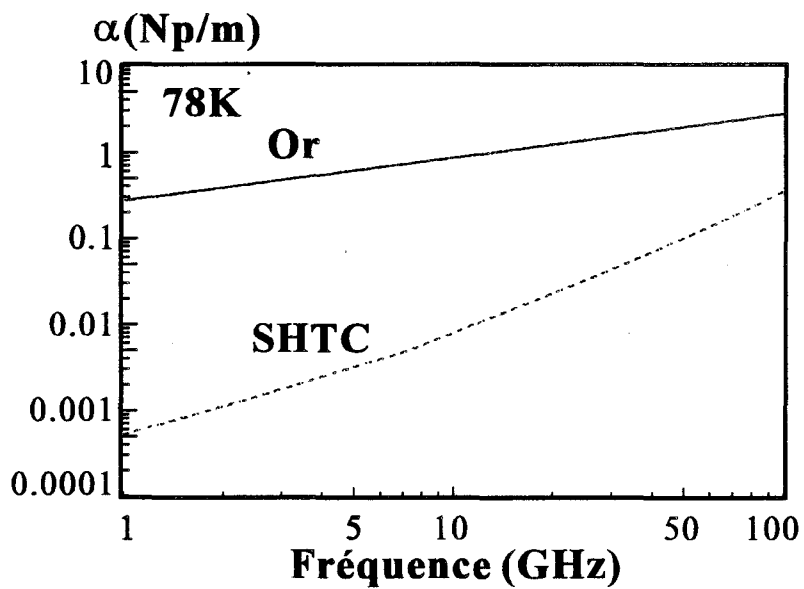
-à 78K en fonction de la fréquence (figure I.19b).

pour une structure microruban entièrement supraconductrice, ligne et plan de masse, ( $T_c=92K$ ,  $\sigma_c=2.10^6S/m$  à 92K,  $\lambda_{L0}=150nm$ ,  $d=300nm$ ) ainsi que pour une ligne microruban en or (de conductivité  $4,5.10^7S/m$  à 300K et d'épaisseur  $3\mu m$ ).

Pour  $T \ll 78K$ , l'affaiblissement de la ligne supraconductrice est pratiquement 100 fois inférieur à celui de la ligne métallique, dans cette gamme de température il est limité par les pertes dans le diélectrique. Pour  $T$  proche de  $T_c$  l'affaiblissement subit une augmentation importante et dépasse celui de l'or. Il augmente aussi en fonction de la fréquence, son évolution fréquentielle n'est pas proportionnelle au carrée de la fréquence, alors que la résistance évolue elle selon le carré de la fréquence.



(a)



(b)

Figure I.19: affaiblissement pour une ligne microruban:

$$w=h=250\mu\text{m}, \epsilon_r=10, \text{tg}\delta=5.10^{-5}.$$

### 2.3.Coefficient de qualité intrinsèque

A partir de l'affaiblissement et de la constante de phase on peut calculer le coefficient de qualité intrinsèque  $Q_{int}$  de la ligne microruban:

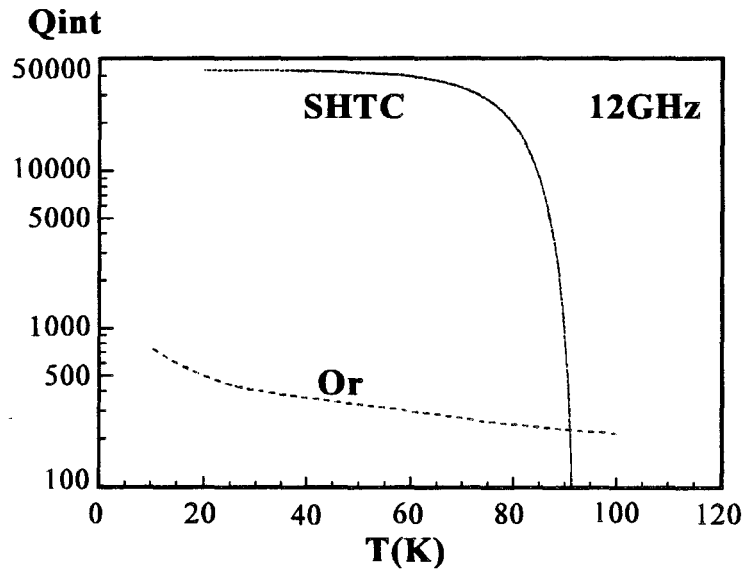
$$Q_{int} = \frac{\beta}{2\alpha} \quad (\text{eq I.28})$$

Les évolutions de  $Q_{int}$  sont données respectivement figure I.20a à 12GHz en fonction de la température et figure I.20b à 78K en fonction de la fréquence, pour les deux lignes microrubans précédentes.

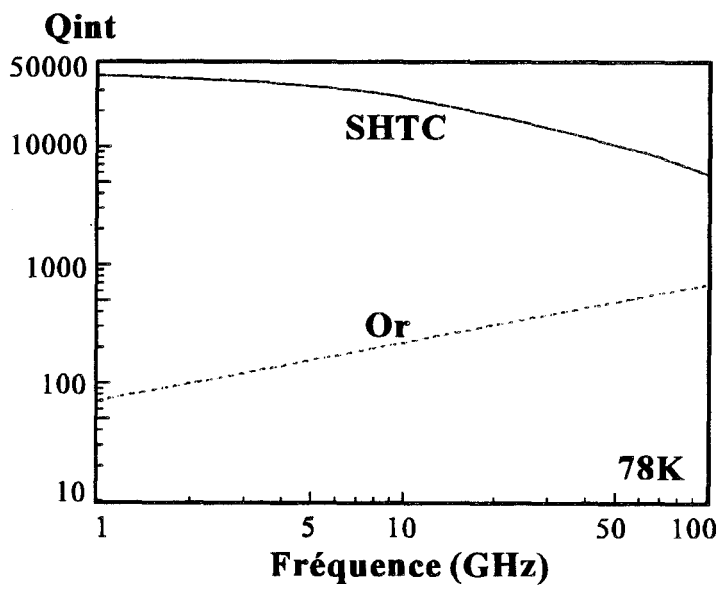
Le coefficient de qualité intrinsèque de la ligne supraconductrice atteint des valeurs très importantes près de cent fois supérieures à celles de la ligne métallique, mais comme l'affaiblissement il est limité par les pertes dans le diélectrique. On constate que les coefficients de qualité des deux lignes évoluent différemment avec la fréquence: le coefficient de qualité de la ligne métallique augmente selon une loi en racine carrée de la fréquence alors que celui de la ligne supraconductrice diminue légèrement entre 1 et 10GHz puis plus sensiblement au-dessus de 10GHz. En pratique les coefficients de qualité mesurés sont très inférieurs aux valeurs théoriques car actuellement les dépôts de couches minces supraconductrices, ayant de bonnes qualités microondes sur les deux faces d'un même substrat sont difficiles à réaliser. Aussi le plan de masse est souvent métallique (dépôt d'or sur le substrat ou film d'or appliqué par pression mécanique) ce qui induit des pertes non négligeables devant les pertes du ruban supraconducteur et réduit le coefficient de qualité intrinsèque de la ligne.

### 3.Conclusion

Ce chapitre a présenté les principales caractéristiques des matériaux supraconducteurs à haute température critique en hyperfréquences et montré l'intérêt potentiel de ces matériaux en microondes. Bien que ne décrivant pas parfaitement le comportement des SHTC, le modèle à deux fluides s'est révélé un outil précieux tout au long de cette étude. Cependant les résultats obtenus avec ce modèle doivent être pris avec prudence dans les comparaisons avec les valeurs expérimentales.



(a)



(b)

Figure I.20: coefficient de qualité intrinsèque d'une ligne micoruban:

$$w=h=250\mu\text{m}, \epsilon_r=10, \text{tg}\delta=5.10^{-5}.$$

## **Chapitre 3**

### **Caractérisations et applications des films SHTC**

De nombreuses équipes de recherche effectuent un travail de caractérisation systématique en microondes des SHTC. Ces études ont pour but soit d'optimiser les conditions de dépôts, soit d'étudier l'influence d'une gravure sur leurs propriétés électromagnétiques ou de valider les modèles théoriques. Dans la première partie de ce chapitre sont donc présentées les principales méthodes de caractérisation en hyperfréquences des matériaux supraconducteurs à haute température critique. Parallèlement à cette activité de caractérisation, de nombreuses applications des matériaux SHTC en microondes sont développées et dans la deuxième partie de ce chapitre nous présentons quelque unes des réalisations les plus significatives.

#### **1.Caractérisation microonde des SHTC**

##### *1.1.Méthode de la cavité résonante*

Cette méthode est une des plus anciennes développées pour la caractérisation des supraconducteurs. En effet les premiers supraconducteurs étant des métaux, il était possible de les usiner afin de réaliser une cavité entièrement



supraconductrice, les coefficients de qualité obtenus étaient extrêmement élevés. Cette méthode a été adaptée à la caractérisation des SHTC, mais la réalisation d'une cavité en YBaCuO massif est technologiquement délicate. En pratique on utilise une cavité usinée soit avec un conducteur métallique, comme le cuivre, soit avec un supraconducteur à bas  $T_c$  comme le niobium. Le remplacement d'une paroi de la cavité permet de caractériser un matériau SHTC (voir figure I.21). Cette méthode fait l'objet de la deuxième partie de ce mémoire, elle y sera décrite plus en détail. On peut aussi caractériser un film SHTC par une méthode de perturbation en plaçant un petit échantillon sur une tige de saphir à l'intérieur de la cavité [21].

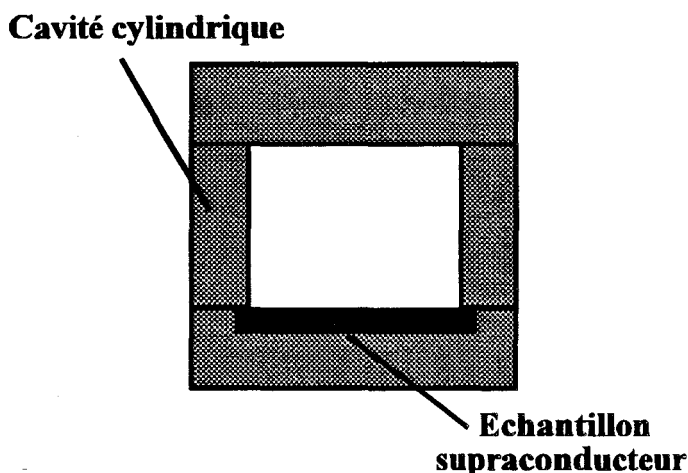


Figure I.21: schéma d'une cavité cylindrique

### 1.2. Résonateurs diélectriques

Cette méthode est aussi très souvent employée [22] [23], elle fonctionne aussi sur la mesure d'un dispositif résonant. La figure I.22 en donne le schéma typique: un matériau diélectrique de forme cylindrique est posé sur le film SHTC à caractériser, une paroi métallique est plaquée sur le deuxième disque du diélectrique. L'énergie est apportée à ce système par l'intermédiaire d'une sonde et elle est récupérée par une deuxième sonde.

Le matériau diélectrique doit présenter de très faibles pertes afin de ne pas limiter le coefficient de qualité, c'est pourquoi le saphir ( $Al_2O_3$ ) est utilisé de préférence à tout autre matériau. C'est une méthode de remplacement de paroi, donc le résonateur doit être convenablement étalonné avec deux échantillons connus (un sur

chaque disque du diélectrique) avant la caractérisation d'un film SHTC. La mesure du coefficient de qualité et de la fréquence de résonance obtenus avec un échantillon inconnu permet d'aboutir à la résistance carrée de surface  $R_{sq}$  ainsi qu'à la variation de la profondeur de pénétration de cet échantillon. Il est nécessaire d'utiliser un modèle (par exemple le modèle à deux fluides) pour déterminer la profondeur de pénétration absolue  $\lambda$ .

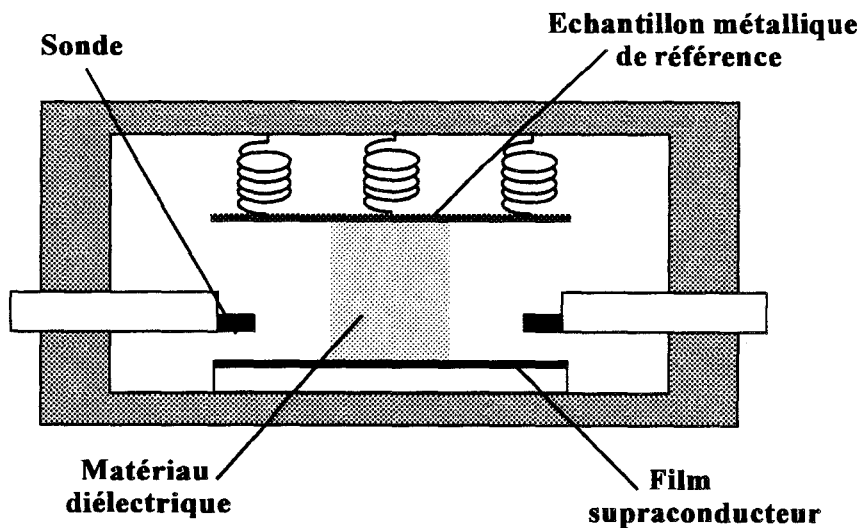


Figure I.22: exemple de résonateur diélectrique

Ceci permet alors de déterminer la résistance de surface  $R_s$  en corrigeant la valeur mesurée  $R_{sq}$  connaissant l'épaisseur du film et  $\lambda(T)$ . Cette méthode ne nécessite aucune préparation préalable de l'échantillon, elle est donc tout à fait adaptée aux mesures de routine.

### 1.3. Résonateurs semi-confocaux

Ce type de résonateurs a tout d'abord été employé pour la caractérisation hyperfréquences de matériaux diélectriques, puis adapté à la mesure de résistance de surface de films SHTC [24]. La figure I.23 présente la configuration typique d'un résonateur semi-confocal: un miroir métallique concave, de rayon  $a$  et de rayon de courbure  $b$ , est placé à une distance  $b/2$  de l'échantillon à caractériser. En général, le miroir est couplé à un guide d'ondes rectangulaire.

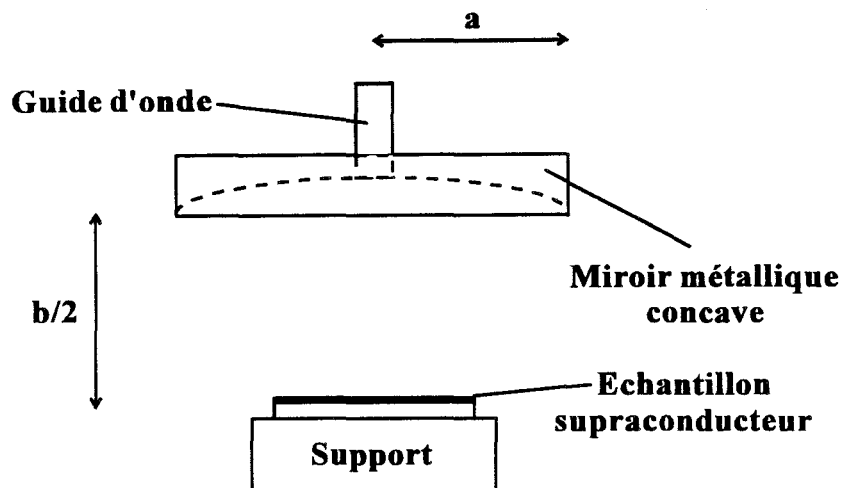


Figure I.23: schéma typique d'un résonateur semi-confocal

Un mode quasi-TEM se propage dans la structure: les réflexions de l'onde sur l'échantillon puis sur le miroir établissent une résonance dont la fréquence dépend des dimensions  $a$  et  $b$ . La mesure du coefficient de qualité en réflexion permet d'aboutir à la résistance carrée de surface du film, à condition de connaître celle du miroir métallique. Les variations en température de la fréquence de résonance donnent une information sur la profondeur de pénétration. Il est nécessaire que les dimensions  $a$  et  $b$  soient très supérieures à la longueur d'onde et de ce fait cette technique est surtout utilisée pour des fréquences supérieures à 30GHz.

Les pertes dues au rayonnement sont négligeables car les lignes de champ sont très localisées, le couplage du miroir est supposé sans pertes. Le coefficient de qualité est donc dominé par les pertes ohmiques dans l'échantillon et le miroir. A titre d'exemple, un tel résonateur développé à 36GHz permet de mesurer une résistance de surface jusqu'à  $1\text{m}\Omega$  avec un coefficient de qualité de 34000 [24].

#### 1.4. Transmission de puissance

Cette technique est utilisée depuis 1957 pour la caractérisation des supraconducteurs [25]. Elle a été étudiée au Laboratoire par F.Mehri [26]. Elle permet d'accéder à la conductivité complexe d'une couche mince supraconductrice et donc de connaître la résistance  $R_s$ , la réactance  $X_s$ , ainsi que la profondeur de pénétration  $\lambda$  du film.

Le schéma de principe de cette méthode est donné figure I.24 pour une mesure en guides d'ondes. L'échantillon est inséré entre les brides de deux guide d'ondes rectangulaires fonctionnant dans la bande de fréquence 18-26.5GHz. Le coefficient de transmission  $S_{21}$  de cette structure est le rapport entre l'onde traversant l'échantillon et l'onde incidente, il est mesuré en module et phase par un analyseur de réseaux vectoriel HP8510. On peut le relier à la conductivité complexe  $\sigma^*$  en tenant compte des réflexions multiples de l'onde dues aux interfaces ainsi que des propriétés de chaque milieu (film SHTC, substrat diélectrique).

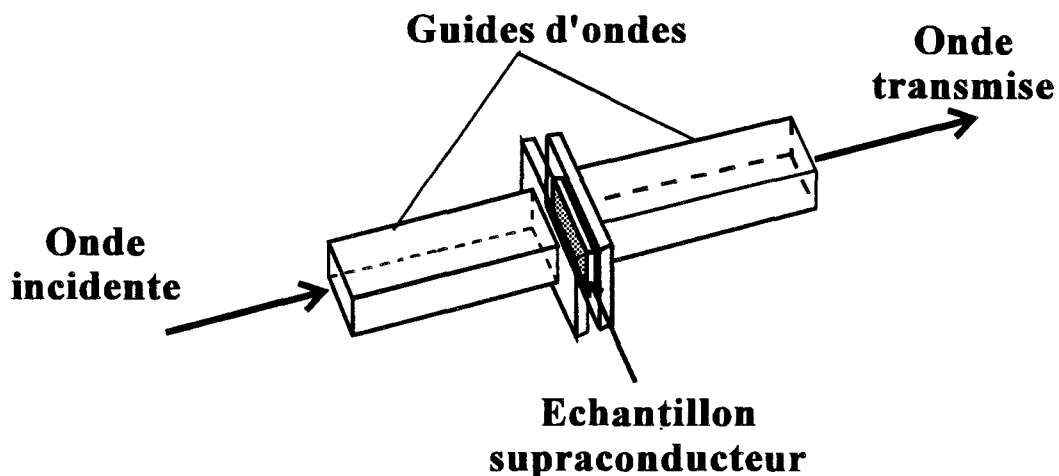


Figure I.24: transmission de puissance à travers un film supraconducteur

Cette méthode a permis de déterminer à 22GHz une résistance de surface de  $1m\Omega$  à 80K et une profondeur de pénétration de 500nm à 74K pour le film YBaCuO référencé F250 d'épaisseur 300nm déposé à Alcatel Alsthom Recherche (Marcoussis). L'intérêt de cette méthode est qu'elle permet une caractérisation des propriétés électromagnétiques d'un matériau supraconducteur sans l'aide d'un modèle théorique.

Cette technique de mesure est cependant très délicate à mettre en oeuvre, en effet le module du coefficient de transmission est souvent inférieur à -60dB pour un film SHTC dans l'état supraconducteur, ce qui est très difficile à mesurer avec précision. Un calibrage complet (de type TRL) en basses températures est nécessaire, ce qui augmente sensiblement la durée de mesure.

### 1.5.Lignes de transmission et résonateurs planaires

Un problème souvent rencontré par les concepteurs de circuits microondes supraconducteurs est de connaître l'influence d'une gravure sur les caractéristiques d'un film SHTC. En effet le processus technologique utilisé pour réaliser un circuit peut détériorer la qualité du film, il est donc important de pouvoir comparer les caractéristiques d'un film avant et après une gravure. Les méthodes de caractérisation décrites précédemment peuvent être utilisées avant la gravure, pour connaître la résistance de surface du film non-gravé, et l'influence d'une attaque peut être déterminée en étudiant le comportement d'un circuit simple réalisé sur un film supraconducteur.

Le circuit le plus simple à étudier est la ligne de transmission. La mesure de l'affaiblissement  $\alpha$  et du déphasage  $\beta$  qu'elle induit permet d'aboutir à la valeur de l'impédance de surface du film. Toutefois le résonateur planaire est le plus souvent utilisé pour déterminer les caractéristiques d'un film. La figure I.25 présente les principales structures de propagation planaires employées pour la caractérisation des SHTC.

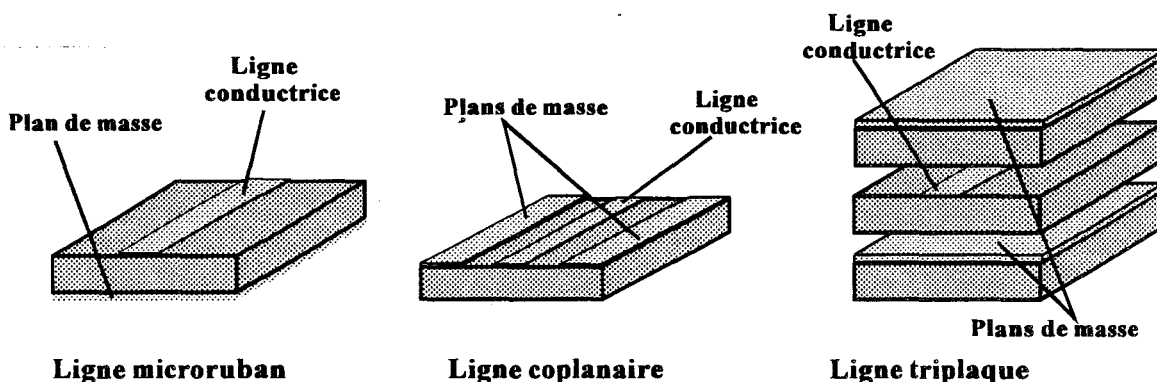


Figure I.25: quelques structures planaires de propagation

Le résonateur droit en structure microruban est le plus courant [27] [28], avec le résonateur microruban annulaire [29] [30]. La structure microruban est très simple à mettre en oeuvre, elle est bien connue et tous les logiciels de C.A.O microondes l'intègrent. Cependant elle souffre de quelques inconvénients: la ligne conductrice et le plan de masse étant situés de part et d'autre du substrat diélectrique (voir figure I.25), il faut donc disposer de films supraconducteurs sur les deux faces du substrat sinon un plan de masse métallique doit être utilisé; son rayonnement peut ne pas être négligeable devant les pertes ohmiques. C.Walker et coll [27] ont obtenu à 5GHz des coefficients de qualité à

vide très élevés (voir figure I.26) avec des résonateurs droits microrubans gravés sur des films d'YBaCuO ou de TlBaCaCuO. Le même type de résonateur gravé sur du cuivre présentait un coefficient de qualité de l'ordre de 300 à 90K.

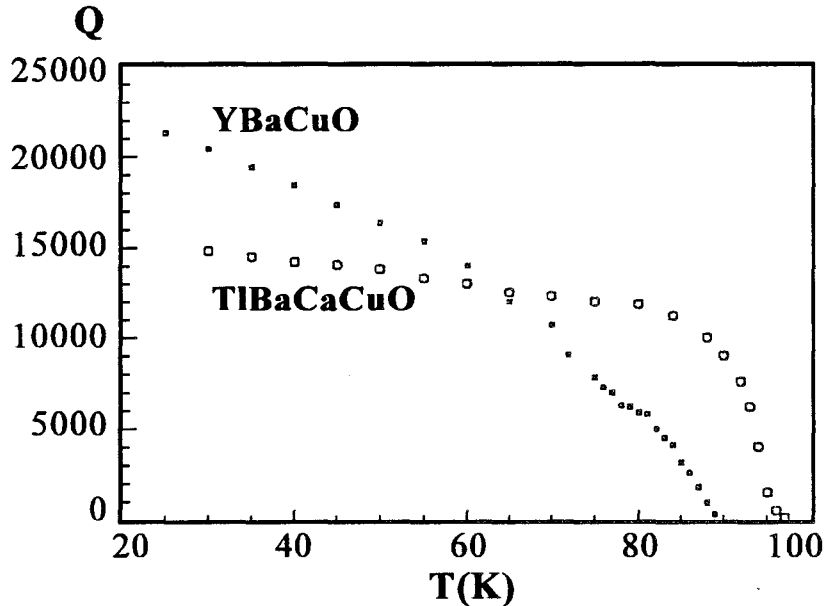


Figure I.26: coefficient de qualité des résonateurs microruban droits [27]

Le résonateur coplanaire [31] [32] n'utilise qu'un seul film supraconducteur car son plan de masse est situé sur le même plan que la ligne conductrice. Des coefficients de qualité élevés ont été obtenus avec un résonateur coplanaire à 4GHz, de l'ordre de 13000 à 28K, ce qui permet de déterminer une résistance de surface de  $40\mu\Omega$  [33].

Des résonateurs triplaques sont aussi développés [34]. Bien que cette structure soit plus difficile à mettre en oeuvre que les précédentes, elle présente une section droite fermée qui rend le rayonnement négligeable.

Si ces structures permettent d'aboutir directement à la résistance de surface d'un film supraconducteur, elles nécessitent l'emploi d'un modèle théorique pour déterminer la profondeur de pénétration. Les coefficients de qualité des résonateurs supraconducteurs sont souvent limités par les pertes diélectriques et par le rayonnement des lignes conductrices. Le couplage du résonateur à la ligne d'excitation doit être choisi suffisamment faible pour être négligeable.

Signalons que A.Trotel et coll [35] ont effectué une étude de l'influence de la gravure des films YBaCuO en utilisant un résonateur diélectrique et un

résonateur microruban. Ces auteurs ont montré que l'attaque chimique par voie humide à l'EDTA dégrade très faiblement les propriétés microondes du film supraconducteur.

## **2.Applications des films SHTc en microondes**

### **2.1.Lignes à retard**

La fonction d'une ligne à retard est d'apporter un délai donné à un signal sans modifier son allure générale. Jusqu'à présent, les structures plaquées présentant des pertes beaucoup trop importantes, les lignes à retard les plus performantes étaient réalisées en câbles coaxiaux. Les films SHTC présentent donc dans cette fonction un intérêt car avec leurs faibles résistances de surface ils rendent possible la conception de lignes à retard à faibles pertes d'insertion et à encombrement très réduit. Par exemple, L.C.Bourne et coll [36] ont réalisé une ligne à retard en coplanaire sur un film TlBaCaCuO déposé sur LaAlO<sub>3</sub>. A 8GHz et 77K, les pertes d'insertion sont de 3.3dB pour un délai de 11ns, le circuit est réalisé sur un film de 2.5x2.5cm<sup>2</sup>. Il serait possible d'augmenter considérablement le délai en utilisant un film supraconducteur très mince: en effet l'inductance cinétique du film devenant alors très importante l'onde électromagnétique subirait un retard pouvant atteindre plusieurs centaines de nanosecondes. Des lignes à retard en technologies triplaque et microruban ont aussi été réalisées [37].

### **2.2.Filtres passe-bande**

Un filtre passe-bande a pour fonction de sélectionner une fréquence ou une bande de fréquence et de rejeter toutes les autres. Il est constitué d'un certain nombre de résonateurs élémentaires. Plus la rejection des fréquences indésirables doit être importante, plus le nombre de résonateurs constituant le filtre est élevé, et par conséquent plus ses pertes d'insertion augmentent. Les lignes de transmission métalliques en technologie planaire ont des pertes d'insertion telles qu'il est impossible d'envisager la réalisation de filtres ayant une rejection importante et une bande passante faible. Les filtres très sélectifs sont réalisés en guide d'ondes, ce qui permet d'obtenir des bandes

passantes inférieures à 1%. Dans ce domaine, la faible résistance de surface des films supraconducteurs permet de rendre compétitives les structures plaquées. En effet du fait de la plus faible atténuation des lignes supraconductrices, un filtre passe-bande supraconducteur peut comporter un nombre plus important de résonateurs élémentaires qu'un filtre équivalent métallique pour des pertes d'insertion plus faibles, sa sélectivité ainsi que sa rejection peuvent être plus importantes.

W.G.Lyons et coll [38] ont réalisé et caractérisé un filtre 4 pôles en technologie microruban de structure "hairpin" (voir figure I.27a). Le circuit a été gravé sur un film YBaCuO déposé sur un substrat de LaAlO<sub>3</sub>, le plan de masse étant lui aussi supraconducteur. La figure I.27b montre la transmission de ce filtre à 77K: la fréquence centrale est de 4GHz, la bande passante de 3%, la rejection de 50dB jusqu'à 12GHz. Les pertes d'insertion sont de 0.3dB ce qui représente une amélioration d'environ 2.5dB par rapport au filtre métallique équivalent.

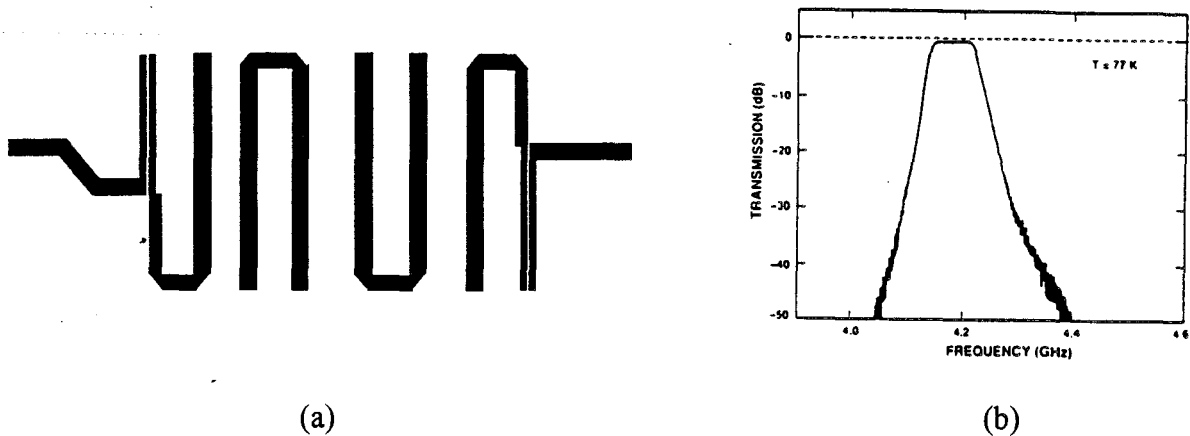


Figure I.27: schéma du filtre passe-bande (a) et transmission à 77K (b) [37]

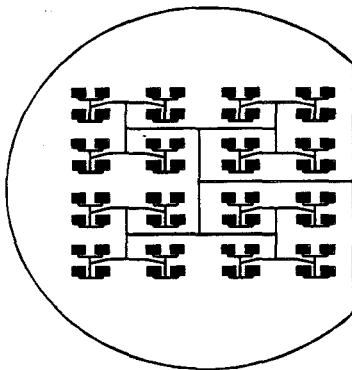
R.Weigel et coll [39] ont retenu la structure coplanaire pour réaliser un filtre trois pôles ayant une bande passante de 1.3% à 10GHz. Les pertes à la fréquence centrale et 77K sont de 2.2dB, le circuit métallique équivalent présentait des pertes de 19dB à la même température.

Des filtres passe-bande supraconducteurs à ligne quart d'ondes couplées sont réalisés au laboratoire en technologie microruban à la fréquence de 10GHz. Ils constituent une partie du travail de thèse d'Emmanuelle Husse [40].

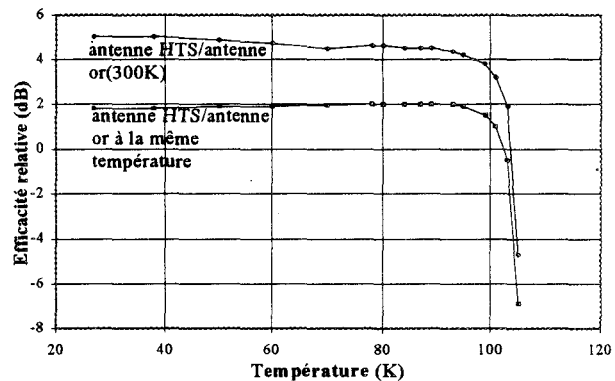


### 2.3. Antennes

Un des paramètres les plus importants d'une antenne est son efficacité d'émission définie comme le rapport entre la puissance rayonnée et la puissance d'entrée. Les réseaux d'antennes plaquées peuvent voir leurs efficacités s'améliorer grâce aux SHTC. En effet, un réseau de plusieurs dizaines d'antennes métalliques présente des pertes ohmiques très importantes qui peuvent être réduites si il est gravé sur un supraconducteur. L.L.Lewis et coll [41] ont réalisé un réseau de 64 antennes plaquées en microruban sur un film TlBaCaCuO déposé sur un substrat de LaAlO<sub>3</sub> de diamètre 50mm (voir figure I.28a). L'antenne fonctionne à 30GHz, l'amélioration en efficacité d'émission de l'antenne supraconductrice par rapport à la même antenne métallique est présentée figure I.28b: elle est de 5dB par rapport à une antenne métallique fonctionnant à la température ambiante.



(a)



(b)

Figure I.28: masque (a) et efficacité d'émission (b) du réseau d'antenne [41]

### 2.4. Oscillateurs

La possibilité de réaliser des résonateurs plaqués à coefficient de qualité très élevé a tout naturellement débouché sur la conception d'oscillateurs hybrides associant des composants actifs à semi-conducteurs et des circuits passifs supraconducteurs en technologie planaire. En effet un résonateur à coefficient de qualité important permet de réduire le bruit de phase d'un oscillateur et des lignes supraconductrices peuvent en augmenter le rendement. La nécessité de concevoir un circuit compact impose l'intégration du ou des transistors sur les lignes supraconductrices. De plus la température de

fonctionnement (de l'ordre de 77K) nécessite le choix de composants ayant de bonnes caractéristiques aux températures cryogéniques.

R.Klieber et coll [42] ont réalisé le premier oscillateur hybride en structure coplanaire à 6.5GHz conçu autour d'un transistor GaAs de type MESFET, les lignes de connexion et le résonateur étant gravés sur un film YBaCuO déposé sur LaAlO<sub>3</sub>. Des plots d'or déposés sur les lignes supraconductrices ont été nécessaires à la connexion du transistor ainsi qu'à la mise en cellule du circuit. Le schéma de fonctionnement de l'oscillateur est donné figure I.29:

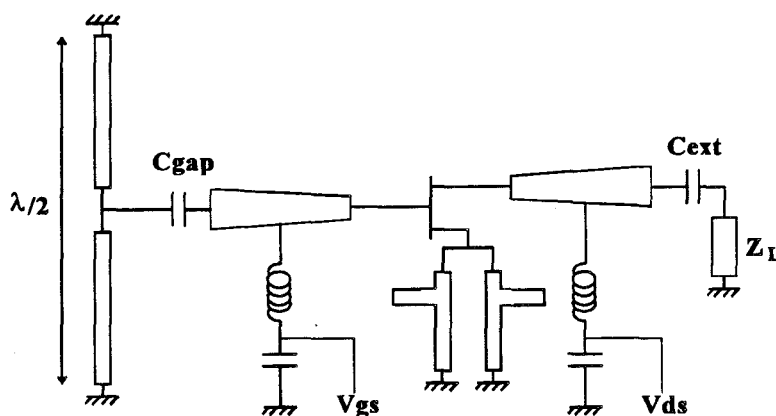


Figure I.29: oscillateur hybride coplanaire III-V/HTSc [42]

Cet oscillateur a été caractérisé à la température de l'azote liquide, sa puissance de sortie était de 4.9dBm pour un courant de drain de 7mA; pour des courants de drain plus faibles le bruit de phase était de -90dBc/Hz à 10kHz de la porteuse et de -120dBc/Hz à 100kHz. Ces caractéristiques sont comparables à celles d'un oscillateur à résonateur diélectrique.

N.J.Rohrer et coll [43] ont retenu la structure microruban avec un plan de masse en or pour réaliser trois oscillateur hybrides, dont un de référence en cuivre. Ces oscillateurs fonctionnent à 10GHz en réflexion: le transistor MESFET est connecté au circuit par l'intermédiaire de billes d'or thermosoudées sur des plots métalliques déposés au préalable sur les lignes supraconductrices. Le circuit est présenté figure I.30a, les dimensions du substrat de LaAlO<sub>3</sub> sont de 10x10mm<sup>2</sup>. La comparaison des trois oscillateurs a clairement montré la supériorité des circuits hybrides III-V/SHTC sur leur équivalent métallique et ce tant en ce qui concerne la puissance de sortie (voir figure I.30b) que le bruit de phase (amélioration d'environ 10dB pour les mêmes conditions de mesure). Toutefois les circuits supraconducteurs ont montré une plus grande sensibilité de la

fréquence d'oscillation aux changements de polarisation que leur équivalent métallique. Un oscillateur hybride GaAs/SHTC de ce type a ensuite été couplé à une antenne pour former un système d'émission (voir paragraphe 2.5).

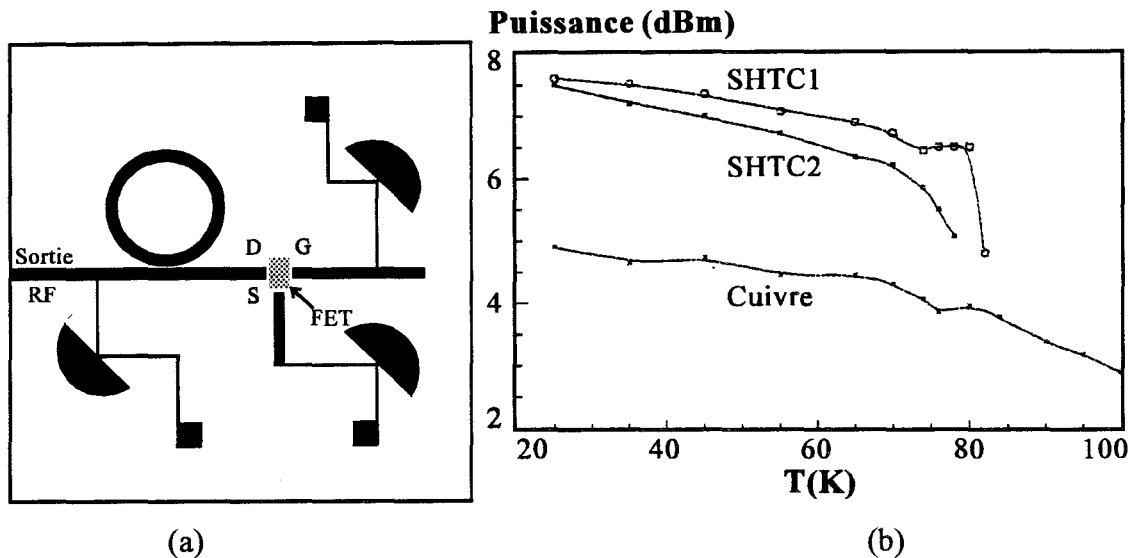


Figure I.30: circuit (a) et puissance de sortie (b) des trois oscillateurs [43]

Récemment, A.P.Jenkins et coll [44] ont mis au point un VCO intégrant deux transistors GaAs, des lignes de transmission en cuivre sur duroïd, un coupleur 3dB en cuivre et un résonateur microruban en méandres gravé sur une couche TlBaCaCuO déposée sur un substrat de LaAlO<sub>3</sub>. Un résonateur identique a aussi été gravé sur cuivre pour comparaison. La fréquence d'oscillation est contrôlée par un champ magnétique continu appliqué au résonateur supraconducteur, ce qui a pour effet de modifier l'impédance de surface du film et donc les conditions de résonance. En l'absence de ce champ magnétique, la fréquence d'oscillation est de 3GHz. Il est possible de la faire varier de 200KHz pour un champ de 0.6mT. Le bruit de phase, mesuré à champ nul et 77K, est de -61dBc/Hz à 10kHz de la porteuse pour le VCO à résonateur SHTC ce qui représente une amélioration de 30dB par rapport au VCO à résonateur cuivre.

Des bruits de phase extrêmement faibles peuvent être obtenus en utilisant une cavité supraconductrice comme résonateur. Par exemple, T.W.Button et coll [45] ont mesuré un bruit de phase de -135dBc/Hz à 10kHz de la porteuse (7.5GHz) pour un oscillateur à transistor MESFET et cavité YBaCuO.

Nous présenterons dans la partie III de ce mémoire la conception et la réalisation d'un oscillateur quasi-intégré combinant des lignes SHTC et un composant

actif III-V. Sa fréquence de fonctionnement est de 12GHz, fréquence qui est à notre connaissance la plus élevée pour un oscillateur de ce type.

### 2.5. Systèmes

De nombreux composants microondes actifs et passifs ont été réalisés: leurs performances constituant un réel progrès par rapport à la technologie classique. Mais il peut être difficile de justifier le remplacement d'un circuit classique par son équivalent supraconducteur en raison du coût induit par cette nouvelle technologie. C'est pourquoi il faudra sans doute remplacer un système entier par son équivalent supraconducteur. Dans une première étape, la conception d'un système supraconducteur sera liée à l'intégration de composants semi-conducteurs classiques dans un environnement supraconducteur. La deuxième étape pourrait consister à utiliser les phénomènes typiques de la supraconductivité (comme l'effet Josephson) afin de réaliser des composants actifs. Dans ce paragraphe nous présenterons quelques systèmes qui correspondent à la première étape.

N.J.Rohrer et coll [46] ont étudié un système d'antenne active à 10GHz comprenant un oscillateur hybride semi-conducteur GaAs et lignes YBaCuO couplé à une antenne plaquée en or excitée par une ligne supraconductrice (voir figure I.31). Les deux circuits ont tout d'abord été caractérisés séparément. Par exemple l'oscillateur, conçu autour d'un transistor MESFET et d'un résonateur microruban en anneau, a présenté une puissance de sortie maximale de 11.5dBm. L'antenne a présenté une efficacité d'émission supérieure à 80% à 30K.

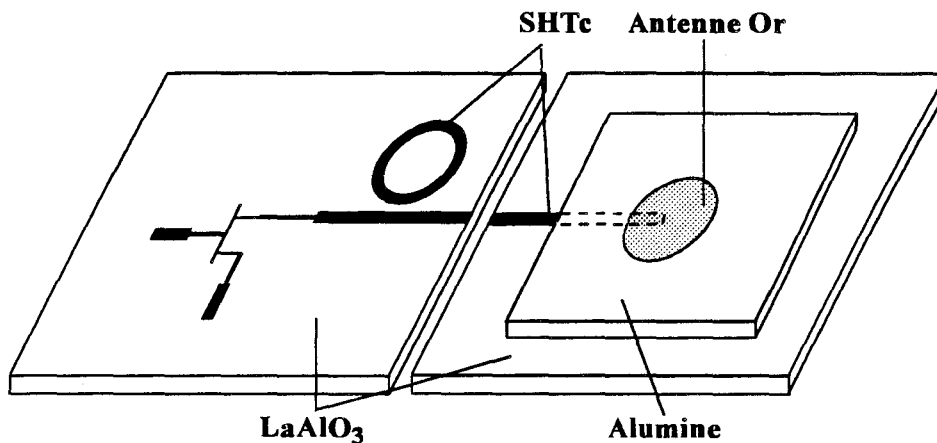


Figure I.31: schéma de l'antenne active [46]

Un système complet de réception a été décrit [47], il comprend un amplificateur faible bruit basé sur un transistor HEMT, un diplexeur supraconducteur séparant deux canaux. Chaque canal est constitué d'un oscillateur local (dont le circuit résonant est un résonateur microruban supraconducteur), d'un mélangeur d'un filtre et d'un détecteur vidéo. Les lignes de connexion ainsi que tous les circuits passifs sont gravées sur un film d'YBaCuO. Des métallisations en argent sur les lignes supraconductrices ont permis de souder les transistors et les diodes.

Une étude est actuellement en cours concernant la réalisation d'un système radar intégrant des supraconducteurs et des composants à semi-conducteurs [48]. A l'heure actuelle l'étude préliminaire a abouti, les spécifications de chaque sous-ensemble ont été établies et leurs topologies ont été étudiées dans l'optique d'obtenir les meilleures performances. A ce stade il semblerait que l'utilisation de circuits supraconducteurs ait amené les auteurs à envisager une architecture radicalement différente des systèmes classiques.

*Caractérisation  
en microondes  
des films SHTC*

## **Chapitre 1**

### **Méthode de la cavité résonante**

La résistance de surface d'un film SHTC est un paramètre de première importance car elle conditionne les performances des circuits microondes supraconducteurs. Elle est aussi utilisée dans les logiciels de CAO microondes pour la conception et l'optimisation des circuits. Il est donc intéressant de disposer au Laboratoire d'une méthode de mesure non destructrice de la résistance de surface des couches minces supraconductrices. Parmi les méthodes existantes, nous avons retenu la technique de remplacement de paroi d'une cavité résonante, très fréquemment utilisée pour ce type de mesures [49]. Le principe en est exposé dans ce chapitre. Deux types de cavités ont été étudiées et leurs caractéristiques sont détaillées.

#### **1.Présentation générale**

##### *1.1.Mise en évidence de la résonance*

Une cavité en guide est constituée de parois conductrices entourant un volume rempli d'un matériau diélectrique connu (air, saphir...). L'existence d'une paroi supposée infiniment conductrice impose l'annulation du champ électrique tangent à la surface ainsi définie (voir figure II.1a). Considérons la section droite ab d'un

guide d'onde rectangulaire métallique, le champ électrique  $E_y$  doit s'annuler sur les plans  $(zOy)$  en  $x=0$  et  $x=a$  et il peut se propager selon l'axe  $Oz$  comme indiqué figure II.1b.

L'enveloppe du champ électrique est une arche de sinusoïde selon l'axe  $Ox$  pour le mode fondamental par exemple. La longueur  $a$  de cette enveloppe, définit la longueur d'onde de coupure du guide qui impose une fréquence limite au-dessous de laquelle les conditions d'annulation de  $E_y$  ne sont plus respectées et la propagation est impossible.

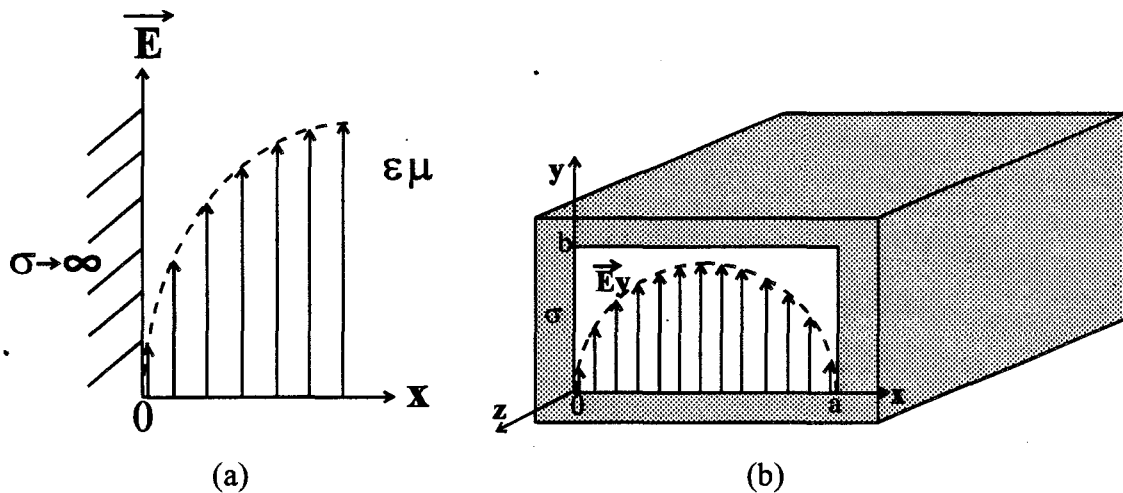


Figure II.1: champ électrique tangent à une paroi conductrice

Si ce guide est fermé à ses deux extrémités par une paroi conductrice à une distance  $c$  et qu'une onde est injectée dans cette structure par l'intermédiaire d'un iris, le champ électrique  $E_y$  doit vérifier les conditions d'annulation précédentes, et s'annuler sur les surfaces  $(xOy)$  en  $z=0$  et  $z=c$  (voir figure II.2).

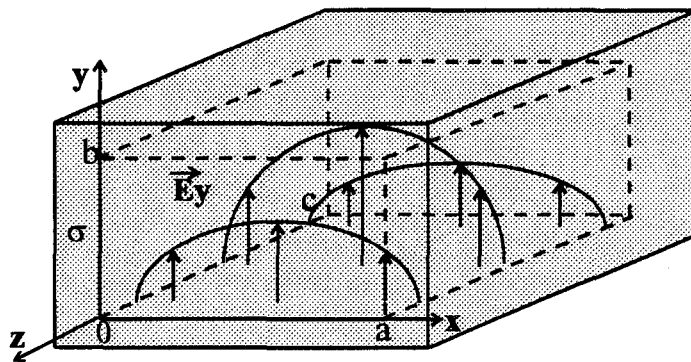


Figure II.2: exemple de champ électrique dans une cavité rectangulaire métallique



Le champ électrique  $E_y$  présente une enveloppe sinusoidale selon l'axe  $x$  pour laquelle on a défini une longueur d'onde de coupure ainsi qu'une autre enveloppe sinusoidale selon l'axe  $z$  qui impose une seconde longueur d'onde de coupure. Cette nouvelle contrainte réduit encore la possibilité d'établissement d'une onde dans le dispositif, de telle sorte que pour cette configuration une seule fréquence peut assurer les conditions d'annulation. Une onde électromagnétique de fréquence différente ne pourra pas s'établir dans la cavité avec cette configuration des champs. C'est le phénomène de résonance.

### 1.2.Coefficient de qualité à vide

Une cavité est un dispositif résonant dont le schéma équivalent peut être ramené à celui du résonateur série basse fréquence de la figure II.3:

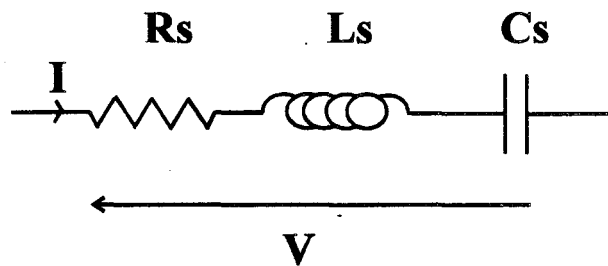


Figure II.3: schéma équivalent d'un résonateur

$R_s$  représente les pertes par effet Joule dans les parois de la cavité,  $L_s$  et  $C_s$  l'énergie emmagasinée sous forme magnétique et électrique respectivement. L'impédance d'entrée  $Z_e$  de la cavité s'écrit pour une fréquence proche de la résonance:

$$Z_e = \frac{V}{I} = R_s + j(L_s\omega - 1/C_s\omega) \approx R_s \left[ 1 + 2jQ_0 \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right] \quad (\text{eq II.1})$$

avec:

$$\omega_0 = 2\pi F_0 = \frac{1}{\sqrt{L_s C_s}} \quad (\text{eq II.2})$$

$$Q_0 = \frac{L_s\omega}{R_s} = \frac{1}{R_s C_s\omega} \quad (\text{eq II.3})$$

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0 \quad (\text{eq II.4})$$

$\omega_0$  est la pulsation de résonance,  $\Delta\omega$  est l'écart de pulsation par rapport à la résonance (il est considéré très faible vis-à-vis de  $\omega_0$ ).  $Q_0$  est le coefficient de qualité à vide du résonateur: il est proportionnel au rapport de l'énergie emmagasinée sur les pertes. On peut déduire  $Q_0$  de l'évolution de  $Z_e$  avec la fréquence:

$$|Z_e| = Z_{\max} * \sqrt{2} \quad (\text{eq II.5})$$

$$\text{pour} \quad \Delta\omega = \frac{\omega_0}{2Q_0} \quad (\text{eq II.6})$$

Ainsi on peut déterminer  $Q_0$  à condition de connaître  $Z_{\max}$ , la pulsation de résonance ainsi qu'une pulsation pour laquelle l'équation II.5 est satisfaite.

### 1.3.Prise en compte du couplage

Un résonateur, en l'occurrence une cavité résonante, est toujours couplé à un dispositif qui lui injecte un signal. Dans le cas d'une cavité ce dispositif peut être un guide d'onde ou une sonde réalisée à l'extrémité d'un câble coaxial. La cavité peut aussi être chargée par une impédance. Il faut donc considérer les dispositifs de couplage d'entrée et de sortie de la cavité et les insérer au schéma équivalent. La figure II.4a montre le schéma du dispositif, sans toutefois entrer dans le détail du système de couplage. Le générateur est supposé parfaitement adapté à la ligne de transmission, il en est de même pour la charge  $R_L$ . Le système de couplage peut être représenté par un transformateur: on obtient alors la figure II.4b où la cavité est représentée par un résonateur série [50]. Les grandeurs  $E$ ,  $R_G$  et  $R_L$  sont les caractéristiques du générateur et de la charge rapportées à l'extrémité des lignes de transmission.

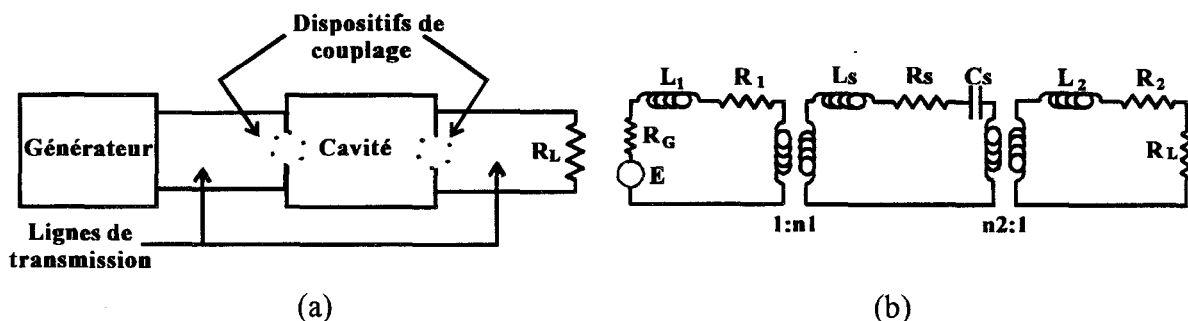


Figure II.4: dispositif (a) et schéma équivalent (b)

$R_1$  et  $R_2$  représentent les pertes de couplage qui seront négligées, de même que les inductances de couplage  $L_1$  et  $L_2$ . Le générateur et la charge sont supposés adaptés alors  $R_G=R_L=Z_0$  impédance caractéristique des lignes de transmission. La figure 4b peut être simplifiée en ramenant les impédances du primaire au secondaire des transformateurs, le schéma équivalent simplifié tenant compte du couplage est donné figure II.5.

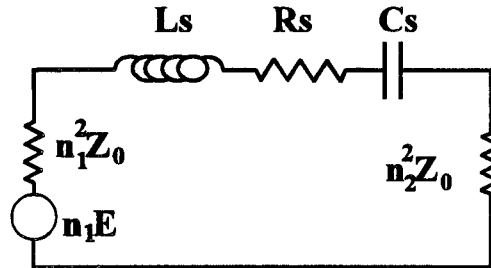


Figure II.5: schéma équivalent simplifié

Le coefficient de qualité chargé  $Q_L$  correspondant à la cavité et à son système de couplage est aussi le rapport des réactances sur les résistances, il s'écrit:

$$Q_L = \frac{L_s \omega}{R_s + n_1^2 Z_0 + n_2^2 Z_0} \quad (\text{eq II.7})$$

En introduisant les coefficients de couplage d'entrée  $\beta_1$  et de sortie  $\beta_2$ , ainsi que le coefficient de qualité à vide  $Q_0$ , on déduit  $Q_L$  :

$$\beta_1 = n_1^2 \frac{Z_0}{R_s} \quad \text{et} \quad \beta_2 = n_2^2 \frac{Z_0}{R_s} \quad (\text{eq II.8})$$

$$Q_0 = \frac{L_s \omega}{R_s} = \frac{1}{R_s C_s \omega} \quad (\text{eq II.9})$$

$$Q_L = \frac{Q_0}{1 + \beta_1 + \beta_2} \quad (\text{eq II.10})$$

$Q_L$  tient compte des pertes dans la cavité ainsi que de son niveau de couplage. Si les niveaux de couplage sont faibles on obtient  $Q_L=Q_0$ . A partir du schéma II.4b, on peut calculer le transfert de puissance  $T(\omega)$ , rapport entre la puissance sur la charge  $R_L$  et la puissance disponible aux bornes du générateur, on montre facilement qu'il s'écrit:

$$T(\omega) = \frac{P_L}{P_G} = \frac{4\beta_1\beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2 \left[ 1 + 4Q_L^2 \left( \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right)^2 \right]} \quad (\text{eq II.11})$$

Pour  $\omega = \omega_0$  on a  $T(\omega_0) = T_{\max} = \frac{4\beta_1\beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2}$ . On peut tracer l'évolution du transfert de puissance  $T(\omega)/T_{\max}$  en fonction de la pulsation normalisée  $\omega/\omega_0$ , son allure est donnée figure II.6.

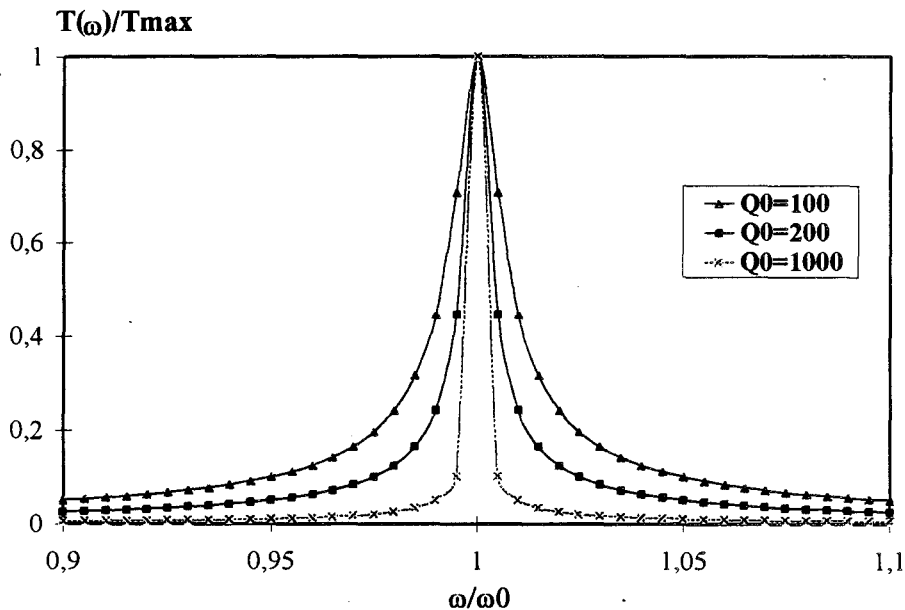


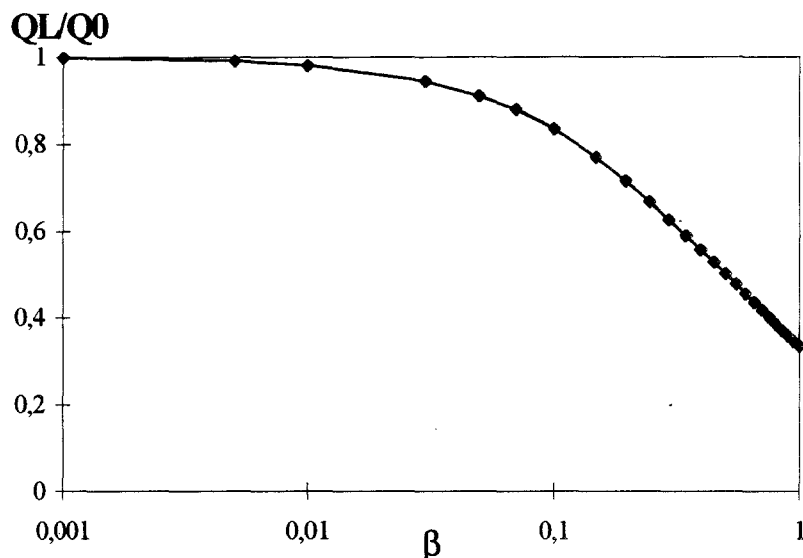
Figure II.6: évolution du transfert de puissance en fonction de  $Q_0$

Pour déterminer  $Q_L$  il est commode d'employer la bande passante à  $T(\omega)/T_{\max} = 0.5$  ou à -3dB. On obtient alors:

$$Q_L = \frac{\omega_0}{\omega_2 - \omega_1} \quad (\text{eq II.12})$$

$\omega_2$  et  $\omega_1$  sont les pulsations de part et d'autre de  $\omega_0$  pour lesquelles on mesure sur la charge la moitié de la puissance maximum transmissible. Pour une cavité chargée, la mesure de la puissance de sortie  $P_L$  et de la puissance d'entrée  $P_G$  permet donc d'aboutir au coefficient de qualité en charge  $Q_L$  qu'on relie au coefficient de qualité à vide  $Q_0$  de la cavité à l'aide de l'équation (II.10). L'équation (II.9) permet de déterminer les pertes ohmiques de la cavité. La figure II.7 présente l'influence des couplages d'entrée et de sortie sur la valeur du

coefficient de qualité en charge  $Q_L$ , en prenant  $\beta_1=\beta_2=\beta$  par souci de simplicité. Il apparaît que le coefficient de qualité en charge dépend très fortement du couplage et peut être très inférieur au coefficient de qualité à vide de la cavité. Il est donc nécessaire de diminuer le couplage afin de faire tendre  $Q_L$  vers  $Q_0$  et de minimiser son influence.



**Figure II.7:** influence du couplage sur le coefficient de qualité en charge

L'utilisation de la figure II.4b comme schéma équivalent d'une cavité n'est valable que si la résonance considérée est suffisamment éloignée des autres résonances. Si ce n'est pas le cas un couplage parasite avec une résonance voisine doit être pris en compte dans le traitement.

## 2. Etude des cavités cylindriques

Ce type de cavités est le plus fréquemment rencontré dans la littérature car, comme on le verra, elles peuvent présenter des coefficients de qualité très élevés. L'objectif de ce paragraphe est de présenter les paramètres essentiels à la réalisation et à l'utilisation d'une cavité cylindrique.

### 2.1. Onde électromagnétique dans une cavité cylindrique

Une cavité cylindrique est un milieu fermé constitué d'un cylindre métallique et de deux disques métalliques entourant un volume d'air ou de diélectrique. On adopte naturellement un système de coordonnées cylindriques (voir figure II.8) dans lequel la cavité métallique présente une hauteur  $b$  et un rayon  $a$ . Ces parois (cylindre métallique et les deux disques métalliques) sont tout d'abord supposées parfaites. L'établissement de la formulation de l'onde électromagnétique en régime sinusoïdal passe par la résolution de l'équation de propagation classique [51]:

$$\left[ \nabla^2 + \omega^2 \varepsilon \mu \right] \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} = 0 \quad (\text{eq II.13})$$

où  $\omega$  est la pulsation de l'onde,  $\varepsilon$  et  $\mu$  les caractéristiques du milieu.

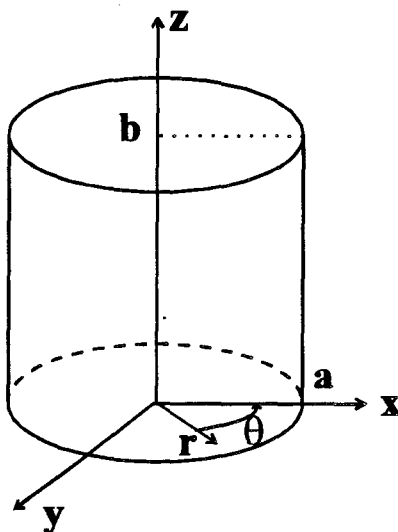


Figure II.8: système de coordonnées

$\vec{E}$  et  $\vec{H}$  sont respectivement le champ électrique et l'excitation magnétique dans la cavité et s'écrivent:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= r \vec{E}_r + \theta \vec{E}_\theta + z \vec{E}_z \\ \vec{H} &= r \vec{H}_r + \theta \vec{H}_\theta + z \vec{H}_z \end{aligned} \quad (\text{eq II.14})$$

Il faut avant tout considérer que, comme pour un guide d'onde métallique, la propagation d'une onde électromagnétique ne peut se faire selon un mode TEM. Elle s'effectue selon deux types de modes distincts:

-les modes TE ou transverse électrique pour lesquels la composante longitudinale  $E_z$  est nulle.

-les modes TM ou transverse magnétique pour lesquels la composante longitudinale  $H_z$  est nulle.

La résolution de l'équation de propagation (II.13) et l'établissement des composantes de E et de H pour les modes TE puis les modes TM sont détaillés dans l'annexe A. A partir des expressions (A21) et (A27) qui donnent les fréquences de résonance des modes  $TE_{mnp}$  et  $TM_{mnp}$  on peut tracer la carte des modes dans une cavité cylindrique en fonction du rapport  $2a/b$ . Elle est présentée figure II.9.

Par souci de clarté tous les modes de résonance d'indice  $p > 2$  ne sont pas représentés. Ce graphe est important car il permet de déterminer dans quelle bande de fréquence un mode peut exister sans être perturbé par un autre. Par exemple pour  $(2a/b)^2 = 0.4$ , les modes  $TE_{213}$ ,  $TE_{311}$  et  $TE_{012}$  sont très proches les uns des autres, il est déconseillé de dimensionner une cavité pour un tel rapport de dimensions si on veut utiliser un de ces trois modes. Les modes allant de  $TM_{010}$  à  $TE_{011}$  peuvent être excités sans risque de couplage parasite pour les rapports  $(2a/b)^2 > 1.5$ . Pour les rapports inférieurs à 1 les courbes se rapprochent les unes des autres il y a donc un risque de couplage entre modes distincts. Il est prudent d'utiliser un rapport élevé pour éviter ce risque, cependant augmenter  $(2a/b)$  tend à augmenter la fréquence de résonance. Il y a donc un compromis à trouver sur les dimensions si on veut travailler dans une bande de fréquence définie par avance.

On s'aperçoit que les modes  $TE_{01p}$  et  $TM_{11p}$  sont confondus quelque soit le rapport des dimensions. Ceci signifie que l'énergie emmagasinée dans la cavité se répartit entre les deux modes: on dit alors que les deux modes sont dégénérés.

Les modes  $TE_{01p}$  sont particulièrement intéressants car si on remplace les indices  $mnp$  par leurs valeurs dans les équations (A16) à (A20) on s'aperçoit que le nombre de composantes du champ électromagnétique se réduit de 5 à 3. En effet, on

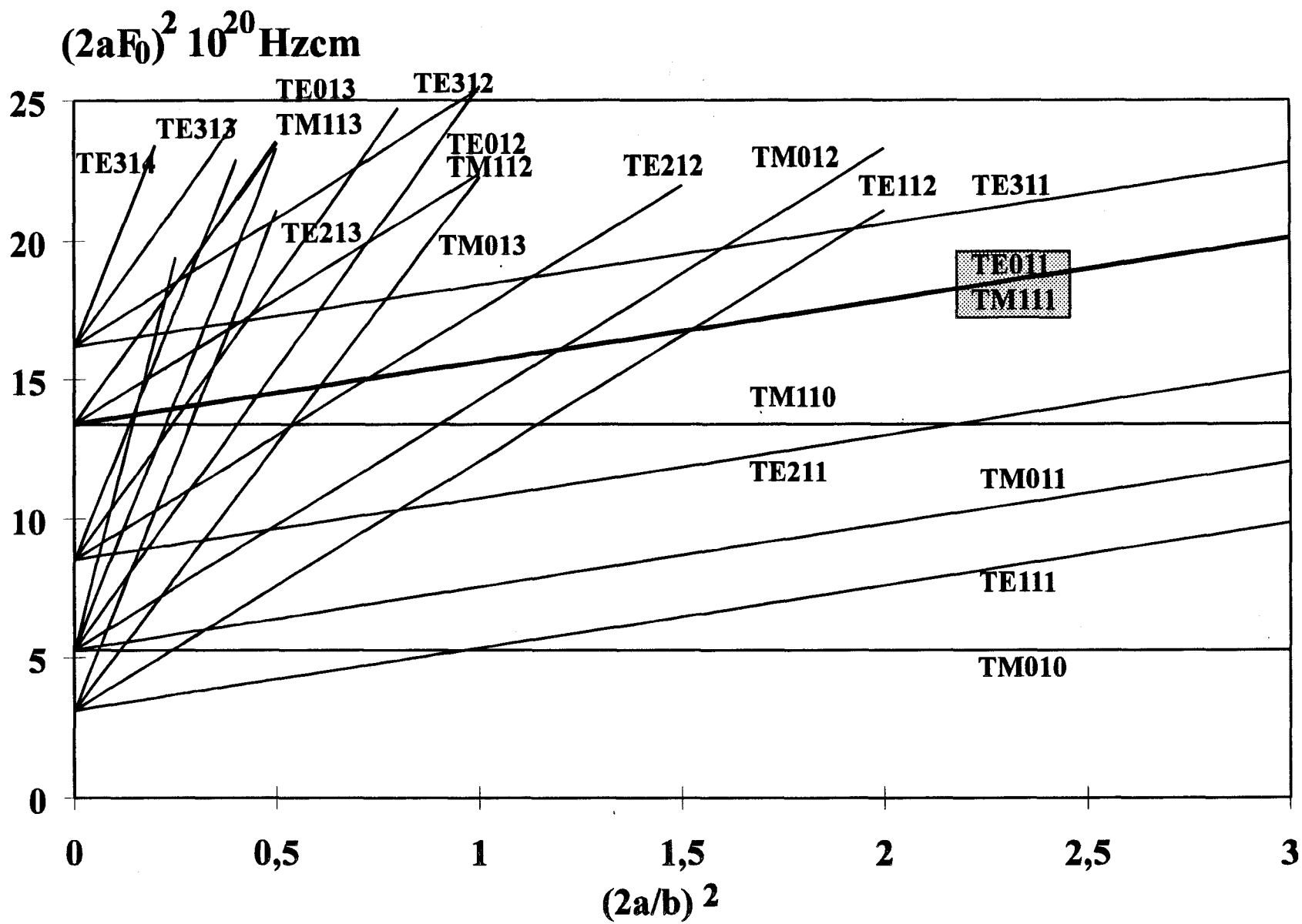


Figure II.9: carte des modes d'une cavité cylindrique



a posé  $E_z=0$ , et poser  $m=0$  annule automatiquement les composantes  $E_r$  et  $H_\theta$ . Ces modes ont donc une carte des champs relativement simple. De plus si  $H_\theta$  est nul il ne peut y avoir de courants dirigés selon  $r$  sur les deux disques de la cavité. Ainsi les courants radiaux n'existent pas pour ces modes, il n'y aura pas de passage de courant entre le cylindre de la cavité et les deux disques. Ceci signifie que le contact mécanique entre le cylindre et les disques peut ne pas être parfait cela ne provoquera pas de pertes supplémentaires dans la cavité. Cette propriété est utilisée dans le chapitre suivant pour remplacer un disque métallique par un matériau supraconducteur. Un des disques peut aussi être déplacé afin de modifier la hauteur de la cavité et de réaliser une cavité accordable. Enfin il est admis que pour un guide d'ondes cylindrique, le mode  $TE_{011}$  présente la plus faible atténuation de tous les modes de propagation. On peut donc espérer que dans une cavité cylindrique les modes  $TE_{01p}$  aient les coefficients de qualité les plus élevés. Compte tenu de leurs caractéristiques ce sont essentiellement les modes  $TE_{01p}$  qui sont utilisés pour la caractérisation de matériaux en cavité résonante cylindrique.

## 2.2. Etude du mode $TE_{011}$

### 2.2.1. Carte des champs:

L'onde électromagnétique résonant selon le mode  $TE_{011}$  possède trois composantes. Posons  $m=0$ ,  $n=p=1$  dans les expressions de l'annexe A pour trouver:

$$\mathbf{H}_z = \mathbf{H}_0 \mathbf{J}_0(k_c r) \sin(k_z z) \quad (\text{eq II.15})$$

$$\mathbf{H}_r = \frac{k_z}{k_c} \mathbf{H}_0 \frac{d\mathbf{J}_0(k_c r)}{d(k_c r)} \cos(k_z z) \quad (\text{eq II.16})$$

$$\mathbf{E}_\theta = j\omega\mu_0 \frac{\mathbf{H}_0}{k_c} \frac{d\mathbf{J}_0(k_c r)}{d(k_c r)} \sin(k_z z) \quad (\text{eq II.17})$$

avec  $k_z = \pi/b$ ,  $k_c = u'_{01}/a = 3.8321/a$  où  $u'_{01}$  est racine de  $\frac{d}{dx}[\mathbf{J}_0(x)] = 0$  (voir annexe A)

La carte des champs du mode TE<sub>011</sub> est donnée figure II.10.

L'excitation  $\vec{H}$  du champ magnétique ne possède pas de composante suivant  $\theta$ , il n'y aura donc pas de courant entre le cylindre et les deux disques.

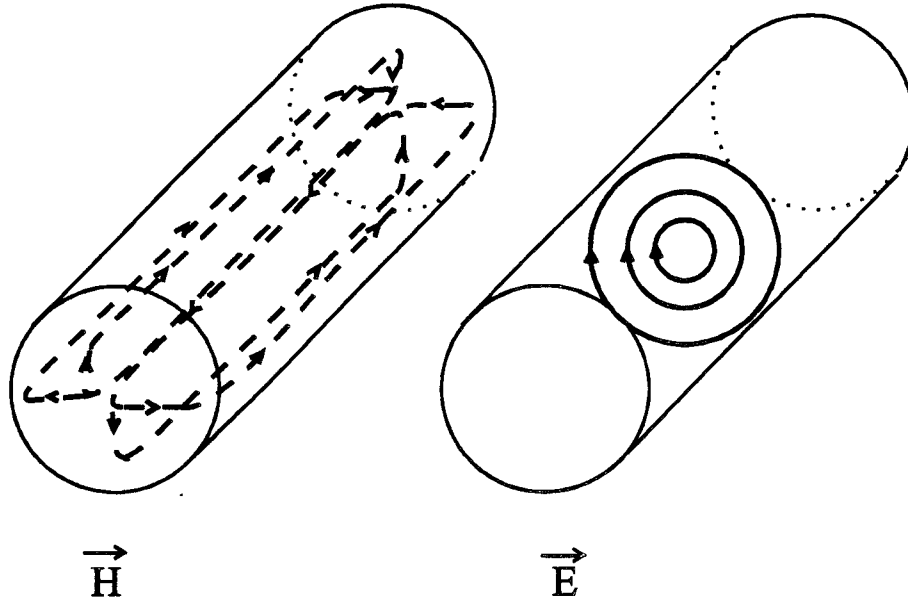


Figure II.10: carte des champs du mode TE<sub>011</sub>

### 2.2.2. Coefficient de qualité

Le coefficient de qualité de la cavité est proportionnel au rapport énergie  $U$  emmagasinée à la résonance sur les pertes par effet Joule  $P$ :

$$Q_0 = \omega \frac{U}{P} \quad (\text{eq II.18})$$

$$U = \varepsilon \iiint_V |\mathbf{E}|^2 d\mathbf{v} \quad (\text{eq II.19})$$

avec

$$P = R_m \iint_S |\mathbf{H}_{\text{tg}}|^2 ds \quad (\text{eq II.20})$$

$R_m$  est la résistance de surface des parois conductrices et  $H_{\text{tg}}$  est l'excitation du champ magnétique tangent à la surface considérée. On obtient finalement pour le mode TE<sub>011</sub>:

$$Q_0 = \frac{\eta}{2} \left( \frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^3 \frac{a^3 b / (u'_{01})^2}{R_m \left[ b + 2a \left( \frac{\pi a}{u'_{01} b} \right)^2 \right]} \quad (\text{eq II.21})$$

$\lambda_0$  est la longueur d'onde à la résonance et  $\eta=120\pi$ .  $Q_0$  varie avec les dimensions  $a$  et  $b$  de la cavité: la figure II.11 montre l'évolution du coefficient de qualité normalisé  $Q_0 R_m / \eta \pi$  pour le mode  $TE_{011}$ , ainsi que pour trois autres modes, en fonction du rapport  $(2a/b)$ .

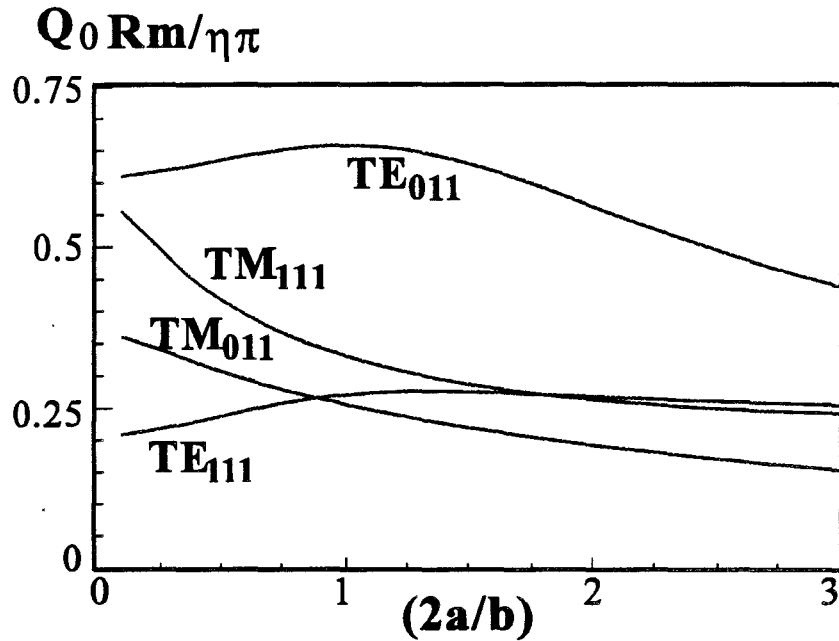


Figure II.11: coefficient de qualité normalisé en fonction du rapport des dimensions

Le mode  $TE_{011}$  présente des coefficients de qualité théoriquement très supérieurs à ceux des autres modes. Il passe par un maximum pour un rapport  $(2a/b)$  proche de l'unité.

Dans le cas où on remplace le fond de la cavité par un matériau de résistance de surface différente, comme indiqué sur la figure II.12, il faut séparer les pertes ohmiques dans les parois métalliques et dans le matériau en fond de cavité.

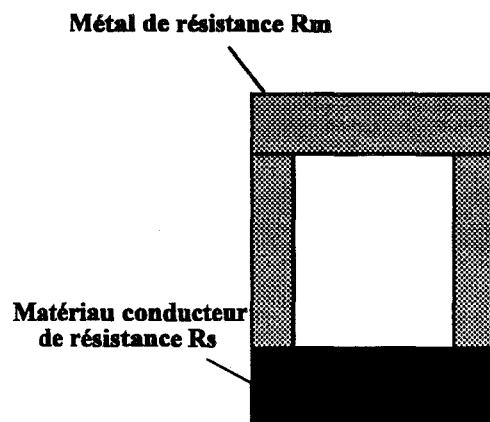


Figure II.12: cavité cylindrique constituée de deux matériaux conducteurs différents

On recalcule le coefficient de qualité:

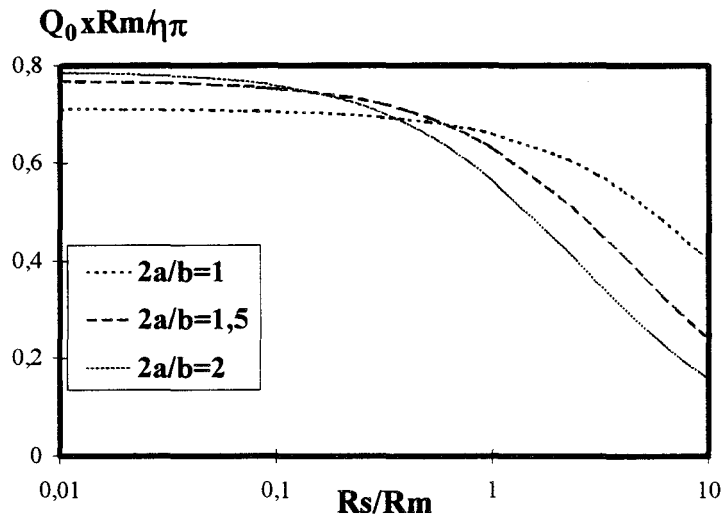
$$Q_0 = \frac{\eta}{2} \left( \frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^3 \frac{a^3 b / (u'_{01})^2}{R_m \left[ b + a \left( \frac{a\pi}{bu'_{01}} \right)^2 \right] + R_s a \left( \frac{a\pi}{bu'_{01}} \right)^2} \quad (\text{eq II.22})$$

On définit le facteur de mérite F de la cavité à partir des coefficients de qualité à vide pour une cavité avec un fond métallique  $R_s=R_m$  et un fond sans pertes  $R_s=0$ :

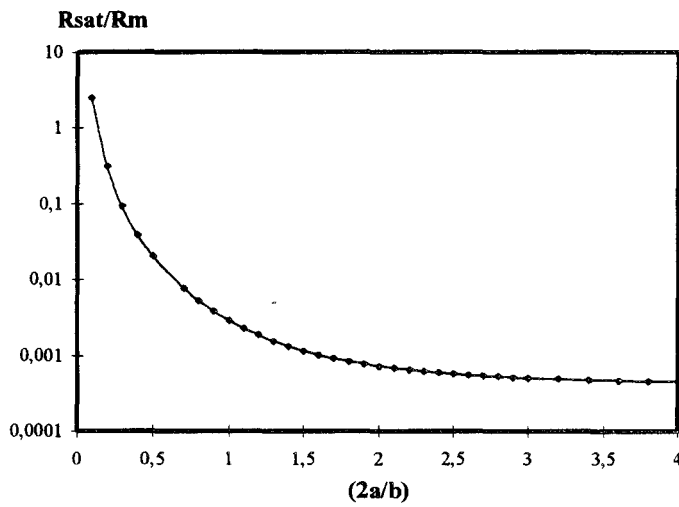
$$F = \frac{Q_0(R_s = 0)}{Q_0(R_s = R_m)} - 1 \quad (\text{eq II.23})$$

La figure II.13a montre les évolutions du coefficient de qualité normalisé en fonction du rapport des résistances de surface  $R_s/R_m$  pour des cavités de dimensions différentes. On remarque que plus le diamètre  $2a$  est important devant la hauteur plus la variation du coefficient de qualité est importante en fonction de la résistance  $R_s$  sur un disque: par exemple pour  $2a/b=2$  il varie de 0.8 à 0.2 environ pour  $R_s/R_m$  variant de 0.01 à 10. Le coefficient de qualité n'évolue pas linéairement avec  $R_s$ , mais à partir d'une certaine valeur de résistance notée  $R_{sat}$  il sature à une valeur maximum. Cette valeur a été déterminée graphiquement et nous donnons figure II.13b l'évolution de  $R_{sat}/R_m$  en fonction de  $2a/b$ . Cette grandeur donne une indication sur la plus faible résistance de surface mesurable. La figure II.13c montre le facteur de mérite F(%) en fonction du rapport des dimensions et on constate que plus le diamètre est important plus le facteur de mérite est élevé. Le facteur de mérite est un paramètre important car il représente l'augmentation relative du coefficient de qualité quand une paroi de la cavité, en l'occurrence un disque ne présente plus de pertes. On voit que F(%) sature à une valeur voisine de 50%.

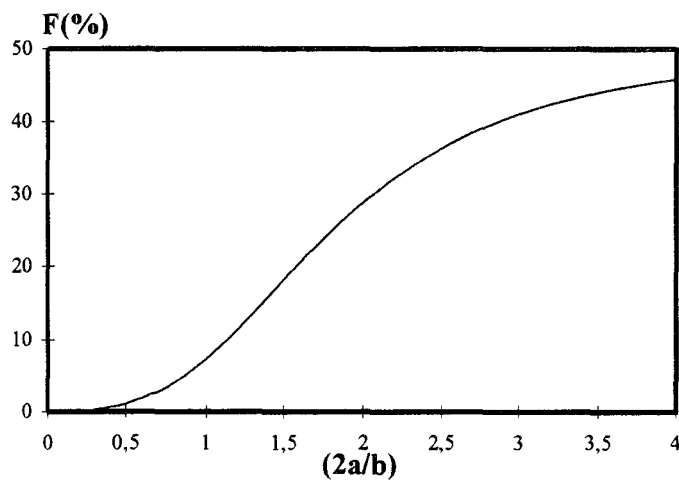
En vue de mesurer la résistance de surface d'un matériau supraconducteur placé en fond de cavité, on a intérêt à prendre le rapport diamètre/hauteur le plus élevé possible pour pouvoir mesurer la plus petite valeur possible de  $R_s$ . En pratique



(a)



(b)



(c)

Figure II.13: coefficient de qualité normalisé (a) résistance de saturation (b) et facteur de mérite (c) en fonction du rapport des dimensions

la valeur du diamètre est limitée par la taille des films supraconducteurs disponibles, typiquement  $10 \times 10$  et  $15 \times 15 \text{mm}^2$  d'où la nécessité d'un compromis.

### 3. Etude des cavités coniques

Il a été montré au paragraphe précédent qu'une cavité cylindrique résonant en mode  $\text{TE}_{011}$  était adaptée à la mesure de résistance de surface. Cependant le mode  $\text{TE}_{011}$  est dégénéré avec le mode  $\text{TM}_{111}$  et si il existe des moyens empiriques de lever cette dégénérescence on parvient au même résultat de façon plus élégante en utilisant une cavité conique [52]. La figure II.14 montre le schéma d'une telle cavité: il s'agit d'un cône métallique tronqué perpendiculairement à son axe  $z$  selon deux plans où sont placés deux disques métalliques de diamètres différents.

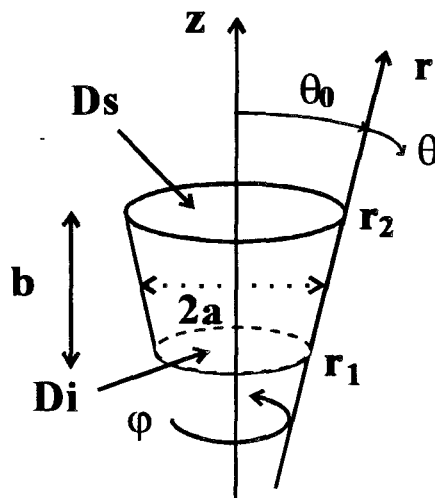


Figure II.14: schéma d'une cavité conique

$b$  est la hauteur du cône,  $2a$  son diamètre à mi-hauteur,  $\theta_0$  est l'angle entre la paroi du cône et l'axe  $z$ ,  $D_i$  et  $D_s$  sont respectivement les diamètres des disques inférieur et supérieur.

#### 3.1. Carte des modes

La résolution de l'équation de propagation et l'établissement des composantes du champ électrique et de l'excitation magnétique selon les modes TE et TM

sont donnés dans l'annexe B dans un système de coordonnées sphériques [53]. Comme pour la cavité cylindrique on considère d'abord la carte des modes susceptibles de résonner dans cette structure. Elle est calculée à partir des expressions (B13) pour les modes TM et (B21) pour les modes TE: le résultat est présenté figure II.15 pour une cavité conique d'angle  $9.77^\circ$  qui correspond à celui de la cavité réalisée en pratique. On constate comme prévu que la dégénérescence du mode  $TE_{011}$  avec le mode  $TM_{111}$  est naturellement levée, il en est de même pour tous les autres modes d'ordre supérieur.

La figure II.16a montre l'évolution de la fréquence de résonance du mode  $TE_{011}$  en fonction du rapport  $(2a/b)^2$  pour différentes valeurs de l'angle  $\theta_0$  et la figure II.16b donne le rapport des fréquences de résonance du mode  $TM_{111}$  et du mode  $TE_{011}$  en fonction du rapport  $(2a/b)$ . On peut estimer qu'un écart de 1% entre les fréquences de résonance est suffisant pour que les deux modes soient distincts l'un de l'autre.

La carte des modes permet de déterminer les fréquences de résonance des modes, elle permet aussi de situer les zones où peut survenir un couplage parasite entre plusieurs modes de résonance. Les figures II.16a et II.16b montrent l'influence de l'angle sur les modes  $TE_{011}$  et  $TM_{111}$ : plus  $\theta_0$  est faible plus ces deux modes se rapprochent et tendent à se confondre. De plus le  $TE_{011}$  tend à se rapprocher de l'évolution de ce mode dans une cavité cylindrique: ceci est attendu car à la limite pour un angle nul on obtient une cavité cylindrique.

A partir de ces évolutions il est tout à fait possible de dimensionner une cavité conique résonant selon le mode  $TE_{011}$  en assurant un écart en fréquence suffisant entre ce mode et les modes les plus proches, notamment le  $TM_{111}$ .

### 3.2. Coefficient de qualité

Le coefficient de qualité à vide d'une cavité conique répond à l'équation II.18. Connaissant les expressions du champ électrique E et de l'excitation magnétique H du mode  $TE_{011}$  il est possible de calculer  $Q_0$  (eq B23). Ces expressions, données dans l'annexe B, aboutissent à un calcul plus lourd que dans le cas de la cavité cylindrique et, de ce fait, nous ne présentons pas la formulation détaillée du coefficient de qualité. Il a été nécessaire d'écrire un programme de calcul numérique pour la détermination

$$(2aF_0)^2 \cdot 10^{20} \text{ Hz}^2 \text{ cm}^2$$

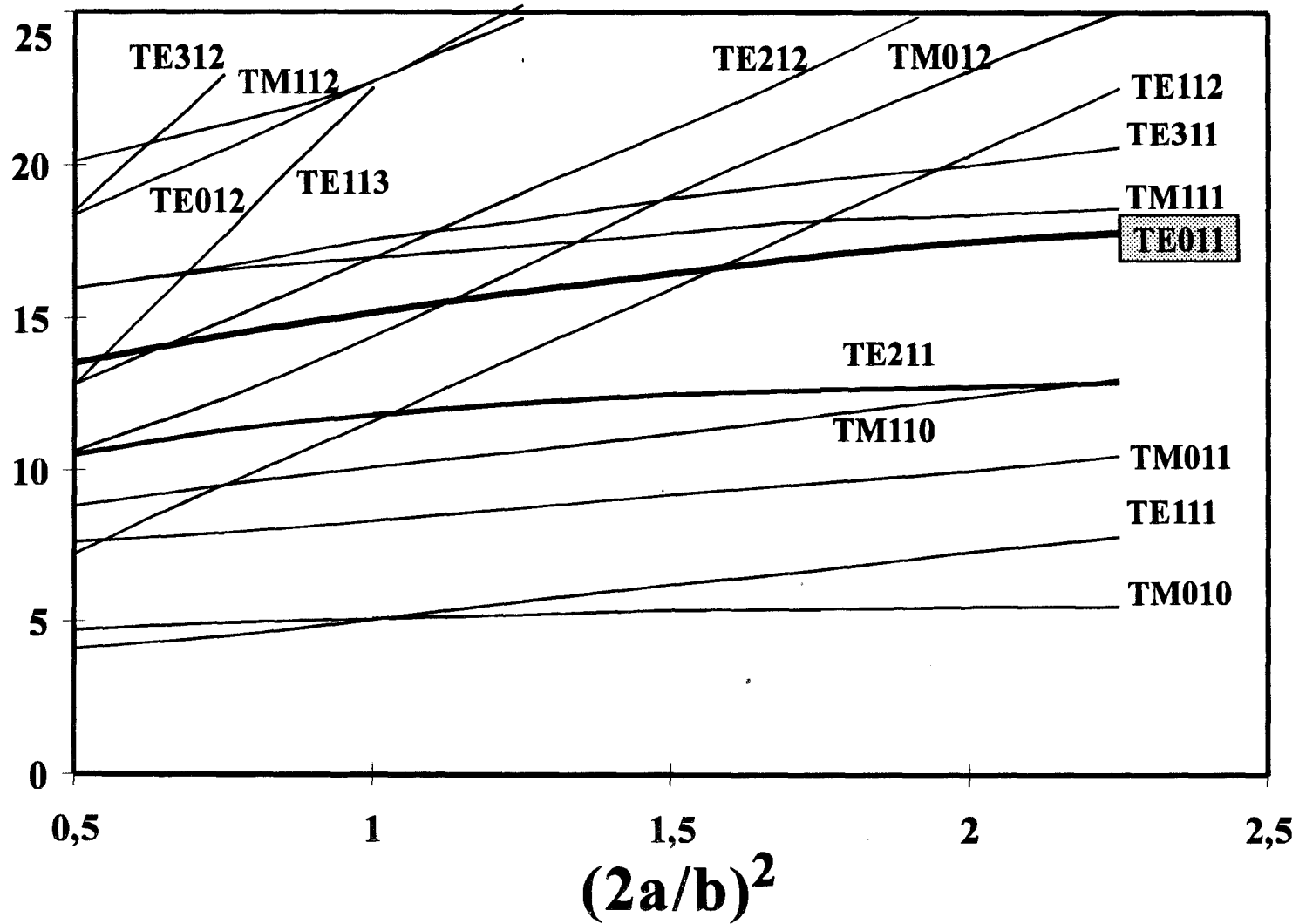


Figure II.15: carte des modes d'une cavité conique.



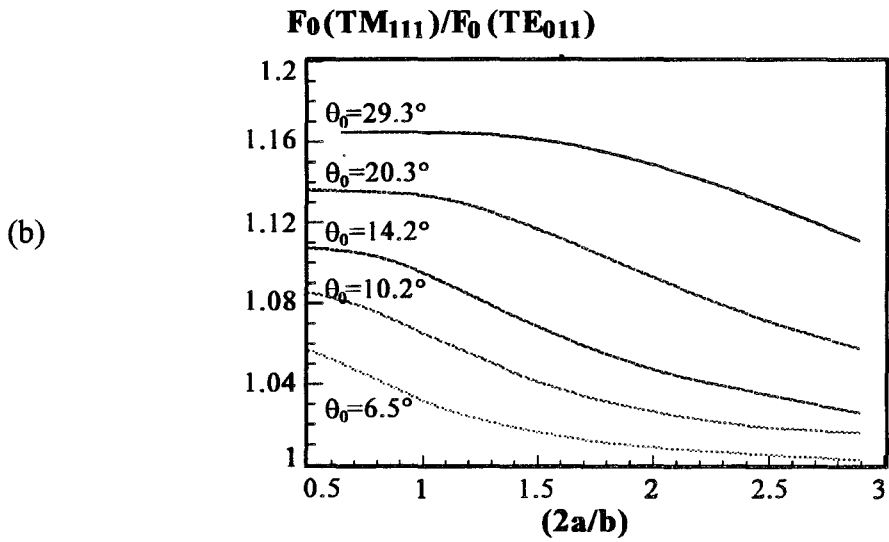
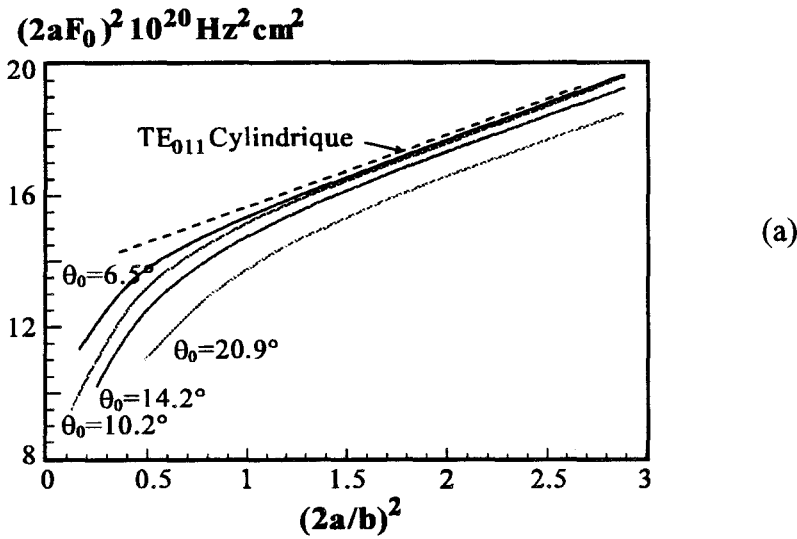


Figure II.16: fréquence de résonance du  $TE_{011}$  (a) et rapport des fréquences de résonance du  $TM_{111}$  et du  $TE_{011}$  (b)

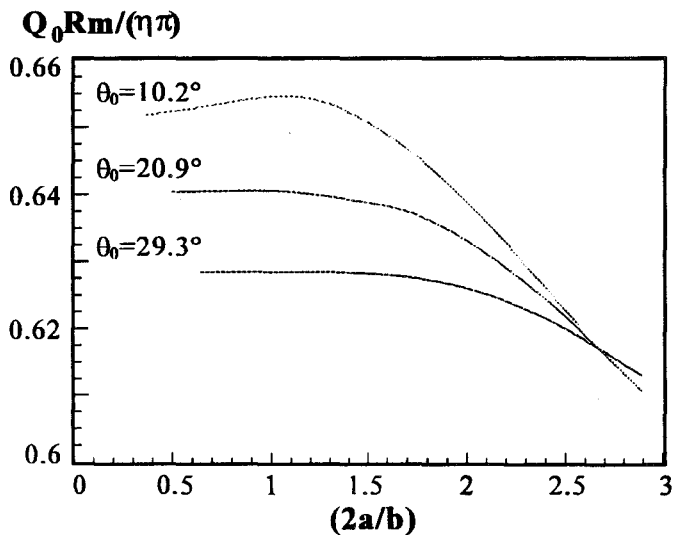


Figure II.17: évolution du coefficient de qualité normalisé pour trois angles  $\theta_0$ .

de  $Q_0$  ainsi que des autres paramètres. La figure II.17 présente l'évolution du coefficient de qualité normalisé en fonction des dimensions de la cavité pour trois angles différents. On constate que, plus l'angle diminue, plus l'évolution du coefficient de qualité normalisé  $Q_0 R_m / \eta \pi$  se rapproche du cas où la cavité est cylindrique (voir figure II.11). Le maximum avec un angle de  $10.2^\circ$  se situe pour  $2a/b=1.2$ . Les valeurs sont comparables à celles présentées pour une cavité cylindrique en mode  $TE_{011}$  (voir figure II.11), on peut donc espérer obtenir des coefficients de qualité élevés.

Supposons maintenant que la cavité soit constituée d'un matériau de résistance de surface  $R_m$  et qu'on remplace un disque en fond de cavité par un nouveau matériau de résistance  $R_s$  différente de  $R_m$ . Il faut ici considérer le cas où le matériau de résistance  $R_s$  se situe sur le diamètre  $D_s$  et le cas où il se trouve sur le diamètre  $D_i$ . La figure II.18 présente les évolutions du coefficient de qualité normalisé  $Q_0 R_m / \eta \pi$  en fonction du rapport  $R_s / R_m$  pour deux cavités d'angle  $9,77^\circ$  et de rapport  $2a/b=1$  (figure II.18a) ou  $2a/b=2$  (figure II.18b). On constate que le coefficient évolue différemment selon que le matériau de résistance  $R_s$  est situé sur  $D_i$  ou sur  $D_s$ : pour  $R_s < R_m$ ,  $Q_0$  a la valeur la plus élevée quand le matériau est placé sur le grand diamètre et il tend à saturer pour des rapports  $R_s / R_m$  plus faibles. On remarque aussi que lorsque  $R_s$  est inférieur à  $R_m$  l'augmentation du rapport  $(2a/b)$  tend à augmenter  $Q_0$ . A partir des courbes II.18 on définit le facteur de mérite des disques  $D_i$  et  $D_s$  de la cavité comme l'augmentation relative du coefficient de qualité quand  $R_s$  passe d'une valeur égale à  $R_m$  à une valeur nulle (voir expression II.23). La figure II.19 présente l'évolution de  $F(\%)$  en fonction du rapport  $(2a/b)$  pour deux cavités d'angle différent. Comme prévu on remarque que le facteur de mérite est plus important sur le disque supérieur que sur le disque inférieur. De plus, pour une même valeur du rapport  $2a/b$ , il est nettement supérieur à celui obtenu avec la cavité cylindrique. On constate que la valeur de l'angle  $\theta_0$  a une grande influence sur  $F$ : pour un rapport  $2a/b$  donné lorsque  $\theta_0$  augmente  $F$  augmente pour  $D_s$  et diminue pour  $D_i$ .

Pour effectuer des mesures optimales sur les deux disques, il faudra donc trouver un compromis sur la valeur de  $\theta_0$ .

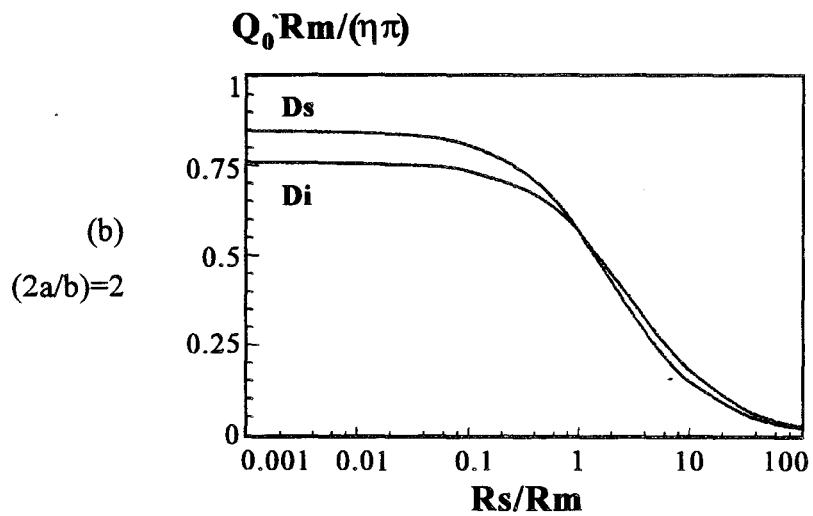
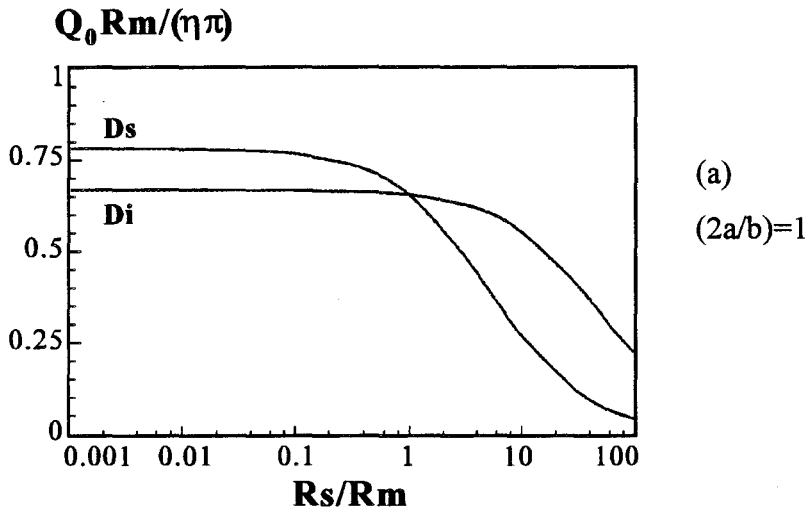


Figure II.18 (a) et (b): coefficient de qualité normalisé pour deux cavités d'angle  $9,77^\circ$

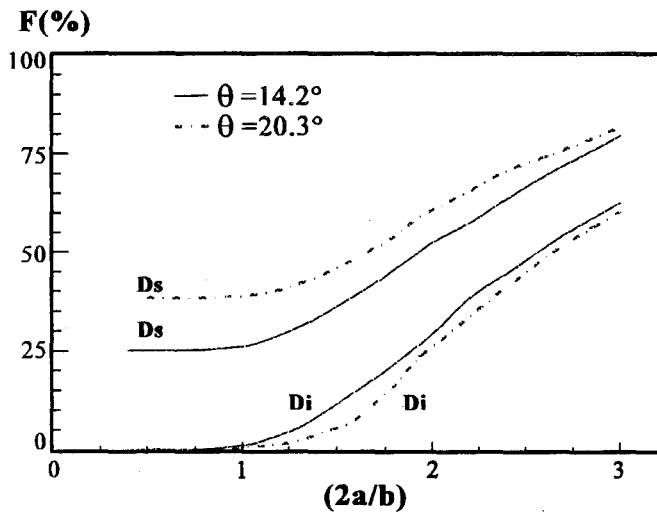


Figure II.19: facteur de mérite en fonction de  $(2a/b)$  pour deux cavités: paroi de résistance nulle Di ou Ds

#### 4.Extraction de l'impédance de surface

La méthode de la cavité résonante est une méthode de remplacement de paroi. En effet le film supraconducteur à caractériser ne remplace qu'un des disques métalliques, il reste ainsi une grande partie de la cavité constituée de cuivre. Le coefficient de qualité mesuré résulte donc des pertes dans l'échantillon sous test et des pertes dans les parois métalliques. La première étape lors d'une mesure consiste à établir une référence afin de connaître les pertes dans les parois métalliques et d'avoir ainsi accès à la résistance de surface du métal. Pour ce faire la cavité est fermée par un disque métallique, le coefficient de qualité mesuré  $Q_{0met}$  permet d'aboutir à la résistance de surface du cuivre  $R_m$ . Le film à caractériser remplace ensuite un disque métallique et le coefficient de qualité  $Q_{0s}$  est mesuré. Pour parvenir à la résistance de surface effective  $R_e$  de l'échantillon on inverse les expressions théoriques du coefficient de qualité (expressions II.21 et II.22 pour la cavité cylindrique par exemple):

$$R_e = -G \frac{(Q_{0s} - Q_{0met})}{Q_{0s} Q_{0met}} + R_m \quad (\text{eq II.24})$$

où  $G$  dépend des dimensions de la cavité et de la position de l'échantillon dans la cavité, sur  $D_i$  ou sur  $D_s$  pour la cavité conique. Pour aboutir à  $R_s$  résistance de surface de l'échantillon il est nécessaire de tenir compte de l'épaisseur du film. La figure II.20 présente la configuration de mesure:

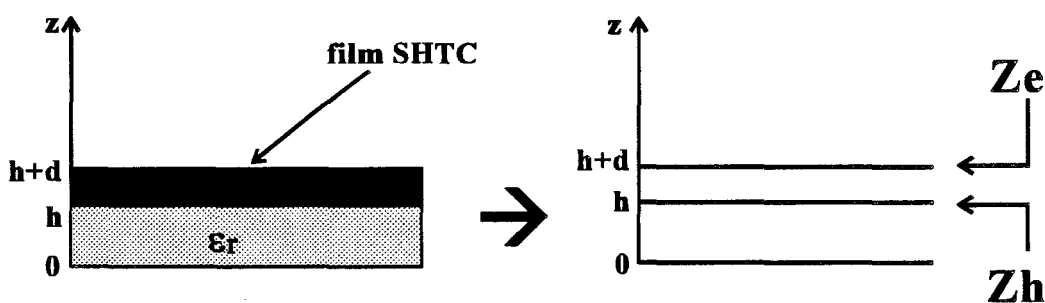


Figure II.20: configuration de mesure

Le film SHTC d'épaisseur  $d$  est déposé sur un substrat diélectrique d'épaisseur  $h$ , de permittivité relative  $\epsilon_r$  et de constante de pertes  $\text{tg}\delta$ . L'épaisseur  $d$  du film

est souvent de l'ordre de grandeur de sa profondeur de pénétration, il y aura donc pénétration de l'onde électromagnétique à travers le film et jusque dans le substrat. Ceci fait apparaître en  $z=h+d$  une impédance de surface effective  $Z_e$  différente de l'impédance de surface classique  $Z_s$  du matériau massif. On peut relier  $Z_s$  à  $Z_e$  en appliquant la théorie des lignes de transmission à cette structure, on suppose qu'en  $z=0$  se situe un métal conducteur d'impédance  $Z_m$ . Pour aboutir à l'impédance effective  $Z_e$  mesurée en cavité on effectue deux transformations d'impédance, en  $z=h$  soit  $Z_h$  pour tenir compte du substrat et en  $z=h+d$  soit  $Z_e$  pour tenir compte du film [54]. Elles s'écrivent:

$$Z_h = Z_{\text{sub}} \frac{Z_m + jZ_{\text{sub}} \text{tg}(k_{\text{sub}} h)}{Z_{\text{sub}} + jZ_m \text{tg}(k_{\text{sub}} h)} \quad (\text{eq II.25}) \quad Z_e = Z_s \frac{Z_h + jZ_s \text{tg}(k_s d)}{Z_s + jZ_h \text{tg}(k_s d)} \quad (\text{eq II.26})$$

$k_{\text{sub}}$  est le nombre d'ondes dans le substrat et  $k_s$  celui dans le film SHTC, ils s'écrivent:

$$k_{\text{sub}} = \frac{2\pi F_0 \sqrt{\varepsilon_r}}{c} \quad k_s \approx \frac{1}{j\lambda_L} \quad (\text{eq II.27})$$

$\varepsilon_r$  est la permittivité relative du substrat,  $c$  la vitesse de la lumière,  $\lambda_L$  est la profondeur de pénétration du film SHTC lorsqu'il est dans l'état supraconducteur.  $Z_{\text{sub}}$  est l'impédance du

substrat et s'écrit  $Z_{\text{sub}} \approx \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}}$  si les pertes diélectriques sont négligeables. En injectant

l'équation (II.25) dans l'équation (II.26) et en supposant que le film se trouve dans l'état supraconducteur on aboutit à l'équation liant  $R_e$  et  $R_s$  qui s'écrit en première approximation:

$$R_e \approx R_s \left[ \coth(d / \lambda_L) + \frac{d / \lambda_L}{\text{sh}^2(d / \lambda_L)} \right] \quad (\text{eq II.28})$$

Ainsi la mesure du coefficient de qualité de la cavité donne accès à la résistance effective  $R_e$  ou résistance carrée de surface du film SHTC. Pour déterminer la résistance de surface  $R_s$  de ce film à l'état massif il est nécessaire de connaître la profondeur de pénétration  $\lambda_L$ . Cette valeur peut être extraite de l'évolution de la fréquence de résonance de la cavité en fonction de la température. En effet la réactance  $X_{\text{sq}}$  du film supraconducteur évolue en fonction de la température et va modifier l'évolution de la fréquence de résonance avec la température. La méthode de la cavité résonante ne donne pas directement accès aux valeurs

de  $X_{s\Box}$ , mais il est possible en mesurant l'écart de fréquence  $\Delta F_0(T)$  en fonction de la température de déterminer l'écart de réactance  $\Delta X_{s\Box}(T)$ , ces deux grandeurs sont reliées par l'expression suivante [55]:

$$\Delta X_{s\Box}(T) = -\frac{2}{\Gamma} \frac{F_0(T) - F_0(0K)}{F_0(0K)} \quad (\text{eq II.29})$$

où  $\Gamma$  s'écrit, sans faire d'hypothèse sur le type de cavité:

$$\Gamma = \frac{\iint_S |\vec{H}_{tg}|^2 ds}{\omega \epsilon \iiint_V |\vec{E}|^2 dv} \quad (\text{eq II.30})$$

$\vec{E}$  est le champ électrique dans la cavité et  $\vec{H}_{tg}$  l'excitation magnétique tangente au film supraconducteur. A partir de  $\Delta X_{s\Box}(T)$  il est possible, en principe, en utilisant un modèle comme le modèle à deux fluides d'aboutir à la profondeur de pénétration  $\lambda_L(T)$  du film supraconducteur.

## **Chapitre 2**

### **Mesures**

Ce chapitre présente le dispositif de mesure en cavité résonante et la réalisation des cavités utilisées. Les aspects cryogéniques et les appareils de mesure sont décrits ainsi que la procédure de couplage des cavités résonantes. Les mesures préliminaires sont évoquées et notre méthode de mesure est appliquée à la caractérisation de films SHTC.

#### **1.Dispositif de mesure**

##### **1.1.Réalisation de cavités**

Deux cavités ont été réalisées dans le cadre de la mesure de résistance de surface des films supraconducteurs. Elles ont été usinées à partir d'un métal bon conducteur: le cuivre OFHC (oxygen free high conductivity copper). La première cavité est cylindrique et la deuxième conique, leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau 1 et leurs schémas donnés figure II.21.

<i>Type de cavité</i>	<b>Cylindrique</b>	<b>Conique</b>
<i>Mode de résonance</i>	TE <sub>011</sub>	TE <sub>011</sub>
<i>Fréquence de résonance (GHz)</i>	25.1	35.6
<i>Angle (°)</i>	-	9.77
<i>Hauteur (mm)</i>	12.5	10
<i>Diamètre (mm)</i>	16.5	supérieur: 12.92 moyen: 11.2 inférieur: 9.47
<i>Rapport (2a/b)</i>	1.32	1.12
<i>Facteur de mérite (%)</i>	16	Ds:22 Di:6

Tableau 1: caractéristiques des cavités réalisées.

La cavité cylindrique a été dimensionnée pour résonner en TE<sub>011</sub> dans la gamme de fréquence utilisée pour la caractérisation en guide d'ondes mise au point par F.Mehri. Cette cavité nécessite des films de grande taille, supérieure à 15x15mm<sup>2</sup>, pour être utilisée dans les meilleures conditions. Pour que le diamètre de la cavité soit inférieur à 15mm et pour conserver la fréquence de résonance à 25GHz la hauteur doit être fortement augmentée ce qui réduit considérablement le facteur de mérite. Pour pallier cet inconvénient la cavité conique a été dimensionnée pour fonctionner selon le mode TE<sub>011</sub> à 35GHz. Le choix d'une fréquence plus élevée a permis de donner à la cavité un diamètre supérieur D<sub>s</sub> de l'ordre de 13mm (pour caractériser des films SHTC de dimensions 15x15mm<sup>2</sup>) et un diamètre inférieur de l'ordre de 9.5mm (pour des films de 10x10mm<sup>2</sup>). D'après la carte des modes de la cavité conique les modes TE<sub>011</sub> et TM<sub>111</sub> sont distants de 1.8GHz.

Nous avons étudié de façon empirique le problème de la dégénérescence du mode TE<sub>011</sub> avec le mode TM<sub>111</sub>, spécifique à la cavité cylindrique. De nombreuses méthodes existent dans la littérature afin de supprimer le mode TM indésirable [56] [57]. Nous avons retenu celle qui consistait à isoler un disque de la cavité du cylindre



à l'aide d'une rondelle diélectrique [58]. Ceci a pour effet de couper les lignes de courant du mode TM entre le disque et le cylindre, le mode TE n'est pas affecté car il ne présente pas de lignes de courant à cet endroit. L'emplacement de la rondelle diélectrique est montré figure II.21a.

Dans le cas où les dimensions de l'échantillon sont inférieures au diamètre de la cavité cylindrique, un masque métallique d'ouverture circulaire peut être placé entre l'échantillon et la cavité (voir figure II.21a).

Le couplage est assurée de façon identique pour les deux cavités: il s'agit d'un couplage magnétique pour lequel une boucle métallique est introduite à travers la paroi cylindrique (ou conique) afin de créer la ligne de champ magnétique  $H_z$  (ou  $H_r$  pour la cavité conique) [59]. Les boucles sont réalisées à l'extrémité d'un câble semi-rigide cryogénique (de diamètre extérieur 2.2mm) de faible longueur et muni d'un connecteur SMA2.9 à l'autre extrémité. L'emplacement de la boucle est choisi de telle sorte qu'elle se situe sur le maximum de  $H_z$ , ce qui correspond à la mi-hauteur de la paroi cylindrique pour la cavité cylindrique. Dans le cas de la cavité conique la boucle est légèrement décalée par rapport à la mi-hauteur du cône. Comme les mesures sont effectuées en transmission deux boucles diamétralement opposées sont introduites dans la cavité. L'excitation de la cavité est facilement ajustée en enfonçant plus ou moins les boucles pour modifier le niveau de couplage. Lors des mesures, les boucles pénètrent très peu dans la cavité afin d'assurer un sous-couplage. Dans ces conditions les pertes dues au couplage deviennent négligeables devant les pertes par effet Joule dans la cavité.

### 1.2.Aspects cryogéniques

Les cavités réalisées sont introduites dans un dispositif cryogénique permettant d'atteindre des températures très inférieures à la température critique des matériaux supraconducteurs YBaCuO. Ce dispositif est constitué d'un cryostat à hélium liquide muni d'une garde d'azote liquide entourant un réservoir principal d'azote ou d'hélium liquide qui communique avec le canal central dans lequel est plongé le dispositif à refroidir. Le débit d'azote ou d'hélium liquide entre le réservoir et le canal est ajusté par l'intermédiaire d'une microvanne.

La cavité est fixée au bout d'une canne cryogénique [20] plongeant à l'intérieur du canal de telle sorte qu'elle se situe dans la partie inférieure du cryostat. Les

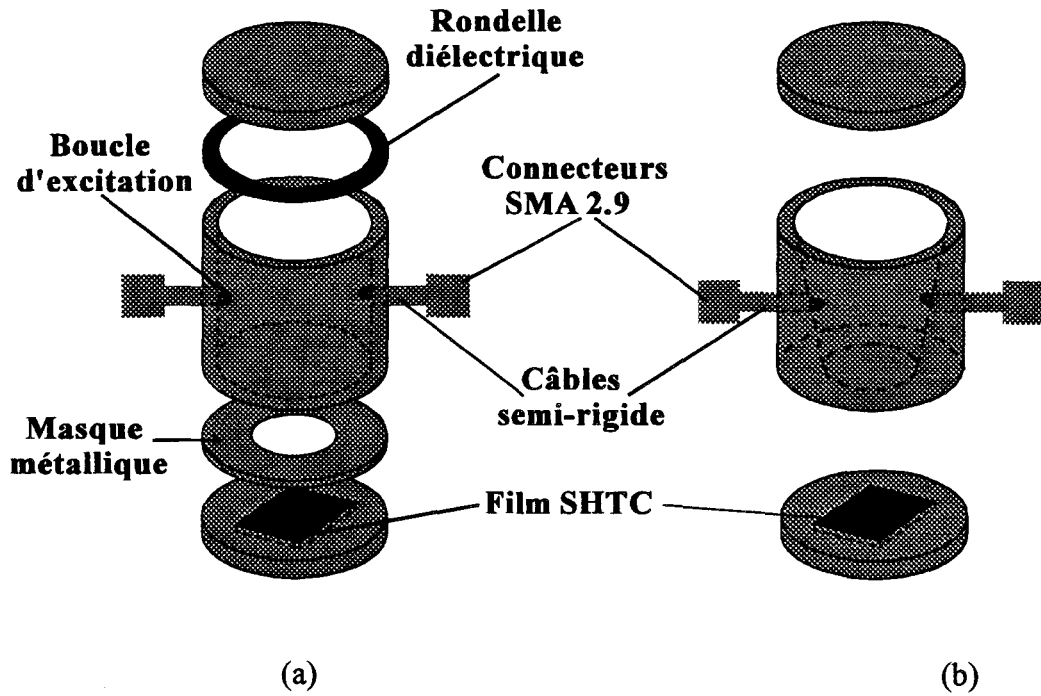


Figure II.21: schéma des deux cavités (a) cylindrique (b) conique

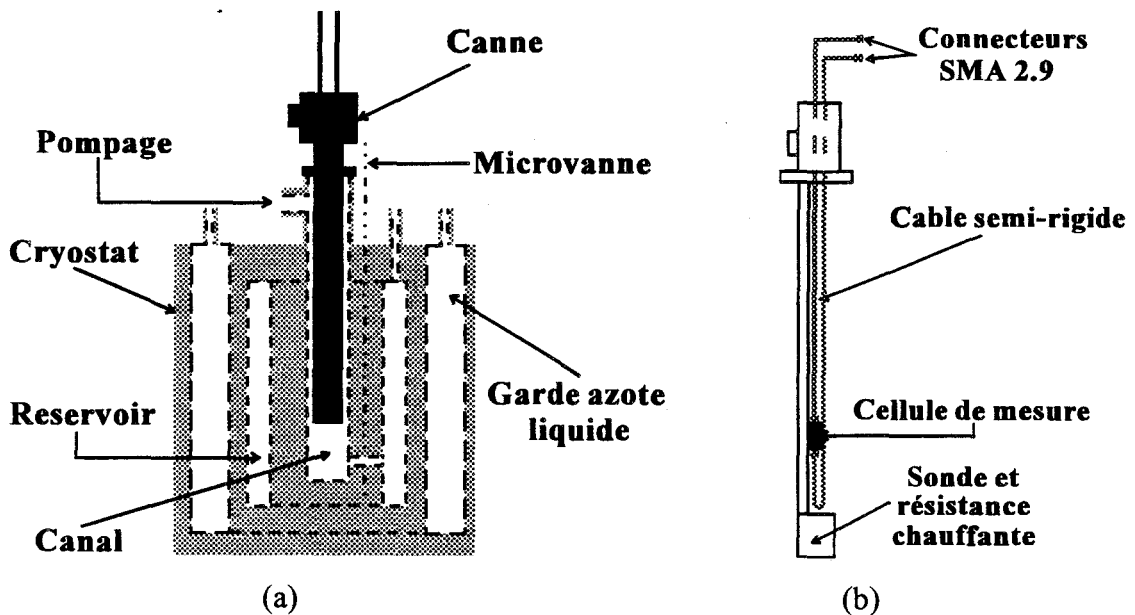


Figure II.22: schéma du cryostat (a) et de la canne cryogénique (b)

schémas du cryostat et de la canne sont donnés figure II.22a et II.22b. La canne est équipée d'une sonde de température ainsi que d'une résistance chauffante reliées à un régulateur de température.

La cavité fixée sur la canne est reliée aux appareils de mesure par l'intermédiaire de câbles semi-rigides cryogéniques longeant la canne et sortant du cryostat. Ils sont équipés de connecteurs SMA 2.9 capables de supporter les basses températures. Des câbles supplémentaires, souples ou semi-rigides, sont utilisés pour relier les câbles cryogéniques aux appareils de mesure.

### 1.3. Analyseur de réseaux

#### *1.3.1. Rappels sur la matrice de répartition*

En microondes un quadripôle peut être schématisé par un graphe de fluence dont les coefficients  $S_{ij}$  représentent les propriétés du quadripôle et forment la matrice de répartition, voir figure II.23.

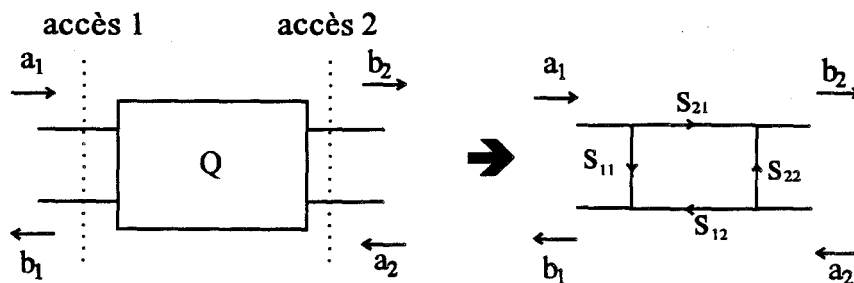


Figure II.23: quadripôle et graphe de fluence associé

$a_1$  et  $a_2$  sont les ondes incidentes sur les accès du quadripôle,  $b_1$  et  $b_2$  sont les ondes réfléchies. Les relations liant ces ondes aux paramètres  $S_{ij}$  sont les suivantes:

$$\begin{aligned} b_1 &= S_{11} \cdot a_1 + S_{12} \cdot a_2 \\ b_2 &= S_{21} \cdot a_1 + S_{22} \cdot a_2 \end{aligned} \quad (\text{eq II.31})$$

$S_{12}$  et  $S_{21}$  sont les coefficients de transmission du quadripôle de l'accès 2 vers l'accès 1 et de l'accès 1 vers l'accès 2 respectivement.  $S_{11}$  et  $S_{22}$  sont les coefficients de réflexion des accès 1 et 2 respectivement. Ces coefficients sont des grandeurs complexes et la mesure de ces quatre grandeurs en module et en phase caractérise complètement le quadripôle sous

test. Les analyseurs de réseaux vectoriels utilisés dans notre étude donnent accès aux quatre paramètres de la matrice de répartition.

### 1.3.2. Calibrage

Une étape importante consiste à effectuer le calibrage de l'analyseur de réseaux. Un calibrage permet de tenir compte des imperfections du système de mesure et de déterminer avec le maximum de précision les coefficients de la matrice de répartition  $[S_{ij}]$  du dispositif sous test. En effet aux grandeurs vectorielles caractéristiques du circuit se superposent des vecteurs "parasites" dus aux différentes erreurs induites par le système de mesure. C'est la somme vectorielle de toutes ces grandeurs qui est mesurée par l'analyseur de réseaux.

Le calibrage s'effectue en mesurant des éléments "étalons" dont la réponse en hyperfréquences est connue (court-circuit; circuit ouvert, charge adaptée, ligne de longueur connue...). Un calibrage complet utilise trois types d'étalons connectés les uns après les autres aux deux accès de l'analyseur de réseaux. Il permet de prendre en compte la totalité des vecteurs d'erreurs. Le choix d'une méthode de calibrage fait intervenir les contraintes dues aux mesures elles-mêmes (type de support de propagation, conditions d'environnement...) et la précision souhaitée. Dans le cas de la caractérisation des matériaux supraconducteurs en cavité résonante, les contraintes sont les suivantes:

- nécessité de calibrer en basse température
- support de propagation coaxial.

La première contrainte interdit l'emploi d'éléments étalons contenant un matériau dont les propriétés diélectriques se dégradent quand la température évolue (charge adaptée pour le calibrage Full Two Ports). La deuxième contrainte rend difficile la réalisation de lignes de transmission de faibles longueurs aux fréquences de 25GHz et 35GHz (calibrage TRL). Ainsi nous avons retenu une méthode de calibrage appelée "réponse fréquentielle en transmission" qui consiste à effectuer la mesure du coefficient de transmission  $S_{21}$  dans le plan des connecteurs SMA 2.9 de la canne cryogénique (voir figure II.24). Dans ces conditions, l'atténuation due à la longueur des câbles est prise en compte avec ce calibrage, jusqu'aux plans P1 et P2. Ce calibrage est réalisé à la température de l'azote liquide. Il est

bien évidemment très incomplet car il ne tient pas compte de tous les termes d'erreur du système. Cependant, dans le cas particulier des mesures en cavités où le coefficient de transmission à mesurer est faible (voir procédure de couplage) une incertitude sur  $|S_{21}|$  n'aura que peu d'influence sur le coefficient de qualité (voir équation II.32). Ainsi, pour notre méthode, le calibrage type réponse fréquentielle est très suffisant.

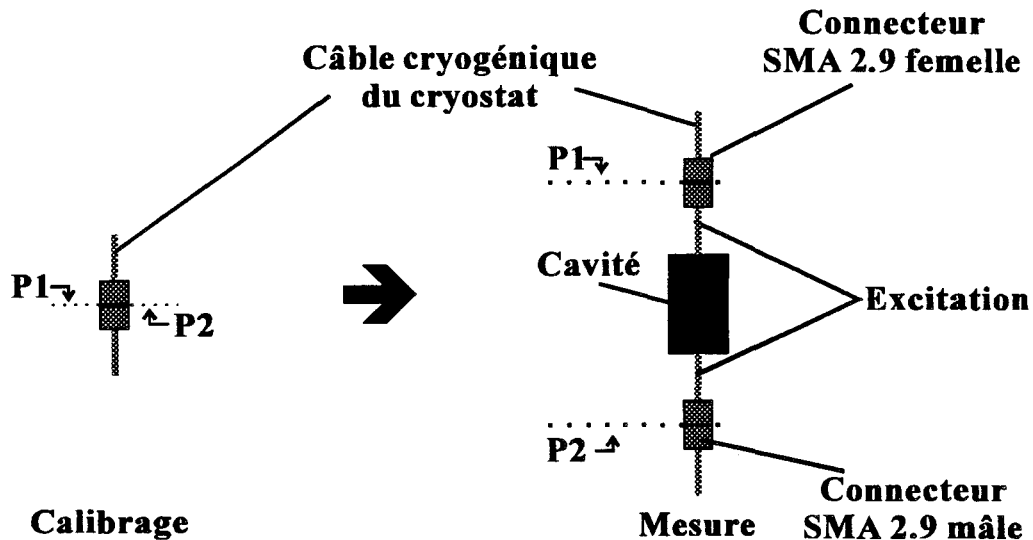


Figure II.24: méthode de calibrage

### 1.3.3. Mesures en transmission

Le coefficient de qualité chargé  $Q_L$  de la cavité est extrait de l'évolution du module du coefficient de transmission  $|S_{21}|$  de part et d'autre de la résonance. Le coefficient de qualité à vide  $Q_0$  est relié à  $Q_L$  et à la valeur de  $|S_{21}|$  à la résonance, notée  $S_{21R}$ , par la formule [60]:

$$Q_0 = \frac{Q_L}{1 - S_{21R}} \quad (\text{eq II.32})$$

Le coefficient de transmission  $S_{21}$  est mesuré à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriel HP8510 pour la cavité cylindrique résonant à 25GHz et HP85107 pour la cavité conique résonant à 35GHz. Le dispositif de mesure est présenté figure II.25.

La première étape, lors d'une mesure, est de fixer à l'analyseur toute les valeurs des paramètres nécessaires à ce type de mesure (fréquence, puissance...), afin de

mettre l'appareil dans une configuration adaptée, appelée "état d'instrument". Pour les mesures en cavité cylindrique à 25GHz, l'état d'instrument est donné à titre d'exemple dans le tableau 2.

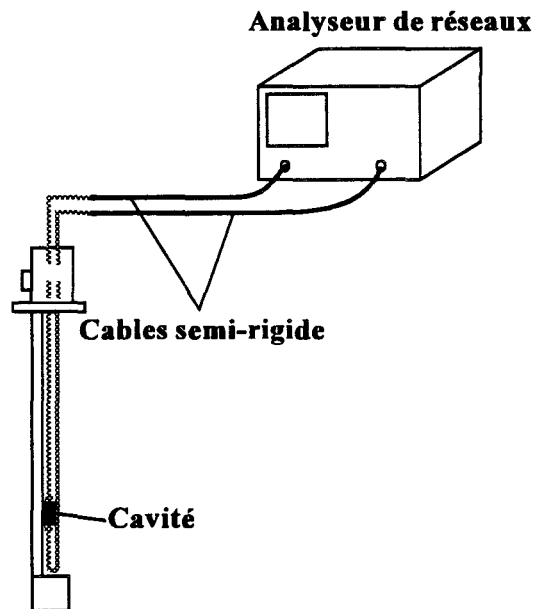


Figure II.25: dispositif de mesure

ETAT D'INSTRUMENT	
<i>Fréquence centrale</i>	$F_0$
<i>Span</i>	50MHz
<i>Nombre de points</i>	801
<i>Puissance</i>	+10dBm
<i>Atténuateur</i>	10dB
<i>Average</i>	200

Tableau 2: état d'instrument utilisé pour les mesures à 25GHz.

Le span est la bande de fréquence dans laquelle seront effectuées les mesures. Pour mesurer un coefficient de qualité élevé avec le maximum de précision il est indispensable d'utiliser un span le plus réduit possible, 50MHz par exemple, autour de la fréquence de résonance  $F_0$ . De même, il est nécessaire d'utiliser le maximum de points de mesure dans le span, soit 801. L'analyseur est utilisé en mode "STEP" où toutes les fréquences sont synthétisées. La cavité étant fortement sous-couplée, ses accès sont très réfléchissants, un atténuateur de +10dB est donc utilisé pour réduire l'onde réfléchie lorsqu'elle parvient à l'analyseur. La puissance est fixée à 10dBm: dans ces conditions la

puissance de sortie de l'analyseur a été mesurée à -25dBm. L'average est le nombre de mesures effectuées en chaque point, une étude expérimentale nous a amené à le fixer à 200.

## **2.Procédure de couplage**

Une cavité est toujours couplée à un système qui lui injecte une puissance et qui la récupère. Dans le premier chapitre nous avons montré qu'il est intéressant de sous-coupler la cavité afin que le coefficient de qualité mesuré soit très proche du coefficient de qualité à vide. Nous avons étudié une procédure de couplage afin d'optimiser la fiabilité et la reproductibilité de nos mesures. Le niveau de couplage est ajusté en modifiant l'enfoncement des boucles dans la cavité. Nous présentons, à titre d'exemple, l'étude du couplage de la cavité conique résonant à 35GHz, étant donné que pour la cavité cylindrique la procédure est similaire. Le but de cette étude est de déterminer expérimentalement l'influence du couplage sur le coefficient de qualité et la fréquence de résonance, et ainsi de retenir une procédure de couplage adaptée à notre méthode.

### **2.1.Coefficient de qualité**

La figure II.26 présente l'influence du niveau de couplage sur le coefficient de qualité de la cavité conique fermée par deux disques de cuivre. A partir de la mesure de  $S_{21}$ , on relève  $S_{21R}$  à la résonance et on en déduit  $Q_0$ . La procédure a été la suivante:

-les boucles sont complètement enfoncées dans la cavité, à la résonance  $S_{21R}$  vaut -15.7dB, on se situe au point A sur la courbe.

-la boucle d'entrée est retirée progressivement de la cavité afin de diminuer le couplage d'entrée, on passe ainsi du point A aux points B, C ou D.

-lorsque la boucle d'entrée est fixée en A, B, C ou D, la boucle de sortie est progressivement retirée de la cavité pour diminuer encore le niveau de couplage, ce qui permet de tracer les quatre courbes de la figure II.26.

On remarque tout d'abord qu'il n'est pas possible de retirer les boucles de façon totalement arbitraire pour obtenir un sous-couplage qui optimise le coefficient de qualité. Ainsi fixer la

boucle d'entrée au couplage maximum (point A) limite fortement le coefficient de qualité quelque soit le niveau de couplage en sortie. Par contre lorsque le couplage d'entrée est faible (points C ou D) le coefficient de qualité mesuré augmente fortement quand on réduit le couplage de sortie. De plus les courbes démarrant aux points C et D ( $S_{21R}$  respectivement -18.5dB et -23dB) tendent vers les mêmes valeurs de coefficient de qualité quand la boucle de sortie est retirée: ceci nous donne le coefficient de qualité maximum à la température ambiante de la cavité en cuivre. Il est donc impératif d'assurer un couplage de sortie faible afin d'obtenir un coefficient de qualité maximum, voisin de 12000 à la température ambiante. On remarque sur la courbe II.26 que pour un couplage important (courbes A et B) le coefficient de qualité à vide peut être très faible alors qu'en théorie il doit être indépendant du niveau de couplage pour un mode non-perturbé. En fait pour un couplage élevé la boucle pénètre fortement dans la cavité, il est alors possible que le mode de propagation  $TE_{011}$  soit fortement perturbé par la présence de deux parties métalliques à l'intérieur de la cavité. De plus nous avons utilisé l'équation II.32 basée sur le schéma équivalent simplifié (figure II.5) qui n'est peut-être plus valable pour les couplages forts.

### 2.2.Fréquence de résonance

La figure II.27 présente l'influence du niveau de couplage sur la fréquence de résonance. La procédure de mesure est la même que précédemment. A la différence de la figure II.26, les courbes se stabilisent toutes à la même fréquence quand la boucle de sortie est suffisamment retirée de la cavité, et ceci quelque soit la position de la boucle d'entrée en B, C ou D.

### 2.3.Position des boucles

Pour notre étude nous avons choisi la procédure suivante à chaque mesure:

- 1/Les boucles sont entièrement enfoncées dans la cavité.
- 2/La boucle d'entrée est retirée de telle sorte que  $S_{21R} \sim -21\text{dB}$ .
- 3/La boucle de sortie est retirée de sorte que  $-35\text{dB} < S_{21R} < -30\text{dB}$ .

Dans ces conditions la perturbation due aux boucles de couplage est minimisée, le coefficient de qualité  $Q_0$  est reproductible et très proche de  $Q_L = F_0/\Delta F$  car  $|S_{21R}|$  est très faible.



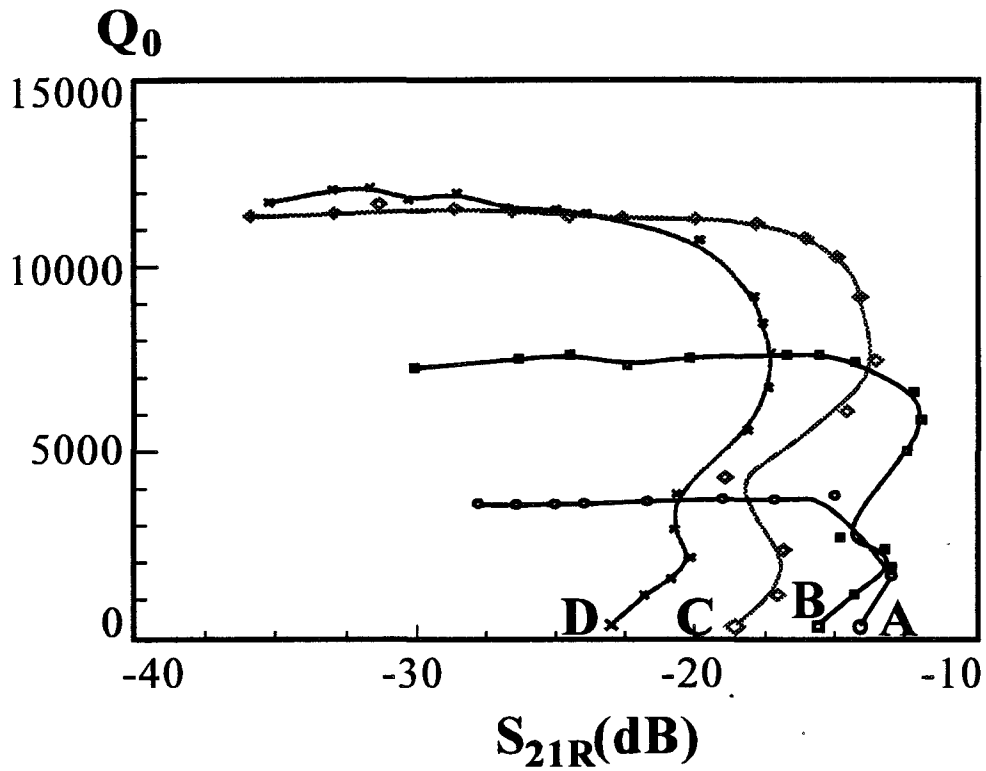


Figure II.26: influence du niveau de couplage sur le coefficient de qualité à 300K

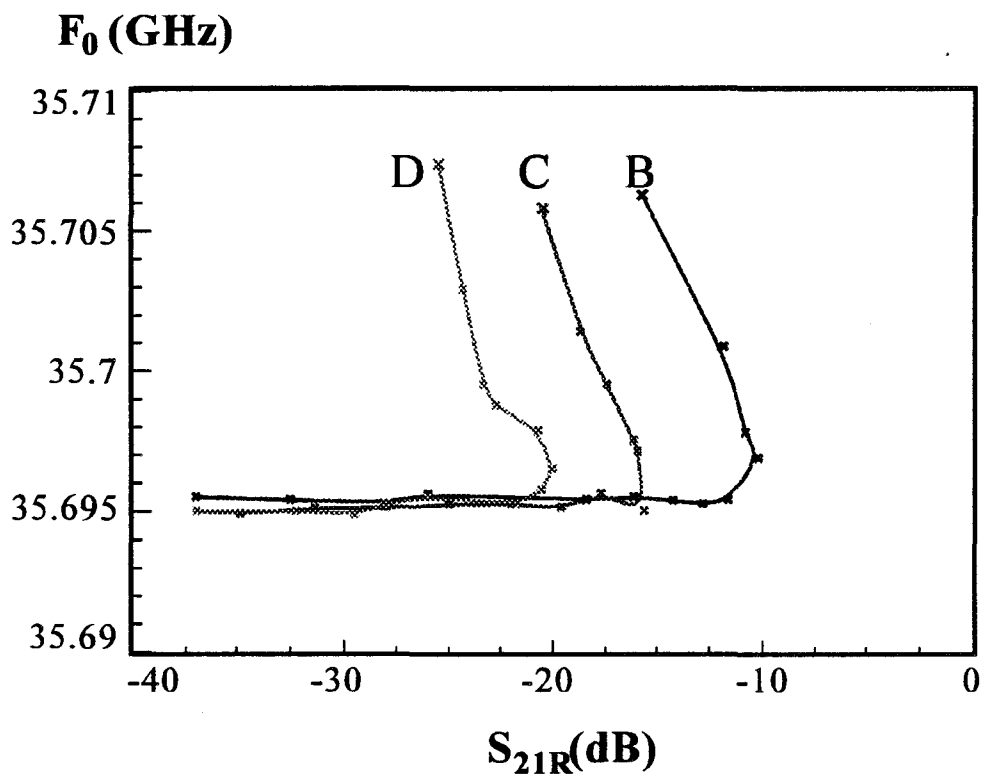


Figure II.27: variation de la fréquence de résonance en fonction du niveau de couplage.

### 3.Mesures préliminaires

#### 3.1.Levée de la dégénérescence

La cavité cylindrique réalisée résonne selon le mode  $TE_{011}$  à 25GHz qui présente l'inconvénient d'être dégénéré avec le  $TM_{111}$ . Nous avons placé une rondelle diélectrique entre un disque et le corps cylindrique et nous allons montrer que cette méthode lève de façon satisfaisante la dégénérescence. Pour ce faire, nous présentons figure II.28a le coefficient de qualité à vide de la cavité fermée par deux disques de cuivre en fonction de la température, sans, puis avec cette rondelle diélectrique. Avec la rondelle diélectrique le coefficient de qualité à vide est supérieur à celui de la cavité simple dans toute la gamme de température, l'écart entre les deux courbes est régulier. Ceci montre que la dégénérescence des modes est bien levée. A partir du coefficient de qualité à vide mesuré avec la rondelle diélectrique et en utilisant la formule II.21, on déduit la résistance de surface du cuivre massif  $R_{cu}$ . On peut la comparer aux valeurs prévues théoriquement par l'expression I.15 en considérant la conductivité du cuivre, à la température ambiante, égale à  $5.8.10^7$ S/m. On admet que cette conductivité variera selon l'inverse de la température. Les évolutions en fonction de la température sont donnés figure II.28b. Les deux courbes ont des allures identiques: les rapports  $R_{cu}(T=300K)/R_{cu}(T)$  sont conservés, en première approximation, dans toute la gamme de température. Ces rapports, ainsi que les valeurs des résistances de surface, sont donnés dans le tableau 3 pour 4 températures. L'écart entre les valeurs de résistance est de l'ordre de 10%: il peut être attribué au fait que la conductivité du cuivre de la cavité est inférieure à  $5,8.10^7$ S/m.

Température (K)	Théorie		Mesures	
	$R_{cu}$ (m $\Omega$ )	$R_{cu}(300K)/R_{cu}(T)$	$R_{cu}$ (m $\Omega$ )	$R_{cu}(300K)/R_{cu}(T)$
300	40	1	45.3	1
150	28.3	1.414	30.1	1.5
100	23	1.732	25.2	1.78
78	20.4	1.96	23.1	1.96

Tableau 3: valeurs mesurées de résistance de surface du cuivre massif à 25GHz.

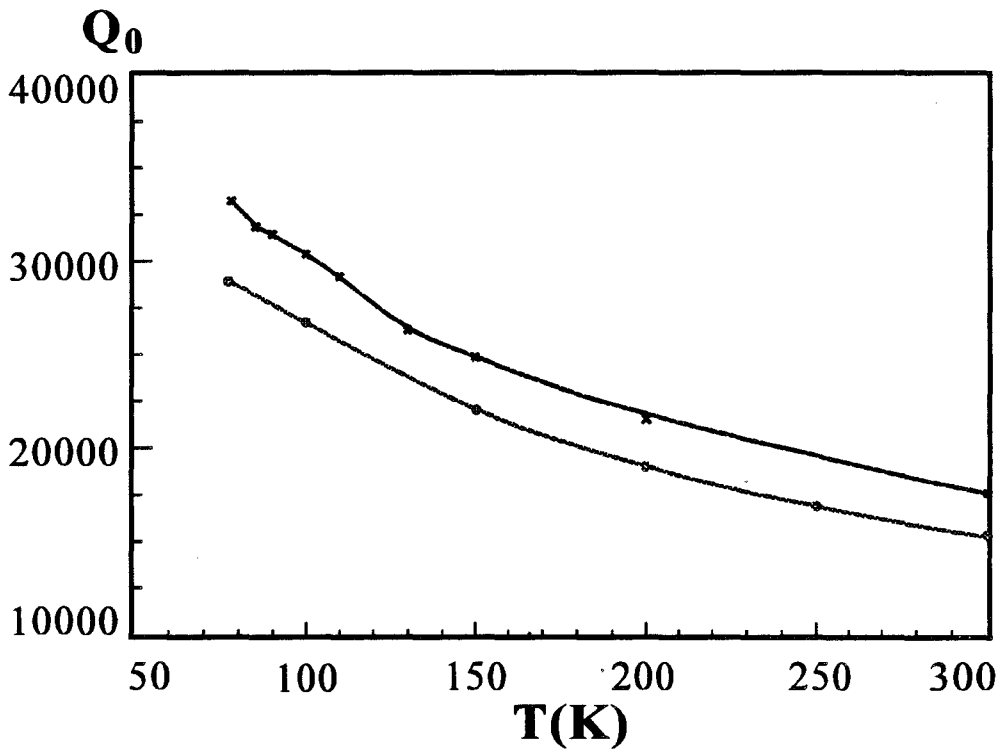


Figure II.28a: coefficient de qualité avec (x) et sans (o) rondelle diélectrique

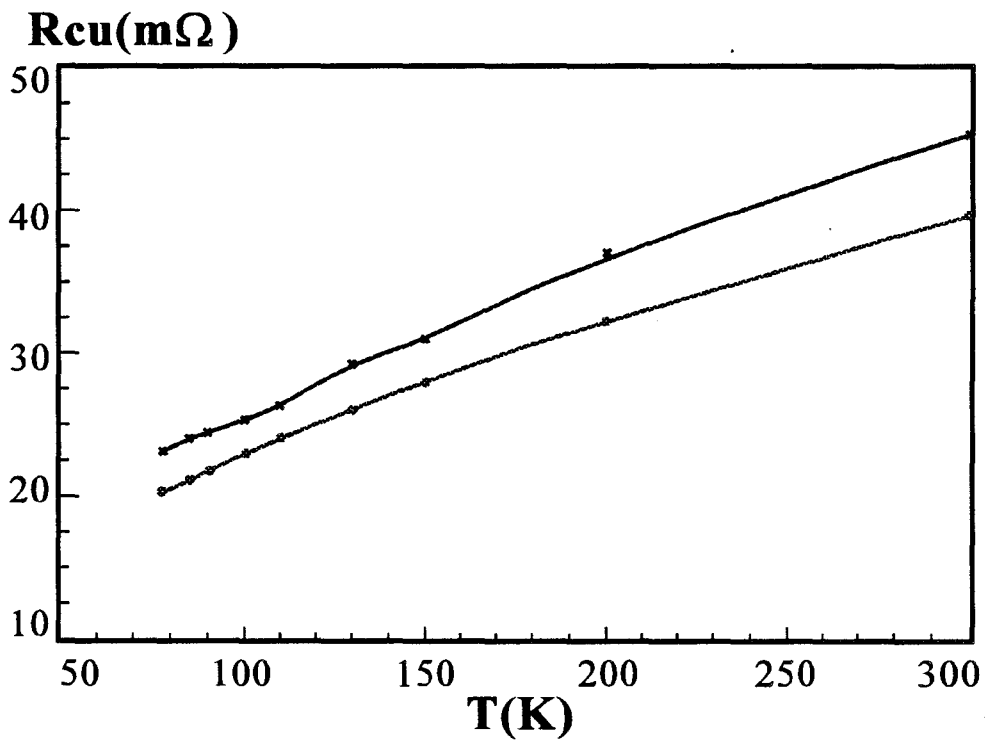


Figure II.28b: résistance de surface du cuivre massif mesurée (x) et théorique (o)

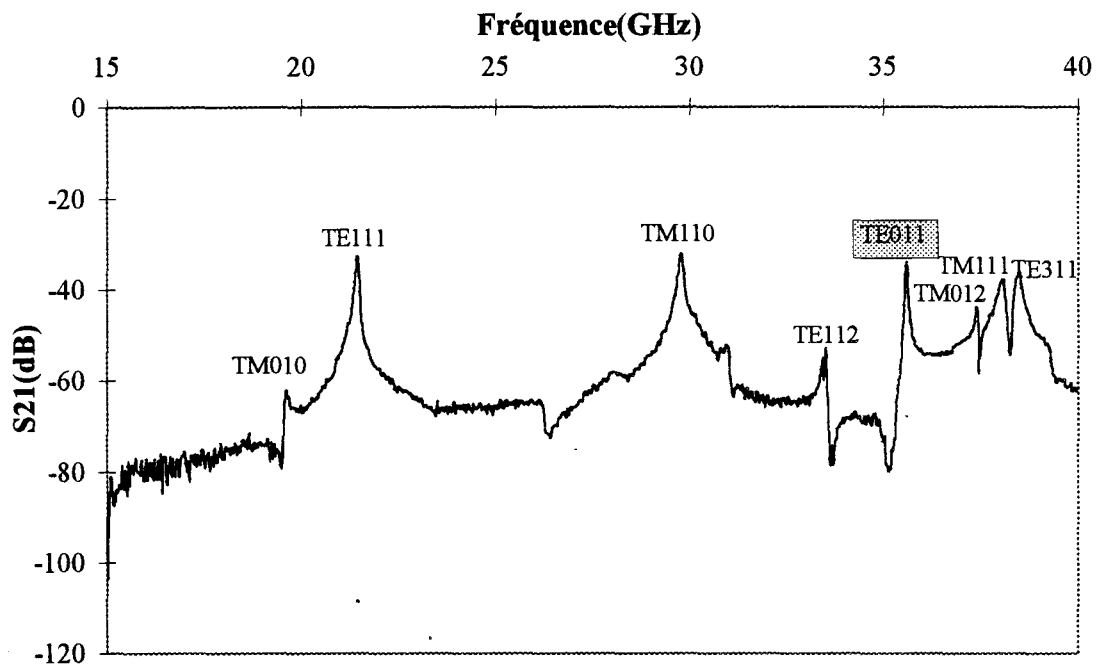
Pour notre méthode de caractérisation, il est essentiel de connaître avec précision les valeurs de coefficient de qualité de la cavité en cuivre et de résistance de surface du cuivre. Les mesures permettant d'aboutir à ces valeurs doivent donc être effectuées régulièrement avant la caractérisation d'un film supraconducteur.

La cavité conique ne souffre théoriquement pas de ce phénomène de dégénérescence. Ceci est vérifié expérimentalement sur la figure II.29a qui présente entre 15 et 40GHz les modes se propageant dans la cavité. On constate que le mode  $TM_{111}$  est distant du  $TE_{011}$  d'environ 2GHz. La figure II.29b est un relevé typique à 300K du module du coefficient de transmission de part et d'autre de la fréquence de résonance. Les paramètres mesurés sont le module du coefficient de transmission à la résonance  $S_{21R} = -31.3\text{dB}$ , la fréquence de résonance  $F_0 = 35.615\text{GHz}$ , la bande passante à  $-3\text{dB}$   $\Delta F = 3.04\text{MHz}$ , ces grandeurs conduisent aux coefficients de qualité en charge  $Q_L = 11720$  et à vide  $Q_0 = 12050$ .

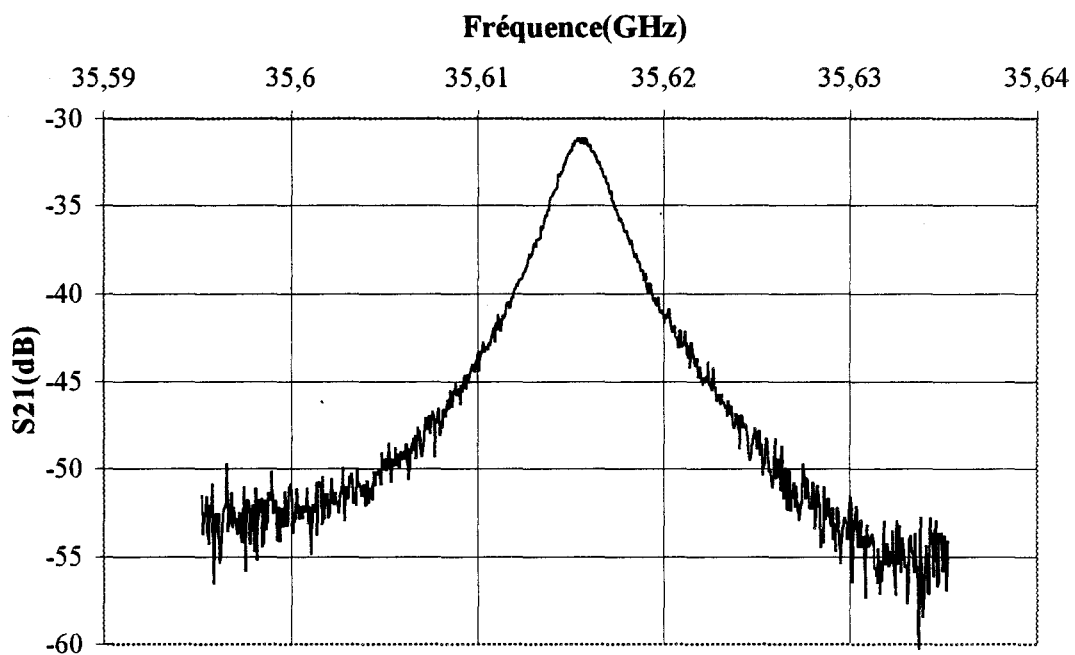
### 3.2. Mesures diélectriques à 25GHz

Les films supraconducteurs à haute température critique sont déposés sur des substrats diélectriques dont les propriétés doivent être prises en compte lors de la conception de circuits hyperfréquences. La méthode de mesure en cavité résonante est couramment utilisée pour la caractérisation de matériaux isolants. Pour ce type de mesures le substrat est généralement introduit dans la cavité, et la fréquence de résonance ainsi que le coefficient de qualité ainsi obtenus sont à comparer à ceux de la cavité vide. Il est nécessaire de modifier les expressions (II.19) à (II.21) du coefficient de qualité afin d'introduire les pertes diélectriques et la permittivité du matériau. La formulation de la fréquence de résonance doit aussi tenir compte de la permittivité du matériau diélectrique. Il est ainsi possible de déterminer la permittivité relative  $\epsilon_r$  à partir de  $F_0$  ainsi que les pertes  $\text{tg}\delta$  du matériau à partir des valeurs de  $F_0$  et de  $Q_0$ . Par souci de simplicité les nouvelles expressions de  $Q_0$  et de  $F_0$  de la cavité partiellement remplie de diélectrique ne sont pas présentées.

Trois substrats de MgO de dimensions  $15 \times 15 \times 0.5\text{mm}^3$  ont été mesurés en fond de cavité:



(a)



(b)

Figure II.29: modes se propageant dans la cavité conique (a)  
courbe de résonance à 300K (b)

- L'échantillon A de référence n'a subi aucun traitement.
- L'échantillon B a subi le processus d'attaque chimique servant à la gravure par voie humide des films SHTC.
- L'échantillon C a été utilisé pour effectuer un dépôt de film SHTC, le film a ensuite été gravé par voie humide pour réaliser un circuit. Ce circuit a ensuite été décapé par attaque chimique pour permettre la mesure.

Les résultats obtenus, à 25GHz et 300K, avec ces trois substrats sont compilés dans le tableau 4.

<b>ECHANTILLON</b>	<b>A</b>	<b>B</b>	<b>C</b>
<b>Permittivité <math>\epsilon_r</math></b>	<i>9.7</i>	<i>11.7</i>	<i>11</i>
<b>Pertes <math>tg\delta</math></b>	<i><math>10^{-4}</math></i>	<i><math>1,6 \cdot 10^{-3}</math></i>	<i><math>7 \cdot 10^{-4}</math></i>

Tableau 4: caractéristiques des trois substrats MgO à 25GHz et 300K.

Les valeurs de permittivité et de pertes sont très différentes pour les trois substrats. Pour le substrat A, les valeurs sont en accord avec celles de la littérature, il possède les pertes les plus faibles ce qui est normal puisqu'il n'a subi aucun traitement. Le substrat B présente la permittivité et les pertes les plus importantes, bien qu'il ait subi moins de traitement que le substrat C. En fait le substrat B n'a subi qu'un seul traitement et a été caractérisé immédiatement après. Pour C, le traitement s'est déroulé sur plusieurs mois. De cette étude partielle deux conclusions peuvent être tirées:

-l'influence néfaste d'un processus technologique sur les propriétés diélectriques du substrat MgO est clairement mise en évidence. La dégradation des pertes diélectriques après la gravure du film SHTC peut limiter les performances des circuits microondes supraconducteurs réalisés sur MgO: par exemple les pertes du substrat C peuvent limiter le coefficient de qualité en charge d'un résonateur planaire.

-les valeurs des pertes diélectriques pour les substrats A et C restent suffisamment faibles pour pouvoir être négligées dans le cas de la mesure de résistance de surface d'un film supraconducteur en cavité résonante.

#### 4. Mesures à 25GHz

##### 4.1. Echantillon YBaCuO massif

Cet échantillon est une pastille composite réalisée par frittage, au Laboratoire "Matériaux Organisation et Propriétés" de l'Université de Marseille (Professeur Jannie Marfaing) à partir d'une poudre d'YBaCuO et de manganèse, dont la proportion n'excède pas 2%. Le mélange est compacté avec une pression de  $74 \text{ daN/cm}^2$ , la pastille se présente alors sous la forme d'un cylindre de diamètre 13mm et d'épaisseur 1mm. Après démoulage, un recuit est effectué à  $940^\circ\text{C}$  sous oxygène. Une pastille du même type a été caractérisée en continu: la figure II.30 présente l'évolution en fonction de la température de la résistance mesurée, la température critique est 94K et la largeur de la transition supraconductrice est d'environ 1K. La première pastille a été recouverte par un masque métallique d'ouverture 9mm et caractérisée à 25GHz. L'évolution du coefficient de qualité  $Q_0$  en fonction de la température est donnée figure II.31. Elle se caractérise par une augmentation lente et régulière entre 300K et 92K, température à partir de laquelle le matériau passe dans l'état supraconducteur. On remarque que cette température est presque analogue à celle obtenue en continu sur une pastille du même type. En dessous de 92K,  $Q_0$  croît brusquement et atteint la valeur de 12300 à 77K. Cette valeur est relativement faible vis à vis de celle typiquement obtenue avec un fond en cuivre, ce qui indique que la résistance de surface présentée par cette pastille a encore une valeur élevée à cette température. Ceci est attendu car un matériau massif obtenu par frittage ne présente pas une texture de qualité épitaxiale. Les axes cristallographiques du matériau sont orientés de façon aléatoire. De plus sa rugosité peut être un obstacle à la circulation des lignes de courant. Ces résultats restent très modestes. Cependant le processus d'obtention d'une pastille à partir d'une poudre d'YBaCuO est nettement plus simple que le dépôt d'un film mince. De plus des films épais (de plusieurs dizaines de microns d'épaisseur) peuvent être obtenus par sérigraphie à partir de poudres. Une couche épaisse sérigraphiée sur un substrat, ou encore sur une plaque métallique, pourrait être utilisée comme plan de masse dans un circuit microonde et constituer une alternative intéressante au dépôt double face de films minces supraconducteurs.

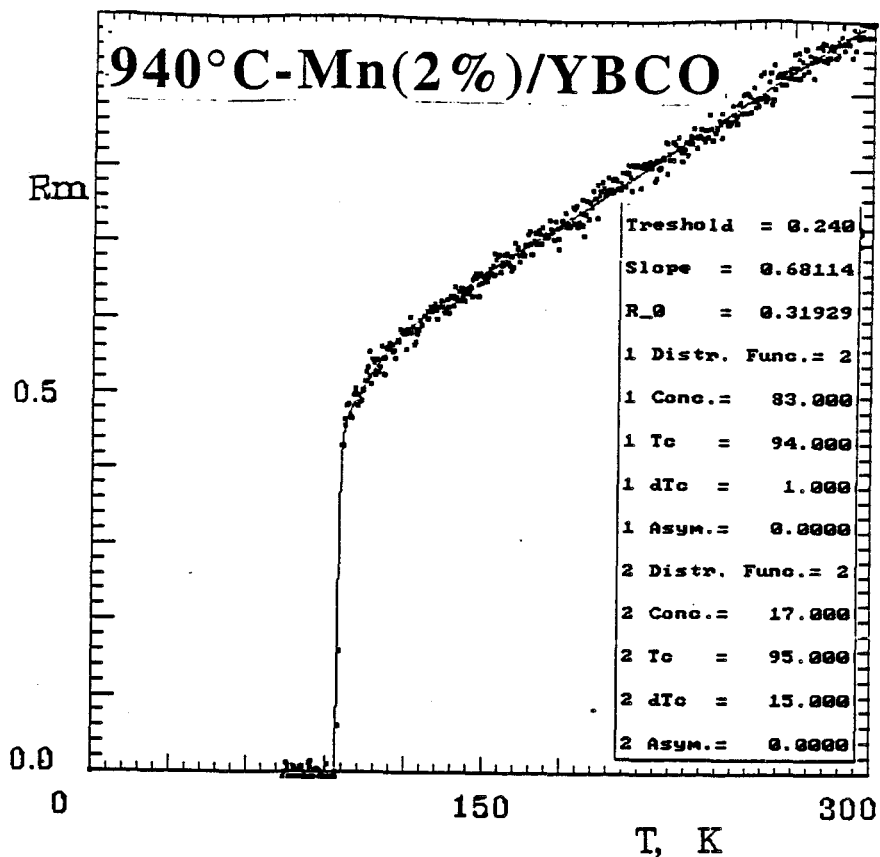


Figure II.30: résistance mesurée en continu d'une pastille Mn/YBaCuO

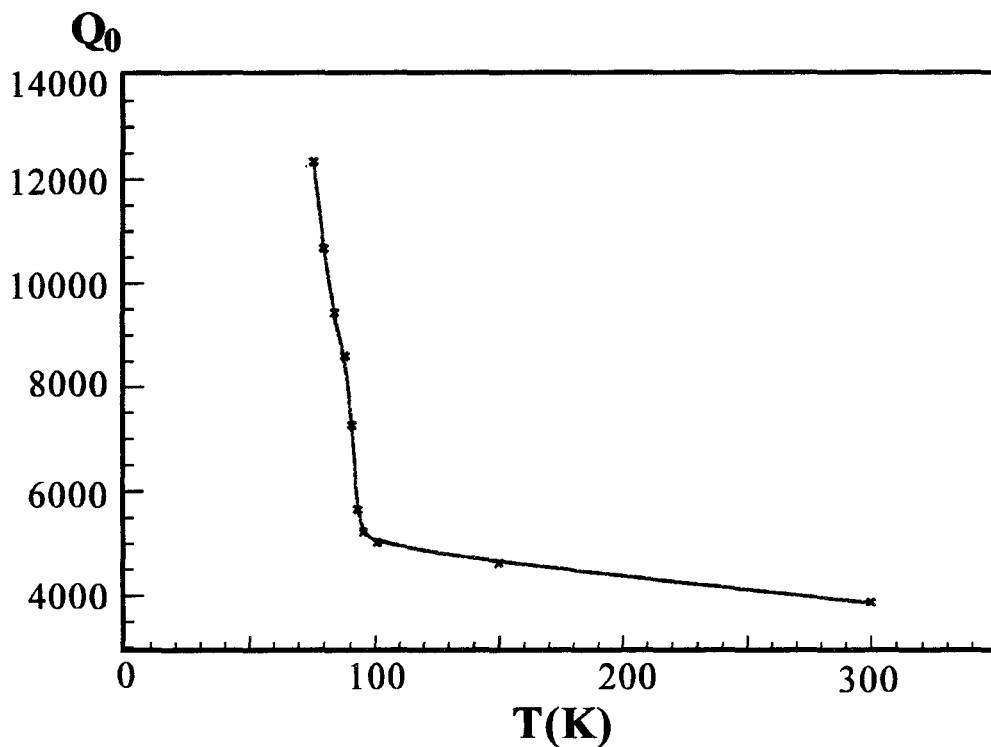


Figure II.31: évolution du coefficient de qualité de la cavité avec une pastille YBaCuO massive.



#### 4.2.Echantillon SG614

Cet échantillon a été déposé par ablation laser à l'IMEC (Leuven, Belgique). Il s'agit d'un film YBaCuO de 200nm d'épaisseur déposé sur un substrat de 500 $\mu$ m de LaAlO<sub>3</sub> et de surface 10x10mm<sup>2</sup>. Ses dimensions n'ont pas permis de recouvrir totalement le diamètre de la cavité, aussi un masque en cuivre d'ouverture circulaire 8.5mm a du être utilisé. La cavité a tout d'abord été fermée sur un disque de cuivre recouvert par le masque métallique et le couplage a été ajusté, à la température ambiante, conformément à la procédure décrite précédemment. Dans cette configuration le coefficient de qualité à vide a été mesuré de la température ambiante jusqu'à celle de l'azote liquide. Puis ce fond métallique a été remplacé par l'échantillon SG614 et la réponse de la cavité a été de nouveau relevée en fonction de la température.

La figure II.32 présente l'évolution du module du coefficient de transmission à la résonance  $S_{21R}$  en fonction de la température pour la cavité fermée par le film SG614 recouvert du masque métallique. A 150K, le coefficient de transmission de la cavité fermée par SG614 est très faible, de l'ordre de -50dB. Il évolue ensuite lentement avec la température et atteint la valeur de -45dB à 92K. Puis au-dessous de cette température il augmente brutalement jusqu'à la valeur de -28dB à 82K et semble n'évoluer que faiblement sous cette température. La brusque augmentation de  $S_{21R}$  entre 92K et 82K est due au passage du film de l'état normal à l'état supraconducteur. L'évolution de  $S_{21R}$  permet donc de mettre en évidence la transition supraconductrice en microonde: pour cet échantillon elle semble s'étaler sur 10K.

Les coefficients de qualité obtenus avec SG614 et un fond en cuivre sont présentés figure II.33 en fonction de la température. Le coefficient de qualité de la cavité entièrement métallique augmente régulièrement quand la température décroît. Cependant on note qu'à une température donnée il est inférieur à celui présenté figure II.28a pour la cavité entièrement métallique sans masque: ceci indique que la présence du masque métallique perturbe le mode de résonance TE<sub>011</sub> au point de diminuer le coefficient de qualité. Avec SG614 en fond de cavité, le coefficient de qualité est très faible pour les températures supérieures à la température de 92K. Il est de 1300 à 150K et augmente lentement quand la température diminue pour atteindre 2000 à 92K. Dans cette gamme de température, le coefficient de qualité est dominé par les pertes dans le film supraconducteur

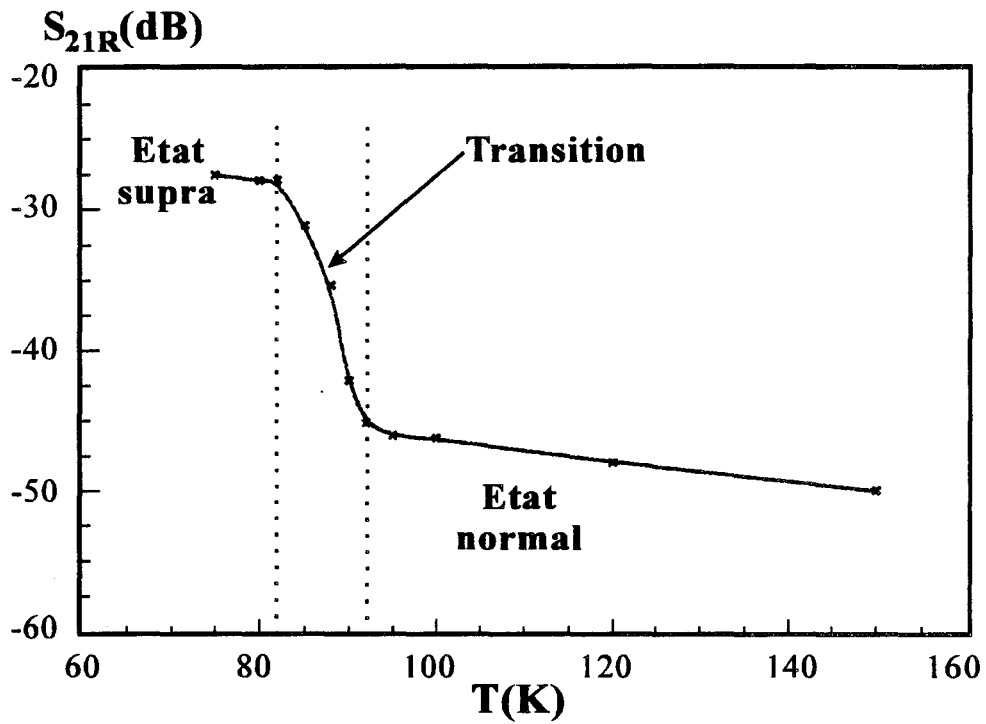


Figure II.32: évolution de  $S_{21R}$  pour la cavité fermée par SG614.

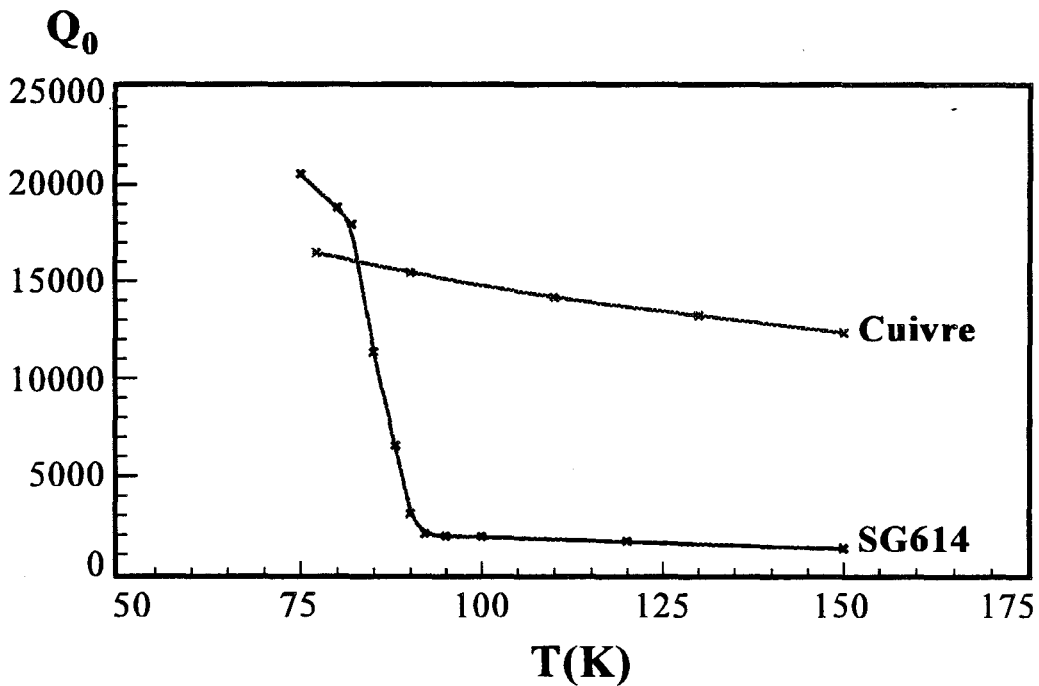


Figure II.33: coefficient de qualité avec et sans SG614

qui présente une résistance de surface très supérieure à celle du cuivre. La faible augmentation de  $Q_0$  indique un comportement métallique de la résistance de surface de l'échantillon supraconducteur entre 150K et 92K. Au dessous de 92K, le coefficient de qualité augmente et atteint 6500 à 88K, puis 18700 à 80K et 20500 à 75K. Cette augmentation traduit la diminution de la résistance de surface du film supraconducteur en dessous de la température critique. On constate sur la figure II.33 que le coefficient de qualité avec SG614 est supérieur au coefficient de qualité du cuivre dès 83K. Ceci nous laisse penser que la résistance de surface du film supraconducteur est inférieure à celle du cuivre en-dessous de 83K. Cependant la perturbation apportée par le masque est trop importante pour nous permettre de déduire la résistance de surface du film supraconducteur: pour un film de surface  $10 \times 10 \text{mm}^2$ , la mesure en cavité résonante à 25GHz est uniquement qualitative.

#### 4.3.Echantillon L502

Il s'agit d'un film YBaCuO déposé à l'Université de Rennes I (équipe A.Perrin) sur substrat de  $\text{LaAlO}_3$ . L'épaisseur de la couche supraconductrice est d'environ 300nm, le diélectrique a pour dimensions  $15 \times 15 \times 0.5 \text{mm}^3$ . Ici aussi l'échantillon ne recouvre pas totalement le fond de la cavité cylindrique et un masque métallique d'ouverture circulaire doit être utilisé. Les mesures ont été effectuées dans un premier temps jusqu'à la température de l'azote liquide, puis jusqu'à l'hélium liquide. La procédure de couplage de la cavité est identique dans les deux cas. A titre de comparaison un échantillon de cuivre sur duroïd de dimensions  $15 \times 15 \times 0.25 \text{mm}$  a été placé en fond de cavité et recouvert par le masque métallique lors des mesures avec la cavité entièrement métallique.

##### *4.3.1.Mesures I à l'azote liquide*

Tout d'abord la cavité a été caractérisée de 300K à 78K avec un masque métallique d'ouverture 12mm recouvrant un fond en cuivre. Puis l'échantillon supraconducteur a été placé sans que le couplage ou la position du masque soient modifiés. A la température ambiante, le couplage de la cavité métallique est tel que  $S_{21R}$  est de -33dB. La figure II.34 présente le module du coefficient de transmission en fonction de la

température avec L502. Comme pour SG614 on met en évidence la nécessité de faiblement coupler la cavité à la température ambiante afin de ne pas limiter le coefficient de qualité en charge en basse température. Avec L502,  $S_{21R}$  évolue lentement de 130K à 87K et augmente rapidement au-dessous de 87K jusqu'à 82K pour se stabiliser à environ -20dB. La transition supraconductrice à 25GHz a une largeur d'environ 5K.

Les coefficients de qualité à vide ont été relevés lors des mesures sans, puis avec L502: leurs évolutions en fonction de la température sont donnés sur la figure II.35. Le coefficient de qualité mesuré avec le fond en cuivre recouvert du masque métallique est de 21300 à 78K. Cette valeur est largement supérieure à celle obtenue à 78K avec le masque de 8.5mm (de l'ordre de 16000): ceci indique que plus le diamètre du masque augmente moins il perturbe le mode de résonance. Donc, à condition de ne pas changer la position de ce masque au cours de toutes les mesures et en conservant le couplage il est possible de comparer les coefficients de qualité obtenus avec L502 puis avec le fond en cuivre. Avec L502,  $Q_0$  est très faible entre 130K et 87K, il passe de 1900 à 5000. Au dessous de 87K il augmente brusquement et, à 78K il est supérieur à celui du cuivre, ce qui indique que la résistance de surface de ce film est inférieure à celle du cuivre à cette température. Les mesures ont été effectuées jusqu'à 70K en pompant très fortement à l'intérieur du canal central du cryostat. En extrapolant, il semble cependant que le coefficient de qualité avec L502 augmente encore en-dessous de 70K. Ceci nous a amené à effectuer des mesures à l'hélium liquide.

#### 4.2.2. Mesures II à l'hélium liquide

Afin d'augmenter la sensibilité de la mesure un nouveau masque métallique a été utilisé, il est exactement identique au précédent mais avec un diamètre d'ouverture de 13mm. Les mesures avec un fond en cuivre ont été menées jusqu'à 20K puis L502 a été placé en fond de cavité et caractérisé. Les coefficients de qualité obtenus sans puis avec L502 sont présentés figure II.36.

Les coefficients de qualité de la cavité fermée sur un disque de cuivre sont différents de ceux présentés figure II.35: ceci prouve nettement l'influence du diamètre du masque sur la mesure. La valeur quasi constante de  $Q_0$  en-dessous de 40K peut être

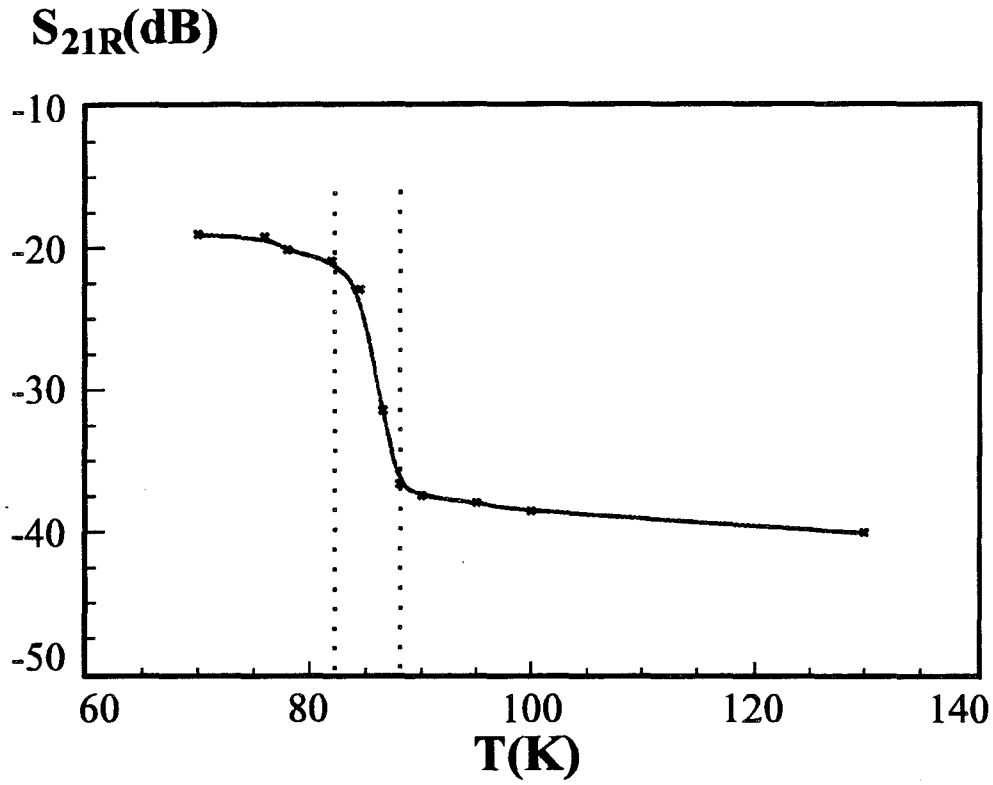


Figure II.34: module du coefficient de transmission avec L502.

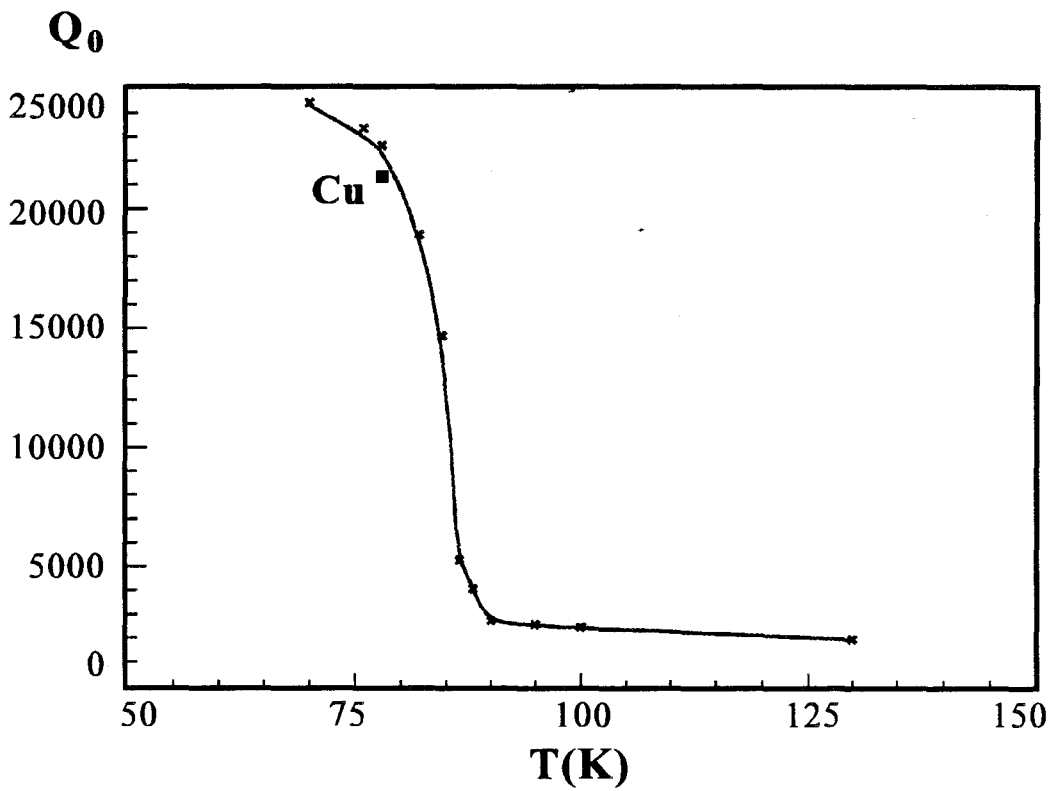


Figure II.35: coefficient de qualité avec L502 (x) et avec le cuivre à 77K (□)

attribuée à l'effet de peau anormal du cuivre: à mesure que la température décroît le libre parcours moyen des électrons dans le métal devient de l'ordre de la profondeur de pénétration classique et la résistance de surface tend vers une valeur limite [61]. Avec L502 en fond de cavité le coefficient de qualité augmente fortement dès 86K jusqu'à 70K puis son augmentation apparaît plus faible en-dessous de 70K. Le coefficient de qualité de la cavité avec L502 est supérieur à celui de la cavité entièrement métallique dès 82K, ce qui confirme les mesures effectuées à l'azote liquide. Pour  $T < 70K$  le coefficient de qualité mesuré avec L502 augmente pratiquement de la même façon que celui de la cavité entièrement métallique. Ceci peut signifier que pour cette gamme de température la résistance de surface de L502 est négligeable devant celle du cuivre et donc que le coefficient de qualité n'est plus sensible à sa variation: on atteint alors les limites de la mesure de  $R_s$  dans la cavité cylindrique avec un film de surface  $15 \times 15 \text{mm}^2$ .

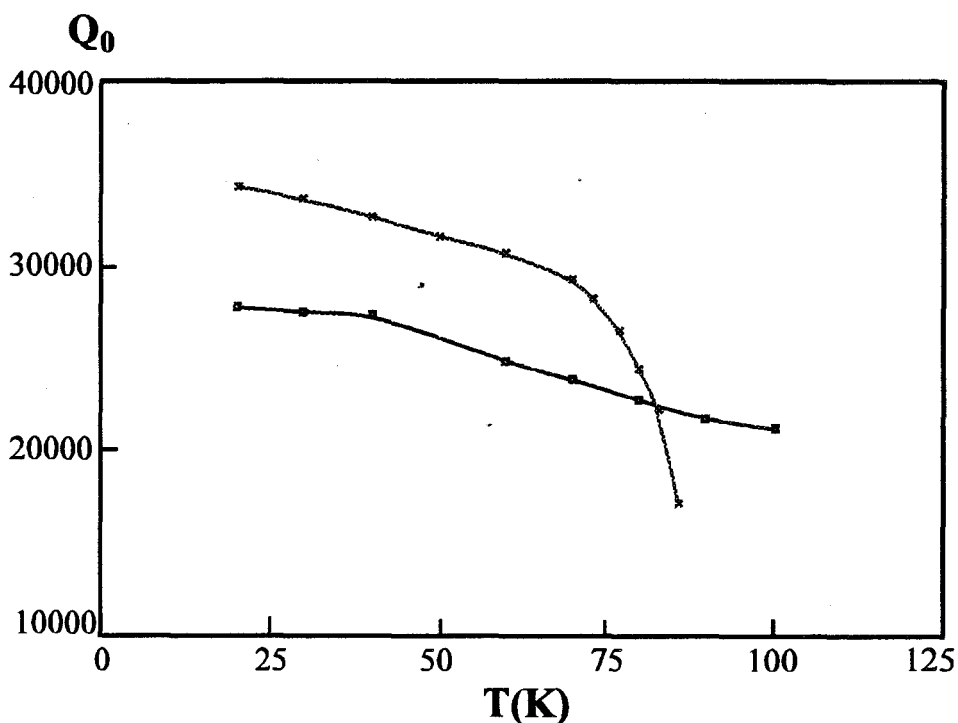


Figure II.36: coefficient de qualité sans (□) et avec (x) L502

#### 4.2.3. Résistance carrée de surface $R_{s\Box}$

L'évolution du coefficient de qualité mesuré avec L502 lors des mesures à l'hélium liquide et à l'azote liquide montre que la résistance de surface de cet

échantillon est inférieure à celle du cuivre pour les températures inférieures à 82K. La résistance de surface  $R_{cu}$  du cuivre déposé sur duroïd a été mesurée en cavité sans masque: à 78K et 25GHz elle est de 33mΩ. Connaissant cette valeur, on peut déterminer à 78K et 25GHz la résistance carrée de surface  $R_{s\Box}$  du film supraconducteur, pour les deux configurations de mesure. Les résultats sont présentés dans le tableau 5. Les valeurs de  $R_{s\Box}$  mesurées dans les deux configurations sont très proches l'une de l'autre et toujours inférieures à celle du film de cuivre.

	Mesures I Masque de 12mm	Mesures II Masque de 13mm
$Q_{0\text{mét}}$	21300	22700
$R_{cu}(m\Omega)$	33	33
$Q_{0\text{sup}}$	22600	24380
$R_{s\Box}(m\Omega)$	16.8	14.8

Tableau 5: résistance de surface carrée de L502 à 78K et 25GHz.

Connaissant la dispersion de mesure sur les coefficients de qualité  $Q_{0\text{mét}}$  (avec un fond métallique) et  $Q_{0\text{sup}}$  (avec L502) à 78K, on peut déterminer les incertitudes sur les valeurs de résistance carrée de surface du film dans les deux configurations. La dispersion de mesure sur les valeurs de coefficient de qualité ainsi que l'incertitude qui en résulte sur les valeurs de  $R_{s\Box}$  sont données dans le tableau 6 à la température de 78K et la fréquence de 25GHz.

	Mesures I Masque de 12mm	Mesures II masque de 13mm
$Q_{0\text{mét}}$	$\pm 1\%$	$\pm 0.8\%$
$R_{cu}$	$\pm 1.1\%$	$\pm 1.1\%$
$Q_{0\text{sup}}$	$\pm 1.2\%$	$\pm 0.4\%$
$R_{s\Box}$	$\pm 10\%$	$\pm 7\%$

Tableau 6: incertitude sur les valeurs de  $R_{s\Box}$  à 78K et 25GHz.

L'incertitude sur la valeur de  $R_{s\Box}$  à 78K est de l'ordre de  $\pm 10\%$  soit  $\pm 1.5\text{m}\Omega$ . On remarque que cette incertitude est plus faible quand le diamètre du masque métallique passe de 12mm à 13mm: le coefficient de qualité est plus sensible aux variations de la résistance de surface de l'échantillon en fond de cavité si celui-ci occupe une surface plus importante du disque. D'autre part on remarque que l'incertitude sur les valeurs de résistance carrée de surface de L502 sont beaucoup plus élevées que celle de la résistance de surface du film de cuivre (environ  $\pm 1.1\%$ ). En effet la détermination de la résistance de surface du film supraconducteur nécessite trois mesures successives:

-cavité fermée par un film de cuivre sur duroid: cette mesure donne accès à la résistance de surface  $R_{\text{cu}}$  du film de cuivre ainsi qu'à l'incertitude sur cette valeur.

-cavité fermée par le même film de cuivre recouvert du masque métallique, elle donne la valeur de coefficient de qualité  $Q_{0\text{met}}$  et son incertitude.

-cavité fermée par l'échantillon recouvert par le masque, elle donne  $Q_{0\text{sup}}$  et l'incertitude.

La valeur de  $R_{s\Box}$  dépend donc de trois mesures dont chacune aboutit à une valeur moyenne et une incertitude.

On peut comparer les résultats obtenus en cavité à ceux obtenus sur ce même film au LCR Thomson, dans l'équipe de J.C.Mage, avec la méthode du résonateur diélectrique résonant à 10GHz. A 10GHz et 77K, la valeur mesurée de la résistance carrée de surface est de  $2.5\text{m}\Omega$ . Pour ramener nos résultats à 10GHz nous admettons que  $R_{s\Box}$  est proportionnelle au carré de la fréquence, nous obtenons  $R_{s\Box}=2.7\text{m}\Omega$  dans le cas de nos mesures à l'azote liquide et  $R_{s\Box}=2.4\text{m}\Omega$  dans le cas des mesures à l'hélium liquide. Nos valeurs sont donc très proches de celle obtenue avec une méthode de caractérisation indépendante, ce qui confirme la validité des mesures en cavité résonante métallique.

On notera que d'après ces mesures, L502 est un échantillon présentant de très bonnes propriétés supraconductrices:

-transition à partir de 87K.

-largeur de transition 5K.

-résistance de surface inférieure à celle du cuivre à 25GHz et 82K.



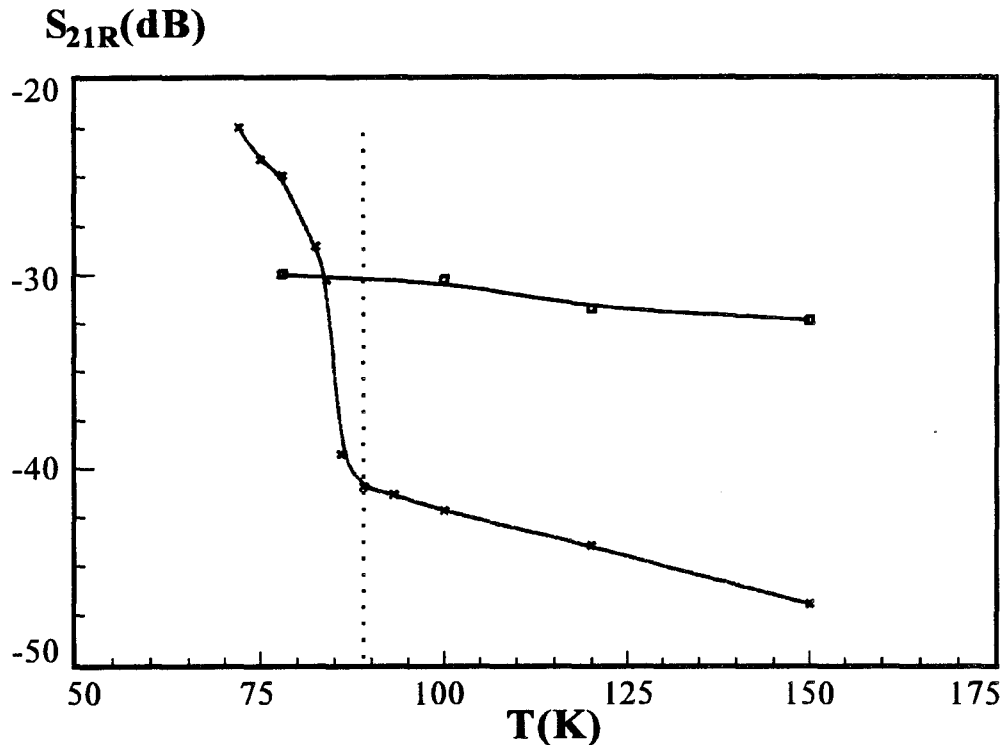
## 5.Mesures à 35GHz

### 5.1.Echantillon F240

L'échantillon F240 a été déposé par ablation laser à Alcatel Alsthom Recherche (équipe C.Belouet). Il s'agit d'un film YBaCuO de 300nm d'épaisseur, déposé sur un substrat de MgO de 250 $\mu$ m d'épaisseur et de 15x15 mm<sup>2</sup> de surface. Ses dimensions ont permis de le placer sur le petit diamètre Di de la cavité puis sur le plus grand diamètre Ds afin de comparer les résultats de ces deux configurations de mesure à la résistance de surface du cuivre mesurée au préalable.

Le calibrage en transmission a été effectué à la température de l'azote liquide. La première mesure a consisté à établir une référence en fermant la cavité par deux disques de cuivre, puis F240 a été placé sur le petit diamètre de la cavité et caractérisé.

La figure II.37 présente l'évolution du module du coefficient de transmission, soit  $S_{21R}$ , en fonction de la température, sans, puis avec F240 sur le petit diamètre. Quand la cavité est fermée par deux disques métalliques, elle est couplée de telle sorte que  $S_{21R}$  soit inférieure à -30dB à la température ambiante: pour cette configuration  $S_{21R}$  n'évolue que peu avec la température. En remplaçant le petit disque par F240,  $S_{21R}$  diminue fortement (-47dB à 150K par rapport à -32.5dB à la même température pour la cavité entièrement métallique). En effet le film supraconducteur dans son état normal dissipe une grande partie de la puissance injectée dans la cavité car sa résistance de surface est très élevée.  $S_{21R}$  augmente au fur et à mesure que la température décroît car la conductivité du film augmente. Puis à 87K,  $S_{21R}$  augmente brusquement, il passe de -40dB à -22dB à 72K. Cette brutale augmentation traduit la transition de F240 de l'état normal vers l'état supraconducteur. En effet si la résistance de surface du film diminue, les pertes ohmiques vont elles aussi diminuer et la transmission de puissance à travers la cavité va augmenter. L'évolution de  $S_{21R}$  en dessous de la température critique confirme qu'il est nécessaire de coupler très faiblement la cavité avant toute caractérisation car dans la transition supraconductrice la transmission augmente de 20dB.



**Figure II.37:** module du coefficient de transmission à la résonance sans (□) puis avec (x) F240 sur Di.

### 5.1.1. Effet de l'inductance cinétique

Les évolutions des fréquences de résonance obtenues lors de ces deux mesures sont présentées figure II.38 en fonction de la température.

Pour la cavité entièrement métallique la fréquence de résonance  $F_0$  augmente de 20MHz entre 150K et 100K puis stabilise à 35.75GHz jusqu'à 78K. Jusqu'à 100K la fréquence augmente quand la température diminue car son évolution est dominée par la contraction thermique des parois de la cavité, en dessous de 100K son évolution suit une loi différente. L'hypothèse la plus vraisemblable est celle d'un changement de permittivité du milieu aux alentours de la température de liquéfaction du liquide réfrigérant. Rappelons que la fréquence de résonance dépend de la permittivité du diélectrique à l'intérieur de la cavité. Quand on se rapproche de 78K l'évaporation du liquide dans le canal diminue, le niveau d'azote liquide peut ainsi augmenter et la pression de gaz diminue. Or l'azote gazeux présente une permittivité proche de 1 et l'azote liquide une permittivité de

l'ordre de 1.47. Une augmentation du niveau d'azote liquide dans le canal peut donc modifier l'évolution en température de la fréquence de résonance de la cavité.

L'évolution avec la température de  $F_0$  quand F240 occupe le petit diamètre de la cavité est identique à la précédente jusqu'à 92K, puis elle diminue jusqu'à 85K pour augmenter enfin jusqu'à 78K. Cette diminution, d'environ 3MHz, est due à la brusque variation de l'inductance cinétique du film dans la transition supraconductrice. A partir de l'évolution de  $F_0$  avec la température, on peut calculer la variation  $\Delta X_{s\Box}(T) = X_{s\Box}(T) - X_{s\Box}(100K)$  de la réactance de surface de l'échantillon conformément au traitement décrit au paragraphe 4 du premier chapitre. Cette variation est présentée sur la figure II.39. Le pic dû à l'apparition de l'inductance cinétique du film dans la transition supraconductrice est clairement apparent sur cette figure. Il confirme celui prévu théoriquement (Partie I, figure I.14) et mis en évidence sur d'autres échantillon supraconducteurs par F.Mehri [26]. Cependant l'hypothèse d'un changement de la valeur de la permittivité à l'intérieur de la cavité rend délicat l'utilisation de la variation de  $F_0$  pour extraire la profondeur de pénétration du film supraconducteur.

### 5.2.2. Résistance de surface

F240 a aussi été caractérisé sur le grand diamètre  $D_s$  de la cavité et la figure II.40 résume les évolutions des coefficients de qualité à vide mesurés sur ce diamètre, sur le petit diamètre et pour la cavité entièrement en cuivre.

Le coefficient de qualité  $Q_{0met}$  de la cavité entièrement en cuivre augmente lentement de 150K à 78K. Pour F240 placé sur  $D_i$  le coefficient de qualité  $Q_{0inf}$  évolue lentement de 150K jusqu'à 87K, puis augmente brutalement et atteint 22000 à 72K. Avec F240 sur  $D_s$ , le coefficient de qualité  $Q_{0sup}$  n'est pas mesurable au-dessus de 84K car trop faible, en dessous de cette température il évolue de la même façon que  $Q_{0inf}$  et atteint 20300 à 72K. Les deux évolutions du coefficient de qualité avec F240 sont identiques dans la transition mais les valeurs sont différentes: en effet sur  $D_s$  le film induit plus de pertes que sur  $D_i$  et ainsi le coefficient de qualité  $Q_{0sup}$  est plus faible que  $Q_{0inf}$ . On peut noter que dans les deux cas les coefficients de qualité sont inférieurs à ceux obtenus avec le cuivre.

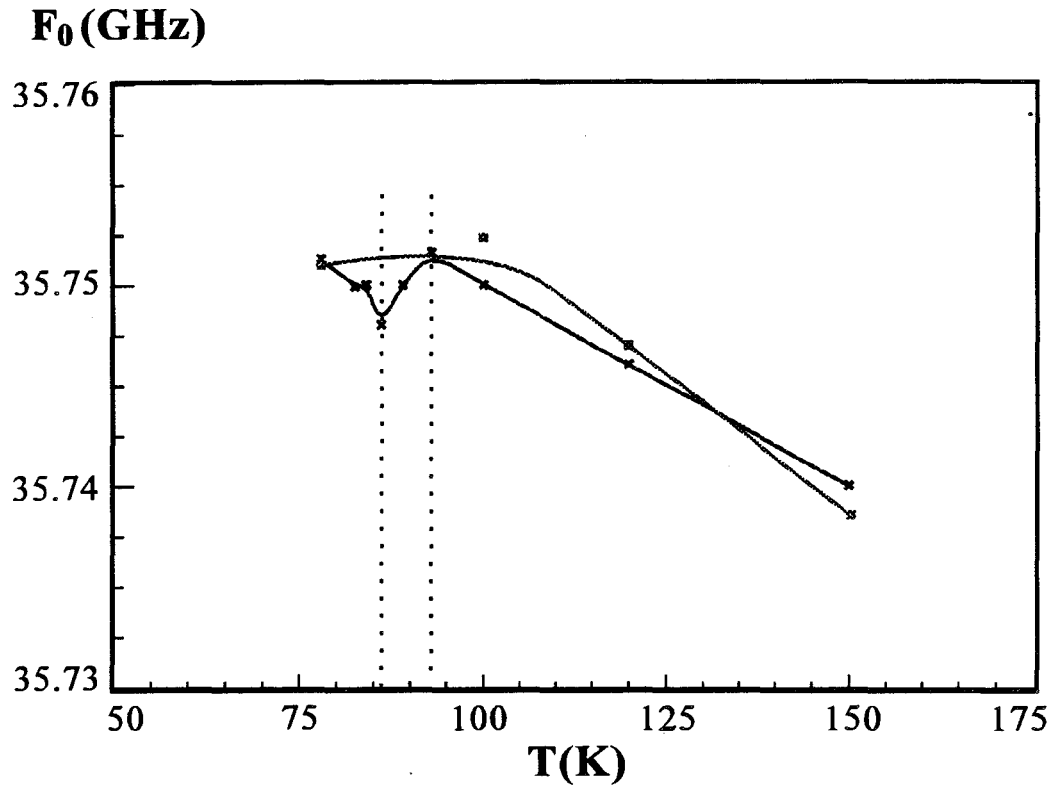


Figure II.38: évolution des fréquences de résonance de la cavité entièrement métallique ( $\square$ ) et avec ( $\times$ ) F240 sur Di

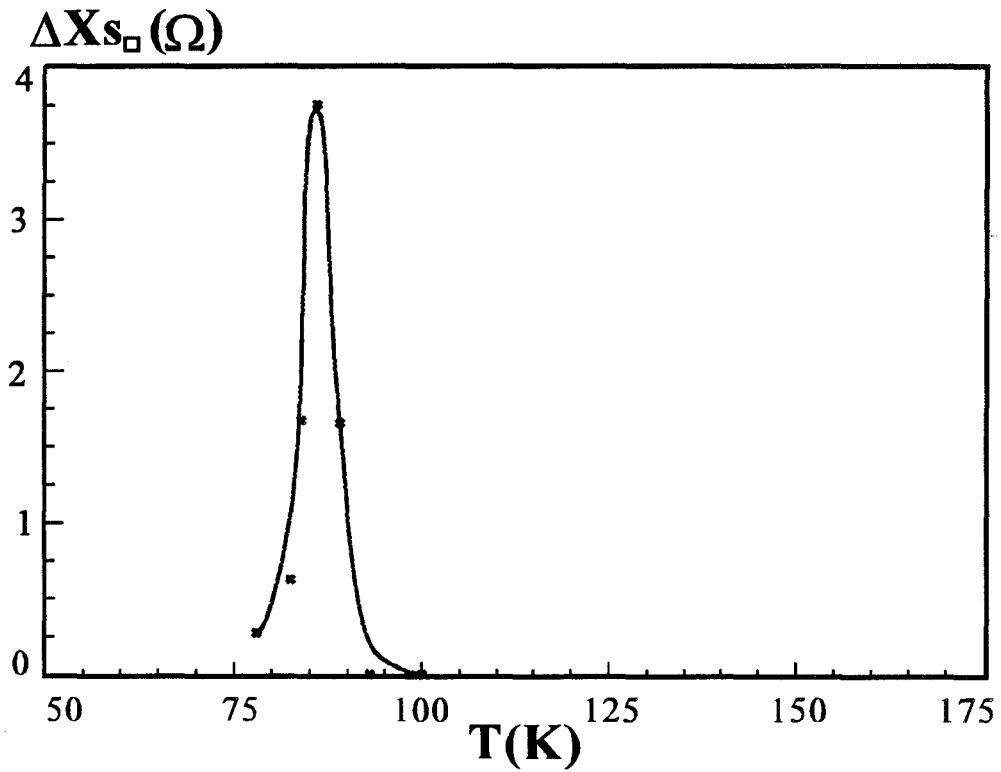


Figure II.39: variation de la réactance de surface de F240 en fonction de la température

A partir des évolutions des coefficients de qualité il est possible de déterminer la résistance carrée de surface de l'échantillon F240 à 35GHz en fonction de la température. Son évolution est présentée figure II.41, pour les deux configurations de mesure et elle est comparée à l'évolution de la résistance de surface du cuivre massif tirée de  $Q_{0met}$ . La résistance de surface du cuivre massif évolue comme prévu selon la loi en racine carrée de la température: en effet les rapports  $R_{cu}(300K)/R_{cu}(78K)$  et  $R_{cu}(150K)/R_{cu}(78K)$  sont respectivement de 1,93 et 1,36 très proches des valeurs théoriques respectivement 1,96 et 1,38. La résistance carrée de surface de F240 mesurée sur le diamètre  $D_i$  est très élevée à 150K:  $7,8\Omega$ . Elle diminue progressivement pour atteindre  $5,4\Omega$  avant la transition, elle chute rapidement et atteint  $0,16\Omega$  à 78K,  $67m\Omega$  à 72K. La résistance carrée de surface diminue pratiquement d'un rapport 100 dans la transition supraconductrice. On constate que la mesure sur le diamètre  $D_s$  donne des résultats identiques dans la transition supraconductrice à ceux obtenus sur le diamètre  $D_i$ , ce qui permet de valider les mesures. La résistance carrée de surface de F240 reste toujours supérieure à celle du cuivre massif jusqu'à la limite des mesures à 72K. Ceci peut être attribué à la valeur élevée de grains d'axe  $c_{//}$  environ 22%.

Les coefficients de qualité donnés figure II.40 sont des valeurs moyennes. En chaque point de température, plusieurs relevés sont effectués afin de déterminer la valeur moyenne et la dispersion de mesure. Pour aboutir à l'incertitude sur la valeur de la résistance carrée de surface de F240, il faut connaître les valeurs moyennes ainsi que la dispersion de  $Q_{0met}$ ,  $Q_{0sup}$  (ou  $Q_{0inf}$ ) et  $R_{cu}$ . Par exemple pour F240 placé sur le grand diamètre les valeurs moyennes et les dispersions sont données dans le tableau 7 à 78K.

	Valeur moyenne	Dispersion (%)
$Q_{0met}$	23140	$\pm 0.8$
$R_{cu}$	33,3m $\Omega$	$\pm 0.8$
$Q_{0sup}$	15180	$\pm 1$
$R_{s\Box}$	132m $\Omega$	$\pm 4$

Tableau 7: dispersion sur les valeurs de  $R_{s\Box}$  à 35GHz et 78K

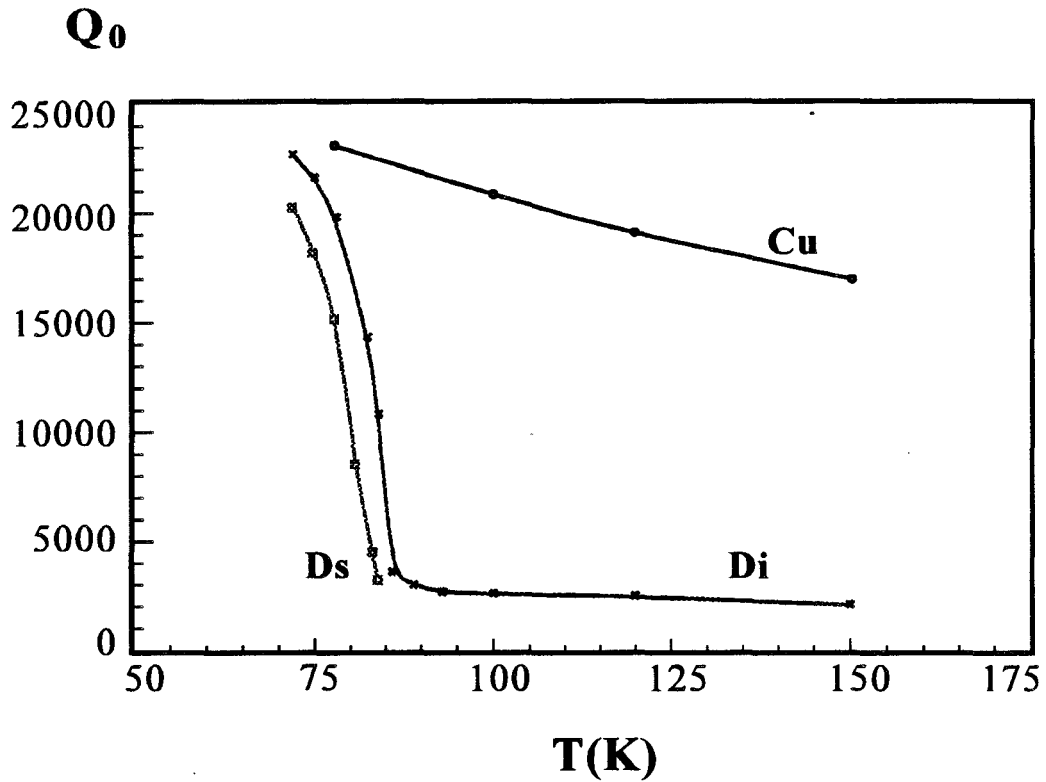


Figure II.40: coefficients de qualité avec F240 sur Di (x) sur Ds (□) et un fond en cuivre (o)

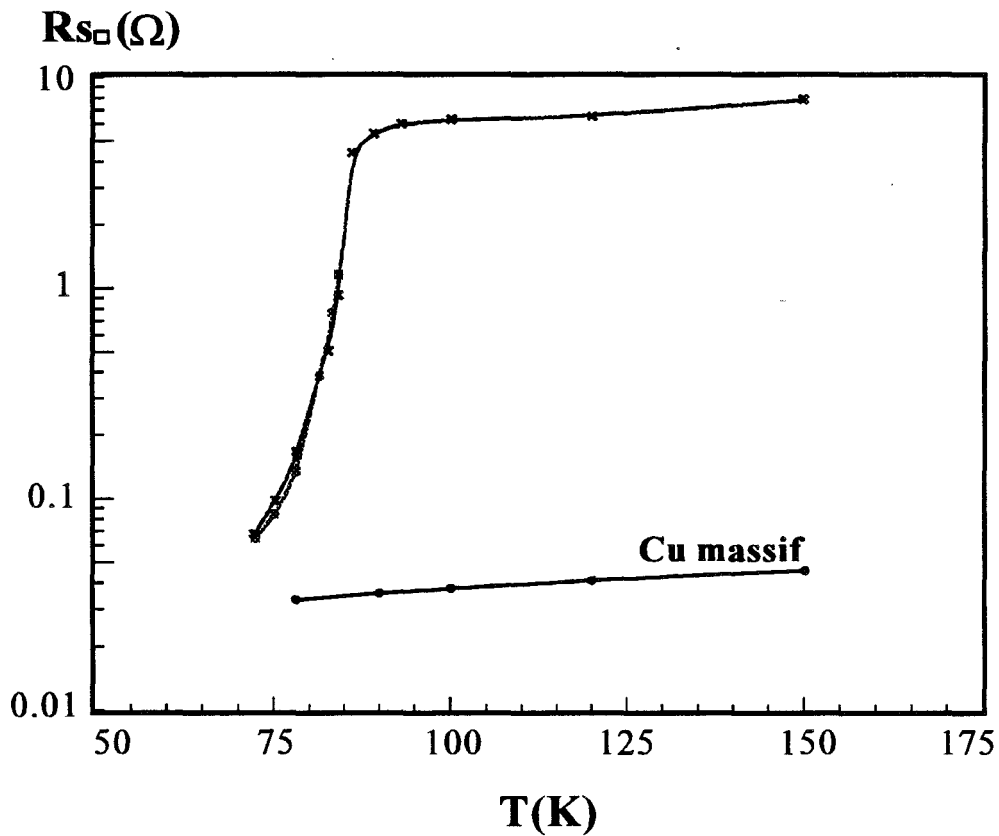


Figure II.41: résistance carrée de surface de F240 mesurée sur Di (x) et sur Ds(□) comparée à celle du cuivre massif (o)

### 5.2.Echantillon DO156

L'échantillon DO156 a été déposé à Alcatel Alsthom Recherche, il est analogue à F240 sauf en ce qui concerne l'épaisseur d'YBaCuO qui est ici de 400nm. Lors des mesures en cavité il a été placé successivement sur le petit diamètre puis sur le grand, toutefois un délai de plusieurs semaines a séparé les deux essais.

Une mesure préliminaire a consisté à ajuster la position des boucles de couplage (avec deux fonds de cuivre) à la température ambiante, de manière à obtenir  $S_{21R} \approx -33\text{dB}$ . Ce réglage est conservé pour la caractérisation de l'échantillon supraconducteur. La figure II.42 présente l'évolution en température du module du coefficient de transmission à la résonance, avec DO156 sur le grand diamètre de la cavité. Comme pour F240 la transition supraconductrice du film est marquée par la forte augmentation du module du coefficient de transmission: 17dB environ entre 91K et 82K. Cette augmentation prend fin à 82K et  $S_{21R}$  reste stable à -31dB pour les températures plus basses. Une évolution similaire de  $S_{21R}$  a été constatée quand DO156 est placé sur le petit diamètre.

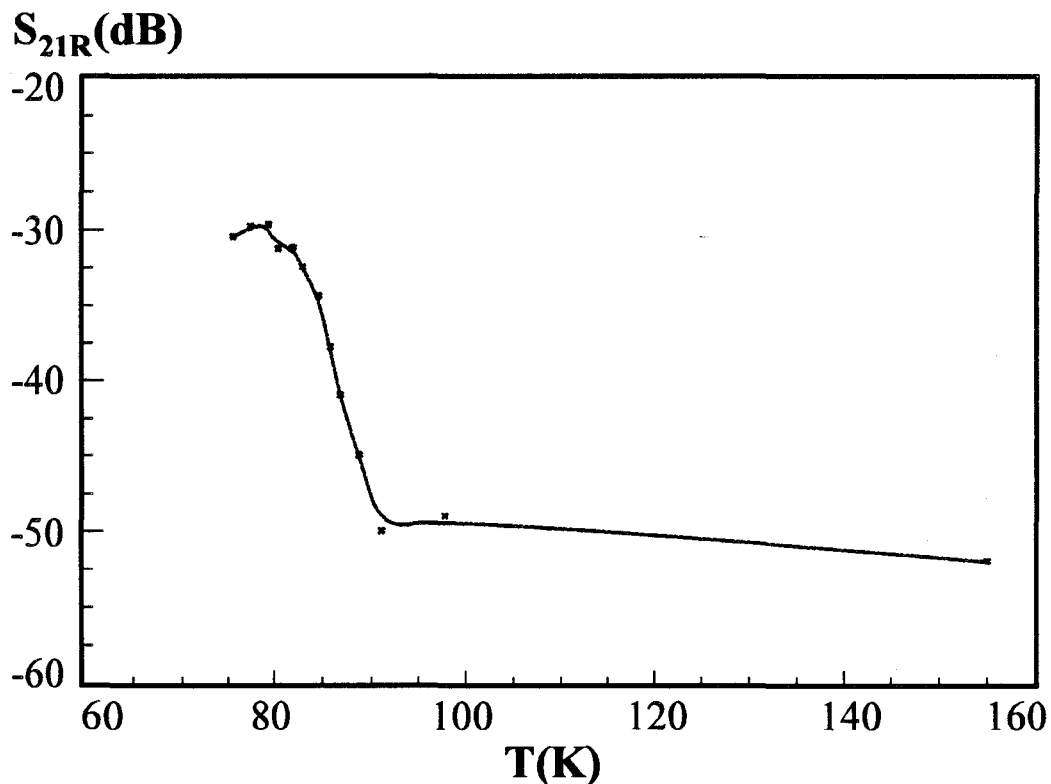


Figure II.42: module du coefficient de transmission  $S_{21R}$  de la cavité avec DO156 sur Ds

### 5.2.1. Effet de l'inductance cinétique

La fréquence de résonance de la cavité a été relevée en fonction de la température, son évolution est donnée sur la figure II.43. Comme avec F240, la diminution de la fréquence de résonance à partir de 91K est liée à l'existence d'une inductance cinétique, pour DO156 sur le grand diamètre cette diminution est de 3MHz. Cependant, l'influence du changement de permittivité du milieu à l'intérieur du cryostat vient perturber la mesure et rend impossible l'exploitation des valeurs et l'extraction de la profondeur de pénétration. Une mesure entre la température de l'hélium liquide et 100K serait nécessaire pour exploiter l'évolution de la fréquence de résonance.

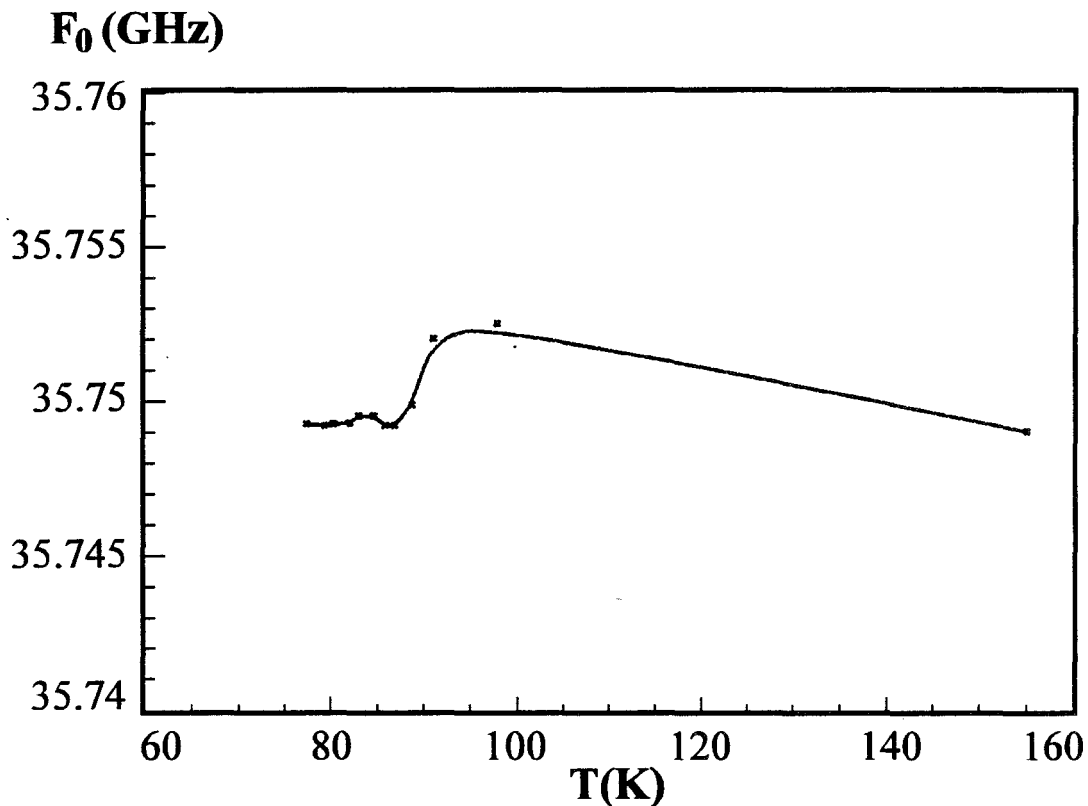


Figure II.43: fréquence de résonance de la cavité avec DO156 sur Ds

### 5.2.2. Résistance de surface

Les coefficients de qualité à vide pour les deux configurations (DO156 sur le petit diamètre Di:  $Q_{0sup}$ , puis sur le grand diamètre Ds:  $Q_{0inf}$ ) sont comparés au coefficient de qualité de la cavité entièrement en cuivre  $Q_{0met}$  sur la figure II.44. Les



évolutions des coefficients de qualité avec DO156 sont très différentes, comme prévu. On peut noter que ces deux évolutions atteignent la même valeur à la température de 80K (environ 23000), cette valeur étant aussi celle présentée par la cavité entièrement métallique à cette température. En dessous de cette température, les coefficients de qualité obtenus avec DO156 sont supérieurs à ceux mesurés avec le cuivre massif.

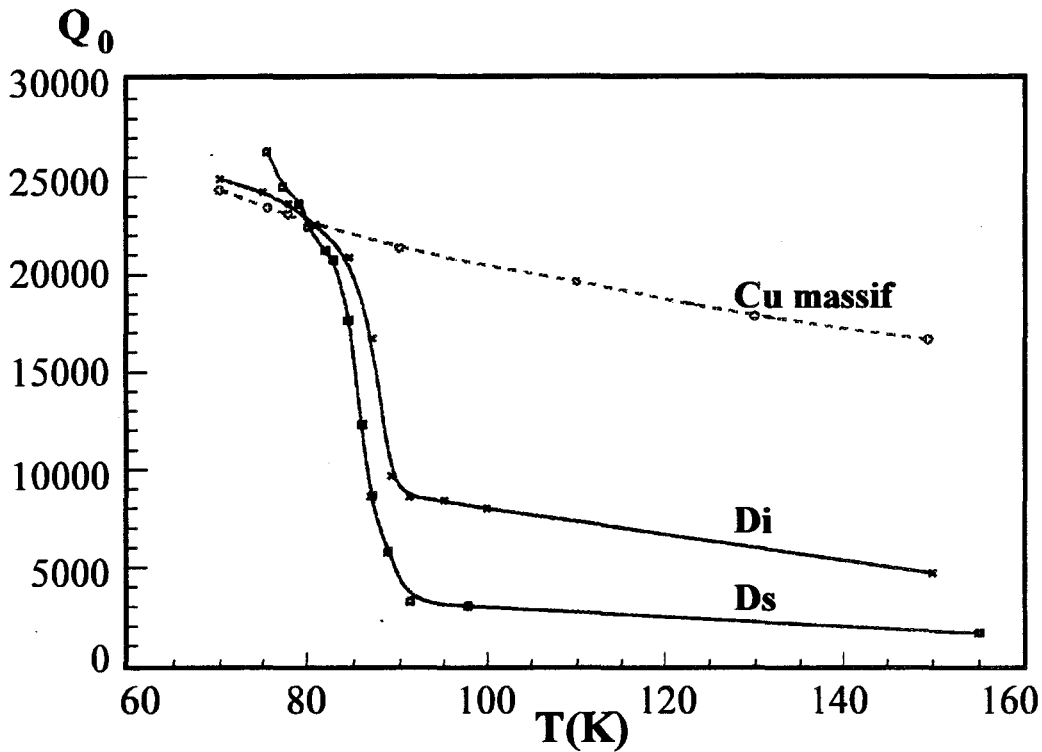


Figure II.44: évolutions des coefficients de qualité avec DO156 sur Di (x) sur Ds (□) puis un fond en cuivre (o)

A partir de ces mesures on peut calculer les résistances carrées de surface correspondantes et les comparer à celle du cuivre massif. La comparaison est donnée en fonction de la température sur la figure II.45. Les évolutions en température de la résistance du film sont similaires pour les deux configurations de mesure:  $R_{s\Box}$  diminue progressivement jusqu'à 91K puis chute brutalement, elle atteint la valeur de la résistance de surface du cuivre massif à 80K puis continue de diminuer. Entre 91K et 75K elle a diminué d'un facteur 100 dans les deux cas. A partir de 78K, les deux mesures donnent des évolutions un peu différentes car  $R_{s\Box}$  devient trop faible pour être mesurée avec précision sur le petit diamètre. Cependant la mesure sur Ds indique que la résistance de surface du film évolue au-dessous de 78K, et à 75K elle vaut le tiers de la résistance de surface du

civre massif (soit  $12\text{m}\Omega$ ). Il semble qu'elle diminue encore en dessous de  $75\text{K}$ , ce qui indique que la limite de sensibilité de la mesure sur le grand diamètre n'est pas encore atteinte. La résistance de surface nettement plus faible qu'avec le film F240 est à attribuer à la meilleure texture de DO156 (taux de grains  $c_{//}$  inférieur à 1%).

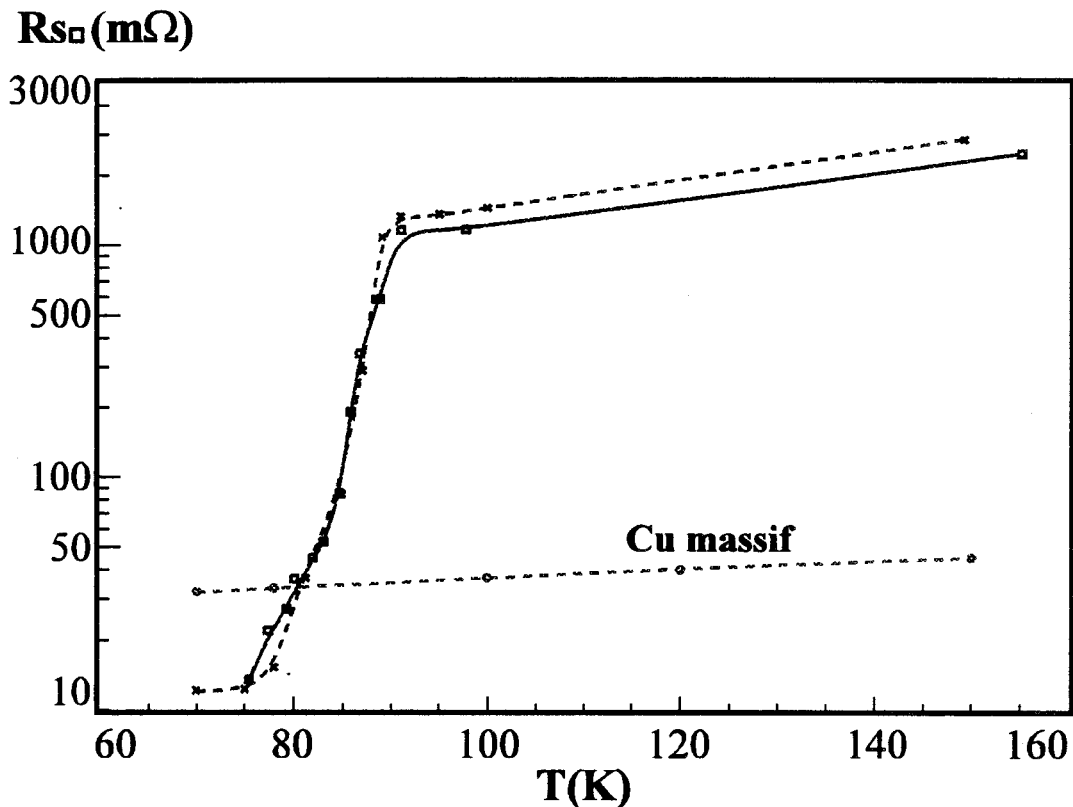


Figure II.45: résistance carrée de surface de DO156 mesurée sur Di (x) sur Ds (□) comparée à la résistance de surface du cuivre (o).

La mesure sur Ds est la plus précise et nous reportons figure II.46 l'incertitude sur les valeurs de  $R_{s\Box}$  pour cette configuration. Comme prévu l'incertitude augmente à mesure que  $R_{s\Box}$  diminue et donc se rapproche de la limite de sensibilité de la configuration mais elle n'excède pas  $\pm 15\%$  à la température de  $75\text{K}$ . On peut remarquer que dans la transition l'évolution de  $R_{s\Box}$  est composée de deux parties correspondant à des matériaux YBaCuO ayant des températures critiques différentes, notée YBCO1 et YBCO2. Une mesure de susceptibilité magnétique serait intéressante pour confirmer cette hypothèse.

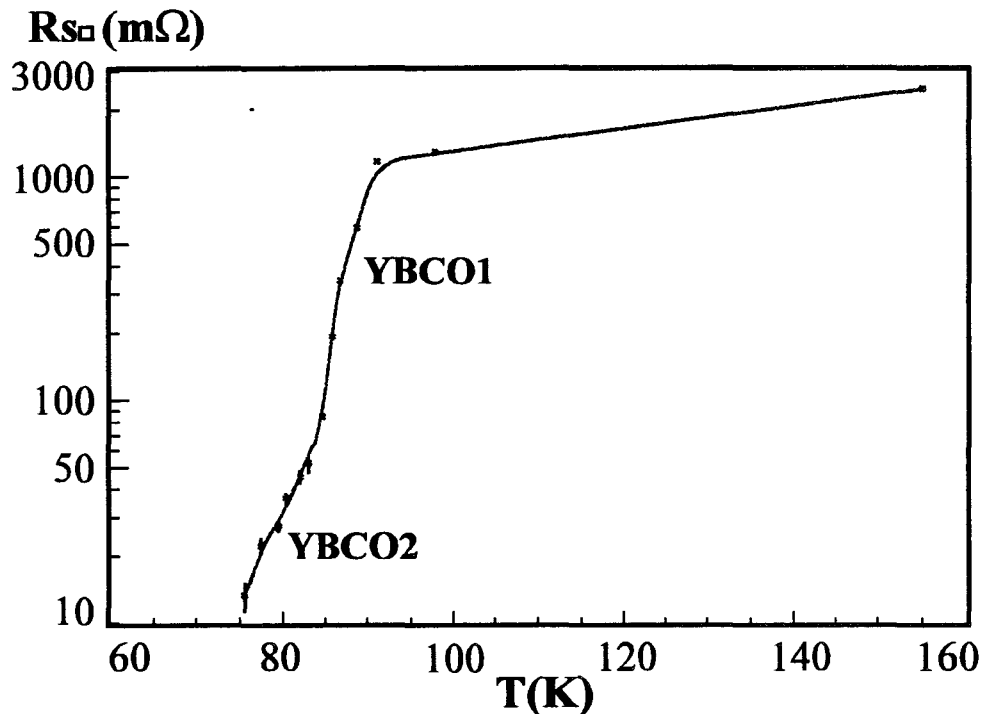


Figure II.46: valeur moyenne et incertitude sur la mesure de DO156 sur le grand diamètre.

### 5.2.3. Comparaison avec une autre méthode de mesure

L'échantillon DO156 a aussi été caractérisé à 22GHz selon la méthode de mesure en transmission mise au point par F.Mehri [26]. La figure II.47 montre l'évolution en fonction de la température de la profondeur de pénétration  $\lambda$  du film à 22GHz issue de cette seconde caractérisation. La profondeur de pénétration à 77K vaut 440nm, mais près de la température critique elle peut atteindre plusieurs microns.

A partir de nos mesures de  $R_{s\Box}$ , des valeurs de  $\lambda$  mesurées en transmission il nous est possible de calculer les valeurs de  $R_s$  à 35GHz et de les comparer à celles obtenues à 22GHz. Toutefois, lors des deux mesures nous avons constaté que la transition supraconductrice ne démarrait pas à la même température.. Nous avons tout de même calculé la résistance de surface  $R_s$  à 35GHz et nous la comparons à celle déduite des mesures à 22GHz sur la figure II.48. Les deux courbes sont assez différentes, ceci est dû certainement à un effet de la fréquence mais aussi au gradient de température qui est différent dans les deux cas. En effet les deux dispositifs de mesure ne sont pas placés de la même manière dans la canne du cryostat. Un écart de température entre les deux courbes

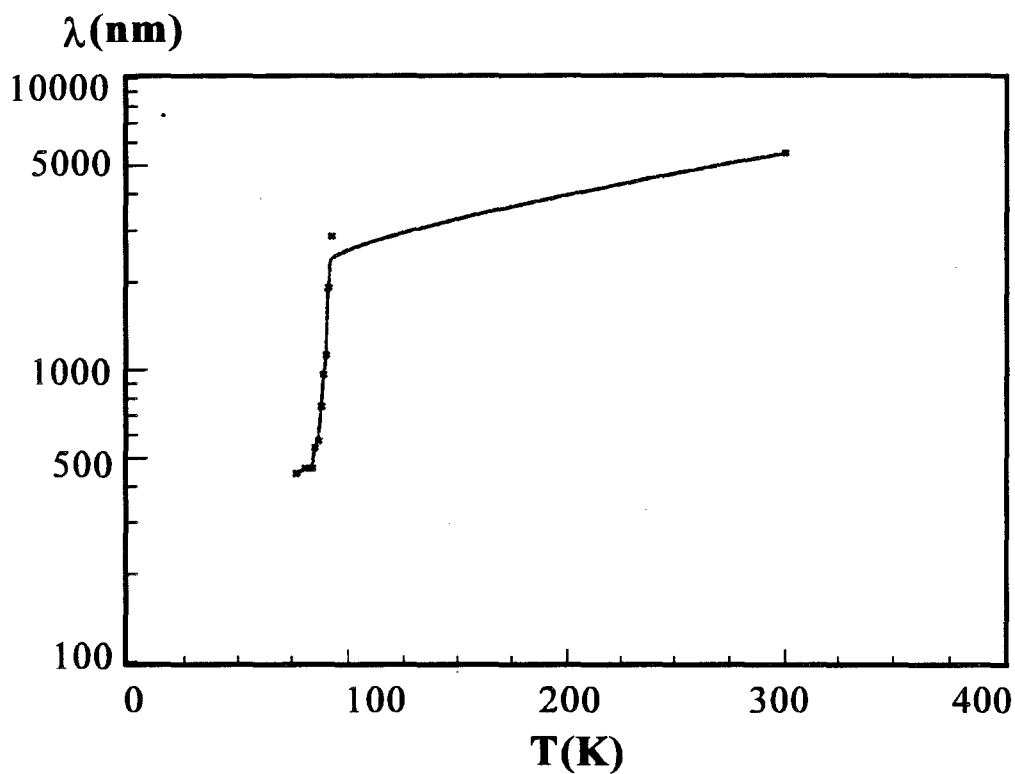


Figure II.47: profondeur de pénétration mesurée à 22GHz  
par la méthode de mesure en transmission

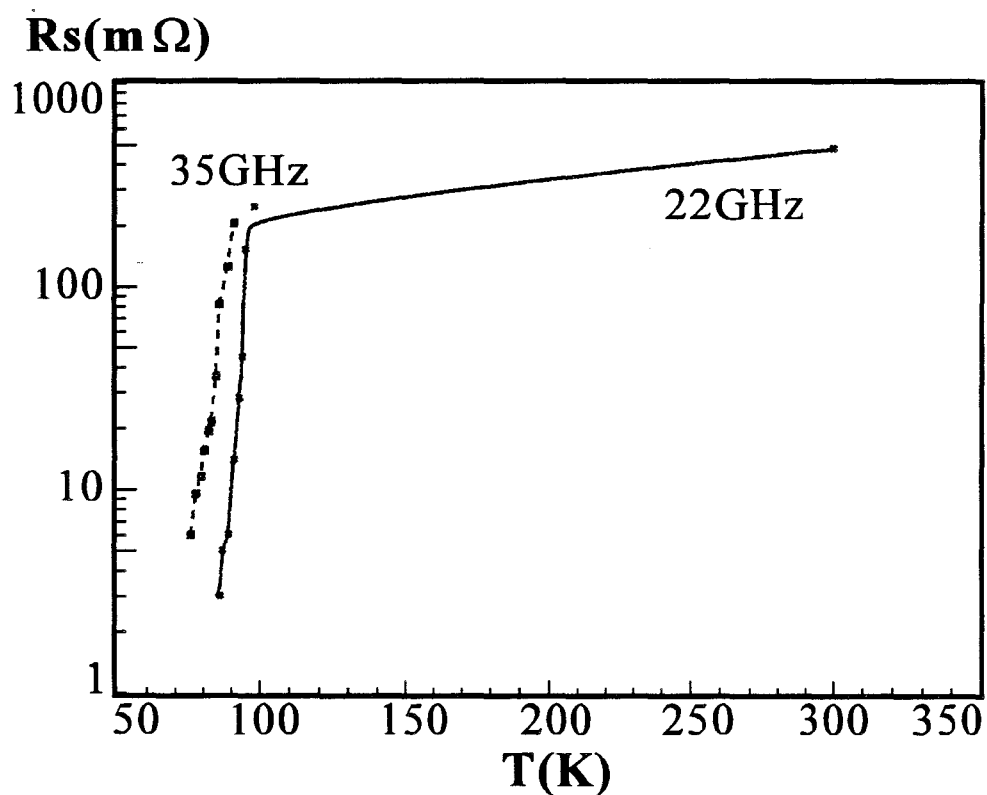


Figure II.48: évolution à 22GHz (x) et 35GHz ( $\square$ ) des résistances de surface de DO156

aura un impact d'autant plus important que dans la transition la variation de  $R_s$  est importante.

### **6. Améliorations de la méthode**

Notre méthode a montré qu'elle était adaptée aux mesures de résistance de surface des films supraconducteurs. Actuellement la sensibilité de cette méthode nous permet de mesurer des valeurs de l'ordre de de  $12\text{m}\Omega$  à  $35\text{GHz}$ , avec une incertitude de  $\pm 15\%$ . Cette valeur mesurée pour l'échantillon DO156 situé sur le grand diamètre de la cavité conique a été obtenue à  $75\text{K}$ , et ainsi nous sommes capables de caractériser des films supraconducteurs à des températures nettement inférieures à leur température critique en gardant une incertitude raisonnable. D'ores et déjà la cavité conique permet des mesures de routine sur les films SHTC et vient en complément de la méthode de mesure en transmission qui, elle, est beaucoup plus délicate à mettre en oeuvre. Bien que cela n'ait pas été le but de notre travail, l'utilisation de notre méthode pour une caractérisation complète des films SHTC (détermination de  $R_s$  et de  $\lambda$ ) est envisageable, au prix de quelques modifications du dispositif de mesure.

Les limites actuelles de notre méthode peuvent être séparées en deux types distincts: les premières sont dues à l'influence du dispositif cryogénique sur la mesure d'impédance de surface, les secondes sont plus particulièrement liées à la méthode de la cavité résonante elle-même.

#### **6.1. Amélioration du dispositif cryogénique**

Les mesures effectuées dans notre cryostat ne permettent pas d'obtenir une information sur la profondeur de pénétration des matériaux supraconducteurs (cf paragraphe 5.1). Une telle étude pourrait être menée en utilisant un cryogénérateur comme dispositif cryogénique. En effet l'absence d'atmosphère à l'intérieur de l'enceinte du cryogénérateur ne perturbera pas la fréquence de résonance de la cavité. De plus un cryogénérateur à cycle fermé d'hélium gazeux permet d'effectuer des mesures de routine

jusqu'au voisinage de la température de liquéfaction de l'hélium et donc de caractériser un matériau supraconducteur dans une plus large gamme de température. Un tel dispositif est actuellement disponible au Laboratoire, il reste donc à adapter notre méthode à ce nouvel équipement.

### 6.2. Améliorations des cavités

La réalisation d'un dispositif de caractérisation en cavité résonante dans un cryogénérateur pourrait suivre la ligne de conduite suivante:

-le choix d'une cavité conique permet de lever naturellement la dégénérescence des modes  $TE_{011}$  et  $TM_{111}$ , ce qui permet de s'affranchir de la rondelle diélectrique et donc de simplifier le dispositif.

-le dimensionnement des diamètres inférieur et supérieur doit permettre de caractériser des échantillons de surface inférieure au centimètre carré, ce qui est le cas actuellement avec la cavité conique résonant à 35GHz.

-un dispositif à base de guide d'onde couplé à un iris peut être utilisé à la place des boucles afin de simplifier la procédure de couplage. La taille de l'iris pourrait être modifiée par l'introduction d'une vis, ceci afin d'ajuster le niveau de couplage.

-la mesure du coefficient de qualité à partir du module du coefficient de réflexion  $|S_{11}|$  peut être envisagée, ceci éviterait d'avoir à utiliser une longueur de câbles importante, et de plus un seul iris de couplage serait nécessaire.

L'étude et la réalisation de cavités coniques, tenant compte des remarques précédentes est actuellement en cours au Laboratoire [62]. Le dispositif global est schématisé sur la figure II.49.

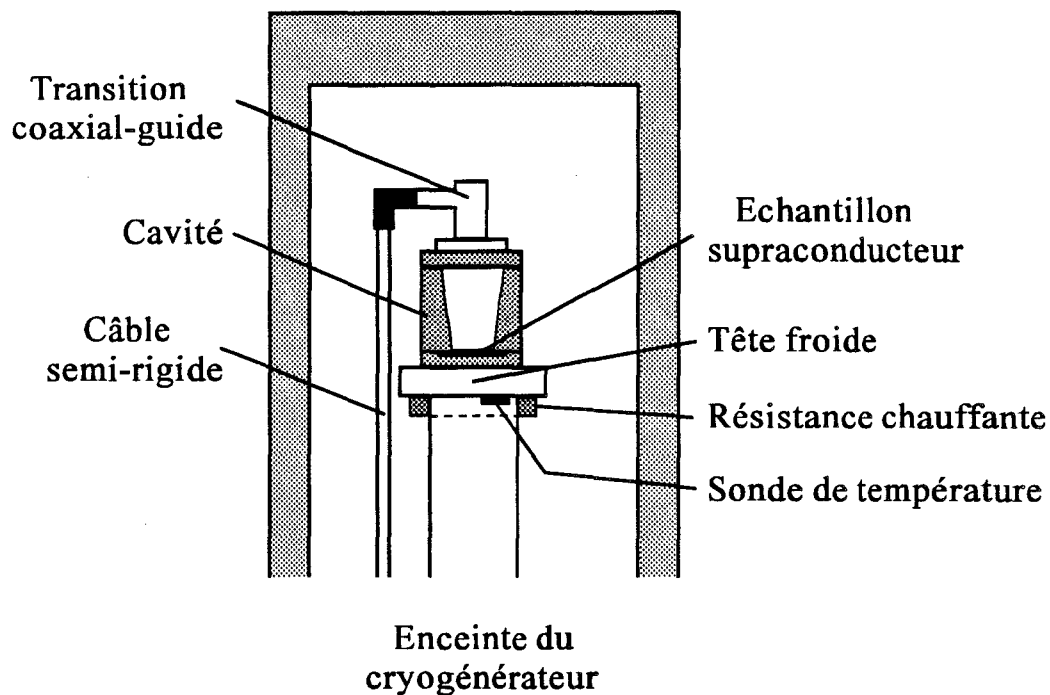


Figure II.49: configuration du dispositif de mesure dans un cryogénérateur

*Oscillateur  
AsGa-SHTC  
quasi-intégré*



# Chapitre 1

## Conception et réalisation de l'oscillateur

Nous avons montré expérimentalement que les films supraconducteurs à haute température critique peuvent présenter à 77K et jusqu'à 35GHz une résistance de surface très inférieure à celle du cuivre. Ceci permet de diminuer très fortement l'affaiblissement d'une ligne de propagation planaire. En effet, de nombreux travaux expérimentaux concernant les résonateurs microondes planaires gravés sur des films supraconducteurs ont permis d'obtenir des coefficients de qualité très élevés. Ce résultat rend envisageable la réalisation de fonctions microondes associant un ou des composants actifs "classiques" à des lignes supraconductrices.

L'étude prospective d'un oscillateur microonde en technologie hybride associant un transistor à semi-conducteur GaAs et un circuit passif gravé sur YBaCuO et fonctionnant à 12GHz et 77K a été menée au Laboratoire par D.Chauvel [20].

L'amélioration des performances en bruit des transistors de type HEMT pseudomorphique quand la température diminue, associée à la faible atténuation des lignes microrubans supraconductrices, doit permettre d'améliorer la pureté spectrale d'un oscillateur réalisé en technologie plaquée [63]. Ce chapitre résume les principales étapes théoriques et technologiques qui nous ont mené à la réalisation de cet oscillateur. Ce travail

a été effectué dans le cadre d'un contrat ESPRIT III Basic Research n°6625. Il nous a permis de collaborer avec des équipes de recherche issues des organismes suivants:

- Alcatel Alsthom Recherche (Marcoussis): C.Belouet.
- LETI (Grenoble): J.C. Villegier.
- IMEC (Leuven, Belgique): G.Borghs.
- CNR Lamel (Bologna, Italie): L.Correra.
- Université de Valladolid (Espagne): J.Jimenez.

## 1.Conception de l'oscillateur

### 1.1.Configuration

Le schéma synoptique d'un oscillateur microonde à transistor est présenté figure III.1. Le circuit résonant sélectionne la fréquence d'oscillation. Le circuit actif, en l'occurrence un transistor, produit le signal hyperfréquence et envoie la puissance vers la charge. Le circuit d'adaptation assure un transfert optimal de la puissance vers la charge.

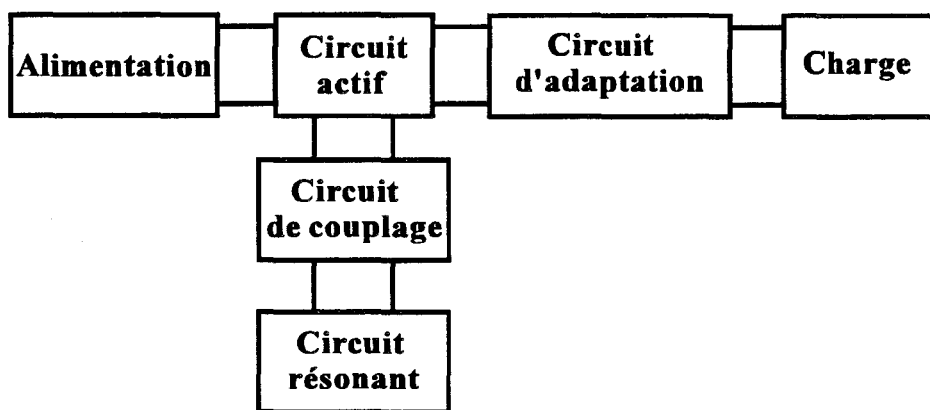


Figure III.1: schéma synoptique d'un oscillateur microonde à transistor

Notre objectif est de réaliser le circuit résonant, les lignes d'alimentation ainsi que le circuit d'adaptation de la charge à partir d'un film supraconducteur YBaCuO déposé sur un substrat de LaAlO<sub>3</sub> de 500µm d'épaisseur. Le circuit actif utilisé est un transistor à effet de champ arséniure de gallium de type HEMT

(High Electron Mobility Transistor) pseudomorphique. Sa longueur et sa largeur de grille sont respectivement  $0,25\mu\text{m}$  et  $100\mu\text{m}$ . Ce transistor doit être transplanté sur le substrat ayant servi au dépôt du film supraconducteur. Cette transplantation utilisera une des deux techniques présentées brièvement au paragraphe 2: le Flip-chip [64] ou le Lift-off épitaxial [65]. Les dimensions totales du circuit sont  $12\times 12\text{mm}^2$ .

L'étude préliminaire a consisté à retenir, parmi toutes les configurations possibles, une structure adéquate pour l'oscillateur. Le critère le plus important était la possibilité d'obtenir les oscillations et la facilité avec laquelle celles-ci démarreraient: en d'autres termes les conditions d'oscillations du transistor ne devaient pas être trop strictes. Finalement la configuration retenue est celle d'un oscillateur en réflexion dont le schéma de principe est donné figure III.2. La structure planaire de type microruban a été retenue car elle est d'un usage courant en microondes. Le transistor est polarisé en canal direct, la grille est reliée au résonateur par l'intermédiaire d'une ligne de longueur  $l$ , la source est reliée à un stub en circuit ouvert qui ramène une capacité et le drain est relié au circuit d'adaptation de la charge.

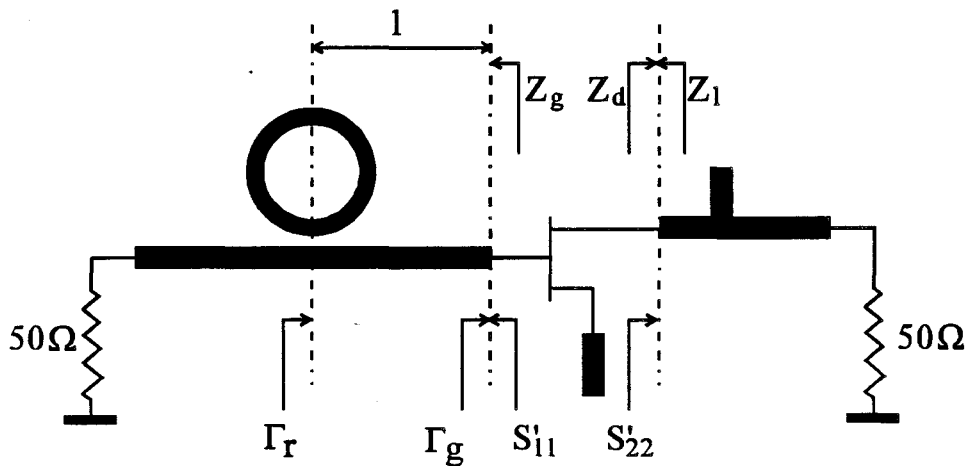


Figure III.2: structure de l'oscillateur

### 1.2.Conception

Le circuit résonant est un résonateur microruban annulaire couplé par adjacence à une ligne microruban. Cette ligne a une extrémité connectée à la grille du transistor. L'autre extrémité est fermée sur  $50\Omega$ . Le résonateur présente un coefficient de réflexion  $\Gamma_r$ , de module  $|\Gamma_r|$  et de phase  $\varphi_r$  laquelle est nulle à la résonance, dans le

plan passant par le centre de l'anneau. Sur la grille du transistor, ce coefficient devient  $\Gamma_g$  de module  $|\Gamma_g|=|\Gamma_r|$  et de phase  $\varphi_g=-2\beta l$ . Le transistor présente, lui, un coefficient de réflexion  $S'_{11}$ , de module  $|S'_{11}|$  et de phase  $\varphi'_{11}$ , quand il est chargé par une impédance  $Z_l$  sur le drain. Au niveau de la grille du transistor, la condition sur la phase permettant d'entretenir les oscillations s'écrit  $\varphi_g + \varphi'_{11}=2k\pi$ . On détermine ainsi la distance entre l'anneau et la grille:

$$l = \frac{\lambda_g}{4\pi} (\varphi'_{11} - 2k\pi) \quad (\text{eq III.1})$$

La condition sur le module qui permet de démarrer les oscillations est [66]:

$$|\Gamma_r| \cdot |S'_{11}| \geq 1 \quad (\text{eq III.2})$$

$S'_{11}$  est le coefficient de réflexion sur la grille du transistor dans son environnement, c'est-à-dire pour une polarisation donnée et une charge de drain connue.

L'objectif de la simulation et de l'optimisation effectuées par D.Chauvel [20] lors de cette étude a consisté à optimiser, d'une part, la capacité de contre-réaction ramenée par le stub en circuit-ouvert connecté à la source du transistor et, d'autre part, l'impédance présentée par le résonateur sur la grille afin d'obtenir un module de coefficient de réflexion  $|S'_{22}|$  sur le drain largement supérieur à l'unité. Dans ces conditions le transistor doit présenter sur son drain une impédance  $Z_d=R_d+jX_d$  à partie réelle  $R_d$  très fortement négative. Le réseau d'adaptation a été optimisé pour que l'impédance  $Z_l=R_l+jX_l$ , ramenée sur le drain par la charge  $50\Omega$  à travers le réseau d'adaptation, ait une partie imaginaire  $X_l$  annulant  $X_d$ , d'autre part la résistance  $R_l$  doit rester très inférieure à  $|R_d|$  pour conserver un excédent de résistance négative.

Un transistor HEMT a tout d'abord été caractérisé sous pointes en microondes pour déterminer les coefficients  $S_{ij}$  de sa matrice de répartition. Ceux-ci ont été

utilisés dans le logiciel de simulation commercial MDS afin d'optimiser la structure de l'oscillateur. Le tableau 1 présente les coefficients  $S_{ij}$  de ce transistor à la température ambiante et 12GHz pour le canal polarisé en direct avec une tension de drain  $V_{ds}=2V$ , une tension de grille  $V_{gs}=0V$  puis  $V_{gs}=-0.3V$ .

	$S_{11}$		$S_{12}$		$S_{21}$		$S_{22}$	
	mod	pha (°)	mod	pha (°)	mod	pha (°)	mod	pha (°)
$V_{gs}=0V$	0.877	-60	0.091	48	3.05	128.8	0.543	-42.5
$V_{gs}=-0.3V$	0.87	-58.9	0.099	47.9	3.346	129	0.55	-45.5

Tableau 1: coefficients  $S_{ij}$  à 300K et 12GHz du transistor polarisé à  $V_{ds}=2V$

A partir de ces valeurs la capacité ramenée sur la source par le stub en circuit ouvert ainsi que l'impédance  $Z_g$  présentée sur la grille du transistor peuvent être optimisées. La valeur  $C$  retenue pour la capacité a été fixée à 0.265pF. La figure III.3 montre les lieux de l'impédance  $Z_g$  à présenter sur la grille pour obtenir  $|S'_{22}|=\sqrt{2}$  ou  $|S'_{22}|=2$  pour le transistor polarisé avec  $V_{ds}=2V$  et  $V_{gs}=-0.3V$ . Ces lieux sont des cercles dont le centre se trouve à l'intérieur de l'abaque de Smith. L'impédance  $Z_g$  finalement retenue est notée  $M1$ , elle se trouve sur le cercle  $|S'_{22}|=\sqrt{2}$  et correspond à un coefficient de réflexion  $\Gamma_g$  présenté par le résonateur sur la grille de module 0.3 et de phase  $26^\circ$ . La phase de  $26^\circ$  permet de positionner le résonateur à une distance  $l$  de la grille conformément à l'équation III.1. Le gap du résonateur doit être choisi avec soin pour assurer  $|\Gamma_g|=0.3$ .

Dans ces conditions, le transistor présente sur son drain un coefficient de réflexion  $S'_{22}$  de module 1.415 et de phase  $-34.4^\circ$ , ce qui équivaut à une impédance  $Z_d=(-75.3-j120)\Omega$ . Le réseau d'adaptation a ensuite été optimisé pour que  $X_1$ , partie imaginaire de l'impédance ramenée  $Z_1$  par la charge à travers le réseau d'adaptation, soit égale à  $120\Omega$  et pour que  $R_1$  soit inférieure à  $|R_d|$ , les simulations sur MDS ont amené à choisir  $Z_1=(37+j120)\Omega$ .

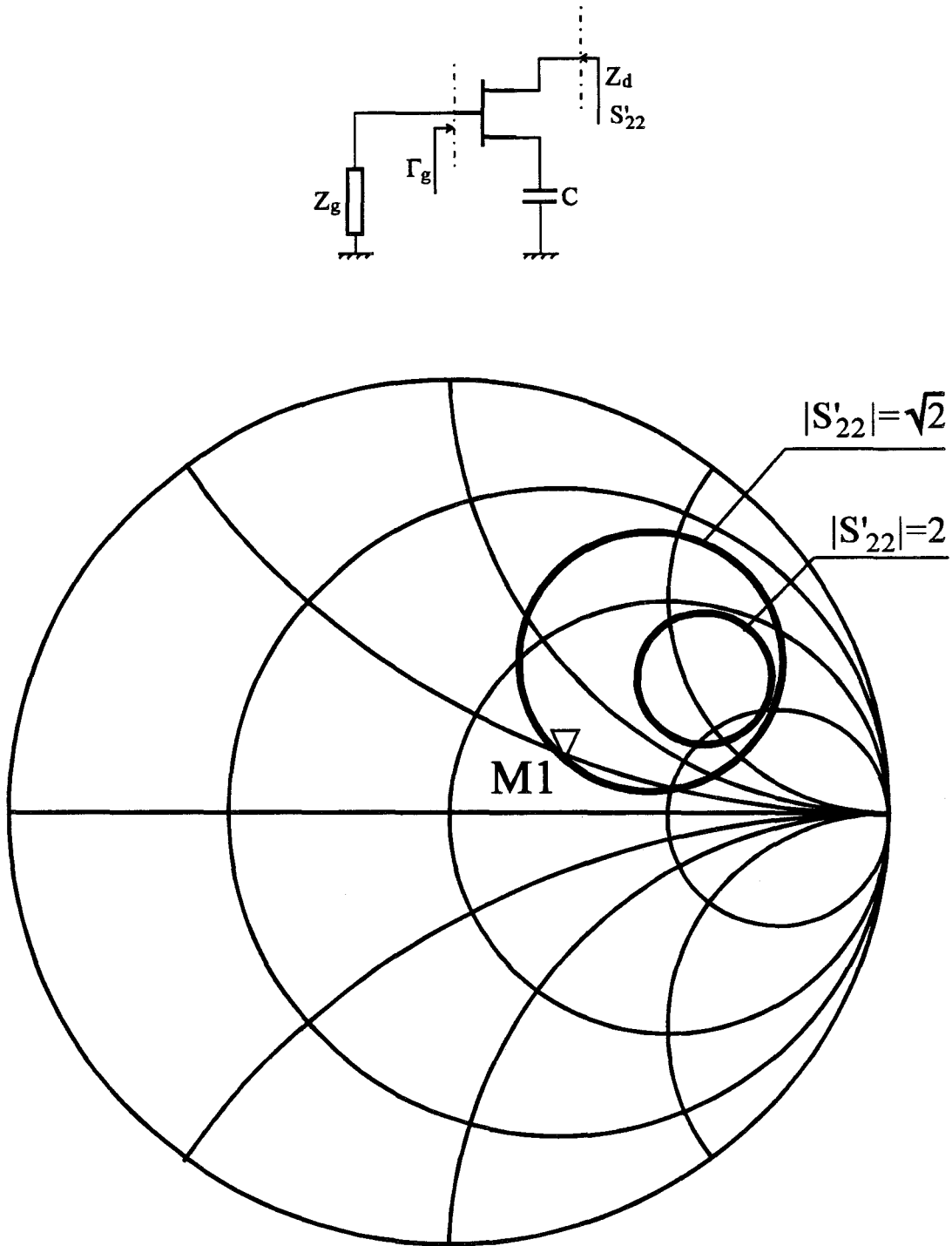


Figure III.3: lieux des impédances  $Z_g$  correspondant à  $|S'_{22}| = \sqrt{2}$  ou 2 pour le HEMT polarisé à  $V_{ds} = 2V$  et  $V_{gs} = -0.3V$

## 2. Rappels sur les résonateurs annulaires à couplage adjacent:

Ce type de résonateurs est représenté sur la figure III.4. Il s'agit d'un anneau microruban couplé par adjacence à une ligne microruban. La fréquence de résonance de cette structure est directement donnée par le diamètre moyen  $D_m$  de l'anneau. Dans le cas du mode de résonance  $TM_{001}$  elle s'écrit [67]:

$$f_{\text{res}} = \frac{nc}{\Gamma D_m \sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} \quad (\text{eq III.3})$$

où  $n$  est un entier,  $c$  la vitesse de la lumière et  $\epsilon_{\text{reff}}$  est la permittivité effective de la ligne.

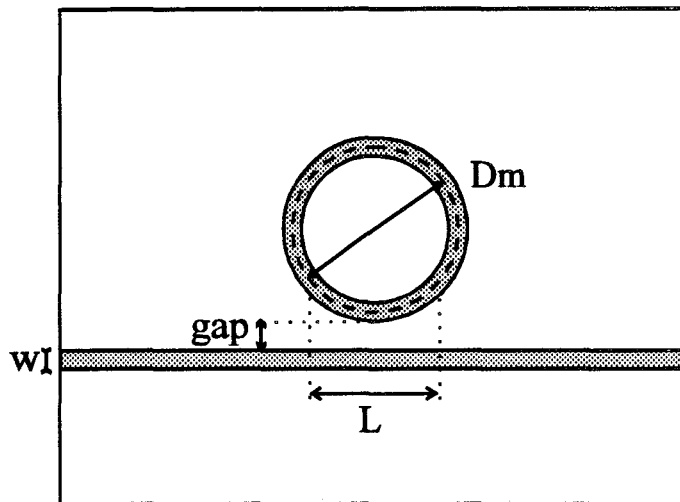


Figure III.4: résonateur annulaire à couplage adjacent.

Cette structure a été étudiée en détail, simulations sur MDS et caractérisations de résonateurs, par D. Chauvel [20]. Une caractéristique de ces résonateurs est qu'ils peuvent présenter deux raies de résonance très proches de la fréquence calculée à partir de l'équation III.3, c'est le phénomène de double résonance. Ce phénomène peut avoir une influence néfaste sur le fonctionnement de l'oscillateur. En effet si les coefficients de réflexion au niveau des deux pics sont assez importants, on risque de voir apparaître plusieurs raies d'oscillations puisque les fréquences des deux pics sont très proches.

Des simulations ont été effectuées afin de déterminer les causes de ce phénomène et il semble qu'il soit essentiellement lié à la nature distribuée du couplage sur une longueur  $L$  à priori difficilement chiffrable. Ces simulations ont montré que ce

phénomène apparaissait pour des valeurs de gap assez faibles, et que la longueur de couplage  $L$  utilisée lors des simulations avait une très forte influence sur l'allure des courbes.

Un moyen de remédier à ce problème de double résonance consiste à localiser le couplage sur une zone très inférieure à la longueur  $L$ : quatre ergots sont insérés à  $90^\circ$  sur le pourtour de l'anneau (voir figure III.5). Seul l'ergot situé en face de la ligne permet de réduire la longueur de couplage du résonateur, les trois autres ergots permettent de conserver la symétrie de la structure. Typiquement, à 12GHz et pour un résonateur sur MgO, un ergot de côté  $a=150\mu\text{m}$  permet de supprimer la double résonance.

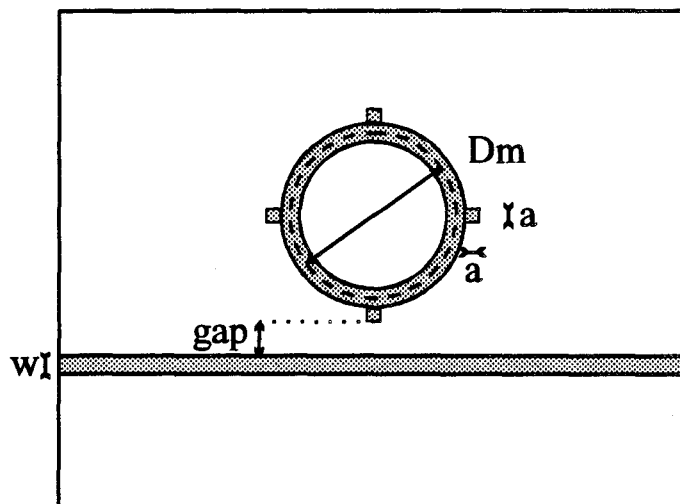


Figure III.5: résonateur annulaire à ergots

### 3. Réalisation de l'oscillateur quasi-intégré

#### 3.1. Schéma de l'oscillateur quasi-intégré

Notre structure a été simulée sur MDS en utilisant les paramètres  $S_{ij}$  du transistor à 12GHz et 78K. Le schéma de cet oscillateur ainsi que les dimensions sont donnés figure III.6. Un substrat  $\text{LaAlO}_3$  d'épaisseur  $500\mu\text{m}$  et de dimensions  $12 \times 12 \text{mm}^2$  sert au dépôt du film  $\text{YBaCuO}$ . Le transistor de type HEMT est transplanté sur le substrat



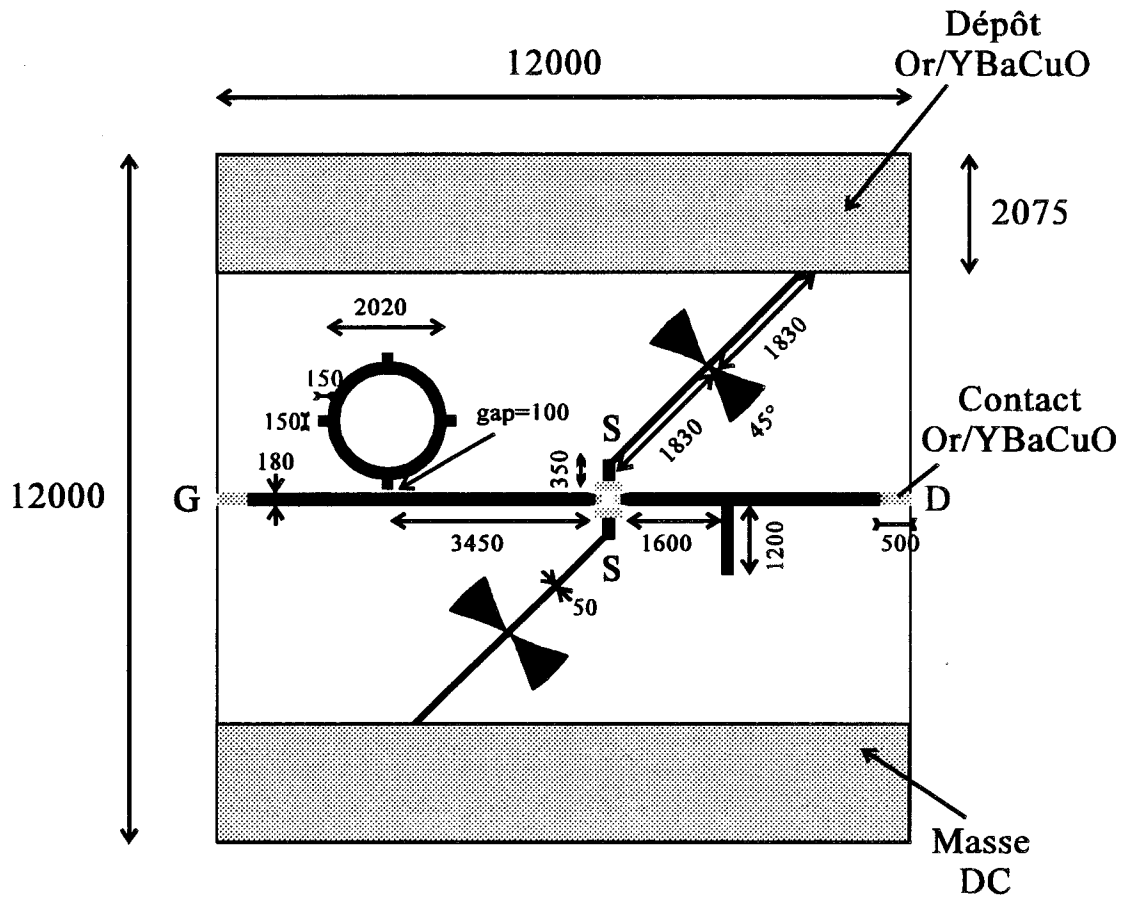


Figure III.6 schéma de l'oscillateur quasi-intégré (dimensions en microns)  
 les accès du transistor sont notés G, D, S

soit par Lift-off épitaxial (ELO) soit par Flip-chip. Des dépôts d'or sur le film YBaCuO assurent les prises de contact.

Le résonateur annulaire a un diamètre externe de 2.02mm, la largeur de l'anneau ainsi que des lignes microrubans est de 180 $\mu$ m. Le gap entre le résonateur et la ligne microruban est de 100 $\mu$ m, cette valeur a été retenue à la suite d'une étude expérimentale du couplage de l'anneau en vue d'obtenir un coefficient de réflexion satisfaisant l'équation III.2. Deux stubs en circuit ouvert de longueur 350 $\mu$ m sont reliés aux deux sources du transistor. Les stubs "papillons" ramènent un circuit ouvert en microonde à l'extrémité des stubs de source. Les sources sont aussi reliées à la masse en continu par l'intermédiaire de lignes de 50 $\mu$ m de largeur. Le circuit d'adaptation du drain est simplement constitué d'un stub de 1,2mm de long situé à 1,6mm du drain.

Les dépôts d'or sur les lignes d'accès sont nécessaires à la prise de contact par thermosoudure de fils ou de rubans d'or entre le circuit et les accès de la cellule de mesure. Le contact de masse s'effectue par pression mécanique dans la cellule grâce à deux dépôts d'or sur YBaCuO de surface 2x12mm<sup>2</sup> de chaque côté du circuit.

### 3.2. Transplantation du transistor

Il n'est pas envisageable actuellement de déposer un film YBaCuO sur un substrat d'arséniure de gallium. C'est pourquoi, la réalisation technologique de notre oscillateur quasi-intégré passe par la maîtrise des techniques de transplantation du transistor sur le circuit. Dans notre cas, deux techniques de transplantation ont été retenues: le Flip-chip et le Lift-off Epitaxial (ELO). Nous présentons brièvement ces deux techniques dans les deux paragraphes suivants.

#### *3.2.1. Technique du Flip-chip*

Avec cette technique le transistor est connecté sur les lignes microrubans du circuit à l'aide de billes d'indium (voir figure III.7). Un dépôt d'or est effectué au préalable sur le circuit. Les billes d'indium de diamètre 100 $\mu$ m sont disposées sur les plots ainsi définis, des billes de verre sont placées entre les plots afin d'assurer le positionnement mécanique et d'éviter les court-circuits.

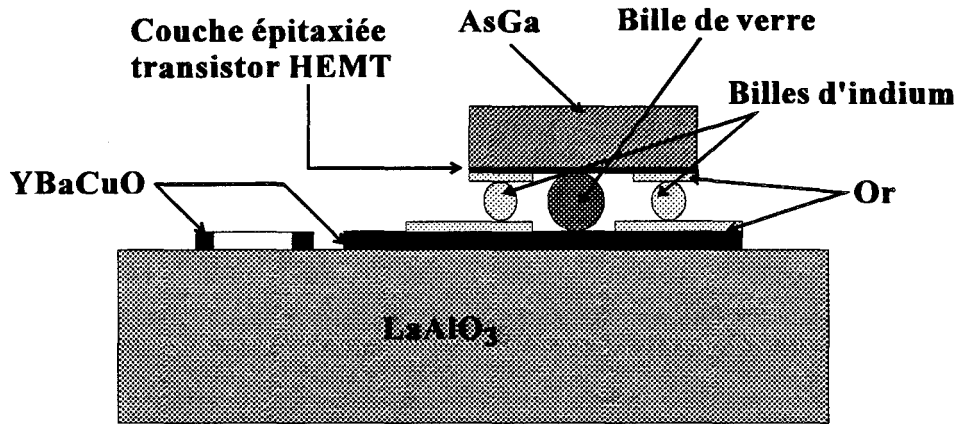


Figure III.7: transplantation du transistor par Flip-chip.

Le transistor est retourné contre le circuit. La connexion du transistor au circuit est réalisée par chauffage, les billes d'indium fondent et assurent ainsi le contact électrique. Cette étape est très importante car elle conditionne la tenue du transistor sur le circuit.

### 3.2.2. Technique du Lift-Off Epitaxial

Cette technique nécessite un traitement préalable du transistor afin de séparer la partie active du substrat AsGa. La procédure de transplantation du transistor par ELO est présentée sur la figure III.8. En pratique le nombre d'étapes technologiques est plus important que celui indiqué sur la figure. Une couche sacrificielle d'AlAs est attaquée chimiquement de manière sélective afin de séparer la partie active du HEMT de son substrat AsGa. Cette partie active est ensuite transplantée sur le substrat LaAlO<sub>3</sub>. Sur ce substrat un film YBaCuO a été déposé au préalable et recouvert d'une couche d'or qui servira ultérieurement à la prise des contacts. Au dessus de cette couche d'or une couche de polyimide est déposée pour permettre l'adhérence du transistor. Cette technique de transplantation s'est avérée fiable car aucun transistor ne s'est décollé durant les nombreux cycles thermiques de 300K à 20K que nous avons effectués.

Contrairement à la transplantation par flip-chip, le transistor n'est ici pas retourné contre le substrat, ainsi un dépôt d'or ultérieur est nécessaire pour assurer la prise de contact entre le transistor et le circuit.

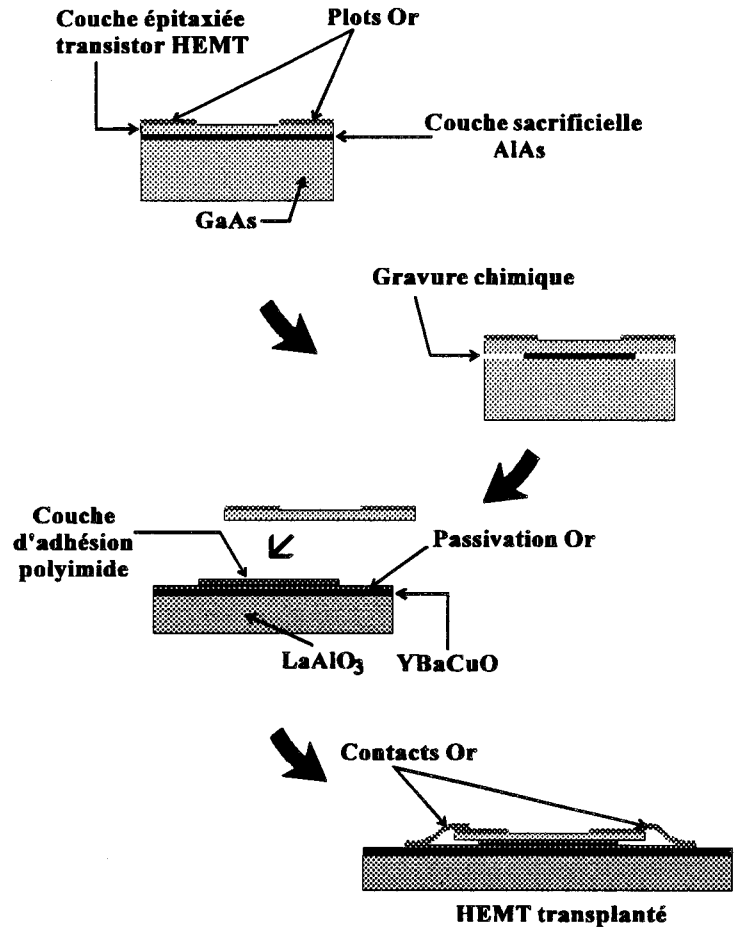


Figure III.8: procédure de transplantation par ELO

## Chapitre 2

### Caractérisations de prototypes

A partir de l'étude présentée au chapitre précédent, des caractérisations de résonateurs annulaires à couplage adjacent ont été menées pour étudier notamment le phénomène de double résonance. Plusieurs oscillateurs quasi-intégrés ont été réalisés conformément à la figure III.6 et testés. Après avoir brièvement présenté le dispositif de mesure des résonateurs et des oscillateurs, nous exposerons les résultats obtenus.

#### 1.Dispositif de mesure

##### 1.1.Cellules de mesure

La cellule de mesure des résonateurs annulaires est présentée figure III.9. Elle est inspirée de celle mise au point par G.Dambrine pour la caractérisation hyperfréquences des transistors [68].

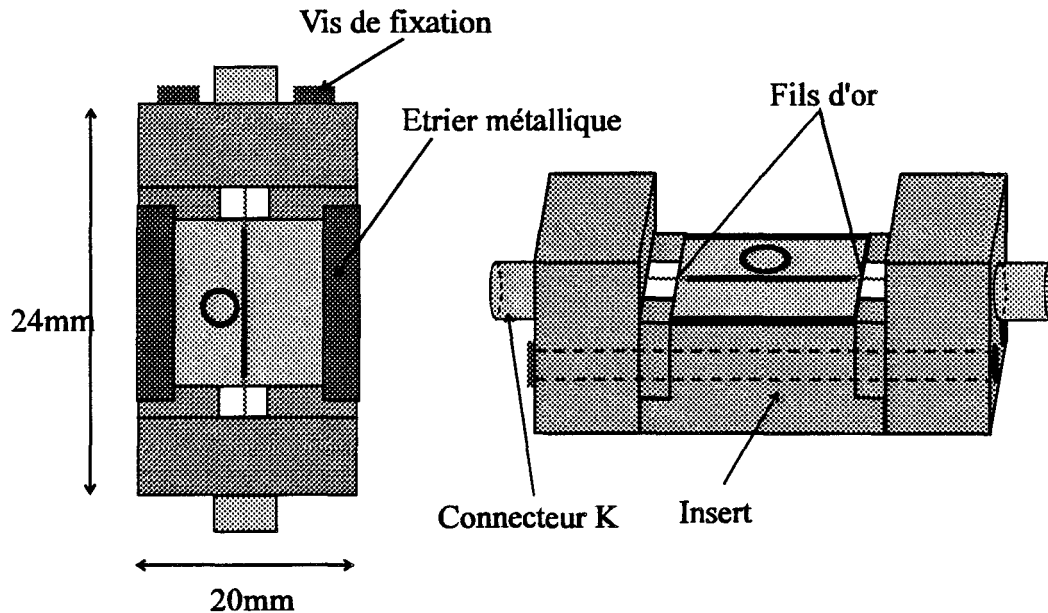


Figure III.9: cellule de mesure des résonateurs.

Elle est constituée de trois parties:

- deux demi-boîtiers équipés de connecteurs K pour assurer la transition coaxial-microruban. Des lignes d'accès en or sur alumine permettent de relier le circuit à caractériser.

- un support ou insert sur lequel est placé le circuit résonant. Les circuits testés ont pour dimensions totales  $6 \times 12 \text{mm}^2$ .

Le contact électrique s'effectue en soudant des fils d'or entre les lignes d'or sur alumine et la ligne de couplage du résonateur. Ceci nécessite qu'un dépôt d'or soit réalisé sur les accès de la ligne de couplage du résonateur.

La figure III.10 montre la section d'un insert. Le circuit sous test est constitué de substrats comportant chacun un film supraconducteur, l'un sert de plan de masse et le second a été gravé pour réaliser un résonateur. L'insert a été creusé pour permettre de placer le plan de masse sur lequel on positionne le substrat supportant le résonateur. Les deux étriers sont vissés sur l'insert assurant la fixation du circuit ainsi que la prise de contact de la masse. Pour rendre possible ce contact un dépôt d'or doit être effectué sur les deux bords du plan de masse sur une largeur de 1mm environ. Un capot est placé au-dessus du résonateur et entre les deux étriers afin de limiter les pertes par rayonnement. La distance séparant le circuit du capot peut varier de 0.5 à 3.5mm.

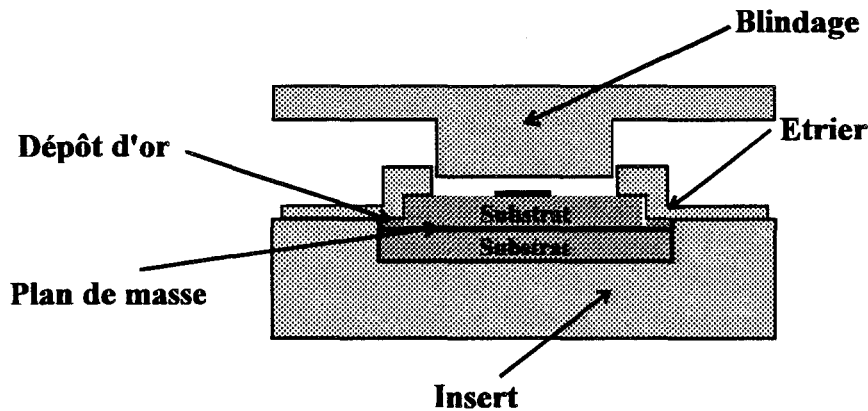


Figure III.10: prise de masse du résonateur sur son insert

Les pièces de la cellule sont réalisées en laiton, elles sont dorées pour assurer un bon contact électrique.

La cellule de mesure des oscillateurs est réalisée sur le même principe que la précédente. Ses dimensions sont  $30 \times 20 \text{ mm}^2$ .

### 1.2. Schémas du dispositif de mesure

La caractérisation des résonateurs annulaires et des oscillateurs quasi-intégrés a été effectuée à l'aide d'un cryogénérateur à cycle fermé d'hélium gazeux permettant des mesures de la température ambiante jusqu'à une température proche de celle de l'hélium liquide. Le schéma d'une cellule de mesure des oscillateurs placée dans l'enceinte du cryogénérateur est donné figure III.11. La cellule est maintenue sur la tête froide du cryogénérateur par serrage mécanique. Deux transitions coaxiales coudées relient la cellule aux câbles cryogéniques semi-rigides du cryogénérateur (câbles Isocore 0.085" équipés de connecteurs SMA2.9). Ces câbles semi-rigides sortent du cryogénérateur par des accès étanches. Les circuits de polarisation du transistor sont placés en dehors du cryogénérateur aux extrémités des câbles; selon le schéma de la figure III.12. Un câble souple équipé de connecteurs SMA relie le té de polarisation du drain à l'analyseur de spectre HP 8563.

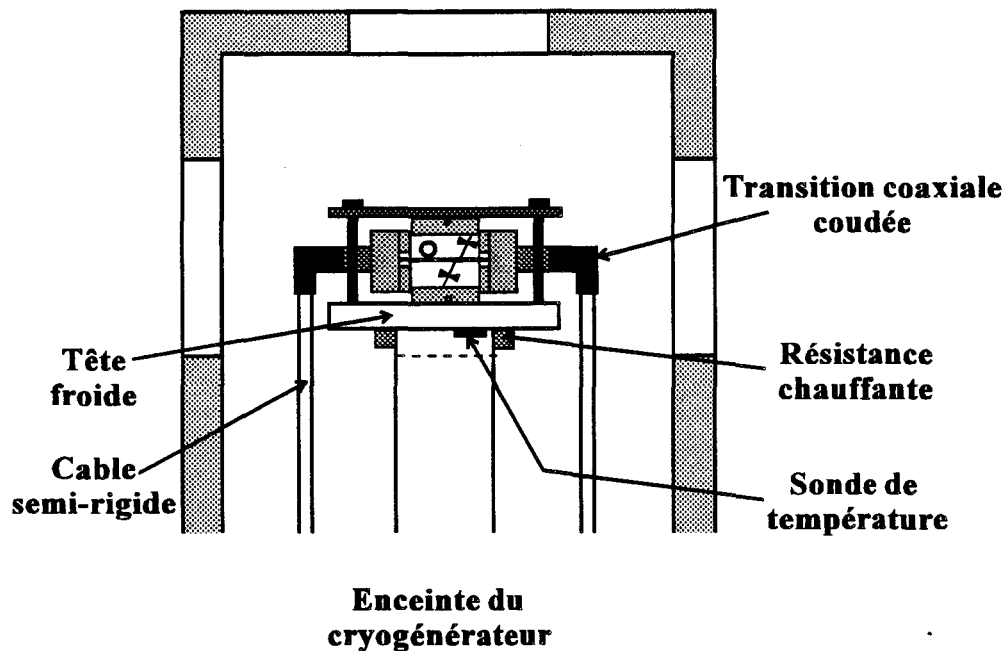


Figure III.11: emplacement de la cellule dans le cryogénérateur

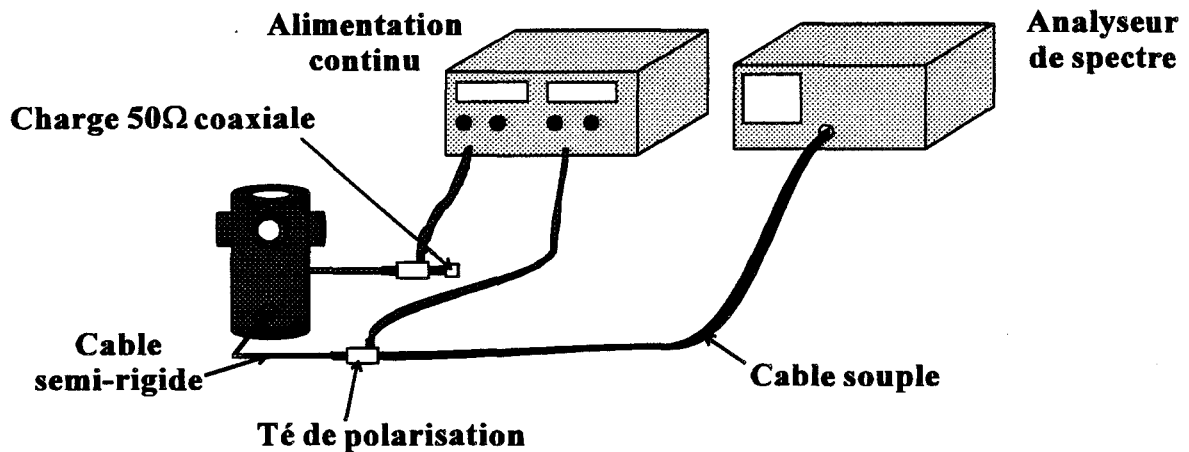


Figure III.12: schéma du dispositif de mesure des oscillateurs

Dans le cas des résonateurs annulaires , l'analyseur de réseaux HP8510 est relié au dispositif de mesure par l'intermédiaire de câbles souples équipés de connecteurs K. Le calibrage est effectué en transmission à basse température, soit en reliant les deux demi-boîtiers de la cellule avec des fils d'or, soit en reliant les deux transitions coaxiales coudées.



## 2.Etude expérimentale des résonateurs

### 2.1.Phénomène de double résonance

La réalisation d'un oscillateur nous a amené à étudier le phénomène de double résonance des résonateurs annulaires couplés par adjacence à une ligne microruban. L'objectif de l'étude expérimentale que nous présentons est de trouver une méthode permettant de supprimer ce phénomène et de sélectionner, parmi les deux modes de résonance, le plus intéressant pour la réalisation de l'oscillateur.

#### *2.1.1.Essai avec des substrats de MgO*

Le phénomène de double résonance a été mis en évidence par D.Chauvel lors d'essais sur des résonateurs annulaires YBaCuO sur MgO [20]. Nous reprenons ici, pour les comparer ensuite à nos propres mesures avec des substrats de LaAlO<sub>3</sub>, les résultats caractéristiques qui avaient été obtenus avec deux résonateurs (figures III.13 et III.14):

-Le premier, noté A, est un résonateur annulaire lisse couplé par adjacence à une ligne microruban, il a été gravé par voie humide sur un film YBaCuO de 300nm d'épaisseur déposé sur un substrat MgO de 500 $\mu$ m d'épaisseur. Le gap est de 50 $\mu$ m, le plan de masse est une couche d'or de 1 $\mu$ m environ.

-Le second, noté B, est lui un résonateur annulaire à ergots couplé à la ligne microruban par un gap de 50 $\mu$ m, les ergots ont pour dimensions 150x150 $\mu$ m<sup>2</sup>. Il a été gravé sur un film YBaCuO de 300nm déposé sur un substrat MgO de 250 $\mu$ m d'épaisseur. Son plan de masse est en or.

Les deux résonateurs ont été conçus pour résonner vers 12GHz, ce qui donne un diamètre moyen de 3.12mm et les largeurs de ligne sont calculées pour obtenir une impédance caractéristique de 50 $\Omega$ . Pour le résonateur A on note l'existence de deux pics de résonance sur le paramètre de transmission S<sub>12</sub>, ils sont séparés d'environ 500MHz. L'allure des deux pics est très différente: le premier est beaucoup moins accentué que le second. Le module du coefficient de transmission est aussi très différent d'un pic de

résonance à l'autre: il est d'environ -9dB pour la résonance à 12GHz et de -20dB pour celle à 12.5GHz. Les module du coefficient de réflexion  $S_{11}$  sont respectivement de -6dB et -0.3dB à la même température pour les deux pics.

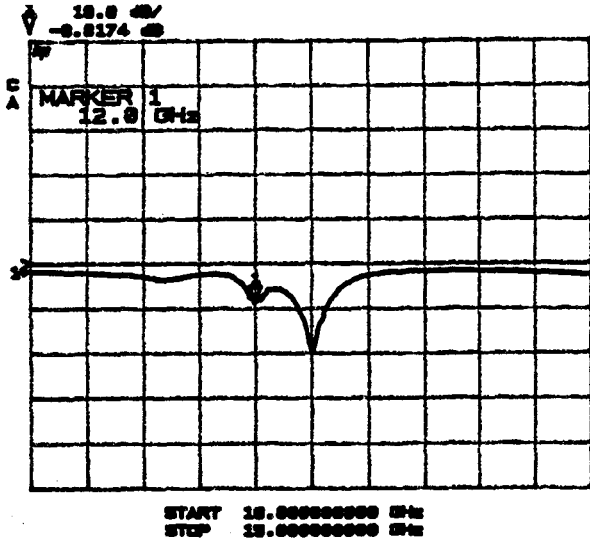


Figure III.13: réponse en transmission à 40K du résonateur annulaire A.

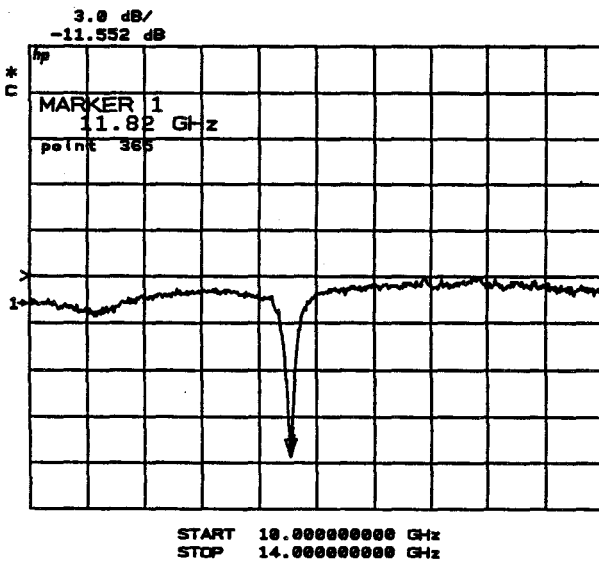
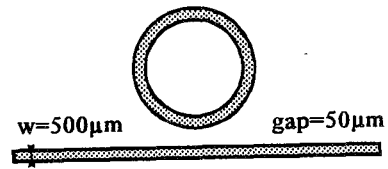
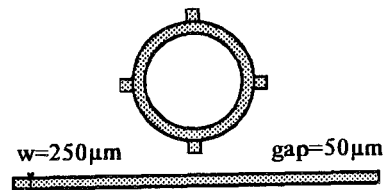


Figure III.14: réponse en transmission à 40K du résonateur annulaire B.



Pour le résonateur B on constate la disparition d'un pic, la seule résonance observée apparaît à 12GHz et le module du coefficient de transmission mesuré à cette fréquence est de -11.6dB. Le module du coefficient de réflexion  $S_{11}$  correspondant à ce pic est très proche de 0dB.

De cette étude, menée sur des films déposés sur MgO, il ressort que les ergots permettent d'éliminer le phénomène de double résonance. De plus, le coefficient de réflexion, proche de 1, du mode résonant dans le cas du résonateur B est plus que suffisant pour satisfaire l'équation III.2 et démarrer les oscillations.

### 2.1.2. Essai avec un substrat de $\text{LaAlO}_3$

L'oscillateur quasi-intégré final doit être réalisé sur un substrat de  $\text{LaAlO}_3$ . Il s'est donc avéré nécessaire d'étudier le phénomène de double résonance en caractérisant des résonateurs annulaires à couplage adjacent réalisés avec ce substrat. Pour cela nous avons disposé d'un film YBaCuO de 300nm déposé à l'IMEC [69] sur un substrat  $\text{LaAlO}_3$  de 500 $\mu\text{m}$ . Il a été gravé par voie humide à l'IEMN pour réaliser un résonateur annulaire de diamètre moyen 2.04mm, la fréquence de résonance étant de 12GHz. Des ergots de 150 $\mu\text{m}$  de cotés sont intégrés à la structure de ce résonateur dont le gap est de 200 $\mu\text{m}$ . La largeur de la ligne de couplage est de 180 $\mu\text{m}$ , comme la largeur du microruban de l'anneau. Le résonateur a été placé directement sur l'insert, et ainsi le plan de masse est le dépôt d'or sur l'insert. La réponse en transmission de ce résonateur est donnée figure III.15 à 45K. On remarque l'existence de deux pics principaux situés respectivement vers 11,8GHz et 12,1GHz. Ce second pic est beaucoup plus marqué que celui situé à 11,8GHz. La réponse en transmission de ce résonateur est donc analogue, malgré les ergots, à celle du résonateur sur MgO sans ergots. L'écart entre les deux pics est de 300MHz pour le résonateur sur  $\text{LaAlO}_3$ , il est de 500MHz pour le celui sur MgO. La figure III.16 présente les évolutions des coefficients de qualité associés à chacun des deux pics.

Les pics de résonance apparaissent à 76K, mais les coefficients de qualité sont mesurables avec une précision suffisante pour des températures inférieures à 60K. On remarque que les évolutions des deux pics en fonction de la température sont très différentes: le coefficient de qualité associé au pic à 11,8GHz augmente régulièrement avec la température et atteint des valeurs près de trois fois supérieures à celles du pic situé à 12,1GHz. Il semble toutefois que la raie à 12,1GHz soit la superposition de plusieurs pics (à en juger par les épaulements qu'elle présente), ceci expliquerait son coefficient de qualité assez faible. Les ergots ne suffisent donc pas toujours à éliminer le phénomène de double résonance. Nous avons trouvé dans la littérature une méthode plus efficace proposée par

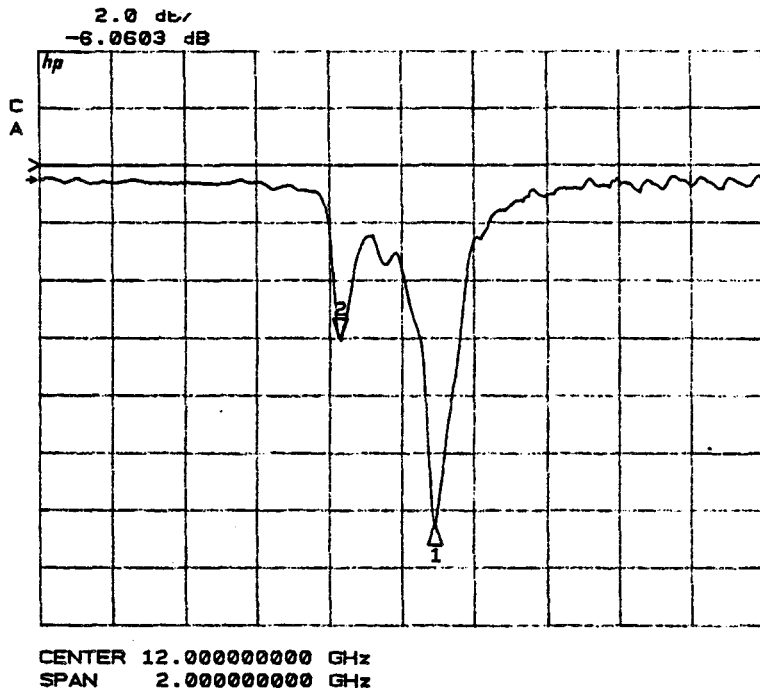


Figure III.15: réponse en transmission à 45K du résonateur annulaire YBaCuO/LaAlO<sub>3</sub>.

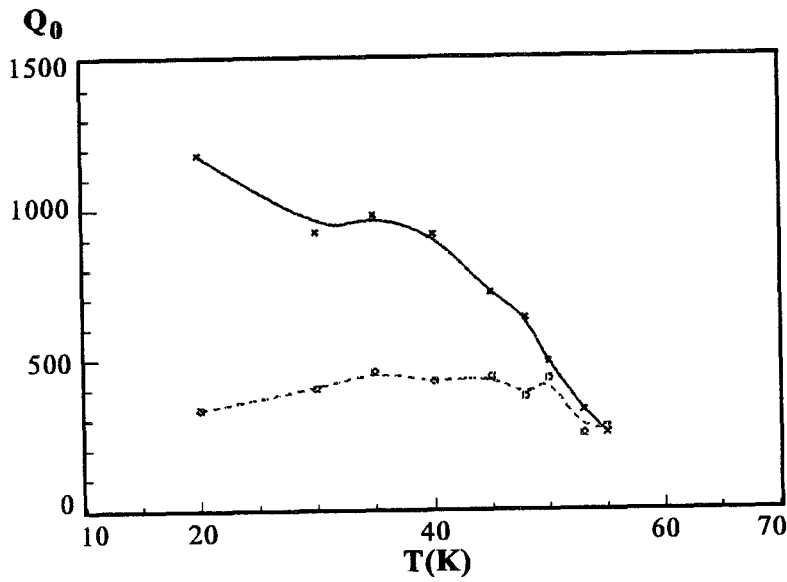
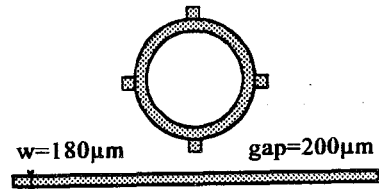


Figure III.16: évolution du coefficient de qualité (x) pic à 11,8GHz et (□) du pic à 12,1GHz.

Lu et coll [70]. Le résonateur annulaire est traité théoriquement comme étant non-perturbé par le système extérieur, en particulier par le dispositif de couplage. On aboutit ainsi aux différents modes susceptibles de résonner dans la structure. Si on considère que le résonateur est couplé par adjacence à une ligne microruban il faut faire intervenir, dans le traitement électromagnétique, le caractère distribué de cette forme de couplage. Considérons donc un résonateur annulaire lisse couplé par adjacence à une ligne microruban. Le couplage du résonateur à la ligne s'effectue sur une longueur  $L$ : la zone de couplage peut être assimilée à deux lignes microrubans couplées sur une longueur  $L$ . Dans le cas de deux lignes microrubans parallèles de longueur  $L$ , le couplage de l'une à l'autre est la superposition d'un couplage par lignes de champ magnétiques et d'un couplage par lignes de champ électriques.

La figure III.17 présente la distribution des lignes de champ électriques et d'excitation magnétiques (en mode  $TM_{001}$ ) pour un résonateur annulaire. La figure III.17a est la configuration pour laquelle le couplage magnétique du résonateur à la ligne est prédominant. La figure III.17b est la configuration des lignes de champ dans le cas où le couplage électrique est prédominant. Dans le cas de la figure (a), les lignes d'excitation magnétiques créent un maximum de courant dans la zone de couplage. La condition de résonance impose qu'une demi-longueur d'onde  $\lambda_g$  soit égale à la moitié de la circonférence de l'anneau. Ainsi le courant est nul en  $\varphi = -\pi/2$  et  $\varphi = \pi/2$ . Dans le cas du couplage par lignes de champ électriques de la figure (b) les lignes de courant électriques sont décalées de  $\lambda_g/4$  par rapport au couplage magnétique: le courant électrique est donc nul en  $\varphi = 0$  et  $\varphi = \pi$ . A ces deux types de couplage on associe deux modes de résonances: le mode pair pour le couplage magnétique, le mode impair pour le couplage électrique. Lorsque le résonateur est couplé longitudinalement, ces deux modes se fondent en un seul mode, lorsqu'il est couplé par adjacence à une ligne cette dégénérescence est levée et les deux modes sont séparés.

Une méthode permettant de supprimer un des deux modes consiste à empêcher la circulation des lignes de courants en introduisant des discontinuités dans l'anneau à des endroits appropriés. Deux entailles pratiquées sur l'anneau aux points  $\varphi = 0$  et  $\varphi = \pi$  ne perturberont pas le mode impair mais empêcheront la propagation du mode pair. A l'inverse deux entailles pratiquées en  $\varphi = -\pi/2$  et  $\varphi = \pi/2$  couperont les lignes de courants du mode impair sans gêner le mode pair.

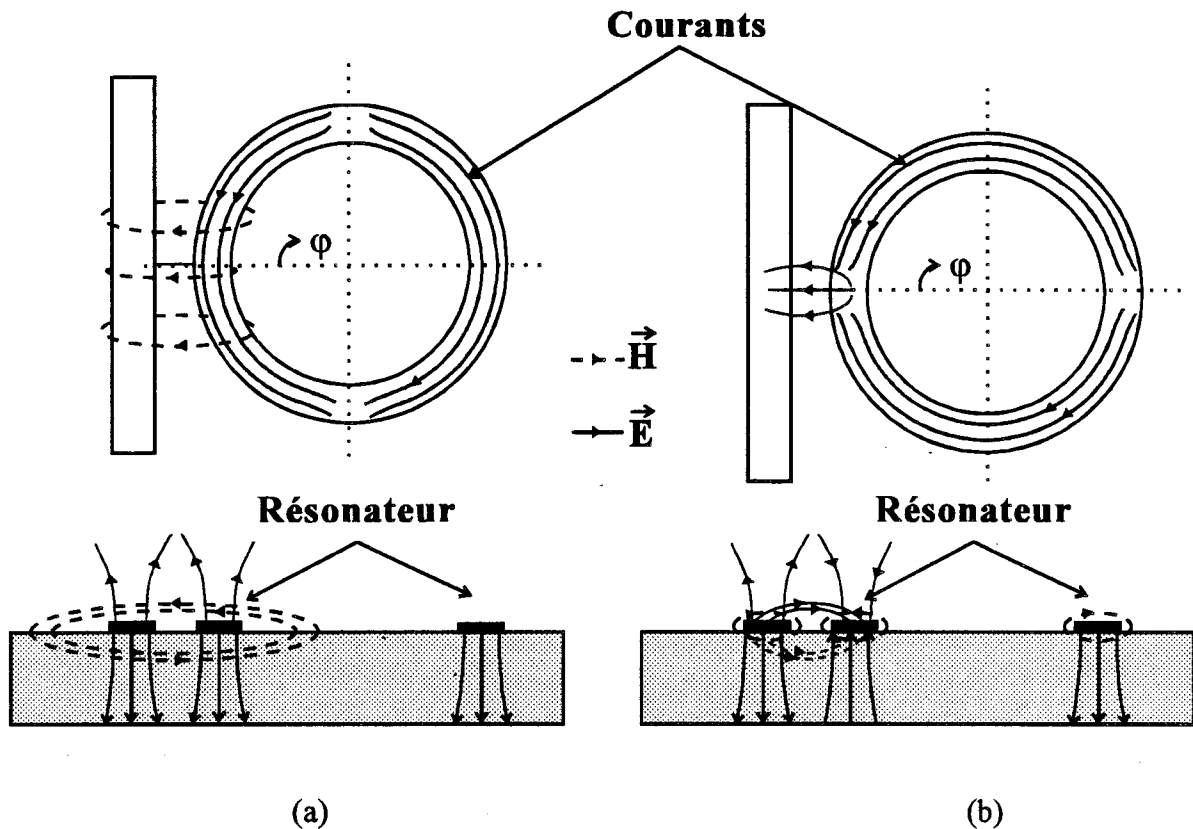


Figure III.17: lignes de courant et de champ E et H pour le mode pair (a) et impair (b)

Deux entailles ont été effectuées sur l'anneau du résonateur YBaCuO/LaAlO<sub>3</sub> précédent, conformément au schéma de la figure III.18. Ces entailles d'environ 80 $\mu\text{m}$  de largeur ont été effectuées au milieu des ergots et parallèlement à la ligne microruban. Ainsi, les lignes de courant électrique du mode impair doivent être coupées, et seul le mode pair pourra résonner dans la structure. La réponse en transmission du résonateur entaillé est donnée figure III.18 pour une température de 45K. On constate qu'avec cette modification, le pic de résonance en basse fréquence est supprimé. La raie composite apparaît maintenant à 12,5GHz, elle est donc attribuée au mode de couplage pair. Le coefficient de réflexion associé à ce mode de résonance a été relevé en fonction de la température, il est présenté figure III.19. D'après cette figure, le coefficient de réflexion est toujours très élevé et constamment supérieur à 0.6, ce qui devrait être suffisant pour assurer les oscillations.

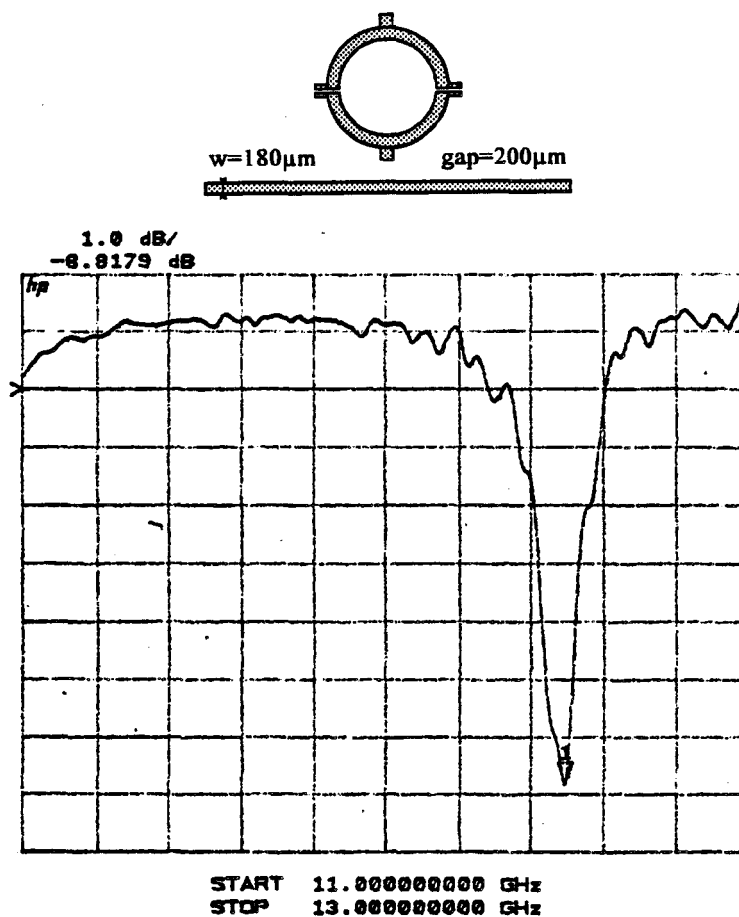


Figure III.18: réponse en transmission du résonateur YBaCuO/LaAlO<sub>3</sub> à 45K avec deux entailles sur l'anneau.

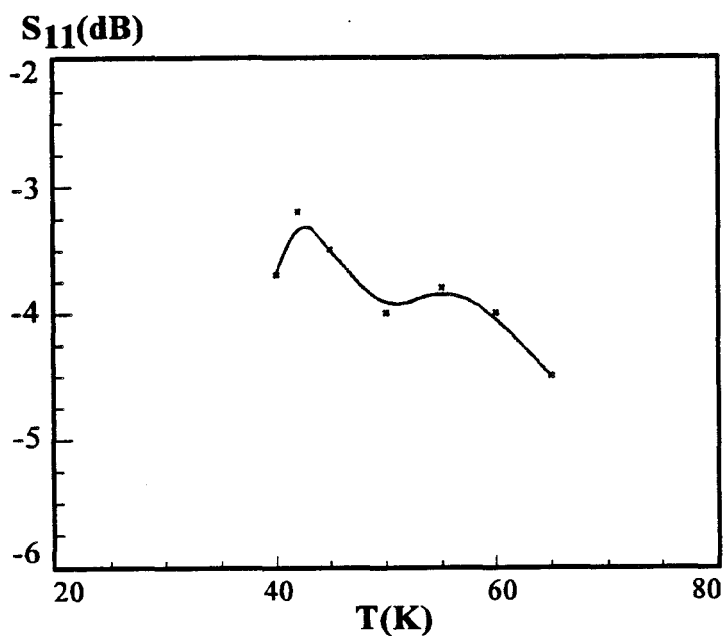


Figure III.19: évolution du coefficient de réflexion présenté par le mode pair

### 2.2. Influence d'une couche de passivation en or:

Les deux méthodes de transplantation du transistor nécessitent le dépôt préliminaire d'une couche d'or sur le film supraconducteur afin d'assurer le contact entre le transistor et le circuit. Cette couche d'or permet ainsi d'assurer la passivation du film YBaCuO. Toutefois, l'effet d'une couche d'or sur les lignes supraconductrices doit être étudié: son influence sur les propriétés micro-ondes du circuit doit être négligeable sinon l'utilisation de lignes supraconductrices perd de son intérêt.

Afin de nous en assurer, nous avons caractérisé deux résonateurs annulaires à couplage adjacent gravé sur un même film supraconducteur YBaCuO. Ce film YBaCuO a été recouvert d'une couche d'or d'épaisseur différente pour chaque résonateur. Ce film a été déposé à l'IMEC et gravé par voie humide à l'IEMN.

Le premier résonateur, noté A, consiste en un film supraconducteur YBaCuO d'épaisseur 300nm déposé sur un substrat LaAlO<sub>3</sub> de 500µm. La couche d'or recouvrant le film YBaCuO a une épaisseur de 300nm. Une attaque chimique a été utilisée pour la gravure de la couche d'or, une seconde attaque a servi à graver le supraconducteur. Les dimensions du résonateur sont les mêmes que celles du paragraphe 2.1.2. Le second résonateur, noté B, est identique au précédent sauf en ce qui concerne l'épaisseur de la couche d'or qui est ici de 50nm. Ces deux résonateurs ont été caractérisés en utilisant le dispositif de mesure présenté au chapitre précédent. Dans les deux cas, l'insert doré de la cellule de mesure a servi de plan de masse. Le calibrage a été effectué à 20K dans les plans des connecteurs de la cellule. Il s'agit d'un calibrage de type réponse fréquentielle en transmission qui autorise le relevé du paramètre de transmission  $S_{21}$  en module et en phase. Les figures III.20 (a) et (b) présentent les évolutions respectives du module de  $S_{21}$  à 20 K pour les résonateurs A et B. On constate tout d'abord que le pic observé dans les deux cas aux environs de 12 GHz est constitué de plusieurs résonances très proches les unes des autres et quasiment confondues qui forment un ainsi un pic d'absorption très large. Lors des mesures les résonances sont apparues à des températures très supérieures à la température critique généralement admise pour un supraconducteur de type YBaCuO. Par exemple la figure III.21 présente le module du paramètre de transmission mesuré à 150 K pour le résonateur A, une raie de résonance apparaît, analogue à celle obtenue à 20K. Pour le



résonateur B, la raie est apparue aux environs de 100K. Le comportement des deux résonateurs est donc dominé par la couche de passivation en or.

L'effet d'une couche d'or sur une ligne microruban supraconductrice a aussi été mis en évidence par des simulations effectuées au Laboratoire dans l'équipe "Electromagnétisme des circuits" par M.Hellal. Ces simulations ont montré que l'atténuation d'une ligne Or/YBaCuO était, quelque soit l'épaisseur de la couche d'or, très supérieure à celle de la ligne supraconductrice simple [71]. Il apparaît donc que le comportement hyperfréquence d'un résonateur gravé sur une structure Or/YBaCuO est largement dominé par la couche d'or. Ceci nous amène donc à rejeter la possibilité de passiver les lignes supraconductrices de l'oscillateur à l'aide d'un dépôt d'or. En ce qui concerne la réalisation technologique des oscillateurs, le dépôt d'or nécessaire à la connexion du transistor sur le circuit ainsi qu'aux contacts d'accès, sera éliminé par lift-off sur les lignes supraconductrices et en particulier sur le résonateur.

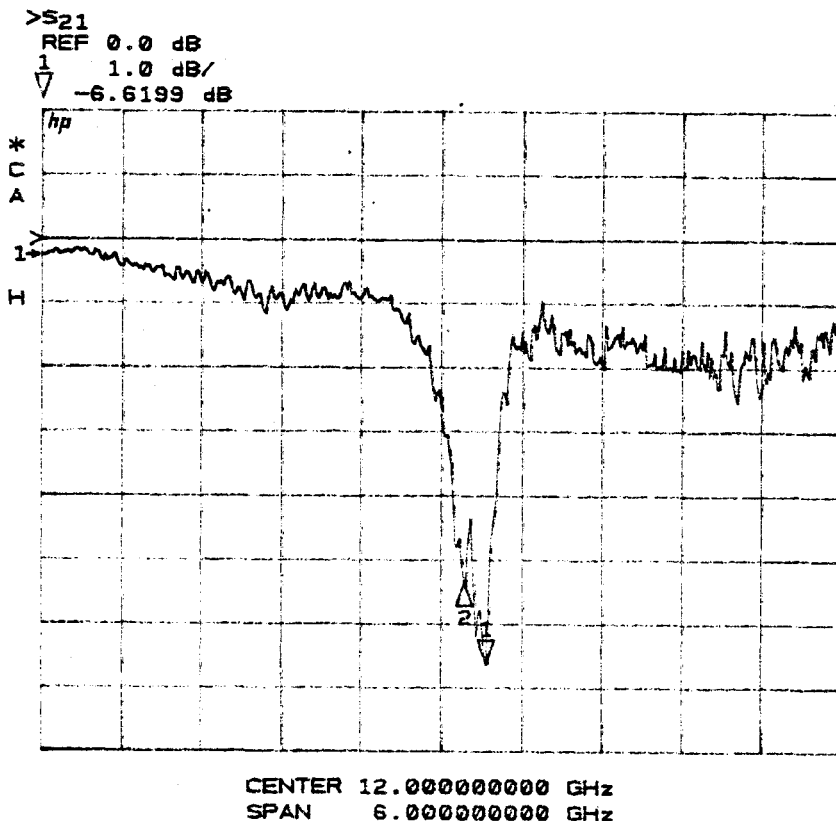


Figure III.20(a):

transmission obtenue à 20K pour le résonateur

A

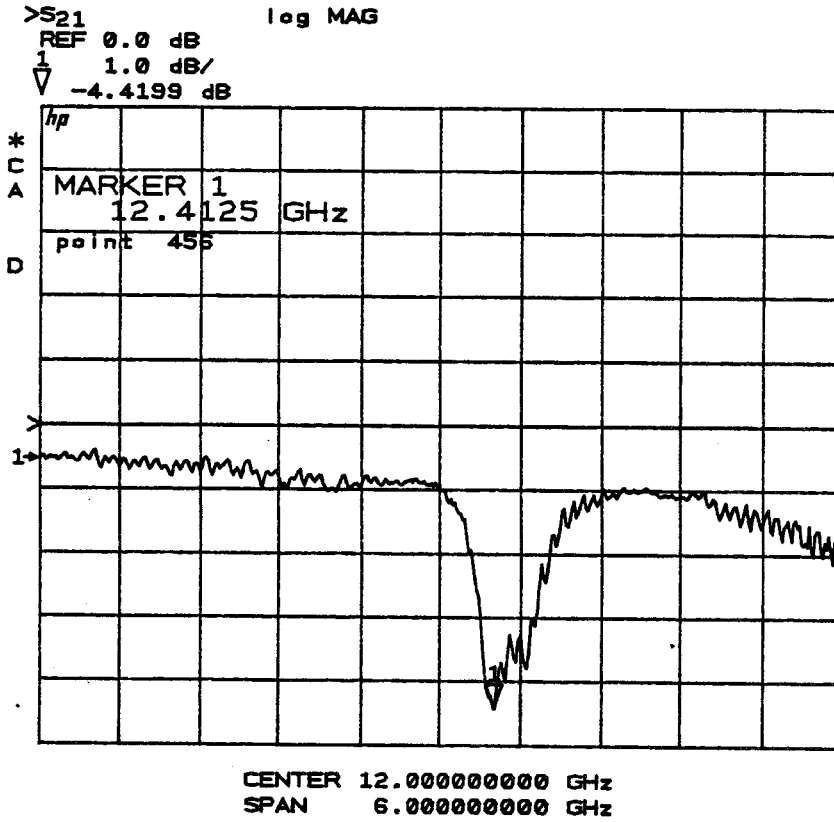


Figure III.20(b):  
transmission obtenue à  
20K pour le résonateur  
B.

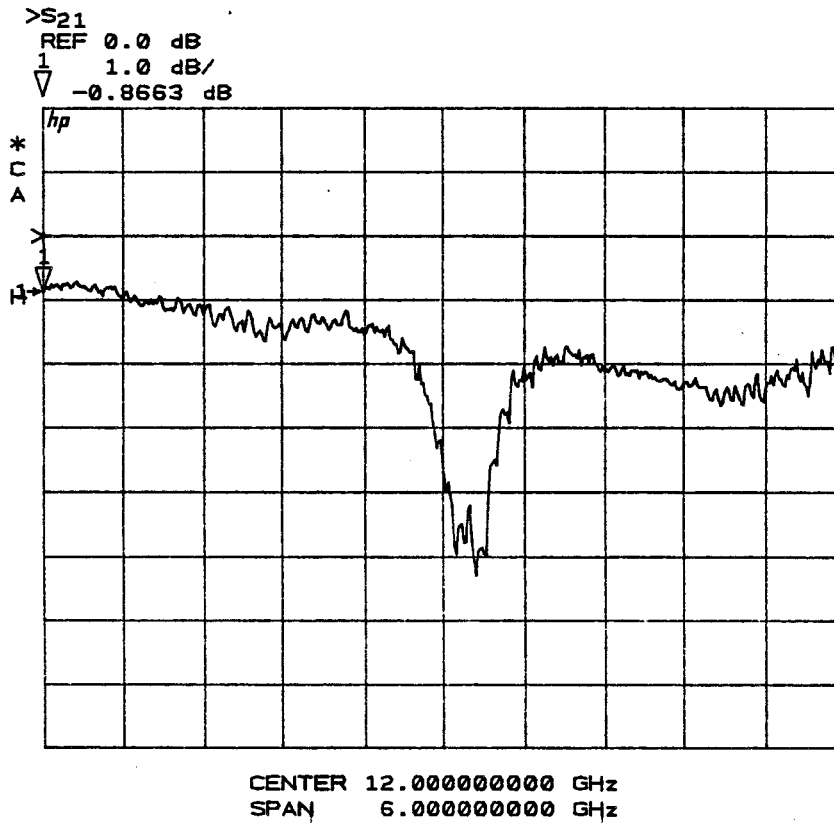


Figure III.21:  
transmission mesurée à  
150K pour le résonateur  
A.

### 3.Caractérisation d'oscillateurs quasi-intégrés

Plusieurs oscillateurs ont été réalisés conformément au schéma de la figure III.6. Les mesures ont été effectuées jusqu'à 20K en utilisant le dispositif présenté sur les figures III.11 et III.12. Deux méthodes de transplantation du transistor ont été étudiées: flip-chip (LETI-CEA, IMEC) et lift-off épitaxial (IMEC).

#### 3.1.Oscillateur flip-chip or

Deux prototypes d'oscillateurs à métallisations d'or ont été réalisés au LETI-CEA dans le but d'établir une référence. Dans les deux cas, les transistors avaient été transplantés selon la technique du flip-chip. Un oscillateur n'a pas pu être testé car les billes d'indium, nécessaires à la connexion du transistor sur le circuit, court-circuitaient totalement le transistor. Pour le second circuit, le transistor avait été dégradé durant l'hybridation car sa jonction grille-source présentait un comportement quasi ohmique. Toutefois ce circuit a fonctionné et le spectre d'oscillation obtenu à la température ambiante est présenté figure III.22 pour les conditions suivantes: plan de masse or sur  $\text{LaAlO}_3$ , polarisation  $V_{gs}=0\text{V}$ ,  $V_{ds}=2.1\text{V}$  et  $I_d=6\text{mA}$ . Dans ces conditions, la fréquence de la raie est de 10,8GHz, la puissance maximale de 4,1dBm. Le bruit de phase est estimé à -94dBc/Hz à 100kHz de la porteuse. Le transistor s'est détruit durant cet essai préliminaire et nous n'avons pas d'indications concernant le comportement en basses températures de cet oscillateur.

#### 3.2.Oscillateur ELO supraconducteur

Pour ce type d'oscillateur, la transplantation du transistor utilise la technique du lift-off épitaxial, résumée figure III.8, étudiée à l'IMEC. Cet oscillateur a été caractérisé à l'aide d'un analyseur de spectre HP 8563.

Il a été réalisé sur un film  $\text{YBaCuO}$  de 300nm déposé sur un substrat  $\text{LaAlO}_3$  de dimension  $12 \times 12 \times 0.5\text{mm}^3$ . La caractérisation préliminaire en statique à 300K de

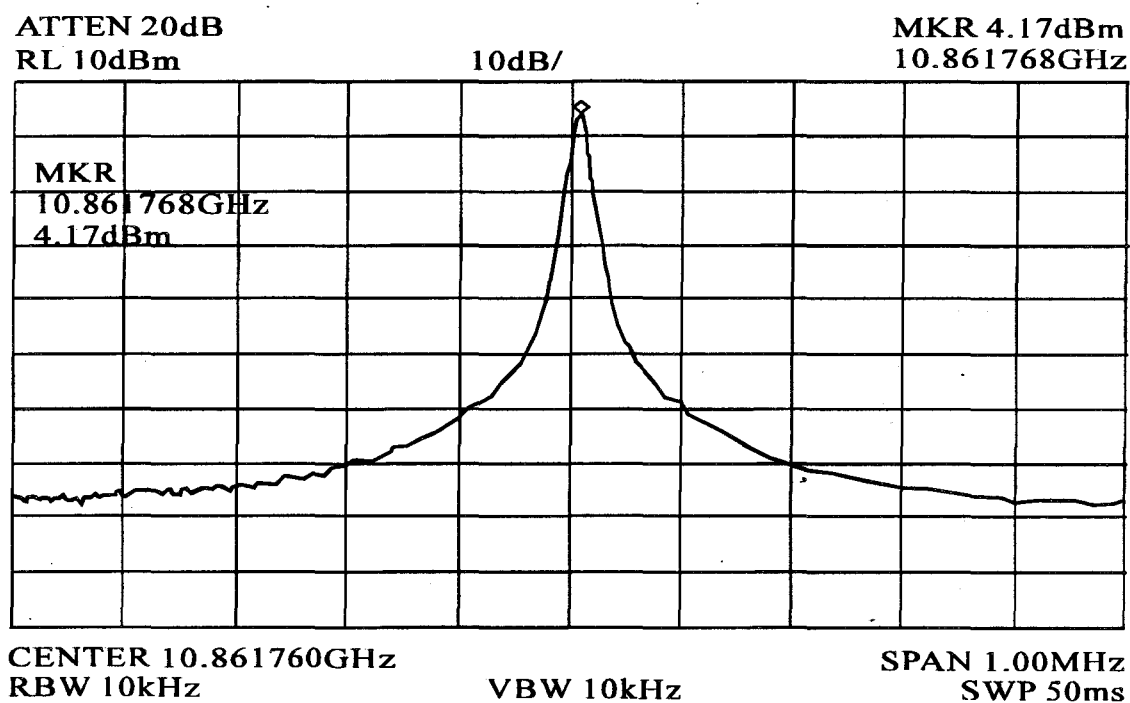


Figure III.22: spectre d'oscillation mesuré à 300K  
pour l'oscillateur flip-chip en or

ce circuit a permis de contrôler le fonctionnement du transistor (voir figure III.23 a et b). Celui-ci a probablement été endommagé car sa jonction grille-source présente un comportement quasi-ohmique. Le pincement n'apparaît pas en raison du courant de fuite sur la grille, mais le courant de drain est tout de même commandé par la tension  $V_{gs}$ . L'oscillateur a pu donc être caractérisé. Le capot doré est situé à environ 1mm du circuit et le recouvre intégralement. Un plan de masse supraconducteur YBaCuO (référence SN319, déposé à l'IMEC) d'épaisseur 300nm est placé sous le circuit, deux bandes d'or latérales assurant la prise de contact de masse par appui mécanique des étriers, comme indiqué figure III.10. Ce plan de masse a été caractérisé en cavité résonante à 35GHz et 72K, nos mesures ont montré qu'il présentait dans ces conditions une résistance carrée de surface  $R_{s\Box}$  de 18m $\Omega$ , valeur inférieure à la résistance du cuivre massif. On peut ramener cette valeur à 12GHz et 72K,  $R_{s\Box}$  vaut alors 2m $\Omega$ .

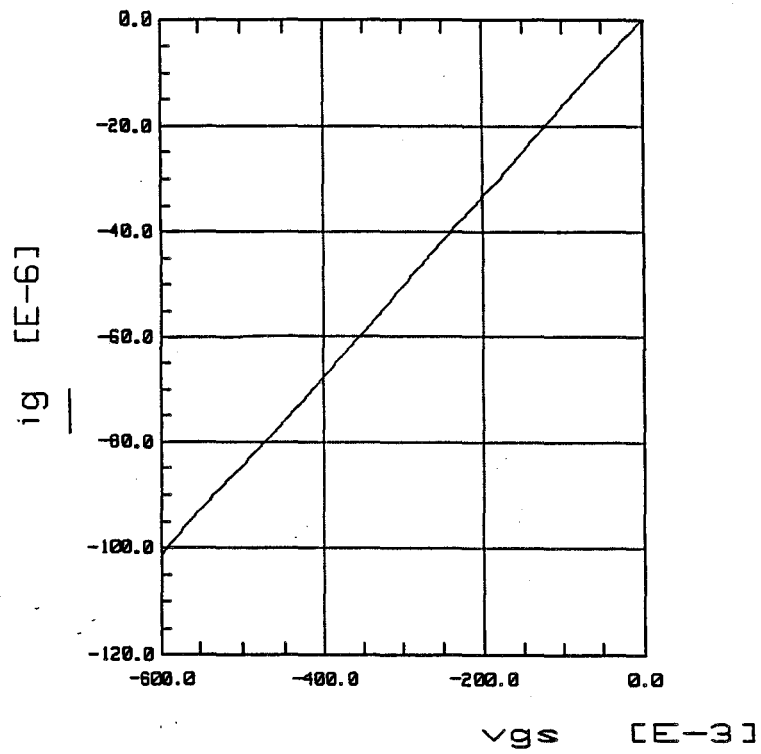
La figure III.24 montrent deux exemples de spectre obtenus avec cet oscillateur pour deux conditions de polarisation différentes:

- figure III.24a, température=70K,  $V_{gs}=0V$ ,  $V_{ds}=1.5V$ ,  $I_d=8mA$ .
- figure III.24b, température=35K,  $V_{gs}=-0.2V$ ,  $V_{ds}=1V$ ,  $I_d=3mA$ .

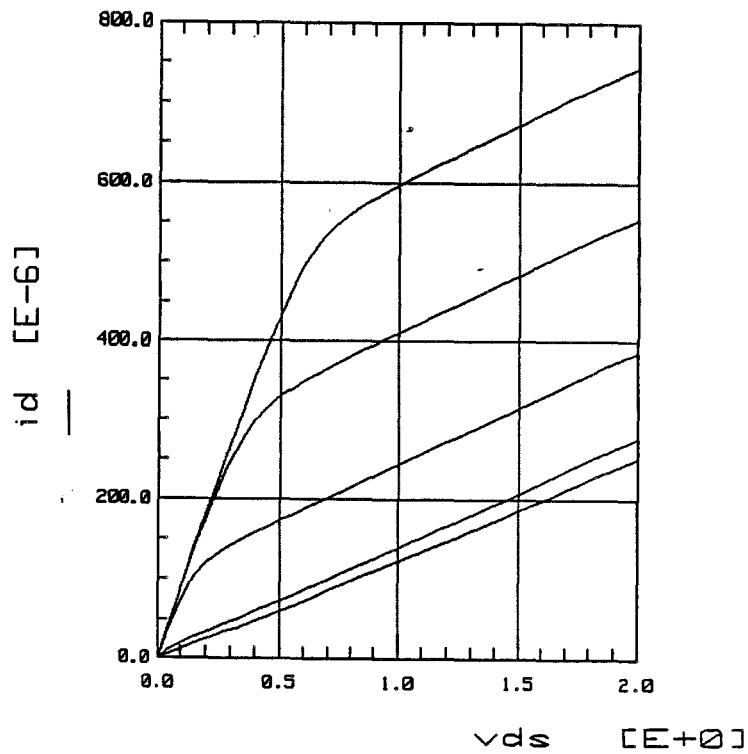
Dans les deux cas, la fréquence d'oscillation est proche de 12GHz.

### 3.2.1. Fréquence d'oscillation

L'évolution de la fréquence d'oscillation en fonction de la température est donnée figure III.25: la raie apparaît pour les températures inférieures à 72K. La fréquence augmente rapidement passant de 11,76GHz à 72K à 11,92GHz à 60K, cette augmentation est liée à l'inductance cinétique du film supraconducteur. On remarque qu'en dessous de 60K la fréquence d'oscillation est stable à 11,92GHz. Si cette courbe montre que les oscillations apparaissent à 72K, il est cependant impossible d'affirmer avec certitude que cette température est la température critique du film. En effet les oscillations apparaissent dès que le coefficient de réflexion du résonateur atteint une valeur suffisante, cette valeur peut être obtenue à une température très inférieure à la température critique du film. La figure III.26 présente à 20K l'évolution de la fréquence d'oscillation pour  $V_{gs}=-0.2V$  en fonction de la polarisation du drain  $V_{ds}$ . On remarque que la polarisation du drain n'a qu'une faible

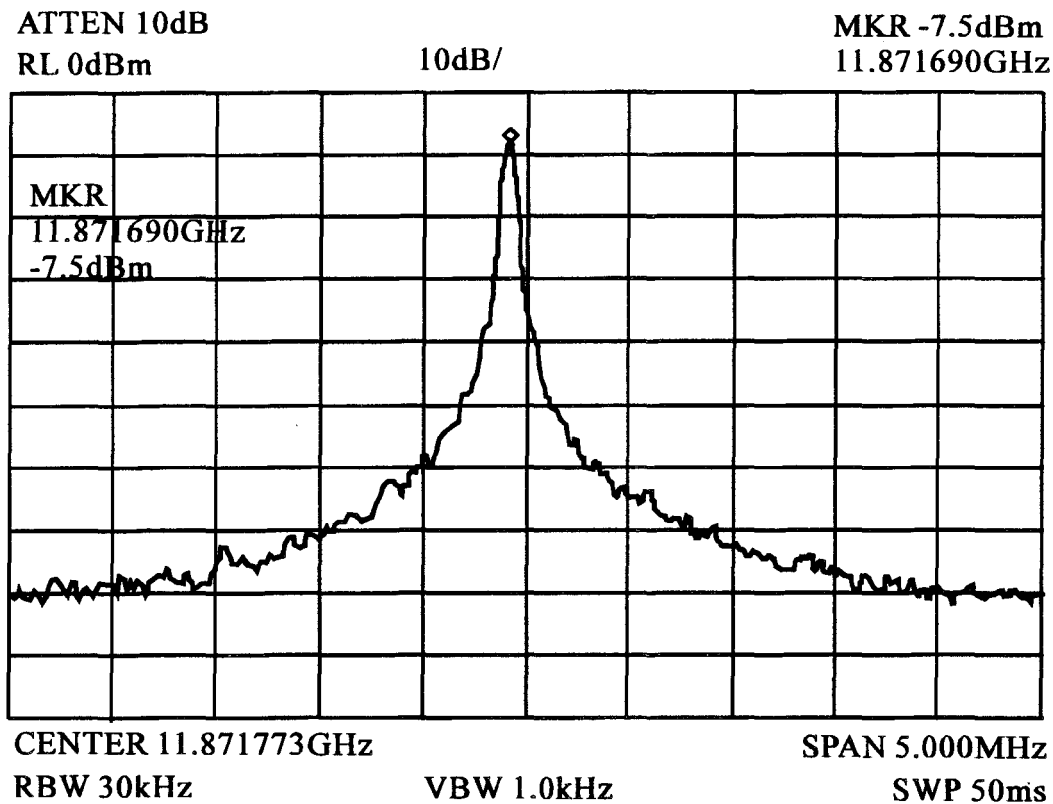


(a)

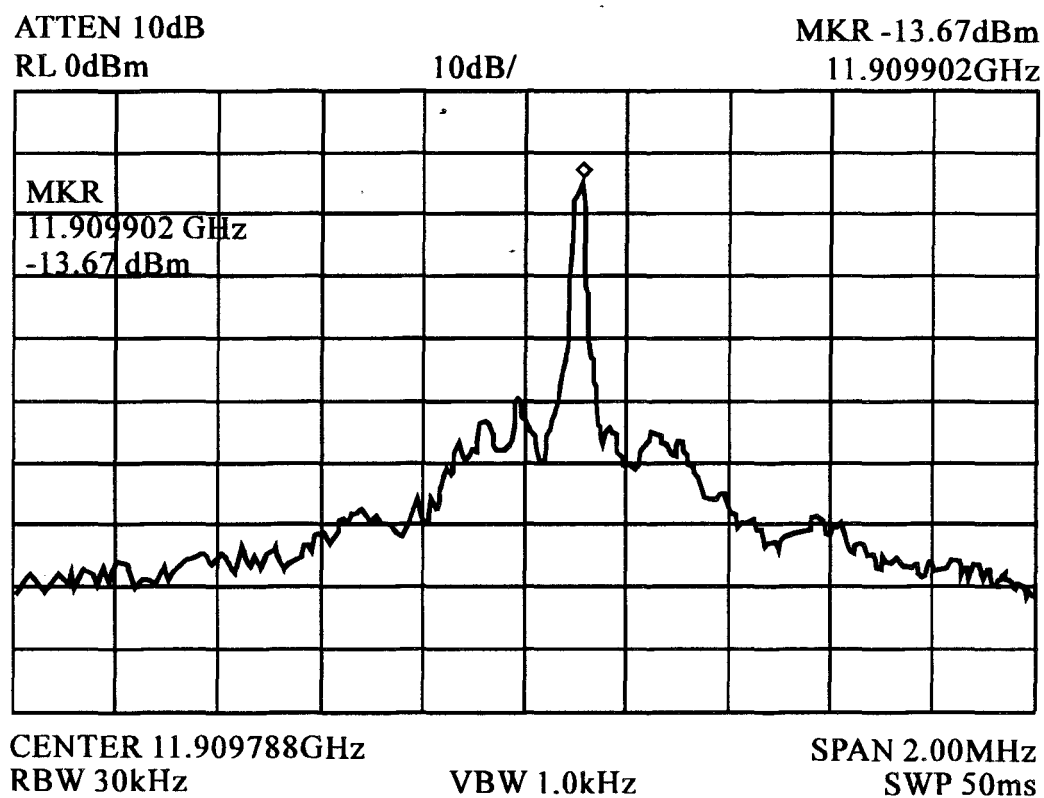


(b)

Figure III.23: caractéristiques statiques à 300K du transistor transplanté par ELO



(a):  $T=70K$ ,  $V_{gs}=0V$ ,  $V_{ds}=1.5V$ ,  $I_d=8mA$



(b):  $T=35K$ ,  $V_{gs}=-0.2V$ ,  $V_{ds}=1V$ ,  $I_d=3mA$

**Figure III.24:** spectres d'oscillations obtenus avec le circuit ELO pour deux conditions de mesure différentes.

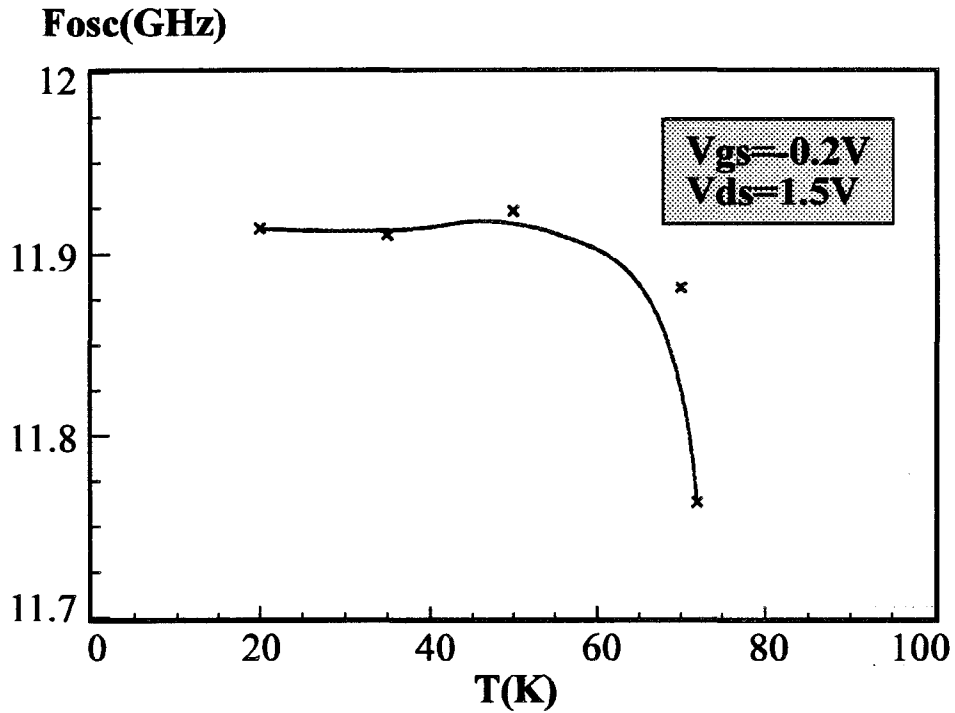


Figure III.25: évolution de la fréquence d'oscillation de l'oscillateur ELO pour  $V_{gs} = -0.2V$  et  $V_{ds} = 1.5V$  en fonction de la température.

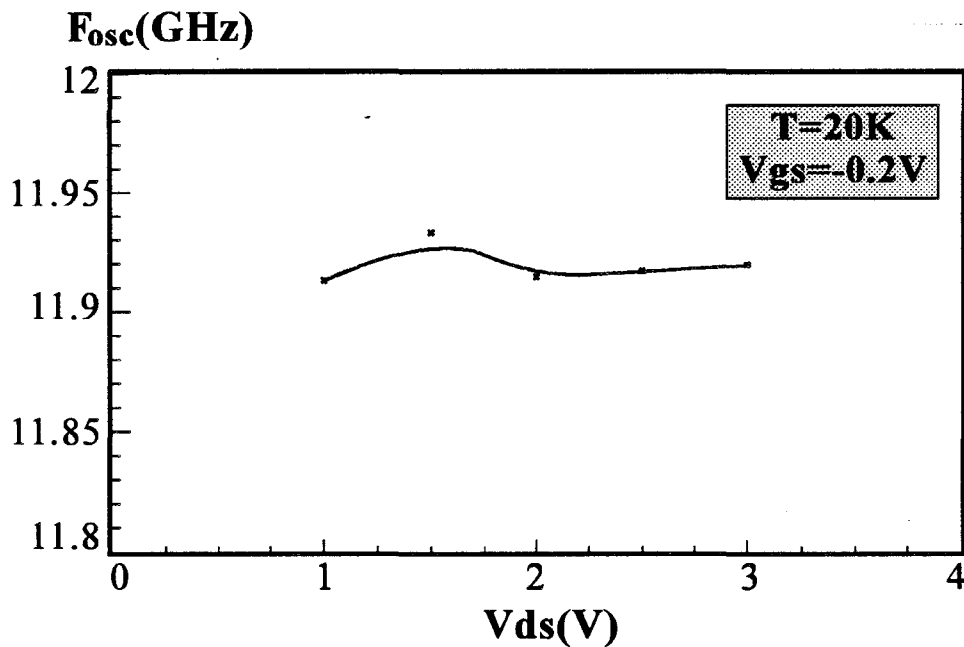


Figure III.26: évolution de la fréquence d'oscillation de l'oscillateur ELO pour  $T = 20K$  et  $V_{gs} = -0.2V$



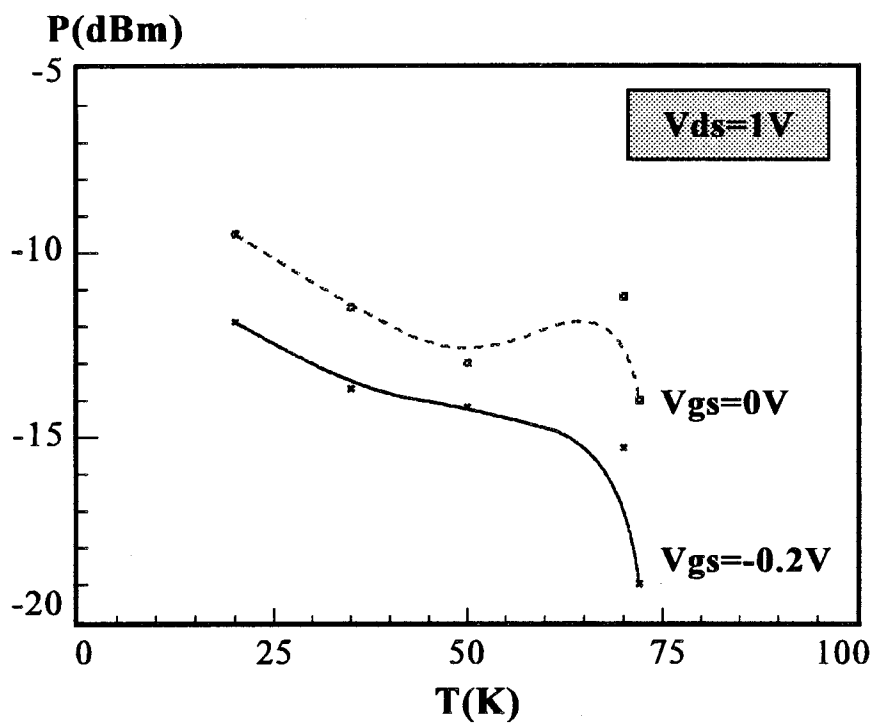
influence sur la fréquence de l'oscillateur. De la même façon, les mesures ont montré qu'une augmentation de  $V_{gs}$  de  $-0.2V$  à  $0V$  entraîne une diminution de la fréquence ne dépassant pas  $20MHz$ , quelque soit la température et la polarisation du drain.

### 3.2.2. Puissance de sortie\_Bruit de phase

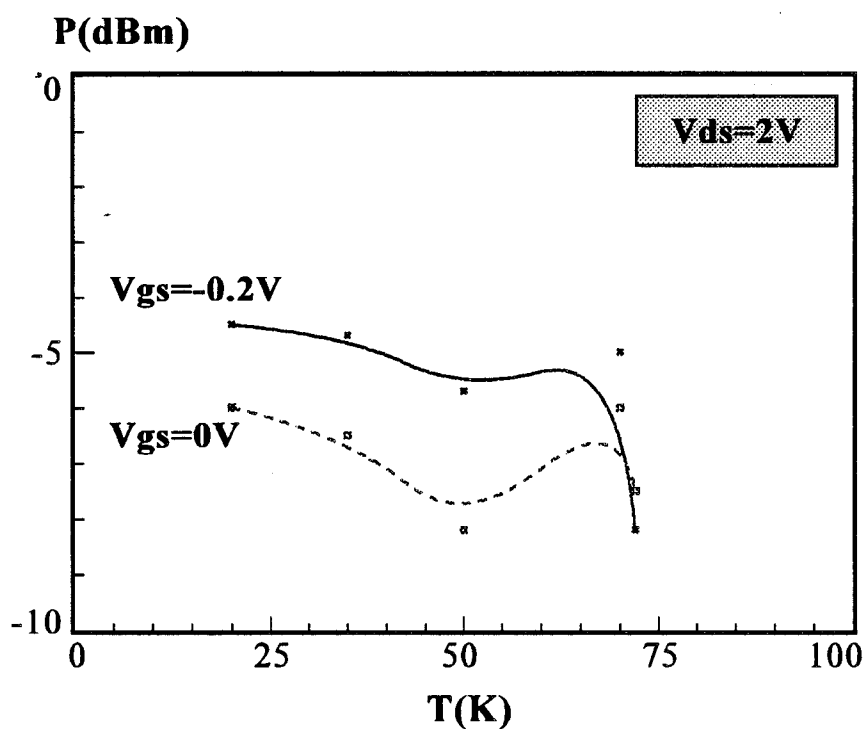
A partir des relevés du spectre d'oscillation, la puissance maximale  $P$  mesurée par l'analyseur de spectre et le bruit de phase  $\mathcal{L}$  à  $100kHz$  de la porteuse sont accessibles. Ces grandeurs ont été mesurées en fonction de la température et pour différentes polarisations du transistor. Les figures III.27 (a) et (b) présentent les évolutions en fonction de la température de la puissance maximale  $P$  pour différentes polarisations de grille et de drain. Les figures III.28 (a) et (b) montrent, dans les mêmes conditions de mesure, les évolutions du bruit de phase mesuré  $\mathcal{L}$  à  $100kHz$  de la porteuse. Ces quatre courbes montrent que les variations avec la température de la puissance de sortie et du bruit de phase sont plus marquées lorsque la tension  $V_{ds}$  est faible. Ainsi lorsque  $V_{ds}$  augmente, par exemple quand  $V_{ds}$  passe de  $1V$  à  $2V$ , les performances de l'oscillateur sont moins sensibles aux variations de température. Bien qu'endommagée la grille du transistor semble avoir une influence sur le bruit de phase: une diminution de  $V_{gs}$  de  $0V$  à  $-0.2V$  entraîne une amélioration d'environ  $10dBc/Hz$  du bruit de phase.

Les courbes III.29 (a) et (b) donnent respectivement les évolutions, en fonction de la polarisation de drain, de la puissance de sortie et du bruit de phase à  $100kHz$  mesurés à la température de  $50K$ . L'influence de la polarisation de grille semble plus bénéfique sur le bruit de phase que sur la puissance de sortie. On constate aussi que la tension de drain  $V_{ds}$  a des effets contraires sur le bruit de phase et sur la puissance: une puissance de sortie plus élevée nécessite une tension  $V_{ds}$  importante, à l'inverse les meilleurs bruits de phase sont obtenus pour  $V_{ds}$  faible.

Les bruits de phase les plus faibles, de l'ordre de  $-90dBc/Hz$  à  $100kHz$  de la porteuse, ont été mesurés à  $20K$  pour  $V_{gs}=-0.2V$ . La puissance de sortie mesurée par l'analyseur de spectre n'excède pas  $-4dBm$ . L'atténuation des câbles entre la cellule de mesure et l'analyseur de spectre a été mesurée, à la température ambiante elle vaut  $3.6dB$ . Ceci permet d'extrapoler la valeur de la puissance de sortie de l'oscillateur, au maximum elle est donc d'environ  $0dBm$ , soit  $1mW$  sur une charge  $50\Omega$ .

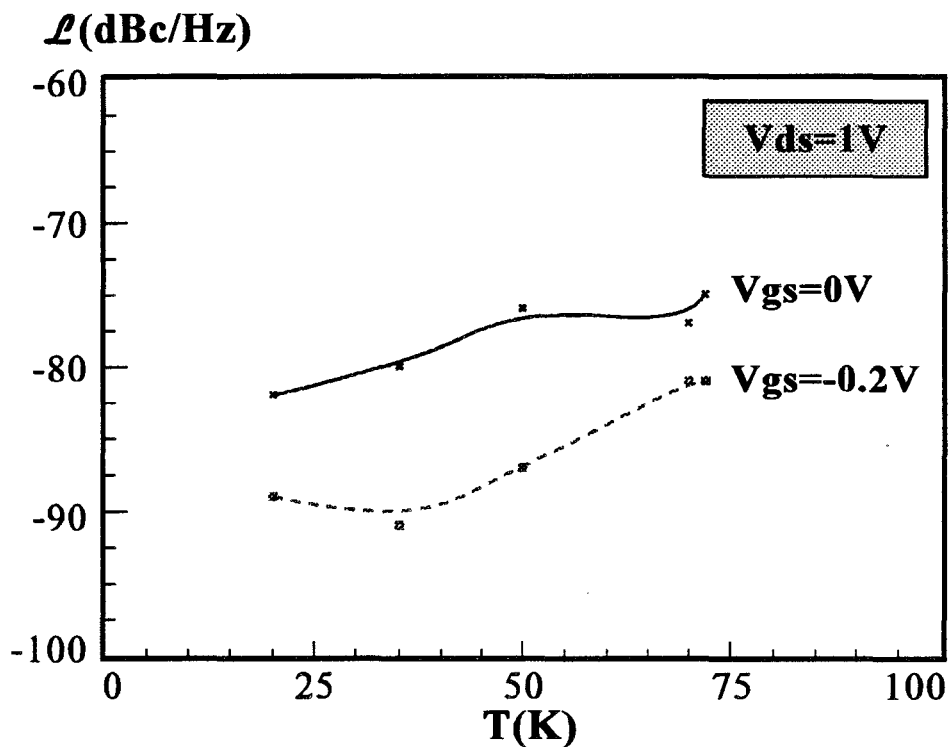


(a)

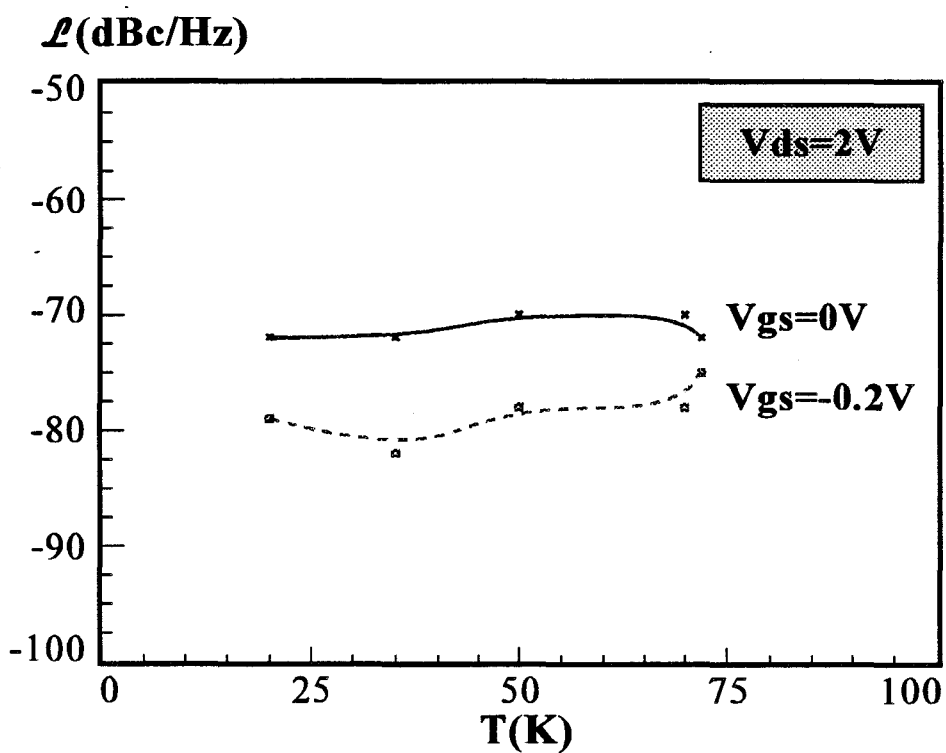


(b)

Figure III.27: évolution de la puissance maximale en fonction de la température et de la polarisation pour l'oscillateur ELO.

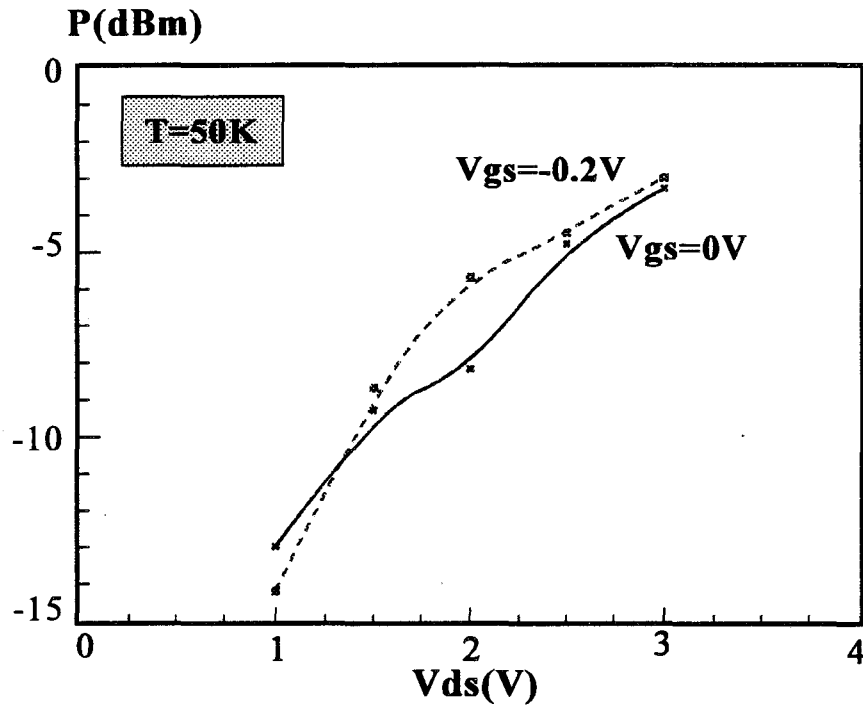


(a)

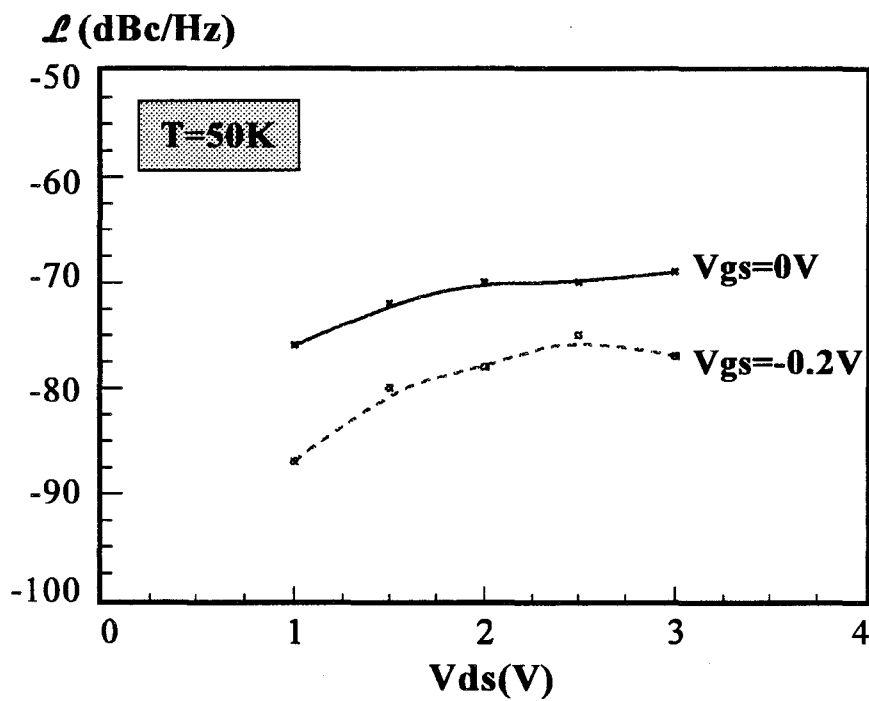


(b)

Figure III.28: évolutions du bruit de phase à 100kHz en fonction de la température et de la polarisation pour l'oscillateur ELO



(a)



(b)

Figure III.29: évolutions à 50K de la puissance et du bruit de phase à 100KHz pour l'oscillateur ELO

### 3.3. Oscillateur flip-chip supraconducteur

Pour cet oscillateur, la transplantation du transistor a été menée à l'IMEC suivant la technique du flip-chip. Toutefois les billes d'indium sont ici remplacées par des contacts de colle chargées à l'argent. Le film YBaCuO a une épaisseur de 300nm et les dimensions du substrat LaAlO<sub>3</sub> sont 12x12x0.5mm<sup>3</sup>. Le plan de masse consiste en un film supraconducteur de 300nm sur substrat LaAlO<sub>3</sub> de 500µm. Cet oscillateur a été caractérisé en utilisant le même matériel que le précédent (capot à 1mm du circuit...).

La figure III.30 présente le spectre d'oscillations obtenu à 23K pour la polarisation suivante:  $V_{gs}=0.2V$ ,  $V_{ds}=1.5V$  et  $I_d=12.6mA$ . Dans ces conditions, la fréquence de la raie est très proche de 12GHz.

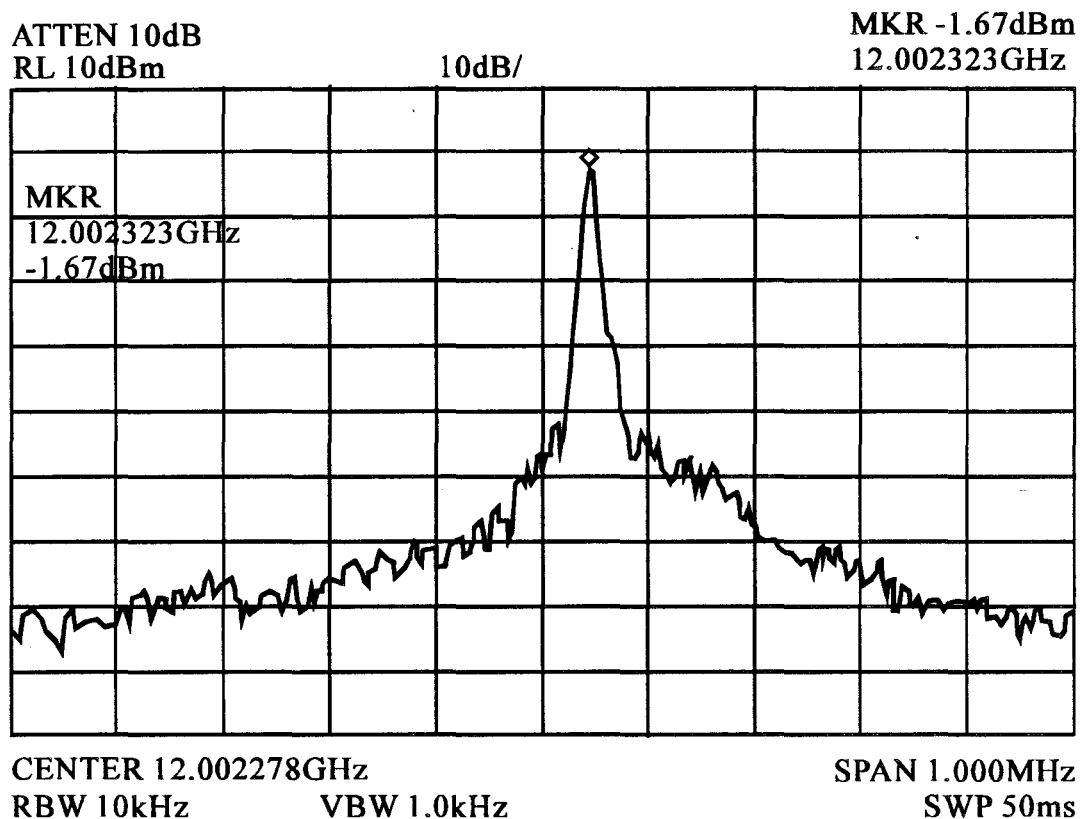


Figure III.30: spectre d'oscillation de l'oscillateur flip-chip obtenu à 23K  
pour  $V_{gs}=0.2V$  et  $V_{ds}=1.5V$

Cet oscillateur fonctionne pour une tension grille-source  $V_{gs}$  de 0.2V; en dessous de cette valeur le courant de drain diminue et devient trop faible pour qu'une puissance microonde soit générée. Lorsque  $V_{gs}$  est supérieure à 0.2V, un courant de grille important apparaît et les raies d'oscillations deviennent très instables. Dans ces conditions l'étude de l'influence de la polarisation de grille n'a pu être menée; la tension  $V_{ds}$  a été fixée à 1.5V puis 2V et les mesures de puissance de sortie maximale mesurée ainsi que de bruit de phase ont été effectuées de 23K à 60K.

Les figures III.31 (a) et (b) présentent respectivement la puissance de sortie maximale  $P$  mesurée à l'analyseur de spectre et le bruit de phase  $\mathcal{L}$  à 100kHz de la porteuse, mesurés en fonction de la température pour deux polarisations différentes du drain. Sur ces courbes il n'apparaît pas d'améliorations du bruit de phase de l'oscillateur quand la température décroît. Par contre la puissance maximale augmente d'environ 2dBm entre 60K et 23K, ceci pour les deux polarisations de drain utilisées. La tension de drain  $V_{ds}$  a une influence plus sensible sur la puissance maximale que sur le bruit de phase, tout comme ce qui avait été observé pour l'oscillateur ELO. Avec cet oscillateur, le bruit de phase le plus faible est de -95dBc/Hz à 100kHz de la raie, la puissance maximale mesurée ne dépassant pas -0.5dBm, et donc la puissance maximale de sortie de l'oscillateur est d'environ 3dBm. Ces valeurs sont un peu supérieures à celles obtenues avec l'oscillateur ELO.

La figure III.32 présente l'évolution du courant de drain en fonction de la température pour  $V_{gs}=0.2V$  et  $V_{ds}=2V$ .

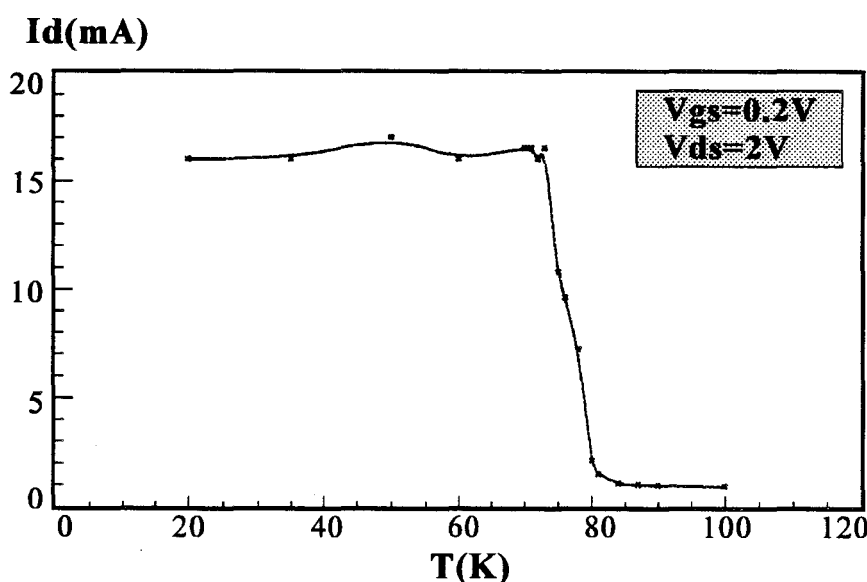


Figure III.32: évolution du courant de drain  $I_d$  en fonction de la température.

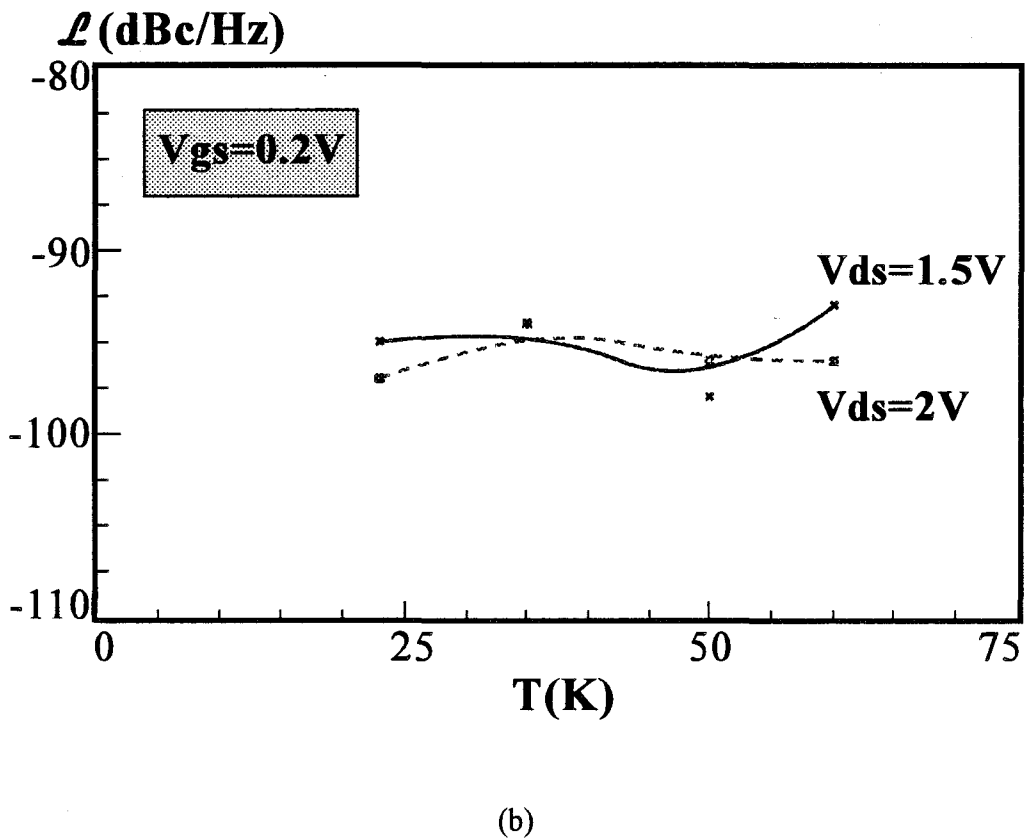
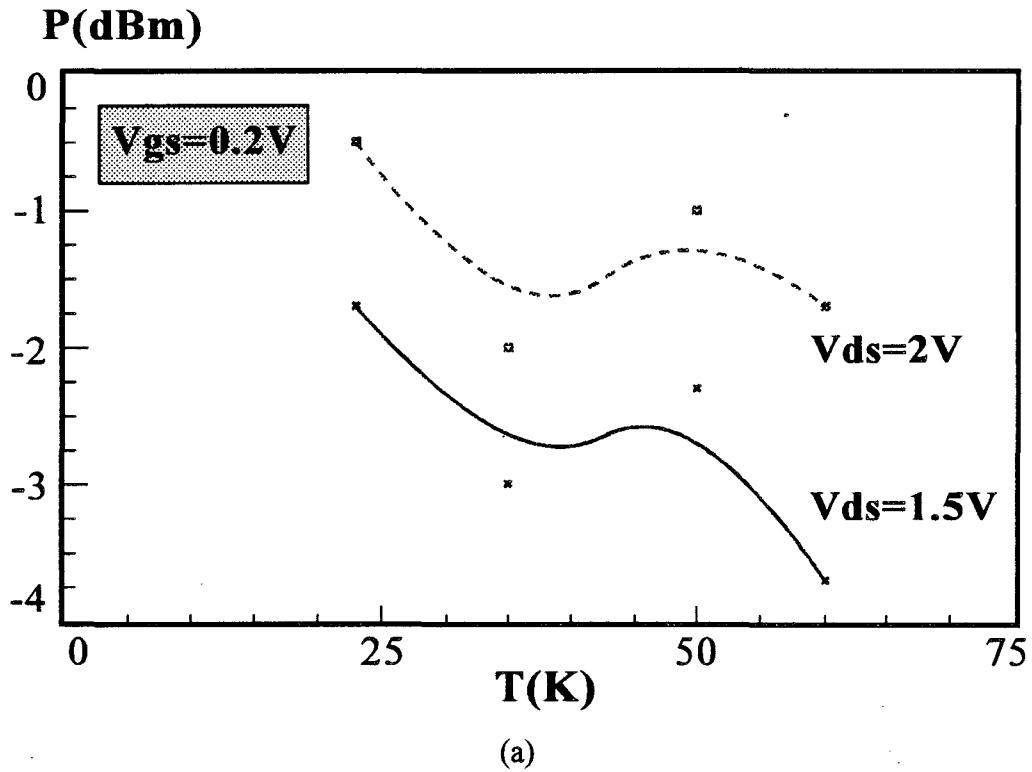


Figure III.31: évolutions de la puissance et du bruit de phase pour deux polarisations de l'oscillateur flip-chip supraconducteur.

On constate que le courant de drain  $I_d$  est inférieur à 1mA jusqu'à la température de 84K, température à partir de laquelle il augmente sensiblement. Il atteint 16mA à 72K et reste stable à cette valeur pour les températures plus basses. Ceci met tout d'abord en évidence la transition supraconductrice du film YBaCuO gravé. De plus, nos mesures ont montré que les oscillations apparaissaient pour une température d'environ 72K nettement inférieure au début de la transition supraconductrice qui se situe à 84K. Cette transition s'étale sur plus de 10K, elle est donc très large et ceci semble indiquer que le film YBaCuO s'est dégradé pendant le processus technologique.

#### 4. Conclusion

Les deux types d'oscillateurs à supraconducteurs réalisés fonctionnent à des températures proches de celle de l'azote liquide. Leurs performances en termes de puissance et de bruit de phase sont très semblables, mais nous n'avons pas relevé d'amélioration notable par rapport à l'oscillateur en or testé à la température ambiante. Diverses hypothèses peuvent être avancées pour expliquer ce constat, les trois principales sont les suivantes:

-Le processus aboutissant à la réalisation des circuits est long et nécessite de nombreuses étapes. Les couches supraconductrices subissent de nombreux traitements: gravure, dépôts des contacts d'or, lift-off... On ne peut donc pas négliger une possible dégradation de la qualité des films supraconducteurs, notamment durant la gravure.

-Les techniques de transplantation sont délicates à mettre en oeuvre sans endommager le transistor: en effet le processus d'hybridation a souvent endommagé ou fragilisé la grille de nos transistors. Il est possible que les dommages occasionnés aux transistors limitent les performances de nos circuits.

-Le type de résonateur utilisé rend possible l'apparition de deux pics de résonance très proches l'un de l'autre mais d'allures sensiblement différentes. Nos oscillateurs n'ont présenté qu'une seule raie au cours des mesures, il apparaît donc qu'un des deux pics de résonance présente un coefficient de réflexion insuffisant pour entretenir les oscillations. Les caractérisations de résonateurs annulaires à couplage adjacent ont



montré que le mode de résonance couplé magnétiquement à la ligne présente un coefficient de réflexion élevé et un coefficient de qualité modeste. Le mode de résonance couplé électriquement présente les caractéristiques inverses. Nos oscillateurs semblent donc fonctionner sur le mode de résonance couplé magnétiquement à la ligne. Une modification du schéma des résonateurs ainsi qu'une optimisation du gap devrait permettre de privilégier le mode de résonance à couplage électrique et d'en augmenter le coefficient de réflexion. Un oscillateur utilisant un tel résonateur pourrait être envisagé, sans toutefois changer radicalement notre structure.

Finalement, nos mesures ont montré la validité de notre démarche consistant à intégrer le composant actif sur le circuit passif supraconducteur. En effet, des essais préliminaires effectués par D.Chauvel et coll [72] avec des oscillateurs réalisés sur deux substrats séparés ont donné des résultats assez proches des nôtres. Dans ce cas, le transistor était monté sur un rail et connecté d'une part à un réseau d'adaptation en or sur alumine et d'autre part à un résonateur annulaire supraconducteur ou métallique. Le meilleur bruit de phase mesuré à 78K avec un résonateur annulaire gravé sur un film YBaCuO déposé sur MgO, était de l'ordre de  $-75\text{dBc/Hz}$  à 10kHz de la porteuse et représentait une amélioration de  $8\text{dBc/Hz}$  par rapport au même circuit utilisant un résonateur en or. A 100kHz, le bruit de phase de cet oscillateur était de l'ordre de  $-90\text{dBc/Hz}$ , donc tout à fait comparable à ceux obtenus avec les oscillateurs quasi-intégrés.

# *Conclusion*

## CONCLUSION

L'objectif de ce travail était double: d'une part mettre au point une méthode de caractérisation non destructrice des matériaux supraconducteurs, d'autre part réaliser et caractériser un oscillateur microonde associant supraconducteur et semi-conducteur.

L'activité croissante au Laboratoire concernant la réalisation de circuits supraconducteurs nous a amené à développer une technique de mesure de l'impédance de surface des matériaux supraconducteurs à haute température critique permettant des mesures de routine, simples et rapides, avec une précision raisonnable. Plusieurs méthodes répondent à ce besoin et nous avons étudié la technique de remplacement de paroi d'une cavité résonante métallique. Pour garder à cette méthode sa simplicité de mise en oeuvre, nous nous sommes limités à la mesure de la résistance carrée de surface des films SHTC. Nous avons retenu le mode de résonance  $TE_{011}$  d'une cavité cylindrique ou conique en raison de sa carte des champs particulièrement simple et des coefficients de qualité élevés qu'il induit. Durant notre étude, nous nous sommes tout particulièrement attachés à réduire le nombre de paramètres régissant les mesures (dégénérescence des modes, calibrage, position de l'échantillon, couplage...). Nous nous sommes aperçus que, compte tenu des dimensions des films caractérisés, le choix de la fréquence de résonance permet d'aboutir avec plus ou moins de facilité à la résistance carrée de surface. Finalement, la réalisation et l'utilisation d'une cavité conique résonant à 35GHz nous semble être un bon compromis entre sensibilité et facilité de mise en oeuvre. Cette cavité permet aussi de changer la configuration de mesure en fonction de la taille de

l'échantillon. Nous avons montré avec l'échantillon DO156 qu'il est possible de mesurer à 35GHz des résistances carrées jusqu'à  $12\text{m}\Omega$ , soit trois fois plus faibles que le cuivre massif à 35GHz et 78K, avec une incertitude de  $\pm 15\%$ . Nous avons également mis en évidence le pic de l'inductance cinétique d'un film mince supraconducteur (échantillons F240, DO156), toutefois la détermination de la profondeur de pénétration de London  $\lambda_{L0}$  sortait du cadre de notre travail car elle imposait des contraintes très strictes quant à l'utilisation de la cavité et augmentait sensiblement la complexité du dispositif de mesure. Le prolongement de ce travail consistera essentiellement à augmenter la gamme de température de mesure en utilisant un cryogénérateur comme dispositif cryogénique. Quelques améliorations pourront aussi être apportées à la méthode de mesure notamment un couplage par guide d'ondes, un calibrage plus complet...

La deuxième partie de ce travail consistait en la réalisation et la caractérisation d'un oscillateur microondes à 12GHz associant sur le même substrat des lignes supraconductrices et un composant actif de type HEMT. L'étude théorique a consisté à retenir une configuration optimale de l'oscillateur garantissant une grande souplesse de démarrage des oscillations. Une étude expérimentale antérieure avait permis de choisir le résonateur annulaire à couplage adjacent et chargé par  $50\Omega$  afin d'éviter de provoquer des oscillations parasites. Une étude expérimentale de ces résonateurs a été menée afin d'éclaircir le phénomène de double résonance. Une méthode permettant de supprimer ce phénomène a été validée expérimentalement. Les inconvénients liés à une passivation or des lignes supraconductrices, envisagée dans le cadre de la réalisation des oscillateurs afin de protéger le film SHTC, ont été mis en évidence lors de mesures sur des résonateurs Or/YBaCuO; nos résultats sont confortés par des simulations effectuées au Laboratoire dans l'équipe "Electromagnétisme des circuits". Finalement la caractérisation de trois oscillateurs quasi-intégrés a été effectuée: un oscillateur de référence a été gravé sur une couche d'or et la technique du flip-chip a été employée pour la transplantation du transistor, les deux suivants sont des oscillateurs supraconducteurs dont les transistors ont été transplantés soit par flip-chip soit par lift-off épitaxial. Les prototypes d'oscillateurs quasi-intégrés ont fonctionné comme prévu à une fréquence proche de 12GHz. Ils ont montré une grande souplesse de fonctionnement et une grande robustesse (nombreux cycles thermiques sans dégradation notable des performances). Les performances en terme

de puissance et de bruit de phase sont très proches pour les deux oscillateurs supraconducteurs, mais elles n'excèdent pas celles de l'oscillateur réalisé sur or. Notre étude nous a permis d'identifier trois causes principales à la limitation des performances de nos circuits. La transplantation du transistor sur les lignes supraconductrices s'est révélée être un facteur très important: les dommages subies par les grilles des transistors durant la transplantation sont une première cause de limitation. Le processus technologique de réalisation des oscillateurs (par exemple la gravure) peut avoir dégradé les caractéristiques des films supraconducteurs. Le phénomène de double résonance peut aussi être un facteur de limitation du bruit de phase. Les deux résonances observées aux environs de 12GHz pour le résonateur annulaire couplé par adjacence à une ligne microruban ont des allures très différentes, en particulier le coefficient de qualité du mode pair est très modeste dans toute la gamme de température. Il est possible que nos oscillateurs aient fonctionné sur ce mode. Si cette hypothèse est exacte, une légère modification de la structure de nos circuits, privilégiant le mode impair au coefficient de qualité plus élevé, est envisageable.

Toutefois, nos prototypes ont validé notre démarche consistant à miniaturiser un oscillateur grâce à l'emploi de lignes supraconductrices et à la transplantation du transistor. Si les potentialités d'améliorations des performances de nos circuits restent élevées, nos prototypes ont contribué à valider le concept d'électronique supraconductrice.

# *Annexes*

## ANNEXE A: Cavité cylindrique

L'établissement des expressions des composantes de  $\mathbf{E}$  et de  $\mathbf{H}$  se fait à partir de l'équation de propagation (A1), adaptée au système de coordonnées cylindriques de la figure 1 elle devient (A2)

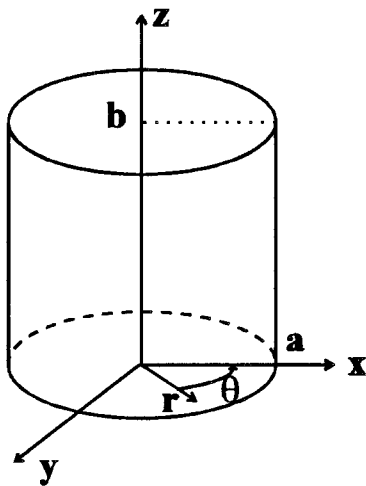


Figure 1

$$\left[ \nabla^2 + \omega^2 \varepsilon \mu \right] \begin{Bmatrix} \vec{\mathbf{E}} \\ \vec{\mathbf{H}} \end{Bmatrix} = \mathbf{0} \quad (\text{eq A1})$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + k^2 \right) \begin{Bmatrix} \vec{\mathbf{E}} \\ \vec{\mathbf{H}} \end{Bmatrix} = \mathbf{0} \quad (\text{eq A2})$$

avec  $k^2 = \omega^2 \varepsilon \mu$

Une onde électromagnétique satisfaisant l'équation de propagation dans une cavité métallique doit aussi répondre aux conditions aux limites suivantes:

-le champ magnétique normal à une surface conductrice est nul sur cette surface:

$$H_{\text{norm}} = 0 \text{ à l'interface (eq A3)}$$

-le champ magnétique tangent à une surface conductrice est maxima ( $\mathbf{n}$  est une normale à la surface conductrice)

$$\frac{\partial \mathbf{H}_{\text{tan}}}{\partial \mathbf{n}} = \mathbf{0} \quad (\text{eq A4})$$

-le champ électrique tangent à une surface conductrice est nul sur cette surface:

$$E_{\text{tan}} = 0 \quad (\text{eq A5})$$

En séparant les variables, l'équation de propagation aboutit à trois équations distinctes, à chacune de ces équations correspond une fonction:

$$\left( \frac{d^2}{d\theta^2} + m^2 \right) \Psi(\theta) = 0 \quad (\text{eq A6})$$

$$\left( \frac{d^2}{dz^2} + k_z^2 \right) Z(z) = 0 \quad (\text{eq A7})$$

$$\left( \frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} + \left( k_c^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) \right) R(r) = 0 \quad (\text{eq A8})$$

où  $m$  est un nombre entier et  $k_z$  et  $k_c$  sont les nombres d'ondes longitudinaux et transversaux respectivement, ils vérifient:  $k_z^2 + k_c^2 = k^2$  (eq A9). Les composantes longitudinales s'écrivent:

$$\begin{Bmatrix} E_z \\ H_z \end{Bmatrix} = \Psi(\theta) R(r) Z(z) \quad (\text{eq A10})$$

Les relations liant toutes les composantes transverses à  $E_z$  et  $H_z$  sont:

$$H_r = \frac{j\omega\varepsilon}{k_c^2 r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - j \frac{k_z}{k_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial r} \quad (\text{eq A11})$$

$$H_\theta = -\frac{j\omega\varepsilon}{k_c^2} \frac{\partial E_z}{\partial r} - j \frac{k_z}{k_c^2 r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \quad (\text{eq A12})$$

$$E_r = -j \frac{k_z}{k_c^2} \frac{\partial E_z}{\partial r} - j \frac{\omega\mu}{k_c^2 r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \quad (\text{eq A13})$$

$$E_\theta = -\frac{jk_z}{k_c^2 r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} + j \frac{\omega\mu}{k_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial r} \quad (\text{eq A14})$$

### Modes TE:

Résoudre l'équation de propagation pour  $H_z$  amène à traiter les modes TE pour lesquels  $E_z=0$ . Les solutions mathématiques de (A6), (A7), et (A8) sont:



$$\begin{aligned}
\mathbf{H}_z &= \mathbf{H}_0 \Psi(\theta) \mathbf{R}(r) \mathbf{Z}(z) \\
\Psi(\theta) &= \mathbf{A} \cos(m\theta) + \mathbf{B} \sin(m\theta) \\
\mathbf{R}(r) &= \mathbf{C} \mathbf{J}_m(k_c r) + \mathbf{D} \mathbf{N}_m(k_c r) \\
\mathbf{Z}(z) &= \mathbf{F} \cos(k_z z) + \mathbf{G} \sin(k_z z)
\end{aligned} \tag{eq A15}$$

$J_m$  et  $N_m$  sont les fonctions de Bessel de première et seconde espèce d'ordre  $m$ .

Applications des conditions limites:

- $H_z$  doit être bornée pour  $r=0$  ce qui impose  $D=0$  car  $N_m(0) \rightarrow \infty$ .

- $H_z$  est tangent au cylindre conducteur en  $r=a$ , il doit donc satisfaire

(A4) ce qui donne  $\frac{d\mathbf{J}(k_c r)}{d(k_c r)} = 0$  en  $r=a$  ceci permet de déterminer  $k_c = \frac{u_{mn}}{a}$ ,  $u_{mn}$  est

la nième racine de  $\frac{d\mathbf{J}(k_c r)}{d(k_c r)} = 0$

- $H_z$  doit satisfaire (A3) pour  $z=0$  et  $z=b$ , ceci impose  $F=0$  et permet de déterminer  $k_z = p\pi/b$ .

-on prend indifféremment  $A=0$  ou  $B=0$ , le choix d'une des deux solutions par rapport à l'autre n'induit qu'une rotation de  $90^\circ$  de  $H_z$  selon l'axe  $\theta$ , posons  $B=0$ .

On peut donc simplifier l'expression de  $H_z$ :

$$\mathbf{H}_z = \mathbf{H}_0 \mathbf{J}_m(k_c r) \cos(m\theta) \sin(k_z z) \tag{eq A16}$$

En utilisant les équations (A11) (A12) (A13) (A14) on obtient:

$$\mathbf{H}_r = \frac{k_z}{k_c} \mathbf{H}_0 \mathbf{J}'_m(k_c r) \cos(m\theta) \cos(k_z z) \tag{eq A17}$$

$$\mathbf{H}_\theta = \frac{k_z}{k_c^2} \frac{m}{r} \mathbf{H}_0 \mathbf{J}_m(k_c r) \sin(m\theta) \cos(k_z z) \tag{eq A18}$$

$$\mathbf{E}_\theta = j\omega\mu \frac{\mathbf{H}_0}{k_c} \mathbf{J}'_m(k_c r) \cos(m\theta) \sin(k_z z) \tag{eq A19}$$

$$\mathbf{E}_r = j\omega\mu \mathbf{H}_0 \frac{m}{k_c^2 r} \mathbf{J}_m(k_c r) \sin(m\theta) \sin(k_z z) \tag{eq A20}$$

où  $\mathbf{J}'_m(k_c r)$  est la dérivée première de  $\mathbf{J}_m(k_c r)$  par rapport à  $k_c r$ .

En injectant (A16) dans l'équation de propagation, on obtient:

$$\omega_0^2 \varepsilon \mu = k_z^2 + k_c^2$$

$$\Rightarrow F_0 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}} \sqrt{\left(\frac{u_{mn}}{2\pi a}\right)^2 + \left(\frac{p}{2b}\right)^2} \quad (\text{eq A21})$$

L'équation (A21) permet de déterminer les fréquences de résonance pour tous les modes  $TE_{mnp}$ .

### Modes TM:

On résout l'équation (A2) pour  $E_z$  et on pose  $H_z=0$ . L'application des conditions aux limites permet de simplifier l'expression de  $E_z$  et de déterminer les nombres d'ondes transversaux et longitudinaux. Connaissant  $E_z$  et  $H_z$  on applique les équations (A11), (A12), (A13) et (A14) pour connaître les expressions des composantes de  $E$  et  $H$ . Enfin en injectant l'expression de  $E_z$  dans (A2) on obtient l'expression des fréquences de résonance des modes  $TM_{mnp}$ . Le résultat final est:

$$E_z = E_0 J_m(k_c r) \cos(m\theta) \cos(k_z z) \quad (\text{eq A22})$$

$$E_r = -\frac{k_z}{k_c} E_0 J'_m(k_c r) \cos(m\theta) \sin(k_z z) \quad (\text{eq A23})$$

$$E_\theta = \frac{k_z}{k_c} \frac{m}{r} E_0 J_m(k_c r) \sin(m\theta) \sin(k_z z) \quad (\text{eq A24})$$

$$H_r = -j\omega\varepsilon \frac{E_0}{k_c^2} \frac{m}{r} J_m(k_c r) \sin(m\theta) \cos(k_z z) \quad (\text{eq A25})$$

$$H_\theta = -j\omega\varepsilon \frac{E_0}{k_c} J'_m(k_c r) \cos(m\theta) \cos(k_z z) \quad (\text{eq A26})$$

$$F_0 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}} \sqrt{\left(\frac{u_{mn}}{2\pi a}\right)^2 + \left(\frac{p}{2b}\right)^2} \quad (\text{eq A27})$$

où  $u_{mn}$  est la  $n$ ème racine de  $J_m(u)=0$ .

Quelques valeurs de  $u_{mn}$  et  $u'_{mn}$  sont donnés dans les tableaux suivants:

<b>n \ m</b>	<b>0</b>	<b>1</b>	<b>2</b>
<b>1</b>	<b>3.8321</b>	<b>1.841</b>	<b>3.053</b>
<b>2</b>	<b>7.012</b>	<b>5.333</b>	<b>6.712</b>

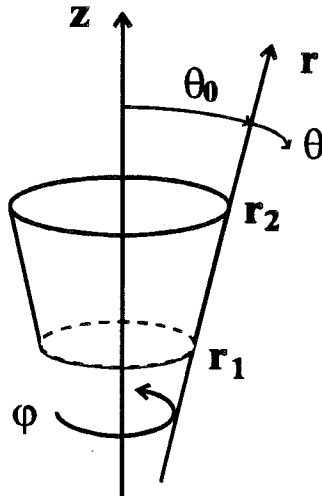
Tableau 1: valeurs de  $u_{mn}$  (modes TE)

<b>n \ m</b>	<b>0</b>	<b>1</b>	<b>2</b>
<b>1</b>	<b>2.405</b>	<b>3.8321</b>	<b>5.133</b>
<b>2</b>	<b>5.521</b>	<b>7.012</b>	<b>8.422</b>

Tableau 2: valeurs de  $u_{mn}$  (modes TM)

## ANNEXE B: Cavité conique

Les composantes d'une onde électromagnétique dans une cavité conique sont mieux écrits dans le système de coordonnées sphériques de la figure 1. Le cône présente un angle  $\theta_0$  par rapport à l'axe  $z$ ,  $r_1$  et  $r_2$  sont les dimensions du cône sur l'axe  $r$ .



**Figure 1:** système de coordonnées sphériques pour une cavité conique

L'équation de propagation s'écrit alors:

$$\left[ \nabla^2 + \omega^2 \epsilon \mu \right] \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} = \mathbf{0} \quad (\text{eq B1})$$

$$\left[ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + k^2 \right] \Pi = 0 \quad (\text{eq B2})$$

avec  $k^2 = \omega^2 \epsilon \mu$  et  $\Pi = \begin{Bmatrix} E \\ H \end{Bmatrix}$

En séparant les variables, on introduit trois fonctions distinctes telles que

$$\Pi = R(r)\Psi(\theta)\Phi(\varphi)$$

ces trois fonctions répondent aux équations suivantes:

$$\left[ \frac{d}{dr} \left[ r^2 \frac{d}{dr} \right] + (k^2 r - n(n+1)) \right] R(r) = 0 \quad (\text{eq B3})$$

$$\left[ \frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left( \sin \theta \frac{d}{d\theta} \right) + \left( n(n+1) - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right) \right] \Psi(\theta) = 0 \quad (\text{eq B4})$$

$$\left( \frac{d^2}{dr^2} + m^2 \right) \Phi(\varphi) = 0 \quad (\text{eq B5})$$

où  $m$  et  $n$  sont des entiers

Comme pour une cavité cylindrique, on distingue deux types de modes de résonance, les modes TE (pour lesquels  $E_r=0$ ) et les modes TM (pour lesquels  $H_r=0$ ).

*Modes  $TM_{min}$ :*  $H_r=0$

La résolution des équations (B3) (B4) et (B5) permet d'écrire la fonction  $\Pi(r, \theta, \varphi)$ :

$$\Pi = E_0 (J_\nu(kr) + a N_\nu(kr)) P_\nu^m(\cos \theta) \begin{cases} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{cases} \quad (\text{eq B6})$$

$J_\nu$  et  $N_\nu$  sont les fonctions de Bessel sphériques d'ordre  $\nu$ ,  $P_\nu^m$  est une fonction de Legendre d'ordre  $\nu$  et de degré  $m$ ,  $a$  est un coefficient sans dimension. Le choix de  $\cos \varphi$  ou de  $\sin \varphi$  n'introduit qu'une rotation de  $90^\circ$  du champ. On déduit les expressions des composantes du champ électromagnétique à partir des équations suivantes:

$$E_r = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + k^2 \right) \Pi(r, \theta, \varphi) \quad (\text{eq B7})$$

$$E_\theta = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \theta} \Pi(r, \theta, \varphi) \quad (\text{eq B8})$$

$$E_\varphi = \frac{1}{j\omega\epsilon_0 \sin \theta} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \varphi} \Pi(r, \theta, \varphi) \quad (\text{eq B9})$$

$$H_\theta = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \Pi(r, \theta, \varphi) \quad (\text{eq B10})$$

$$H_\varphi = \frac{-1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \Pi(r, \theta, \varphi) \quad (\text{eq B11})$$

Les conditions aux limites appliquées à  $E_r$  et à  $E_\varphi$  aboutissent à :

$$E_r(\theta_0) \text{ et } E_\varphi(\theta_0)=0 \rightarrow \mathbf{P}_v^m(\cos\theta_0) = \mathbf{0} \quad (\text{eq B12})$$

$E_r(r)$  et  $E_\varphi(r)=0$  pour  $r=r_1$  ou  $r=r_2$  donc on obtient la relation donnant la carte des modes TM:

$$\frac{\mathbf{d}}{\mathbf{d}(\mathbf{kr})} (\mathbf{J}_v(\mathbf{kr}) - a\mathbf{N}_v(\mathbf{kr})) \Big|_{r=r_1}^{r=r_2} = \mathbf{0} \quad (\text{eq B13})$$

L'équation (B12) donne une infinité d'ordre  $v$  possible pour un  $\theta_0$  et  $m$  donnés, on distingue ces ordres possibles en les indexant  $v_{mi}$ . L'équation (B13) permet de déterminer les nombres d'ondes à la résonance pour  $r_1, r_2$  et  $v_{mi}$ . on les note  $k_{min}$ .

$$\text{Modes } TE_{min}: \quad E_r=0$$

La résolution des équations (B3) (B4) et (B5) permet d'écrire la fonction  $\Pi(r, \theta, \varphi)$ :

$$\Pi = \mathbf{H}_0 (\mathbf{J}_v(\mathbf{kr}) + b\mathbf{N}_v(\mathbf{kr})) \mathbf{P}_v^m(\cos\theta) \begin{matrix} \cos\varphi \\ \sin\varphi \end{matrix} \quad (\text{eq B14})$$

$J_v$  et  $N_v$  sont les fonctions de Bessel sphériques d'ordre  $v$ ,  $P_v^m$  est une fonction de Legendre d'ordre  $v$  et de degré  $m$ ,  $b$  est un coefficient sans dimension. Le choix de  $\cos\varphi$  ou de  $\sin\varphi$  n'introduit qu'une rotation de  $90^\circ$  du champ. Les composantes de  $E$  et de  $H$  s'écrivent alors:

$$\mathbf{H}_r = \frac{1}{j\omega\mu_0} \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + k^2 \right) \Pi(r, \theta, \varphi) \quad (\text{eq B15})$$

$$\mathbf{H}_\theta = \frac{1}{j\omega\mu_0 r} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \theta} \Pi(r, \theta, \varphi) \quad (\text{eq B16})$$

$$\mathbf{H}_\varphi = \frac{1}{j\omega\mu_0 r \sin\theta} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \varphi} \Pi(r, \theta, \varphi) \quad (\text{eq B17})$$

$$\mathbf{E}_\theta = \frac{-1}{r \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \Pi(r, \theta, \varphi) \quad (\text{eq B18})$$

$$\mathbf{E}_\varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \Pi(r, \theta, \varphi) \quad (\text{eq B19})$$

Les conditions aux limites imposent:

$$-E_{\varphi}(\theta=\theta_0)=0 \rightarrow \frac{d}{d\theta} P_v^m(\cos\theta) = 0 \text{ en } \theta=\theta_0 \text{ (eq B20)}$$

$$-E_{\varphi}(r=r_1)=E_{\varphi}(r=r_2)=0 \text{ donc:}$$

$$b = -\frac{J_v(kr_1)}{N_v(kr_1)} = -\frac{J_v(kr_2)}{N_v(kr_2)}$$

La carte des modes TE est tirée de cette équation:

$$J_v(kr_1)N_v(kr_2) - J_v(kr_2)N_v(kr_1) = 0 \quad (\text{eq B21})$$

L'équation (B20) donne une infinité d'ordre  $v$  pour  $m$  et  $\theta_0$  connus, on les note  $v_{mi}$ .

L'expression (B21) donne les nombres d'ondes aux résonances  $k_{\min}$ .

### cas du mode $TE_{011}$

posons  $m=0$ ,  $n=1$  et ne considérons que le premier ordre  $v$  satisfaisant (B20), on obtient le mode  $TE_{011}$ . Certaines composantes de  $E$  et  $H$  s'annulent lorsque  $m=0$ :

$$E_r=0, E_{\theta}=0 \text{ et } H_{\varphi}=0$$

Les autres composantes s'écrivent:

$$\begin{aligned} H_r &= \frac{E_0}{j\omega\mu_0} \left\{ \left[ \frac{d^2}{d(kr)^2} + k^2 \right] [J_v(kr) + bN_v(kr)] \right\} P_v^0(\cos\theta) \\ H_{\theta} &= \frac{E_0}{j\omega\mu_0 r} \frac{d}{d(kr)} [J_v(kr) + bN_v(kr)] \frac{d}{d\theta} P_v^0(\cos\theta) \\ E_{\varphi} &= \frac{E_0}{r} (J_v(kr) + bN_v(kr)) \frac{d}{d\theta} P_v^0(\cos\theta) \end{aligned} \quad (\text{eq B22})$$

On montre que plus l'angle  $\theta_0$  du cône devient faible, plus la carte des champs de ce mode se rapproche de celle du mode  $TE_{011}$  d'une cavité cylindrique. D'autre part on peut remarquer que les expressions (B13) et (B21) donnant la carte des modes sont différentes l'une de l'autre ce qui signifie que pour une cavité conique aucun mode de résonance n'est dégénéré avec un autre. Donc le mode  $TE_{011}$  et le mode  $TM_{111}$  seront automatiquement distincts.

Le coefficient de qualité à vide de la cavité en mode  $TE_{011}$  est calculé à partir des expressions des champs  $E$  et  $H$ , il s'écrit:

$$Q_0 = \omega \frac{U}{P} = \omega \frac{\varepsilon_0 \iiint_v |\mathbf{E}_\varphi|^2 r^2 \sin \theta \cdot dr d\theta d\varphi}{R_m \left[ \iint_s |\mathbf{H}_r|^2 r \sin \theta \cdot dr d\varphi + \iint_{s'} |\mathbf{H}_\theta|^2 r^2 \sin \theta \cdot dr d\theta + \iint_{s''} |\mathbf{H}_\theta|^2 r^2 \sin \theta \cdot dr d\theta \right]}$$

(eq B23)

Où  $v$  représente le volume de la cavité,  $s$  la surface du cône,  $s'$  la surface du disque situé en  $r=r_1$  et  $s''$  celle du disque en  $r=r_2$ .  $R_m$  est la résistance de surface du métal constituant le cône et les deux disques. Dans le cas où un disque présente une résistance de surface  $R_s$  différente de  $R_m$ , il convient de modifier (B23).



## ANNEXE C

REFERENCE	L502Y	F240	DO156
Déposé par	Université de Rennes I	Alcatel Alsthom Recherche	Alcatel Alsthom Recherche
Epaisseur YBaCuO	3000 Å	3000 Å	4000 Å
Substrat	LaAlO <sub>3</sub> : 15x15x0.5mm <sup>3</sup>	MgO : 15x15x0.25mm <sup>3</sup>	MgO : 15x15x0.25mm <sup>3</sup>
Caractérisation physique	Mesures résistives: T <sub>c</sub> (R=0)=88.7K	Rayons X: c <sub>//</sub> =22% c <sub>⊥45°</sub> =0%	Rayons X: c <sub>//</sub> =0% c <sub>⊥45°</sub> =0.8%
Mesures en cavité	cylindrique	conique	conique
Résistance carrée de surface	R <sub>s□</sub> =15mΩ à 25GHz et 78K	R <sub>s□</sub> =132mΩ à 35GHz et 78K	R <sub>s□</sub> =12mΩ à 35GHz et 78K
Autres mesures microondes	résonateur diélectrique R <sub>s□</sub> =2.5mΩ à 10GHz et 78K		Mesures en transmission: R <sub>s</sub> =8mΩ à 84K et 22GHz

# *Bibliographie*

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] : H.K.Onnes, "The resistance of pure mercury at helium temperature", *Leiden Comm.*, 1911.
- [2] : W.Meissner, R.Ochsenfeld, *Naturwissenschaften*, vol 21, 1933.
- [3] : G.J.Bednorz, K.A.Muller, "Possible high Tc superconductivity in the BalaCuO system", *Z. fur Phys.*, vol 64, p 189, 1986.
- [4] : M.K.Wu, J.R.Ashburn, C.J.Torng, P.H.Hor, R.L.Meng, L.Gno, Z.Y.Huang, Y.Q.Wang, W.Chu, "Superconductivity at 93K in new mixed YBaCuO compound system at ambient pressure", *Phys.Rev.*, vol 58, p 908, 1987.
- [5] : A.B.Berezin, C.W.Yuan, A.L.de Lozanne, "Y<sub>1</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> thin films grown on sapphire with epitaxial MgO buffer layers", *Appl. Phys. Lett.*, vol 57, p 90, 1990.
- [6] : X.D.Wu, R.C.Dye, R.E.Muenchausen, S.R.Faltyn, M.Maley, A.D.Rolett, A.R.Garcia, N.S.Nogar, "New buffer material for High Tc superconducting thin films", *Appl. Phys. Lett.*, vol 58, p 2165, 1991.
- [7] : D.Dijkamp, T.Venkatesan, X.D.Wu, S.A.Shaheen, N.Jisrawi, Y.H.Min-Lee, W.L.McClean, M.Croft, "Preparation of YBaCuO oxide superconductor thin film using pulsed laser evaporation from high Tc bulk material", *Appl. Phys. Lett.*, vol 51, p 619, 1987.
- [8] : E.Bouteloup, B.Mercey, G.Poullain, T.Brousse, H.Murray, B.Raveau, "Couches minces supraconductrices à base d'YBaCuO par pulvérisation cathodique multicibles", *Rev de Phys Appl.*, 25, 1990.

- [9] : M.Leskela, H.Molsa, L.Niinisto, "Chemical vapor deposition of High Tc superconducting thin films", *Supercond. Sci. Technol.*, vol 6, p 627, 1993.
- [10] : J.N.Eckstein, D.G.Schlom, E.S.Hellman, K.E.von Dessonneck, Z.J.Chen, C.Webb, F.Turner, G.S.Harris, M.R.Beasley, T.H.Geballe, "Epitaxial growth of High Temperature superconducting thin films", *J. Vac.Sci. Technol.*, vol B7, p 319, 1989.
- [11] : C.J.Gorter, H.Casimir, "On superconductivity I", *Physica I*, p 306, 1934.
- [12] : F.London, H.London, *Z.Phys*, 96, p 359, 1935.
- [13] : J.Bardeen, L.N.Cooper, J.R.Schrieffer, "Theory of superconductivity", *Phys. Rev.*, vol 108, p 1175, 1957.
- [14] : W.H.Hayt.Jr, "Engineering electromagnetics", McGraw Hill, 1981.
- [15] : R.L.Kautz, "Picosecond pulses on superconducting striplines", *Jour. Appl. Phys.*, vol 49, n°1, p 308, 1978.
- [16] : J.C.Mage, B.Marcilhac, M.Mercandalli, Y.Lemaître, B.Dessertenne, D.Mansart, "Niches and traps for applications of high Tc superconductors in the microwave field", *EUCAS'95*, Edimbourg Ecosse, juillet 1995.
- [17] : J.Carini, L.Drabeck, G.Grüner, "The surface impedance of High Tc superconductors", *Modern Phys. Lett.B*, vol 3, n°1, p 5, 1989.
- [18] : G.Gieres, J.Kessler, J.Kraus, B.Roas, P.Russer, G.Soelkner, A.A.Valenzuela, "High frequency characterization of YBaCuO thin films with coplanar resonators", *Supercond. Sci. Technol.*, vol 4, p 629, 1991.
- [19] : K.B.Bhasin, J.D.Warner, F.A.Miranda, W.L.Gordon, H.S.Newman, "Determination of the surface resistance and magnetic penetration depth of the superconducting YBaCuO thin films by microwave power transmission measurements", *IEEE Trans. on Magnetics*, vol 27, n°2, p 1284, 1991.
- [20] : D.Chauvel, Thèse de Doctorat, Université de Lille I, 1993.
- [21] : H.Fawaz, Thèse de Doctorat, Aix-Marseille, 1993.
- [22] : N.Klein, U.Dähne, U.Poppe, N.Tellman, K.Urban, S.Orbach, S.Hensen, G.Muller, H.Piel, "Microwave surface resistance of epitaxial  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  thin films at 18.7GHz measured by a dielectric resonator technique", *J Supercond.*, vol 5, p 195, 1992
- [23] : G.Wilker, Z.Y.Shen, V.X.Nguyen, M.S.Bruner, "A sapphire resonator for microwave characterization of superconducting thin films", *IEEE Trans. on Appl. Supercond*, vol 3, 1993.

- [24] : J.S.Martens, V.M.Hietala, D.S.Ginley, T.E.Zipperian, G.K.G.Hohenwarter, "Confocal resonators for measuring the surface resistance of high temperature superconducting films", *Appl. Phys. Lett.*, vol 58, n°22, p 2543, 1991.
- [25] : R.E.Glover, M.Tinkam, *Phys. Rev.*, vol 108, p 243, 1957.
- [26] : F.Mehri, Thèse de Doctorat, Université de lille I, 1994.
- [27] : C.Walker, Z.Y.Shen, P.Pang, D.W.Face, W.L.Holstein, A.L.Matthews, D.B.Laubacher, "5GHz high temperature superconductor resonators with high Q and low power dependance up to 90K", *IEEE Trans. on MTT*, vol 39, n°9, p 1462, 1991.
- [28] : R.B.Hammond, G.V.Negrete, M.S.Schmidt, M.J.Moskowitz, M.M.Eddy, D.D.Strother, D.L.Skoglund, "Superconducting TlCaBaCuO thin film microstrip resonator and its power handling performance at 77K", *IEEE MTT-Symp*, vol 2, p 867, 1990.
- [29] : A.M.Marsh, R.J.Bennet, M.S.Goodchild, "Microwave characterization of a low Tc superconducting microstrip", *Appl. Supercond.*, vol 1, p 7, 1993.
- [30] : C.M.Chorey, K.S.Kong, K.B.Bhasin, J.D.Warner, T.Itoh, "YBCO superconducting ring resonators at millimeter wave frequencies", *IEEE Trans on MTT*, vol 39, p 1480, 1991.
- [31] : A.A.Valenzuela, B.Daalmans, B.Roas, "High Q coplanar transmission line resonator of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  on  $\text{LaAlO}_3$ ", *Electronic Lett.*, vol 25, n° 21, p 1435, 1989.
- [32] : H.How, R.G.Seed, C.Vittoria, D.B.Chrisey, J.S.Horwitz, C.Carosella, V.Follen, "Microwave characteristics of High Tc superconducting coplanar waveguide resonator", *IEEE Trans. on MTT*, vol 40, n° 8, p 1668, 1992.
- [33] : T.Konaka, M.Sato, H.Asano, S.Kubo, Y.Nagai, "High Tc superconducting high Q coplanar resonator made on MgO", *IEEE MTT-Symp*, p 1337, 1991.
- [34] : D.E.Oates, A.C.Anderson, D.M.Sheen, S.M.Ali, "Stripline resonator measurements of  $Z_s$  versus  $H_{rf}$  in YBaCuO thin films", *IEEE Trans. on MTT*, vol 39, n° 9, p 1522, 1991.
- [35] : A.Trotel, B.Lavigne, D.Chambonnet, C.Fages, "Evaluation de l'impact de la gravure sur des films YBaCuO par une caractérisation micro-onde", 9<sup>èmes</sup> Journées Nationales Micro-Ondes, Paris, avril 1995.
- [36] : L.C.Bourne, R.B.Hammond, McD.Robinson, M.M.Eddy, W.L.Olson, T.W.James, "Low loss microstrip delay line in TlBaCaCuO", *Appl. Phys. Lett.*, vol 56, p 2333, 1990.

- [37] : W.G.Lyons, R.S.Withers, J.M.Hamm, A.C.Anderson, P.M.Mankievitch, M.L.O'Malley, R.E.Howard, "High Tc superconducting delay line structures and signal conditioning networks", *IEEE Trans. on Magnetics*, vol 27, p 2932, 1991.
- [38] : W.G.Lyons, R.R.Bonetti, A.E.Williams, P.M.Mankievitch, M.L.O'Malley, J.M.Hamm, A.C.Anderson, R.S.Withers, A.Meulenberg, R.E.Howard, " High Tc superconducting microwave filters", *IEEE Trans. on Magnetics*, vol 27, p 2537, 1991.
- [39] : R.Weigel, M.Nalezinski, A.A.Valenzuela, P.Russer, "Narrow-band YBCO superconducting parallel coupled coplanar waveguide band-pass filter at 10GHz", *IEEE MTT-Symp*, vol 3, p 1285, 1993.
- [40] : E.Husse, Thèse de Doctorat, Université de Lille I, à paraître 1996.
- [41] : L.L.Lewis, G.Koepf, K.B.Bhasin, M.A.Richard, "Performance of TlCaBaCuO 30GHz 64 element antenna array", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol 3, p 2844, 1993.
- [42] : R.Klieber, R.Ramish, A.A.Valenzuela, R.Weigel, P.Russer, "A coplanar transmission line high Tc superconductive oscillator at 6.5GHz on a single substrate", *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol 2, n° 1, p 22, 1992.
- [43] : N.J.Rohrer, G.J.Valco, K.B.Bhasin, "Hybrid high temperature superconductor/GaAs 10GHz microwave oscillator: temperature and bias effects", *IEEE Trans. on MTT*, vol 41, n° 11, p 1865, 1993.
- [44] : A.P.Jenkins, P.Jones, D.Dew-Hughes, D.J.Edwards, "An HTS microstrip resonator stabilised voltage controlled oscillator", *EUCAS'95*, Edimbourg Ecosse, juillet 1995.
- [45] : T.W.Button, P.A.Smith, N.Alford, R.B.Greed, M.J.Adams, B.F.Nicholson, "Low phase noise oscillators incorporating YBCO thick film cavity resonators", *EUCAS'95*, Edimbourg Ecosse, juillet 1995.
- [46] : N.J.Rohrer, M.A.Richard, G.J.Valco, K.B.Bhasin, "A 10GHz YBaCuO/GaAs hybrid oscillator proximity coupled to a circular microstrip patch antenna", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol 3, n°1, p 23, 1993.
- [47] : Z.Y.Shen, C.Wilker, P.Pang, C.F.Carter, V.X.Nguyen, D.B.Laubacher, "High temperature superconductor/III-V hybrid microwave circuits", *Microwave and Optical Tech. Lett.*, vol 6, p 732, 1993.
- [48] : N.J.Easton, R.B.Greed, S.J.Hedges, N.A.Cade, W.A.Phillips, "Design studies for a cryogenic radar", *EUCAS'95*, Edimbourg Ecosse, juillet 1995.

- [49] : Z.Y.Shen, "High Temperature Superconducting Microwave Circuits", Artech House, 1994.
- [50] : E.L.Ginzton, "Microwave measurements", McGraw-Hill, 1957.
- [51] : P.A.Rizzi, "Microwave engineering (passive circuits)", Prentice Hall, 1988.
- [52] : B.Mayer, A.Reccius, R.Knôchel, "Conical cavity for surface resistance measurement of High Temperature Superconductors", *IEEE Trans. on MTT*, vol 40, n° 2, p 228, 1992.
- [53] : R.F.Harrington, "Time harmonic electromagnetic field", McGraw-Hill, 1961.
- [54] : L.Drabeck, K.Holczer, G.Grüner, D.J.Scalapino, "Ohmic radiation losses in superconducting films", *Jour. Appl. Phys.*, vol 68, n° 2, p 892, 1990.
- [55] : H.Piel, M.Hein, N.Klein, U.Klein, A.Michalke, G.Muller, L.Ponto, "Superconducting perovskites in microwave fields", *Physica C*, p 1604, 1988.
- [56] : H.S.Newman, D.B.Chrisey, J.S.Horwitz, B.D.Weaver, M.E.Reeves, "Microwave devices using YBaCuO films made by pulsed laser deposition", *IEEE Trans. on Magnetics*, vol 27, n° 2, p 2540, 1991.
- [57] : J.Wosik, R.A.Kranenberg, J.C.Wolfe, V.Selvamanickam, K.Salama, "Millimeter wave surface resistance of grain aligned YBaCuO bulk material", *Jour. Appl. Phys.*, 69, n°2, p874, 1991.
- [58] : J.S.Derov, A.J.Drehman, M.J.Suscavage, R.J.Andrews, E.Cohen, N.Ianno, D.Thompson, "Multiple frequency surface resistance measurement technique using a multimode TE<sub>01n</sub> cylindrical cavity on a TlBaCaCuO superconducting film", *IEEE Microwave and Guided Wave Lett.*, vol 2, n° 11, p 452, 1992.
- [59] : Y.Kuhlemann, J.H.Hinken, "Measurements of the thickness dependence of the surface resistance of laser ablated High Tc superconducting thin films", *IEEE Trans on Magnetics*, vol 27, n° 2, p 872, 1991.
- [60] : T.Kulhemann, J.H.Hinken, "Computer controlled system for surface resistance measurements of HTC superconducting films", *IEEE Trans. on Instrumentation and Measurements*, vol 40, n°3, pp539-543, 1991.
- [61] : R.W.Keyes, E.P.Harris, K.L.Konnerth, "The role of low temperature in the operation of logic circuitry", *Proceedings of the IEEE*, vol 58, n°12, pp1914-1932, 1970.
- [62] : M.Achani, rapport de DEA, Université de Lille I, à paraître 1996.

- [63] : O.Llopis, R.Plana, H.Amine, L.Escotte, J.Graffeuil, "Phase noise in cryogenic microwave HEMT and MESFET oscillators", *IEEE Trans. on MTT*, vol 41, n°3, p 369, 1993.
- [64] : G.Borghs, J.De Boeck, I.François, D.Chambonnet, C.Belouet, Y.Crosnier, J.C.Carru, D.Chauvel, L.Arnaud, H.Boucher, J.C.Villegier, S.Nicoletti, L.Correra, J.Jimenez, "A 12GHz oscillator based on a GaAs HEMT integrated to a HTS resonator", *Proceedings du Workshop on Low Temperature Electronics Grenoble 1994*, Supplément au Journal de Physique IV colloque n° 6, p 189.
- [65] : I. François, D.Chauvel, F.Mehri, C.Brys, J.De.Boeck, J.Genoe, Y.Baeyens, G.Borghs, "Hybrid integration of a HTC superconducting resonator and a GaAs HEMT structure for the fabrication of an X-Band oscillator", *EUCAS'93*, Göttingen Allemagne, 1993.
- [66] : R.G.Rogers, "Low phase noise microwave oscillator design", Artech House, London, 1991.
- [67] : Y.S.Wu, F.J.Rosenbaum, "Mode charts for microstrip ring resonators", *IEEE Trans. on MTT*, 1973.
- [68] : G.Dambrine, Thèse de Doctorat, Université de Lille I, 1989.
- [69] : I.François, Ph.D Katholieke Universiteit Leuven (Belgique).
- [70] : S.L.Lu, A.M.Ferendeci, "Coupling modes of a ring resonator side coupled to a microstrip line", *Electronics Lett.*, vol 30, n° 16, p 1314, 1994.
- [71] : M.Helal, J.F.Legier, E.Paleczny, P.Pribetich, P.Kennis, "Analyse de la ligne microruban Or-supraconducteur par la méthode des éléments finis à éléments d'arêtes", *9<sup>èmes</sup> Journées Nationales Micro-Ondes*, Paris, avril 1995.
- [72] : D.Chauvel, Y.Crosnier, J.C.Carru, D.Chambonnet, C.Belouet, "A 12GHz high temperature superconducting semiconductor oscillator", *Microwave and Optical Technology Letters*, vol 9, n°5, p 235, 1995.