



HAL
open science

Nouvel étalonnage cryogénique en réflectométrie (0.2 à 18 GHz) et application à l'étude de la dynamique des vortex de supraconducteurs HTc proche de Tc

Thomas Reuss

► **To cite this version:**

Thomas Reuss. Nouvel étalonnage cryogénique en réflectométrie (0.2 à 18 GHz) et application à l'étude de la dynamique des vortex de supraconducteurs HTc proche de Tc. Supraconductivité [cond-mat.supr-con]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2000. Français. NNT : . tel-00004277

HAL Id: tel-00004277

<https://theses.hal.science/tel-00004277>

Submitted on 26 Jan 2004

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

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

THESE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Joseph Fourier
Grenoble I

Discipline: Physique

présentée et soutenue publiquement
par:

Thomas Reuss

le 23 Mai 2000

Nouvel étalonnage cryogénique en réflectométrie (0.2
à 18 GHz) et application à l'étude de la dynamique
des vortex de supraconducteurs HT_c proche de T_c

Composition du jury:

J.C. Carru (Rapporteur)

B. Plaçais (Rapporteur)

N. Bontemps

G. Chouteau

P. Martinoli

J. Richard

Thèse préparée au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures
CNRS - GRENOBLE

meiner ganzen Familie

REMERCIEMENTS

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures de Grenoble dirigé successivement par P. Monceau et B. Hébral. Je leur suis profondément reconnaissant de m'avoir accueilli dans ce laboratoire et je les remercie pour le soutien qui m'ont manifesté pendant toute la durée de la thèse.

J.C. Carru (professeur à l'Université du Littoral, site de Calais) et B. Plaçais (chargé de recherche à l'École Normale Supérieure de Paris) ont accepté de rapporter sur ce travail de thèse. Qu'il me soit permis de leur exprimer ici toute ma reconnaissance.

N. Bontemps (directeur de recherche au CNRS), G. Chouteau (professeur à l'Université Joseph Fourier de Grenoble) et P. Martinoli (professeur à l'Université de Neuchâtel) me font l'honneur de siéger dans mon jury. Qu'ils soient assurés de ma respectueuse gratitude.

Je ne remercierai jamais assez J. Richard qui m'a encadré tout le long de ce travail de thèse. Il a su me communiquer le souci d'un travail soigné et approfondi dans une ambiance toujours agréable et efficace. En même temps, il m'a laissé assez de liberté pour développer mes propres idées, ce que j'ai tout particulièrement apprécié.

Toute thèse expérimentale a besoin d'un soutien technique. J'ai eu la chance de trouver au sein du CRTBT une équipe particulièrement performante et disponible dans tous les domaines : aussi bien au niveau mécanique (merci à Anne, Marcel et à Greg) qu'au niveau cryogénique (merci à Henri, Lionel, Yannick et Jean-Paul) ou électronique (merci à toute l'équipe des électroniciens, avec à leur tête J.L. Bret le "magicien").

La disponibilité et l'enthousiasme de P. Brosse-Marron et T. Fournier m'ont énormément aidé à faire avancer les travaux autant du côté conceptuel que du côté réalisation.

Je remercie également Manu et Thierry pour leurs dépôts de couches minces diverses et variées, mais aussi pour les discussions qui commencent par des questions de "physique de tous les jours" et qui se terminent en règle générale par de sérieux maux de tête.

Je tiens à exprimer ma gratitude envers P. Xavier, D. Raully et C. Villard pour leur soutien à tous les niveaux (discussions sur les vortex, les hyperfréquences et les questions sur la vie en générale). Ils sont devenus aujourd'hui plus que de simples collègues de travail.

K. Deligiannis et J. Mazuer ont fortement contribué à rendre facile la lecture de cette thèse. Je leur en suis très reconnaissant.

J. Odin et P. Amiot m'ont rendu de maintes services pour les Macintosh, le MEB et la fameuse pause thé de cinq heure.

Pour leur dépôt de couches d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ je tiens à exprimer toute ma reconnaissance aux gens chez Schneider Electric (en particulier L. Carbone) et à l'équipe du LMGP autour de F. Weiss.

C. Thirion est à l'origine de l'informatisation généralisée qui caractérise ce travail; qu'il en soit remercié.

Ces remerciements seraient incomplets si je ne mentionnais pas la joie que m'ont apporté les copains du premier étage (Olivier, Hervé, Benoit (LE canadien), Bertrand, Sarah et tous les autres).

Un grand merci à Larry pour tout ce qu'il a fait pendant (et pour) la thèse.

Mais le tout dernier très grand merci appartient sans aucun doute à Anne qui m'a fourni une aide inestimable à chaque instant (pour ne mentionner que son soutien en tant que re-lectrice, "fournisseuse" d'ordinateurs, "encourageuse" quand ça n'allait pas, et j'en passe...).

Résumé

Le but de ce travail était l'étude de la dynamique des vortex dans des couches minces au voisinage de la transition "solide de vortex - liquide de vortex". Cette région du diagramme de phase ($H \leq 6$ T, $80 \leq T \leq 100$ K) n'est que très peu étudiée dans une large gamme de fréquences jusqu'à 20 GHz. Nous présentons une nouvelle méthode d'étalonnage large bande travaillant à basse température. Sa validation par des mesures de microrubans métalliques, ainsi que la comparaison avec une étalonnage largement utilisé montrent ses performances. L'analyse des résultats est effectuée dans le cadre d'une théorie de champ moyen de la réponse ac des vortex et dans le cadre de la théorie des lois d'échelle au voisinage de la température de transition T_g . Nous démontrons que la théorie champ moyen n'arrive pas à rendre compte de façon cohérente des résultats si l'on veut expliquer à la fois la variation en fréquence et en champ de la partie réelle et imaginaire de l'impédance linéique \bar{Z}_l . L'analyse de type "lois d'échelle" semble bien vérifiée à T_g sur toute la gamme de fréquence contrairement à ce qui est suggéré dans la littérature. Les exposants critiques obtenus sans champ et sous champ étant nettement différents, nous pouvons en déduire que les classes d'universalité sont différentes. Nous avons finalement mis en évidence un comportement original de la partie imaginaire de la conductivité σ_2 qui au-delà d'une certaine température augmente avec la fréquence. Ce comportement s'observe quelque soit le champ H , mais la température d'apparition de cet effet évolue en suivant la ligne où $d\rho/dT$ est maximale. Ce phénomène attend pour le moment une explication théorique.

Abstract

The aim of this work was to study the vortex dynamics in thin films at the vortex solid to vortex liquid transition. This region in the phase diagram has only been scarcely studied by sweep frequency measurements up to 20 GHz. We present a new cryogenic broadband calibration method. Its performance is shown by validating the method using metallic microstrips and by comparison with a usually used calibration technique. The interpretation of the results is performed by an ac mean field and a scaling analysis near T_g . Whereas the mean field theory is unable to account for the found results concerning all the dependences (frequency and magnetic field) of the impedance per unit length, a scaling of the complex ac conductivity up to our highest measurement frequencies is possible. This is in clear contradiction to the crossover from a scaling to a mean field behaviour found in the literature. As the critical exponents change when switching on the magnetic field, the universality class of the transition change. Finally a new feature in the imaginary part of the ac conductivity σ_2 is shown. For temperatures over a certain value near T_c , σ_2 increases with increasing frequency. This behaviour is observed for all magnetic fields, only the crossover temperature changes according to the changes in T_c with magnetic field. This phenomenon does not have a theoretical explanation yet.

Mots-clés : micro-ondes, étalonnage, supraconductivité, couches minces, vortex, conductivité alternative, lois d'échelle

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	v
INDEX DES SYMBOLES	xvii
1 INTRODUCTION	1
2 RAPPELS	3
2.1 Introduction	3
2.2 Modélisation de la ligne de propagation	4
2.2.1 Les diverses impédances d'une ligne et leur signification	6
2.2.1.1 L'impédance linéique \bar{Z}_l	6
2.2.1.2 L'impédance caractéristique \bar{Z}_c	7
2.2.1.3 L'impédance d'entrée \bar{Z}_e	7
2.2.1.4 L'impédance de surface \bar{Z}_s	8
2.2.2 Le coefficient de réflexion	10
2.3 Les diélectriques en haute fréquence	11
2.4 Les oxydes à haute température critique	12
2.4.1 Caractéristiques cristallographiques d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	13
2.4.2 Caractéristiques physiques d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	15
2.4.2.1 La température critique	15
2.4.2.2 La résistivité en courant continu	16
2.4.2.3 La longueur de cohérence et la longueur de pénétration	17
2.5 Comment modéliser la réponse électromagnétique d'un supraconducteur ?	17
2.5.1 Le modèle London-bifluide	18
2.6 Mouvement des vortex et transition résistive	20
2.6.1 Dissipation due au mouvement des vortex	20
2.6.2 La transition résistive sous champ	21
2.7 La transition de fusion	23
2.7.1 Etude de la fusion dans un modèle simple	24
2.7.2 Fusion à 2D et fusion à 3D	25
2.8 Les effets du piégeage	26
2.8.1 Les Mécanismes de piégeage dans les Supraconducteur HT_c	27
2.8.1.1 Défauts ponctuels	27
2.8.1.2 Macles et autres défauts étendus	28
2.8.2 Théorie du piégeage collectif de Larkin et Ovchinnikov	28
2.8.3 L'activation thermique des vortex	30
2.8.4 Flux creep dans le modèle de piégeage collectif	31
2.8.5 Le modèle de Gittleman et Rosenblum	31
2.9 Conclusion	33
3 TECHNIQUE DE MESURE	35
3.1 Introduction	35
3.2 Méthodes de mesure d'impédance à haute fréquence	35
3.2.1 Méthodes résonnantes	36

3.2.2	Méthodes non résonnantes	36
3.3	Dispositif expérimental	37
3.3.1	Contrôle des paramètres cryogéniques	38
3.3.2	Appareillage de mesure hyperfréquence	41
3.4	Principe d'un étalonnage	41
3.5	Étalonnage à basse température	43
3.5.1	Principe de notre étalonnage	43
3.5.2	Comment intégrer les basses températures?	44
3.5.3	Fabrication des "pseudo-étalons" SMA	46
3.5.4	Caractérisation d'une connexion avec un connecteur SMA à 300 K	48
3.5.5	Mesure des "pseudo-étalons" SMA	52
3.5.5.1	Mesure des admittances du court-circuit et du circuit ouvert	52
3.5.5.2	Mesure de l'admittance de la charge adaptée 50 Ω	52
3.5.5.3	Remarque sur l'utilisation de la canne à fort gradient de température	55
3.5.5.4	Mesure du jeu de coefficients $\{\bar{\Gamma}_j\}$	55
3.5.6	Bilan des différentes connexions lors de l'étalonnage	55
3.6	Validation du nouvel étalonnage	57
3.6.1	Comparaison étalonnage standard / nouvel étalonnage	57
3.6.2	Le modèle électrique équivalent	58
3.6.2.1	Le rayonnement	59
3.6.3	Validation à basse température	62
3.6.4	Echantillons en cupronickel	64
3.6.5	Echantillons en acier inoxydable	68
3.7	La température moyenne du câble d'amenée	72
3.8	Protocole de mesure	74
3.9	Comparaison entre l'ancien et le nouvel étalonnage	75
3.10	Conclusion	77
4	FABRICATION DES ÉCHANTILLONS	79
4.1	Introduction	79
4.2	Aperçu général du procédé de fabrication des échantillons	79
4.3	Caractéristiques des échantillons de validation	80
4.4	Caractéristiques des échantillons supraconducteurs	81
4.5	Procédés de fabrication des échantillons	84
4.5.1	Dorure de la face arrière d'un échantillon et dépôt du matériau de la ligne	84
4.5.2	Lithographie de la ligne	84
4.5.3	Gravure de la ligne	86
4.5.4	Découpe et nettoyage de l'échantillon	89
4.5.5	Montage de l'échantillon sur le porte-substrat	91
4.5.5.1	Fixation des échantillons	91
4.5.6	Terminaison du ruban	93
4.5.7	Connexion entre le porte-substrat et le connecteur	94
4.5.8	Couplage entre l'échantillon et la ligne coaxiale d'amenée	94
4.5.8.1	Couplage capacitif	94
4.5.8.2	Effet d'un gap d'air	97
4.5.8.3	Couplage résistif	99
4.6	La stabilité du montage	100

4.7	Un couplage indésirable	102
4.8	Conclusion	102
5	TRAITEMENT DES DONNÉES	105
5.1	Introduction	105
5.2	Analyse d'une ligne microruban	105
5.3	Analyse quasi-statique par transformation conforme	106
5.3.1	Influence de l'épaisseur du ruban	109
5.3.1.1	Sur les lignes de champ	109
5.3.1.2	Sur R_l et L_l	110
5.4	Analyse dispersive d'une ligne microruban	111
5.5	La supraconductivité dans une ligne microruban	115
5.6	Le modèle électrique équivalent	117
5.7	Détermination de \bar{Z}_l pour un quadripôle inconnu.	121
5.7.1	Mise en équation du problème.	122
5.7.2	Etude de f_ν	122
5.8	Test du logiciel de traitement	123
5.9	Conclusion	126
6	LES LOIS D'ÉCHELLE ET CHAMP MOYEN : THÉORIE ET EXPÉRIENCE	127
6.1	Introduction	127
6.2	Théorie des fluctuations dans une transition de phase du second ordre	127
6.2.1	Le modèle du verre de vortex	129
6.2.2	Désordre corrélé et modèle du verre de Bose	130
6.2.3	Le verre de Bragg	132
6.3	Réponse linéaire ac des supraconducteurs dans l'état mixte	133
6.3.1	Le modèle MBCC	134
6.3.2	Cas limite pour un film mince	137
6.4	Le modèle de Mathieu et Simon	138
6.5	Etat des lieux des expériences	140
6.5.1	Les différences entre les couches minces et les monocristaux	140
6.5.2	Les films minces	141
6.5.2.1	Revue critique de la publication de D.H. Wu <i>et al.</i>	142
6.5.2.2	Mise en évidence des lois d'échelle	146
6.5.2.3	Les interprétations dans le cadre du modèle MBCC	149
6.6	Conclusion	152
7	RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX	153
7.1	Introduction	153
7.2	Rappel de la technique de mesure	153
7.2.1	L'effet de la puissance incidente	156
7.2.2	Quelques définitions utiles	157
7.3	Panorama de $\bar{\sigma}$ et \bar{Z}_l en fonction de ν , H et T	157
7.3.1	Les températures extrêmes : 79 K et 300 K	157
7.3.2	$\bar{\sigma}(\nu, T)$ aux températures intermédiaires	158
7.3.3	$R_l(T)$ et $L_l(T)$ à 1 T et quelques fréquences	161
7.3.4	$\bar{Z}_l(H)$ à différentes températures	162
7.4	Comparaison entre les résultats et le modèle MBCC	164
7.4.1	Etude de $\bar{Z}_l(\nu)$ en fonction de la fréquence	165
7.4.2	Etude de \bar{Z}_l en fonction du champ magnétique	171

7.4.2.1	Essai d'interprétation de $\bar{Z}_l(H)$ par le modèle MBCC	171
7.4.3	Discussion de l'interprétation MBCC	178
7.4.3.1	Analyse de $\bar{Z}_l(\nu)$	179
7.4.3.2	Analyse de $\bar{Z}_l(H)$	179
7.4.3.3	Test croisé des mesures $\bar{Z}_l(\nu)$ et $\bar{Z}_l(H)$	180
7.5	Les lois d'échelle	182
7.5.1	La conductivité de fluctuations sans champ	182
7.5.1.1	Détermination de la conductivité indépendante de la fréquence	182
7.5.1.2	Les lois d'échelle sans champ magnétique	184
7.5.2	Les lois d'échelle sous champ	188
7.5.2.1	La mise à l'échelle à différents champs magnétiques	191
7.5.3	Les lois d'échelle à haute fréquence	193
7.5.4	Discussion des lois d'échelle	193
7.6	Un comportement intrigant de la partie imaginaire de $\bar{\sigma}(T, \nu, H)$	198
7.6.1	Un problème de phase expliquerait-il ce comportement ?	199
7.6.2	Les mesures d'autres auteurs	200
7.6.3	Le diagramme de phase $H - T$	201
7.7	Conclusions sur les résultats expérimentaux	202
8	CONCLUSION	205
	ANNEXE	207
A.1	Les Quadripôles et leurs matrices A	207
A.2	Formules d'analyse pour un microruban	208
A.2.1	Formules de Pucel pour le facteur géométrique G	208
A.2.2	Formules de dispersion proposées par Kobayashi	208
A.2.3	Formules de dispersion proposées par Jansen et Kirschning	209
A.3	Méthodes numériques	211
A.3.1	L'algorithme de Newton-Raphson	211
A.3.2	Les erreurs de mesure et celles du modèle électrique	211
A.3.3	L'algorithme "Trouvannage"	213
A.4	Les publications	216
A.5	Paramètres cristallographiques et électriques de quelques substrats	224
	RÉFÉRENCES	227

LISTE DES FIGURES ET TABLEAUX

FIGURES

2.1	Visualisation du spectre électromagnétique	3
2.2	Configurations du champ électro-magnétique dans le mode T.E.M.	4
2.3	Modèle d'une ligne en haute fréquence	5
2.4	$\bar{Z}_e(\nu)$ pour une ligne en court-circuit et en circuit ouvert	8
2.5	Evolution de T_c au cours des années	13
2.6	Propriétés de l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ en fonction de sa stœchiométrie en oxygène	14
2.7	Structure cristallographique d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ et d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	15
2.8	Mécanisme de dissipation du mouvement des vortex	21
2.9	Diagrammes de phase schématiques 2D, 3D	27
2.10	Caractéristiques courant-tension d'un supraconducteur avec activation thermique.	31
3.1	Schéma du dispositif expérimental	38
3.2	Modèle schématique de réflexions parasites	42
3.3	Schéma des mesures nécessaires de l'étalonnage basse température	46
3.4	Schéma d'un connecteur de type SMA	47
3.5	Schéma d'une connexion APC 3.5/SMA	48
3.6	Schéma électrique équivalent d'un connecteur SMA	49
3.7	Comparaison entre la mesure et la simulation du connecteur SMA	50
3.8	Impédance d'entrée du connecteur en court-circuit	51
3.9	Schéma de la canne à fort gradient de température	53
3.10	Mesures de $Z_e(\nu)$ de la charge 50Ω à 300 K et 77 K	54
3.11	Schéma du premier test du nouvel étalonnage à 300 K	57
3.12	Comparaison entre l'étalonnage de précision et le nouvel étalonnage	58
3.13	Modèle électrique du couplage résistif	59
3.14	Mesures et simulation avec et sans rayonnement d'une ligne CuNi	61
3.15	Mesures de $\rho(T)$ pour CuNi et inox	63
3.16	Schéma et modèle électrique du couplage résistif	64
3.17	Mesures de CuNi1 en circuit ouvert et en court-circuit	65
3.18	Comparaison simulation/mesure obtenues pour le court-circuit seul	69
3.19	Mesures de l'échantillon inox2.3 en court-circuit	70
3.20	Influence des conditions thermiques dans les câbles coaxiaux	73
3.21	Comparaison ancien étalonnage - nouvel étalonnage	76
4.1	Images MEB de l'échantillon S22	81
4.2	Résistivité de l'échantillon S22 à 200 MHz et $d\rho/dT$ en courant continue	83
4.3	Photolithographie ultraviolet	85
4.4	Gravure	87
4.5	Bâti de gravure ionique	88
4.6	Lignes de découpe	90
4.7	Schéma du porte-échantillon	91
4.8	Modèle de couplage capacitif	94

4.9	Simulation du couplage capacitif	96
4.10	Mesure et simulation avec couplage capacitif	97
4.11	Modèle de la fente	98
4.12	Reproductibilité du montage	100
4.13	Reproductibilité des mesures par rapport à un décalage parallèle	101
4.14	Reproductibilité des mesures par rapport à un décalage perpendiculaire	102
4.15	Couplage parasite au bout d'une ligne	103
5.1	Principe d'une transformation conforme	107
5.2	$\varepsilon_r(\nu)$ pour $\varepsilon_r = 10$ et $\varepsilon_r = 20$	114
5.3	Rappel du modèle électrique équivalent	117
5.4	Mesure et simulations d'une ligne microruban en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ doré à 300 K 118	
5.5	Mesure et simulation d'une ligne microruban supraconductrice à 79 et 95 K 120	
5.6	Modèle électrique d'un échantillon supraconducteur	121
5.7	Schéma équivalent pour le test du logiciel de traitement des mesures	124
5.8	Test du logiciel de traitement : $\text{Im}\bar{Z}_l$ d'un câble coaxial	126
6.1	Facteurs correctifs de Coffey et Clem	136
6.2	Φ_σ des quatre principales publications.	143
6.3	$\rho_1(H)$ d'après Wu et calcul de vérification.	145
6.4	La mise à l'échelle d'après Kötzler	148
6.5	Dépendance en température de η et κ_p	150
6.6	$R_s(H)$ d'après Owliaei <i>et al.</i> et $\rho_1(H)$ d'après DH Wu <i>et al.</i>	151
7.1	Montage des échantillons supraconducteurs et modèle électrique équivalent 154	
7.2	L'effet de la puissance	156
7.3	$\bar{\sigma}(\nu)$ et $\bar{Z}_l(\nu)$ à 79 K et 0 T	158
7.4	$\Phi_\sigma(\nu)$ à 79 K sans champ	158
7.5	$\bar{\sigma}(\nu)$ et $\bar{Z}_l(\nu)$ à la température ambiante	159
7.6	$\bar{\sigma}(\nu)$ proche de la transition sans champ	159
7.7	$\bar{\sigma}(\nu)$ à 6 T.	160
7.8	$\bar{\sigma}(T)$ à 0 T et 1 T à quelques fréquences fixes.	161
7.9	$R_l(T)$ et $L_l(T)$ à 1 T	163
7.10	$L_l(T)$ à 6 T	164
7.11	$R_l(H)$ à différentes températures	165
7.12	$L_l(H)$ à différentes températures et fréquences	166
7.13	Diagramme de phase H-T de S22 pour montrer où se situent les mesures MBCC	167
7.14	\bar{Z}_l mesurée et calculée à 82.36 K, 1 T, entre 0 et 5 GHz.	167
7.15	\bar{Z}_l mesurée et calculée à 82.36 K, 1 T, et 0-17 GHz.	168
7.16	$R_l(\nu)$ et $L_l(\nu)$ à 4 T, basse fréquence	169
7.17	$R_l(\nu)$ et $L_l(\nu)$ à 4 T	170
7.18	$Z_l(H)$ à 80.2 K avec calcul MBCC, $\eta, \kappa_p = \text{const.}$	172
7.19	$Z_l(H)$ à 80.2 K avec calcul MBCC, $\eta, \kappa_p \propto \sqrt{H}$	173
7.20	$Z_l(H)$ à 3.6 et 15.8 GHz et 85.6 K	175
7.21	$Z_l(H)$ à 3.6 et 15.8 GHz et 85.6 K pour des barrières plastiques	176
7.22	$Z_l(H)$ à 3.6 et 15.8 GHz et 88.2 K	177
7.23	Comparaison de nos valeurs pour η et κ_p avec celles d'autres auteurs	178
7.24	Comparaison entre $Z_l(H)$ et des optimisations en fréquence	181

7.25	Résistivité basse fréquence et fit de la partie fluctuante.	183
7.26	Analyse des isothermes de $\bar{\sigma}^{fl}$ sans champ.	185
7.27	$\bar{\sigma}^{fl}$ mise à l'échelle à champ nul.	187
7.28	Analyse des isothermes de $\bar{\sigma}^{fl}$ à 1 T et 4 T	188
7.29	$ \sigma $ et Φ_σ mis à l'échelle, pour différents champs magnétiques	190
7.30	Préfacteurs de la mise à l'échelle en fonction du champ.	191
7.31	$\bar{\sigma}^{fl}$ mise à l'échelle en fonction de T , ν et H	192
7.32	La phase de $\bar{\sigma}^{fl}$ à haute fréquence.	193
7.33	Effet sur Z_e et $\bar{\sigma}$ d'un décalage de la phase d'un degré	195
7.34	Diagramme de phase $H(T)$	196
7.35	$\sigma_2(T)$ à différentes fréquences et 6 T	198
7.36	$\sigma_1(T)$ à différentes fréquences et 6 T	199
7.37	$\sigma(\nu)$ extraite après décalage de la phase sur \bar{Z}_e	200
7.38	$\bar{\sigma}(\nu)$ d'après Booth <i>et al.</i>	201
7.39	Diagramme de phase $H(T)$ avec région de recouvrement en fréquence	202
A.1	Les matrices A de quelques quadripôles	207
A.2	Mesures de $\bar{Z}_l(\nu)$	212
A.3	Influence du facteur R_{ν^2} à ρ élevée	213
A.4	Tous les zéros de \bar{f}_ν	214

TABLEAUX

2.1	Données physiques du composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	16
3.1	Paramètres d'un connecteur SMA	51
3.2	Comparaison des différentes connexions	56
3.3	Paramètres de simulation CuNi1	67
3.4	Paramètres de simulation inox2.3	71
4.1	Paramètres géométriques des échantillons de validation	80
4.2	Echantillons étudiés	82
4.3	Conditions pour la lithographie UV	86
4.4	Vitesses d'attaque ionique	89
5.1	Dispersion d'une ligne microruban	115
5.2	Paramètres du modèle électrique pour S22.	119
6.1	Compilation d'exposants critiques	147
6.2	Compilation des mesures champ moyen	150
7.1	Paramètres obtenus par optimisation à basse température	166
7.2	Ensemble des paramètres MBCC à quelques T et 4 T	170
7.3	Paramètres MBCC pour $Z_l(H)$ à 80.2 K	172
7.4	Paramètres MBCC pour $Z_l(H)$ à 85.6 K	174
7.5	Paramètres MBCC pour $Z_l(H)$ à 85.6 K	177
7.6	Comparaison de η , κ_p et H^* obtenus en fonction de ν et de H	181
7.7	Région des lois d'échelle	189
A.1	Paramètres cristallographiques de quelques substrats	224
A.2	Paramètres diélectriques de quelques substrats	225

INDEX DES SYMBOLES

Nous avons essayé dans ce mémoire de donner toutes les grandeurs dans le Système International. Des grandeurs complexes sont marquées d'un trait (ex. \bar{Z}_l). Les abréviations, ainsi que quelques constantes sont indiqués à la fin de ce catalogue.

α	
α	constante d'atténuation, souvent exprimée en dB/m ou en Np/m = $\text{Re}\bar{\gamma}$ partie réelle de la constante de propagation [m^{-1}]
α_g	facteur de mise à l'échelle pour la fréquence en fonction du champ
α_p	polarisabilité moléculaire [m^3]
β	
β	constante de phase, exprimée en général en [rad m^{-1}] = $\text{Im}\bar{\gamma}$ partie imaginaire de la constante de propagation [m^{-1}]
β_g	facteur de mise à l'échelle pour le module de $\bar{\sigma}$ en fonction du champ
γ	
$\bar{\gamma}$	constante de propagation complexe [m^{-1}]
γ_a	anisotropie : = $\sqrt{m_c/m_{ab}} = \lambda_c/\lambda_{ab} = \xi_{ab}/\xi_c = H_{c2\parallel ab}/H_{c2\parallel c} = H_{c1\parallel c}/H_{c1\parallel ab}$
$\bar{\Gamma}$	coefficient de réflexion complexe
$\bar{\Gamma}_e$	coefficient de réflexion correspondant à une impédance d'entrée \bar{Z}_e
$\bar{\Gamma}_r$	coefficient de réflexion correspondant à une impédance de charge \bar{Z}_r
$\bar{\Gamma}_m$	coefficient de réflexion complexe brut de l'échantillon et des éléments de connexion
$\{\bar{\Gamma}_1, \bar{\Gamma}_2, \bar{\Gamma}_3\}$	jeu de trois coefficients de réflexions mesurés à basse température nécessaire à l'étalonnage basse température
$\bar{\Gamma}_{cc}, \bar{\Gamma}_{co}, \bar{\Gamma}_{50\Omega}$	coefficients de réflexion pour l'étalonnage basse température mesurés en bas du cryostat
δ	
δ	angle de perte d'un diélectrique à fréquence et température données
δ_e	épaisseur de peau, longueur sur laquelle pénètre un champ électro-magnétique dans un conducteur de résistivité $\rho(= \sigma^{-1})$: $\delta_e = \sqrt{2/(\mu_0\omega\sigma)}$ [m]
δ_{ff}	profondeur de pénétration due au flux = $\sqrt{2\rho_{ff}/(\mu_0\omega)}$ [m]
Δ	gap ou bande interdite du supraconducteur [J] (souvent en eV)
ΔT_c	la largeur de la transition. Définie par l'intersection de la pente de la transition avec l'abscisse et l'extrapolation linéaire de la résistivité à l'état normal
$\bar{\Delta}_{ij}$	= $\bar{\Gamma}_i - \bar{\Gamma}_j$ avec $i, j \in \{1, 2, 3, m\}$

ϵ	
ϵ_{fc}	le facteur du flux-creep (cf. paragraphe 6.3.1)
ϵ	$\ln(T/T_g)$ une température normalisée
$\bar{\epsilon}_r$	permittivité relative complexe d'un diélectrique
ϵ_r	permittivité relative du film diélectrique qui constitue la capacité de couplage
$\epsilon_{re}, \epsilon_{r,eff}$	permittivité relative effective d'un diélectrique; dans la configuration d'un microruban, elle est fonction de la largeur W et (selon les modèles) de l'épaisseur e du ruban, ainsi que de la hauteur h et de la permittivité diélectrique ϵ_r du substrat
$\epsilon_{rs1}, \epsilon_{rs2}$	permittivités relatives du modèle de la fente du substrat (cf. paragraphe 4.5.8)
ϵ_{rd}	permittivités relatives du diélectrique lors du couplage capacitif entre le connecteur et le ruban
ζ	
ζ_Γ	partie réelle du coefficient de réflexion = $\text{Re}\bar{\Gamma}$
η	
η_0	= 120π : l'impédance du vide [Ω]
η	viscosité [Pa s]
θ	
θ	angle entre le champ magnétique extérieur et les plans ab
κ	
κ_p	constante de rappel par unité de longueur des vortex [Pa] également appelée paramètre de Labusch
κ_{GL}	λ/ξ_{GL} , paramètre de Ginzburg et Landau
λ	
λ_0	longueur d'onde dans le vide [m]
λ_s	longueur d'onde dans le substrat [m]
λ	profondeur de pénétration [m]
$\lambda_{ab}(0\text{K})$	profondeur de pénétration du champ magnétique dans un supraconducteur dans le plan ab , c'est-à-dire dans le plan CuO_2 , à température 0 K [m]
$\lambda_c(0\text{K})$	profondeur de pénétration du champ magnétique dans un supraconducteur selon l'axe c à température 0 K [m]
Λ	profondeur de pénétration de London [m]
ν	
ν	fréquence [Hz]
$\hat{\nu}$	fréquence normalisée
ν_g	fréquence qui correspond à l'énergie du gap ($\Delta = h\nu_g$) [Hz]

ν_p	fréquence de dépiégeage [Hz]
ν_s	exposant critique statique dans les lois d'échelle (pour un verre de vortex)
$\nu_{s,\perp} = \nu'_s$	exposant critique statique du modèle de verre de Bose \perp centres de piégeage
$\nu_{s,\parallel} = 2\nu'_s$	exposant critique statique du modèle de verre de Bose \parallel centres de piégeage
\tilde{v}	potentiel de piégeage normalisé du modèle MBCC

ξ

ξ	longueur de cohérence dans un supraconducteur [m]
$\xi_{ab}(0\text{ K})$	longueur de cohérence dans le plan ab (plan CuO_2) à 0 K [m]
$\xi_c(0\text{ K})$	longueur de cohérence selon l'axe c à 0 K [m]
ξ_Γ	partie imaginaire du coefficient de réflexion = $\text{Im}\bar{\Gamma}$

ρ

ρ	résistivité; souvent la température correspondante est indiquée en indice [Ωm , $\mu\Omega\text{cm}$]
ρ	densité (seulement dans l'équation (3.5)) [kg m^{-3}]
ρ_1, ρ_2	résistivité du microruban supérieur/inférieur [Ωm , $\mu\Omega\text{cm}$] dans une configuration de microruban à deux métallisation
$\rho_{ab}(0\text{ K})$	résistivité dans le plan ab à 0 K [Ωm , $\mu\Omega\text{cm}$]
$\rho_c(0\text{ K})$	résistivité selon l'axe c à 0 K [Ωm , $\mu\Omega\text{cm}$]
$\bar{\rho}_m$	coefficient de réflexion complexe de l'échantillon seul
$\bar{\rho}_i$	coefficient de réflexion complexe mesuré au niveau de l'échantillon
ρ_n	résistivité dans l'état normal [Ωm , $\mu\Omega\text{cm}$]
ρ_{Jc}	résistivité à $J = J_c$ [Ωm , $\mu\Omega\text{cm}$]
ρ_{ff}	résistivité du flux flow libre ($= \rho_n B(T)/B_{c2}$) [Ωm , $\mu\Omega\text{cm}$]
$\tilde{\rho}_v$	résistivité effective due au mouvement des vortex [Ωm , $\mu\Omega\text{cm}$] (cf. paragraphe 6.3.1)
ρ_s	densité superfluide

σ

σ	conductivité réelle d'un métal [S m^{-1}]
$\bar{\sigma}$	conductivité complexe ($= \sigma_1 - j\sigma_2$) [S m^{-1}]
σ_n	conductivité à l'état normal [S m^{-1}]
σ_1, σ_2	partie réelle et imaginaire de $\bar{\sigma}$ respectivement [S m^{-1}]
σ^{cm}	conductivité (champ moyen) indépendante de la fréquence [S m^{-1}]

ϕ

Φ_σ	phase de la conductivité complexe [deg] ou [rad]
---------------	--

τ

τ	temps de relaxation [$\text{s}\cdot\text{rad}^{-1}$]
τ_V	temps de relaxation du modèle de Mathieu et Simon [$\text{s}\cdot\text{rad}^{-1}$]

ω	
ω	pulsation, fréquence angulaire [rad s^{-1}]
ω_0	pulsation de tentative de saut par-dessus une barrière de potentiel [rad sec^{-1}]
ω_p	pulsation de dépiégeage ($= 2\pi\nu_p$) [rad sec^{-1}]

A	
a	paramètre de maille élémentaire [m]
A	surface [m^2]
A	potentiel vecteur magnétique [Wb m^{-1}]
A	matrice liant la tension et le courant à l'entrée et à la sortie d'un quadripôle [Ω] (cf. paragraphe A.1)

B	
b	paramètre de maille élémentaire [m]
B_{c1}	induction magnétique de première aimantation [T]
B_{c2}	induction magnétique critique pour un supraconducteur de type II [T]
$B_{c2\parallel}(0\text{K})$	B_{c2} parallèle à l'axe c à température 0 K [T]
$B_{c2\perp}(0\text{K})$	B_{c2} perpendiculaire à l'axe c à température 0 K [T]
$B_{c1\parallel}(0\text{K})$	B_{c1} parallèle à l'axe c à température 0 K [T]
$B_{c1\perp}(0\text{K})$	B_{c1} perpendiculaire à l'axe c à température 0 K [T]

C	
c	paramètre de maille élémentaire [m]
c_L	paramètre de Lindemann
\mathbb{C}	ensemble des nombres complexes
C_1, C_2	capacités du premier et second module "T" de désadaptation [F]
C_{66}, C_{44}	modules d'élasticité du réseau de vortex (de cisaillement et de torsion)
C_a, C_s	capacités utilisées dans l'approche quasi-statique de l'analyse du microruban [F]
C_c	capacité du couplage capacitif [F] (cf. paragraphe 4.5.8)
C_{c1}, C_{c2}	capacités du modèle de couplage capacitif [Fm^{-1}] (cf. paragraphe 4.5.8)
C_d	capacité de désadaptation due aux changements géométriques entre différentes normes de connexion [F]
C_{bout}	capacité de fin de ligne en circuit ouvert [F]
C_l	capacité linéique d'une ligne propagative [Fm^{-1}]
$C_{s,eff}, C_{s1}, C_{s2}$	capacités du modèle de la fente entre le substrat et la masse [F] (cf. paragraphe 4.5.8)

D	
d	dimensionnalité d'un système
dB	$= 10 \cdot \log(P_1/P_2)$, où P_1 et P_2 sont des puissances. En acoustique le dB est défini comme $20 \cdot \log(P_1/P_2)$.
dBm	dB, avec la puissance de référence $P_2 = 1 \text{ mW}$.
d_{ame}	diamètre de l'ame d'un câble coaxial [m]

d_c	épaisseur du film diélectrique qui constitue la capacité de couplage [m]
d_{diel}	diamètre du diélectrique d'un câble coaxial [m]
\mathbf{D}	induction électrique [As m^{-2}], $= \varepsilon_r \varepsilon_0 \mathbf{E}$

E

e	épaisseur du microruban [m]
e_1, e_2	épaisseur du microruban supérieur/inférieur [m] dans une configuration de microruban à deux métallisation
E	énergie [J]
\mathbf{E}	champ électrique [V m^{-1}]
E_x, E_y, E_z	composantes du champ électrique [V m^{-1}]
\mathbf{E}_t	composante du champ électrique tangentielle à la surface [V m^{-1}]

F

\vec{f}	force de Lorentz
$\bar{f}_\nu(\bar{\gamma})$	fonction qui détermine Z_l pour un quadripôle inconnu
f_x	d'après DH Wu [186] : fréquence d'un crossover entre un comportement champ moyen et scaling de $\bar{\rho}(\omega)$
F_0	énergie caractéristique des centres de piégeage ponctuel [J]
$\mathbf{F}(x, t)$	force aléatoire d'activation thermique (MBCC)
$F(\varepsilon_{eff})$	fonction qui dépend de la discontinuité qui rayonne (cf. paragraphe 3.6.2)
F_V	force de viscosité [N]

G

G	facteur géométrique de Wheeler et Pucel [m^{-1}] (inverse de la largeur effective du ruban)
G_c	conductance du diélectrique du couplage capacitif [S]
G_l	conductance linéique d'une ligne propagative [S m^{-1}]

H

h	hauteur du substrat diélectrique [m]
\mathbf{H}	champ magnétique extérieur [A m^{-1}]
H_c	champ magnétique critique thermodynamique [A m^{-1}]
H_{c1}	champ magnétique de première aimantation [A m^{-1}]
H_{c2}	champ magnétique critique pour un supraconducteur de type II [A m^{-1}]
H_{cr}	champ magnétique du crossover entre un comportement 2D et 3D [T]
H_{irr}	champ magnétique d'irréversibilité [T]
H_m	champ magnétique de fonte du solide de vortex [T]
\mathbf{H}_t	champ magnétique tangentielle à la surface du conducteur [A m^{-1}]

I

$\bar{i}(z)$	courant complexe sur un point d'une ligne propagative [A]
$\bar{I}(z)$	amplitude complexe du courant \bar{i} en régime sinusoïdal [A]
\bar{I}_i	amplitude complexe du courant due à l'onde électromagnétique incidente [A]

\bar{I}_r amplitude complexe du courant due à l'onde électromagnétique réfléchie [A]

J

j	défini par $j^2 = -1$
\mathbf{J}	la densité de courant [A m ⁻²]
J_c	densité de courant critique [A m ⁻²]
\mathbf{J}_0	amplitude du densité de courant alternatif [A m ⁻²]
\mathbf{J}_s	densité de courant des paires de Cooper [A m ⁻²]
\mathbf{J}_n	densité de courant des électrons non appariés [A m ⁻²]

K

k	module du vecteur d'onde du champ électro-magnétique [m ⁻¹]
K_e, K_s	facteurs géométriques correctifs d'effet de bord pour un microruban métallique et supraconducteur respectifs

L

l	longueur (également appelée longueur géométrique) [m]
l_{\perp}, l_{\parallel}	longueur caractéristiques du verre de Bose [m]
l_c	longueur du film diélectrique qui constitue la capacité de couplage [m]
l_{lpm}	libre parcours moyen des électrons [m]
l_{elec}	longueur électrique ou effective, qui tient compte du matériau considéré, $l_{elec} = l\sqrt{\varepsilon_r}$ [m]
L	longueur totale de la ligne de propagation [m]
L_{11}, L_{12}	première et seconde inductance respectivement du premier module "T" de désadaptation [H]
L_{21}, L_{22}	première et seconde inductance respectivement du second module "T" de désadaptation, enlevées dans le modèle du ruban supraconducteur [H]
L_{bout}	inductance des fils du court circuit un bout de ligne [H]
L_c	inductance du modèle de couplage capacitif [H]
L_c	longueur de corrélation $\parallel H$ du modèle de piégeage collectif [m]
L_k	inductance cinétique due à la supraconductivité [H]
L_l	inductance linéique d'une ligne propagative [H m ⁻¹]
$L_{l,géo}$	inductance linéique géométrique ou externe [H m ⁻¹]
L_i	inductance interne linéique d'une ligne propagative, due à la pénétration non-nulle du champ magnétique dans le ruban [H m ⁻¹]
$L_{i,ruban}, L_{i,pdm}$	inductance interne du ruban et du plan de masse respectivement [H]
L_z	longueur caractéristique d'un segment de vortex déplacé (correspond à L_c) [m]

M

m	masse [kg]
M	masse moléculaire [kg]

N

n	index de diffraction d'un diélectrique ($= \sqrt{\varepsilon_r}$)
-----	---

n_0	densité totale d'électrons libres dans le modèle bifluide
n_s	densité des électrons supraconducteurs dans le modèle bifluide
\mathbb{N}	ensemble des entiers naturels
N_p	Nepers = $\ln(V_1/V_2)$, où V_1 et V_2 sont des tensions. Puisque la puissance $P \propto V^2$, on peut écrire $1 N_p = 0.5\ln(P_1/P_2)$

P

P_r	puissance rayonnée [W]
-------	------------------------

Q

Q	facteur de qualité d'un résonateur haute fréquence
Q_c	quadripôle d'insertion dans un modèle d'étalonnage (cf. paragraphe 3.4)

R

R	résistance [Ω]
R_c	résistance du modèle de couplage capacitif [Ω]
R_c	longueur de corrélation $\perp H$ dans le modèle du piégeage collectif
$R_{contact}$	résistance de contact entre l'âme du connecteur et le microruban [Ω]
R_l	résistance linéique d'une ligne propagative : $\text{Im}(\bar{Z}_l)$ [$\Omega \text{ m}^{-1}$]
$R_{l,ruban}, R_{l,pdm}$	résistance linéique du ruban, et du plan de masse respectivement [$\Omega \text{ m}^{-1}$]
R_n	résistance linéique dans l'état normal [$\Omega \text{ m}^{-1}$]
R_r	partie réelle de l'impédance de charge d'une ligne \bar{Z}_r [Ω]
R_s	résistance de surface : $\text{Re}(\bar{Z}_s)$ [Ω]
R_{ν^2}	résistance introduite de façon ad hoc pour tenir compte d'un comportement en fréquence pour les échantillons de validation [$\Omega \text{ Hz}^{-2}$]
R_{ν^3}	résistance introduite de façon ad hoc dans le modèle électrique de la ligne supraconductrice [$\Omega \text{ Hz}^{-3}$]

S

s	distance entre les plans CuO_2 [m]
\mathbf{S}	matrice d'onde d'un quadripôle [S]
$\bar{S}_{11} \equiv \bar{\Gamma}, \bar{S}_{22}$	coefficients de réflexion complexe
$\bar{S}_{12}, \bar{S}_{21}$	coefficients de transmission complexe

T

t	temps [s]
t_{T_c}	température normalisée par rapport à la température critique ($= T/T_c$)
T	température thermodynamique absolue [K]
T_1, T_2	modules de désadaptation en forme de "T"
T_c	température critique définie par le maximum de la dérivée $d\rho/dT$ [K]
T_{c1}	température critique à partir de laquelle des vortex peuvent entrer dans un supraconducteur de type II [K]
T_{c2}	température critique pour laquelle B appliqué = B_{c2} [K]
T_g	température de transition de phase dans le modèle du scaling [K]

T_{VG}	température de transition de phase dans le modèle du verre de vortex [K]
T_{BG}	température de transition de phase dans le modèle du verre de Bose [K]
[T]	Tesla = $V.s/m^2 = N.s/C.m$, unité de l'induction magnétique

U

u	= W/h , la largeur du ruban sur la hauteur du substrat
U	énergie d'activation
U_{cc}	hauteur de la barrière de potentiel due au piégeage du modèle MBCC
U_{pl}	hauteur de la barrière de potentiel de déformation plastique des vortex
U_c	moyenne spatiale de U_p
$U_p(x)$	potentiel de piégeage

V

v	vitesse [$m s^{-1}$]
v_F	vitesse de Fermi [$m s^{-1}$]
v_{phase}	vitesse de phase d'une onde électro-magnétique [$m s^{-1}$]
$v_{propagation}$	vitesse de propagation d'une onde électro-magnétique [$m s^{-1}$]
$\bar{v}(z)$	tension complexe sur un point d'une ligne propagative [V]
V_c	volume de cohérence du modèle du piégeage collectif
\bar{V}_i	amplitude complexe de la tension due à l'onde électromagnétique incidente [V]
\bar{V}_r	amplitude complexe de la tension due à l'onde électromagnétique réfléchie [V]
$\bar{V}(z)$	amplitude complexe de la tension \bar{v} en régime sinusoïdal [V]

W

W	largeur du microruban [m]
W_{eff}	largeur effective du microruban dans le cadre de l'analyse quasi-statique [m]
W_e	largeur effective du microruban en tenant compte de l'épaisseur du ruban [m]
W_p	force de piégeage dans le modèle du piégeage collectif [N]

X

X_l	réactance linéique d'une ligne propagative : $\text{Im}(\bar{Z}_l)$ [Ω]
X_r	partie imaginaire de l'impédance de charge \bar{Z}_r [Ωm^{-1}]
X_s	réactance de surface : $\text{Im}(\bar{Z}_s)$ [Ω]

Y

$\{\bar{y}_1, \bar{y}_2, \bar{y}_3\}$	jeu de trois admittances nécessaire à l'étalonnage basse température [S]
$\bar{y}_{cc}, \bar{y}_{co}, \bar{y}_{50\Omega}$	les trois admittances mesurées des charges court-circuit, circuit ouvert et de la charge adaptée, utilisés dans l'étalonnage basse température [S]
\bar{y}_m	admittance de l'échantillon seul après l'étalonnage [S]
\bar{Y}_l	admittance linéique complexe d'une ligne [Sm^{-1}]

Z

\hat{z}	vecteur unitaire d'un vortex
-----------	------------------------------

z	position [m]
z_s	exposant critique dynamique dans les lois d'échelle (pour un verre de vortex)
z'_s	exposant critique dynamique dans un verre de Bose
\bar{Z}_c	impédance caractéristique complexe d'une ligne [Ω]
Z_c	impédance caractéristique réelle d'une ligne, dans l'approximation de faibles pertes [Ω]
Z_c^∞	impédance caractéristique effective dans l'approche quasistatique de l'analyse d'un microruban [Ω]
\bar{Z}_e	impédance d'entrée complexe d'une ligne [Ω]
\bar{Z}'_e	impédance d'entrée complexe d'une ligne après "de-embedding" [Ω]
\bar{Z}_f	impédance d'entrée complexe des éléments de contact au bout d'une ligne [Ω]
\bar{Z}_i	impédance linéique interne d'un conducteur [Ωm^{-1}]
\bar{Z}_l	impédance linéique complexe d'une ligne [Ωm^{-1}]
\bar{Z}_r	impédance complexe de charge au bout d'une ligne [Ω]
\bar{Z}_s	impédance de surface complexe [Ω]

Les Abréviations

APC	norme de connexion coaxiale
BCS	théorie microscopique de la supraconductivité proposée par Bardeen Cooper et Schrieffer en 1957 [10]
BSCCO	famille de supraconducteurs à haute T_c à base de Bismuth (ex. $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca-Cu}_2\text{O}_8$)
EELS	"Electron Énergie Loss Spectroscopy"
FFH	"Fisher-Fisher-Huse" : modèle de loi d'échelle pour une transition de phase de second ordre
FLL	"Flux-Line-Lattice" : réseau de vortex
GPIB	standard ANSI/IEEE 488.1-1987; abréviation pour General Purpose Interface Bus; interface de communication entre instruments et contrôleurs.
HTSC	"High-Temperature-Superconductors"
MBCC	modèle proposé par Martinoli, Brandt, Coffey et Clem
OSL	type d'étalonnage ("Open, Short, Load")
P.I.D.	Proportionnel, Intégral, Dérivée : Type de régulation
PPR	Parallel Plate Resonator
SMA	norme de connexion coaxiale
TAFF	flux-flow thermiquement activé ("thermally activated flux-flow")
T.E.M.	"Transversal Electric and Magnetic Field"

Les Constantes

c_0	$2.998 \cdot 10^8$ [m s^{-1}]	vitesse de la lumière dans le vide
ε_0	$8.854 \cdot 10^{-12}$ [$\text{A s V}^{-1} \text{m}^{-1}$]	permittivité du vide, dite absolue
μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7}$ [$\text{V s A}^{-1} \text{m}^{-1}$]	perméabilité magnétique
η_0	120π [Ω]	impédance du vide
Φ_0	$2.0679 \cdot 10^{-15}$ [T m^2] (ou Wb)	quantum de flux
k_B	$1.38 \cdot 10^{-23}$ [J K^{-1}]	constante de Boltzmann
m_e	$9.1 \cdot 10^{-31}$ [kg]	masse de l'électron
e_e	$1.6 \cdot 10^{-19}$ [Cb]	charge élémentaire

Les Equivalences

0 dBm	= 1 mW dans 50Ω	unité de puissance
1 dB	= 8.686 Np	unité d'affaiblissement
1 mil	= 10^{-3} inchs = $25.4 \mu\text{m}$	unité (américaine) de longueur
1 mbar	100 Pa	unité de pression
1 Å	0.1 nm	unité de longueur

Nouvel étalonnage cryogénique en réflectométrie (0.2 à 18 GHz) et
application à l'étude de la dynamique des vortex de supraconducteurs
HT_c proche de T_c

INTRODUCTION

Avec la découverte des supraconducteurs à haute température critique, l'intérêt dans la physique des vortex a connu une relance énorme. Il s'est avéré au fil des années que la "matière vortex" était effectivement aussi complexe et diversifiée que la matière atomique. En effet, elle peut exhiber différents états d'équilibre thermodynamique : le solide, le liquide ou même le gaz. En plus, les vortex peuvent être soumis à une force extérieure par l'application d'un courant électrique : la force de Lorentz. Il existe donc une physique de la dynamique des vortex aussi riche que la statique.

L'utilisation des supraconducteurs dans des dispositifs actifs ou passifs passe inévitablement par la compréhension de la matière vortex. Or ces supraconducteurs sont particulièrement intéressants pour des dispositifs fonctionnant dans le domaine des micro-ondes [54] compte tenu de la largeur du gap.

Jusque là, l'étude de la dynamique des vortex dans la gamme des micro-ondes s'est essentiellement faite par des méthodes résonnantes (par exemple en cavité) et donc à des températures inférieures à 80 K, avec ou sans champ magnétique. Les deux principales finalités de ces études étaient l'étude de la dépendance en température de la profondeur de pénétration et de celle de la résistance de surface. Malheureusement, la grande précision de ces mesures disparaît quand il y a des fortes pertes puisque le pic de résonance devient large. En conséquence, relativement peu de choses sont connues à ce jour sur la dynamique haute fréquence de la région au voisinage de la transition "solide de vortex - liquide de vortex".

Le but de cette thèse consiste justement à étudier la dynamique des vortex dans cette zone pour des fréquences supérieures à 200 MHz dans des films minces. A cause des problèmes que rencontrent les méthodes résonnantes, nous avons choisi pour cette étude une technique non-résonnante de réflectométrie mise au point pour travailler entre 0.2 et

18 GHz, de 80 à 100 K et pour un champ magnétique allant jusqu'à 6 T. Contrairement au cas des études réalisées en courant continu ou à basse fréquence ($\nu < 50$ MHz), il n'y avait au début de ma thèse (fin 1996) que deux publications couvrant notre gamme de mesure. Cette situation n'a pas changé depuis.

Nous avons donc développé une méthode de mesure en hyperfréquence large bande capable de travailler à basse température dont le développement et la validation ont occupé la plus grande partie de ce travail.

Ce manuscrit est essentiellement divisée en deux parties : la première traite du développement et de la validation de la technique de mesure (chapitres 3 à 5), tandis que la seconde partie est consacrée à la dynamique des vortex. Nous avons essayé de présenter les deux parties de manière à ce qu'elles puissent être lues indépendamment l'une de l'autre. Le plan de ce mémoire est donc le suivant :

- Après l'introduction générale, le chapitre 2 sera consacré à de brefs rappels sur les lignes de propagation, les caractéristiques principales des composés d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, la réponse en courant alternatif d'un supraconducteur et quelques aspects de la dynamique des vortex.
- Dans la partie technique :
 1. Nous développerons au chapitre 3 la technique de mesure utilisée, et en particulier le nouvel étalonnage basse température avec sa réalisation et sa validation.
 2. Tout ce qui concerne la fabrication des échantillons de validation et des échantillons supraconducteurs sera détaillé dans le chapitre 4. La mise au point du montage dans le dispositif cryogénique y sera également présentée.
 3. Un point important au sujet des mesures que nous avons effectuées concerne le traitement et l'analyse des données. Ce point sera développé au chapitre 5.
- Dans la partie concernant la dynamique des vortex :
 1. Le chapitre 6 sera consacré aux deux théories que nous allons utiliser dans la suite pour interpréter nos résultats, ainsi qu'à un état des lieux expérimental concernant les mesures à haute fréquence.
 2. Le chapitre 7 rassemble tous nos résultats expérimentaux ainsi que leurs analyses et interprétations.
- Finalement, une conclusion générale sera présentée au chapitre 8.

RAPPELS

2.1 Introduction

La figure 2.1 montre une vue globale du spectre électromagnétique allant des plus basses fréquences aux plus élevées.

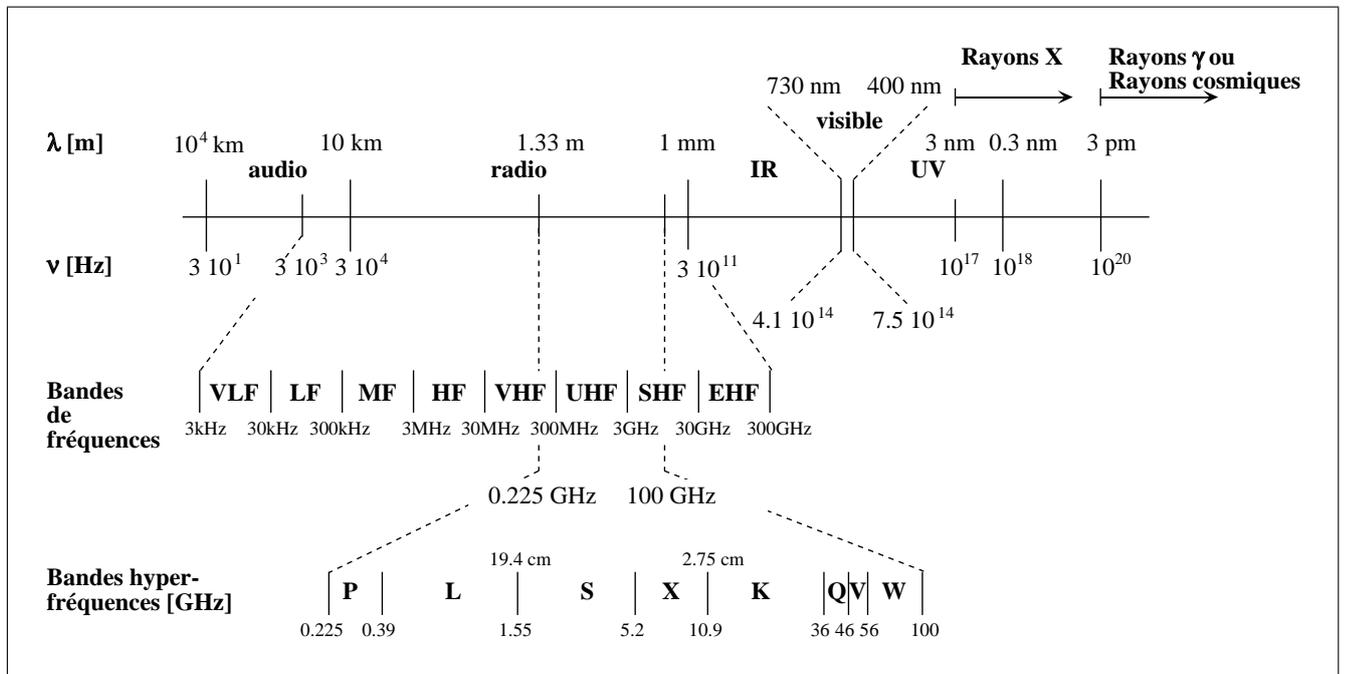


Figure 2.1: Visualisation du spectre électromagnétique [169, 201]. Les échelles sont logarithmiques. Les indications pour les bandes de fréquences sont : Very Low, Low, Medium, High, Very High, Ultra High, Super High et Extremely High Frequency selon le règlement de la radiocommunication [148].

Les mesures présentées dans ce mémoire se situent dans les radiofréquences et s'étendent de la bande P jusqu'au milieu de la bande K (0.16 GHz jusqu'à 20 GHz). Dans le vide, les longueurs d'onde associées sont comprises entre 1.8 m et 1.5 cm. Dans un diélectrique, ces longueurs diminuent proportionnellement à $1/\sqrt{\epsilon_r}$ où ϵ_r est la constante diélectrique relative. Pour de telles longueurs d'onde qui sont petites devant la taille du dispositif expérimental, des phénomènes de propagation apparaissent.

Nous ferons donc, en préambule à cette présentation, quelques rappels concernant la modélisation d'une ligne de propagation.

Nous parlerons brièvement des diélectriques utilisés à haute fréquence et nous discuterons de la nouvelle classe de matériaux supraconducteurs, à haute température critique dont fait partie le matériau étudié dans ce mémoire, l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Le modèle de London-bifluide présenté ensuite décrit la réponse électro-magnétique d'un supraconducteur sans champ magnétique.

Sous champ magnétique, on rencontre dans un supraconducteur de type II des vortex. Nous discuterons en particulier des phénomènes de la fusion du solide de vortex et des effets du piégeage.

Finalement, nous discuterons rapidement d'un modèle simple de la réponse des vortex à un courant alternatif : le modèle de Gittleman et Rosenblum.

2.2 Modélisation de la ligne de propagation

La propagation d'une onde électromagnétique associe un champ électrique et un champ magnétique vectoriels qui sont des fonctions du temps. Il existe plusieurs moyens de canaliser cette onde (cf. FIG. 2.2). Dans la plupart des configurations représentées (a-d), les champs électrique et magnétique sont perpendiculaires entre eux et à la direction de propagation z dans le mode fondamental. Ce mode s'appelle T.E.M. (Transversal Electric and Magnetic field).

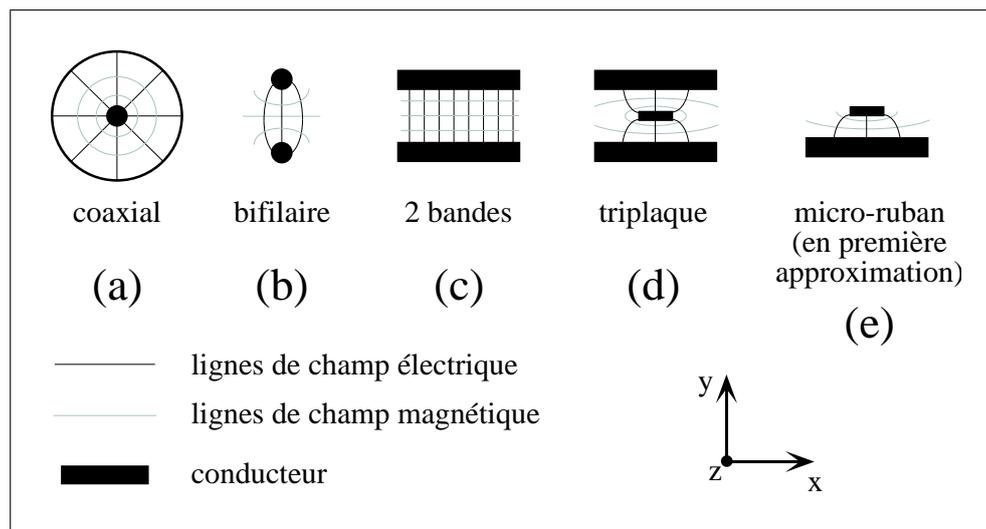


Figure 2.2: Configurations du champ électromagnétique dans le mode T.E.M.

A cause de sa structure ouverte, le microruban (e) a une symétrie réduite comparée aux

autres éléments indiqués. Cela signifie qu'il existe une composante très petite du champ électrique dans la direction z . Mais en première approximation, elle peut être négligée. Les notions habituelles de tension et courant sont donc aussi valables dans ce mode appelé Quasi-T.E.M. Nous pouvons les utiliser pour modéliser la ligne de propagation par un circuit électrique équivalent (cf. FIG. 2.3).

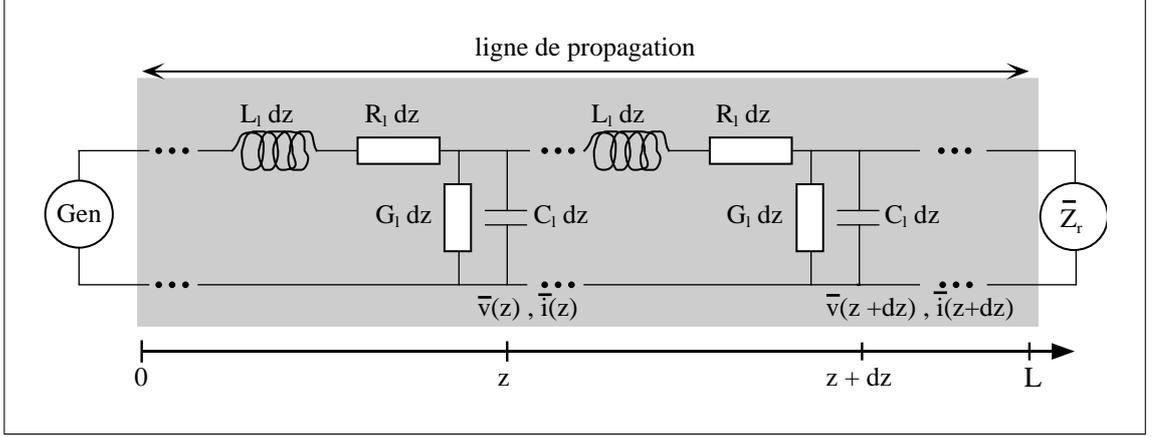


Figure 2.3: Modèle d'une ligne de longueur L en haute fréquence d'après [35].

A partir des lois de Kirchhoff en tension et en courant, nous pouvons déduire de ce modèle les équations suivantes (avec R_l , L_l , G_l et C_l des valeurs linéiques comme indiquées dans la figure 2.3) :

$$\begin{aligned} -\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} + L_l C_l \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial t^2} + (R_l C_l + L_l G_l) \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + R_l G_l \bar{v} &= 0 \\ -\frac{\partial^2 \bar{i}}{\partial z^2} + L_l C_l \frac{\partial^2 \bar{i}}{\partial t^2} + (R_l C_l + L_l G_l) \frac{\partial \bar{i}}{\partial t} + R_l G_l \bar{i} &= 0 \end{aligned} \quad (2.1)$$

En régime sinusoïdal, nous définissons la tension \bar{v} et le courant \bar{i} comme : $\bar{v} = \bar{V} e^{j\omega t}$ et $\bar{i} = \bar{I} e^{j\omega t}$. Les équations (2.1) deviennent alors :

$$-\frac{\partial \bar{V}}{\partial z} = (R_l + jL_l \omega) \bar{I} \quad -\frac{\partial \bar{I}}{\partial z} = (G_l + jC_l \omega) \bar{V} \quad (2.2)$$

et

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \bar{V}}{\partial z^2} &= (R_l + jL_l \omega)(G_l + jC_l \omega) \bar{V} = \bar{\gamma}^2 \bar{V} \\ \frac{\partial^2 \bar{I}}{\partial z^2} &= (R_l + jL_l \omega)(G_l + jC_l \omega) \bar{I} = \bar{\gamma}^2 \bar{I} \end{aligned} \quad (2.3)$$

avec

$$\bar{\gamma} = \sqrt{(R_l + jL_l\omega)(G_l + jC_l\omega)} \quad (2.4)$$

$\bar{\gamma}$, appelé la constante de propagation, est en général complexe et s'écrit sous la forme $\bar{\gamma} = \alpha + j\beta$:

- α représente la constante d'atténuation exprimée en Nepers par mètre ou en décibels par mètre (1 dB/m = 8.686 Np/m) ;
- β est la constante de phase exprimée en radian par mètre (rad/m).

Dans le cas des lignes sans perte, nous avons $\alpha = 0$, donc les ondes se propagent sans affaiblissement. $\beta = \omega\sqrt{L_l C_l}$ ce qui implique que la vitesse de phase $v_{phase} = \omega/\beta = 1/\sqrt{L_l C_l}$. La vitesse de propagation dans le diélectrique de la ligne est donnée par $v_{propagation} = d\omega/d\beta$. S'il n'y a pas de dispersion, nous avons alors $v_{phase} = v_{propagation}$.

En posant $\bar{V}_i = \bar{Z}_c \bar{I}_i$ et $\bar{V}_r = \bar{Z}_c \bar{I}_r$ avec $\bar{Z}_c = \sqrt{(R_l + jL_l\omega)/(G_l + jC_l\omega)}$ d'après eqn. (2.2), les équations (2.3) admettent des solutions de la forme :

$$\bar{V}(z) = \bar{V}_i e^{-\bar{\gamma}z} + \bar{V}_r e^{\bar{\gamma}z} \quad \bar{I}(z) = \bar{I}_i e^{-\bar{\gamma}z} - \bar{I}_r e^{\bar{\gamma}z} \quad (2.5)$$

Z_c est appelée l'impédance caractéristique de la ligne.

La tension et le courant sur la ligne résultent donc de la superposition de deux ondes se propageant en sens contraire. Leur l'amplitude varie en fonction de la distance par rapport au récepteur. Les indices i et r indiquent respectivement l'onde incidente et l'onde réfléchie par la charge \bar{Z}_r qui termine la ligne. Leur périodicité dans l'espace est de $\lambda = 2\pi/\beta$, leur périodicité dans le temps est $2\pi/\omega$ et leur vitesse de phase vaut : $v_{phase} = \omega/\beta$.

2.2.1 Les diverses impédances d'une ligne et leur signification

Pour éviter d'éventuelles confusions dans la suite, arrêtons nous un instant sur les différentes impédances d'une ligne.

2.2.1.1 L'impédance linéique \bar{Z}_l

L'impédance linéique $\bar{Z}_l = R_l + j\omega L_l$ et l'admittance linéique $\bar{Y}_l = G_l + j\omega C_l$ sont les grandeurs qui décrivent entièrement le comportement d'une ligne connaissant sa longueur (cf. FIG. 2.2). \bar{Y}_l étant entièrement déterminée par la géométrie, \bar{Z}_l sera particulièrement intéressante pour l'étude de la dynamique des vortex. Par contre son extraction à partir des mesures brutes est assez complexe. Dans le chapitre 5 nous y reviendrons.

2.2.1.2 L'impédance caractéristique \bar{Z}_c

L'impédance caractéristique \bar{Z}_c représente l'impédance d'entrée qu'aurait la ligne si sa longueur était infinie. Elle est "caractéristique" car elle ne dépend que de la géométrie de la section des conducteurs et des diélectriques de la ligne, par l'intermédiaire de R_l , L_l , C_l et G_l .

L'impédance caractéristique \bar{Z}_c est en général complexe. Dans le cas des lignes de transmission à *faibles pertes*, on peut la supposer réelle, puisque pour les fréquences auxquelles nous travaillons $R_l \ll L_l\omega$ et $G_l \ll C_l\omega$. Nous supposons donc par la suite $\bar{Z}_c = Z_c$ réelle pour les lignes de transmission à faibles pertes (comme par exemple des lignes coaxiales avec $Z_c = 50 \Omega$). Les lignes microruban de ce mémoire ne sont en général pas du tout dans l'approximation des faibles pertes. \bar{Z}_c est alors complexe et acquiert de plus une dépendance en fréquence due à des effets de dispersion (cf. chapitre 5).

\bar{Z}_c peut également s'écrire $\bar{Z}_c = \sqrt{\frac{\bar{Z}_l}{\bar{Y}_l}}$ où $\bar{Z}_l = R_l + jL_l\omega$ représente l'impédance linéique due à la contribution des conducteurs et $\bar{Y}_l = G_l + jC_l\omega$ représente l'admittance linéique due à celle des diélectriques.

2.2.1.3 L'impédance d'entrée \bar{Z}_e

Connaissant \bar{Z}_r , l'impédance de charge (cf. FIG. 2.3), nous pouvons aussi déduire des équations (2.5) l'impédance à un endroit quelconque z de la ligne :

$$\bar{Z}_e(z) = \bar{Z}_c \frac{\bar{Z}_r + \bar{Z}_c \tanh(\bar{\gamma}z)}{\bar{Z}_c + \bar{Z}_r \tanh(\bar{\gamma}z)} \quad (2.6)$$

$\bar{Z}_e(z)$ est l'impédance d'entrée du tronçon de ligne de longueur z suivi de la charge \bar{Z}_r .

Dans le cas des lignes sans perte ($\alpha = 0$), la fonction \tanh est remplacée par la fonction trigonométrique correspondante \tan et la constante de propagation $\bar{\gamma}$ par sa partie imaginaire $j\beta$. La vitesse de phase vaut alors $1/\sqrt{L_l C_l}$.

A titre d'exemple, la figure 2.4 montre la variation de l'impédance d'entrée \bar{Z}_e en fonction de la fréquence d'une ligne *sans perte*, donc purement imaginaire, en court-circuit et en circuit ouvert.

- Dans le cas du court-circuit, c'est-à-dire avec $\bar{Z}_r = 0$, eqn. (2.6) devient :

$$\bar{Z}_e(z) = j Z_c \tan(\beta z) \quad (2.7)$$

- Pour $0 < \beta z < (2n + 1) \frac{\pi}{2}$ (c'est-à-dire $0 < l_{elec} < (2n + 1) \frac{\lambda}{4}$ avec $l_{elec} = l\sqrt{\epsilon_r}$ la

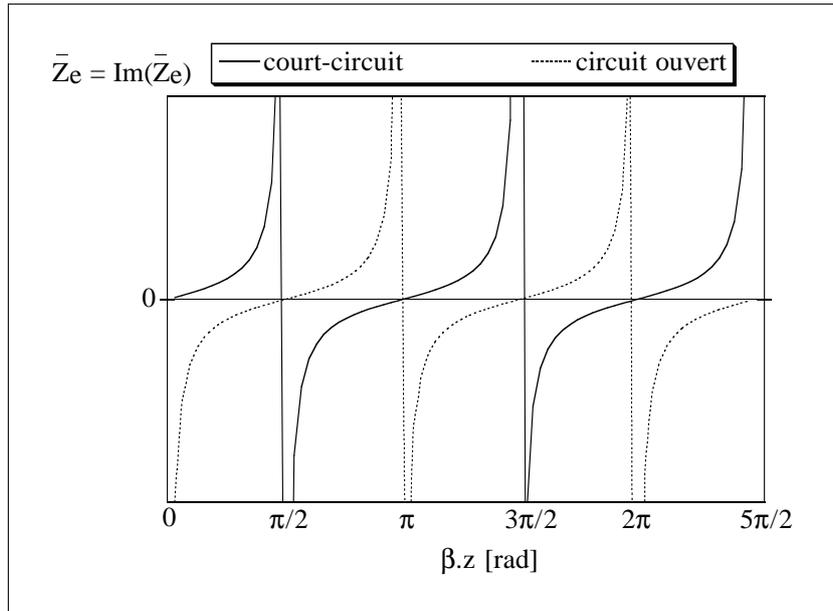


Figure 2.4: Variation de l'impédance d'entrée d'une ligne sans perte en court-circuit et en circuit ouvert. On obtiendrait le même résultat en mesurant l'impédance d'entrée d'un échantillon sans perte d'une longueur de 6 mm sur un diélectrique de $\epsilon_r=10$ entre 0 et 20 GHz.

longueur électrique ou effective) la ligne court-circuitée est donc équivalente à une inductance et pour $\beta z = (2n+1)\frac{\pi}{2}$ l'impédance d'entrée est infinie, comme un circuit résonnant parallèle, au moment de la résonance.

- Pour $(2n+1)\frac{\pi}{2} < \beta z < n\pi$ cette ligne se comporte comme une capacité, et pour $\beta z = \pi$ (c'est-à-dire $l_{elec} = n\frac{\lambda}{2}$) l'impédance d'entrée est nulle, comme un circuit résonnant série, au moment de la résonance.
- La ligne en circuit ouvert avec $\bar{Z}_r \rightarrow \infty$ (eqn. 2.6) donne un comportement de \bar{Z}_e en $\cot(\beta z)$, dual du cas précédent.

2.2.1.4 L'impédance de surface \bar{Z}_s

Enfin l'impédance de surface \bar{Z}_s est souvent utilisée pour la caractérisation haute fréquence de matériaux car c'est une grandeur à laquelle l'expérimentateur a accès par les méthodes de mesures en cavités résonnantes (cf. le livre de Rizzi [154] pour une présentation d'un point de vue théorique et l'article de Golosovsky [66] pour une revue des aspects expérimentaux). Elle est définie par la relation:

$$\bar{Z}_s = \frac{\mathbf{E}_t}{\mathbf{H}_t} \quad (2.8)$$

où \mathbf{E}_t et \mathbf{H}_t sont les composantes tangentielles du champ électromagnétique à la surface

du matériau conducteur.

Dans le cas d'une onde plane incidente sur un plan conducteur semi-infini, \bar{Z}_s peut s'écrire de la manière suivante :

$$\bar{Z}_s = \left[\frac{j\omega\mu_0}{\sigma} \right]^{1/2} \quad (2.9)$$

Donc :

$$\bar{Z}_s = \frac{1}{2}\omega\mu_0(1+j)\delta_e = \frac{1+j}{\sigma\delta_e} \quad (2.10)$$

L'impédance de surface \bar{Z}_s est composée d'une partie réelle (résistance de surface R_s) et d'une partie imaginaire (réactance de surface X_s) qui traduisent respectivement les pertes et le caractère inductif des matériaux métalliques aux fréquences micro-ondes. Remarquons que R_s est égal à X_s dans un métal normal. δ_e est la profondeur de peau, c'est-à-dire la profondeur sur laquelle pénètre (de manière exponentiellement décroissante) le champ électromagnétique alternatif dans un conducteur. Il est important de noter qu'il s'agit là de l'effet de peau normal, comme décrit par une théorie locale de l'électrodynamique, c'est-à-dire que la profondeur de peau δ_e est supérieure au libre parcours moyen l_{ipm} des électrons.

Pour un conducteur d'épaisseur finie e , par application des équations de Maxwell et tenant compte des conditions limites aux interfaces conducteur/diélectrique, on obtient :

$$\bar{Z}_s = \left[\frac{j\omega\mu_0}{\sigma} \right]^{1/2} \coth(e[j\omega\mu_0\sigma]^{1/2}) \quad (2.11)$$

à condition que $|\bar{\gamma}^2| < \omega\mu_0|\bar{\sigma}|$ et $\varepsilon_0\varepsilon_r\mu_0\omega^2 \ll \omega\mu_0|\bar{\sigma}|$, c'est-à-dire que les courants de déplacement dans les conducteurs peuvent être négligés.

Nous pouvons lier l'impédance linéique \bar{Z}_l d'une ligne et l'impédance de surface \bar{Z}_s de la manière suivante :

$$\bar{Z}_l = j\omega\mu_0 \frac{h}{K_e W} + \frac{1}{K_s W} \bar{Z}_s(0) + \frac{1}{K_s W} \bar{Z}_s(h) \quad (2.12)$$

On reconnaît l'impédance de surface du ruban (dernier terme à droite) et l'impédance de surface du plan de masse (avant-dernier terme à droite). K_e et K_s sont des facteurs géométriques correctifs des effets de bords. K_e ne dépend que du rapport de la largeur du ruban W à la hauteur du substrat h , tandis que K_s dépend en plus du rapport de l'épaisseur du ruban e à la profondeur de pénétration λ [101] (pour le calcul de K_e et K_s cf. paragraphe 5.3.1).

2.2.2 Le coefficient de réflexion

Le coefficient de réflexion est défini comme le rapport de la tension de l'onde réfléchie sur la tension de l'onde incidente à la position z :

$$\bar{\Gamma}(z) = \frac{\bar{V}_r \exp(+\bar{\gamma}z)}{\bar{V}_i \exp(-\bar{\gamma}z)} = \frac{\bar{V}_r}{\bar{V}_i} \exp(+2\bar{\gamma}z) \quad (2.13)$$

Remarque : quelques auteurs définissent un coefficient de réflexion par rapport aux courants (cf. le calcul du rayonnement paragraphe 3.6.2 proposé par Lewin [106]). Dans ce cas, un facteur de phase de π est ajouté dans l'exponentielle:

$$\bar{\Gamma}(z) = \frac{\bar{I}_r}{\bar{I}_i} e^{-2\bar{\gamma}z}$$

L'usage veut que l'on exprime ce coefficient de réflexion en fonction de la distance $d = L - z$ du point sur la ligne considérée par rapport à la charge (cf. FIG. 2.3) :

$$\bar{\Gamma}(d) = \bar{\Gamma}(L) e^{-2\bar{\gamma}d} \quad (2.14)$$

Or $\bar{V}(L) = \bar{Z}_r \bar{I}$ et $\bar{V}_i = \bar{Z}_c \bar{I}_i$. Nous en déduisons que : $\bar{Z}_r = \bar{Z}_c \frac{1+\bar{\Gamma}(L)}{1-\bar{\Gamma}(L)}$.

Ainsi, $\bar{\Gamma}(d) = \frac{\bar{Z}_r - \bar{Z}_c}{\bar{Z}_r + \bar{Z}_c} e^{-2\bar{\gamma}d}$, donc à l'endroit où se trouve la charge $\bar{Z}_r(d=0)$:

$$\bar{\Gamma} = \frac{\bar{Z}_r - \bar{Z}_c}{\bar{Z}_r + \bar{Z}_c} = \bar{\Gamma}_r \quad (2.15)$$

Nous avons alors la possibilité de calculer directement l'impédance de la charge \bar{Z}_r à partir de la mesure du coefficient de réflexion de l'onde électromagnétique. C'est la base de la méthode de reflectométrie.

1. Dans le cas où $\bar{\Gamma}_r = 0$, il n'y a pas d'onde réfléchie. Cela signifie que $\bar{Z}_r = \bar{Z}_c$. Nous sommes dans un régime d'ondes progressives avec $\bar{v}(z, t)$ et $\bar{i}(z, t)$ en phase. Toute la puissance transportée par l'onde progressive est transmise.

2. Le cas où $|\bar{\Gamma}_r| = 1$ se présente :

- pour un court-circuit
- pour un circuit ouvert
- pour $|\bar{Z}_r - \bar{Z}_c| = |\bar{Z}_r + \bar{Z}_c|$

Il s'établit dans chacun de ces cas un régime d'ondes stationnaires pures sans énergie transmise.

3. Dans le cas d'une ligne à coefficient de réflexion quelconque, c'est-à-dire dans le cadre habituel des mesures, nous pouvons parler de régime semi-stationnaire.

En posant $\bar{\Gamma}_r = \zeta_\Gamma + j\xi_\Gamma$ et en supposant Z_c réelle nous trouvons pour la partie réelle et imaginaire de l'impédance de charge \bar{Z}_r :

$$\operatorname{Re}(\bar{Z}_r) = Z_c \frac{(1 - \zeta_\Gamma^2 - \xi_\Gamma^2)}{(1 - \zeta_\Gamma)^2 + \xi_\Gamma^2} \quad \text{et} \quad \operatorname{Im}(\bar{Z}_r) = Z_c \frac{2\xi_\Gamma}{(1 - \zeta_\Gamma)^2 + \xi_\Gamma^2} \quad (2.16)$$

2.3 Les diélectriques en haute fréquence

Les diélectriques sont caractérisés par une permittivité complexe $\bar{\varepsilon}_r \varepsilon_0$. $\bar{\varepsilon}_r$ représente la permittivité relative. Elle est donnée à fréquence ν et température T fixées par sa partie réelle ε_r , appelée la constante diélectrique. La tangente de l'angle de perte $\tan\delta = \operatorname{Im}\bar{\varepsilon}_r / \operatorname{Re}\bar{\varepsilon}_r$ représente le déphasage entre le champ électrique \mathbf{E} et l'induction électrique \mathbf{D} .

Pour les applications à hautes fréquences, les diélectriques devraient posséder les caractéristiques suivantes :

- une partie réelle ε_r pas trop élevée (de préférence $\varepsilon_r < 20$), uniforme, isotrope, constante aussi bien en température qu'en fréquence,
- un angle de perte faible ($\tan\delta < 10^{-4}$),
- une rugosité minimale,
- une bonne conductivité thermique,
- une compatibilité de l'expansion thermique entre le diélectrique et les matériaux à déposer (en l'occurrence avec l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$),
- une grande résistance chimique, c'est-à-dire un minimum d'interaction entre le substrat et la couche supraconductrice,
- un prix raisonnable.

Un nombre assez important de substrat a été expérimenté pour l'élaboration des couches minces supraconductrices à hautes températures (cf. les références du tableau A.2 page 225). Comme nous pouvons le constater, aucun des substrats ne répond entièrement aux exigences formulées ci-dessus. Selon les applications voulues, ceux qui correspondent le mieux sont MgO , LaAlO_3 et SrTiO_3 , car ce sont des monocristaux, donc leur rugosité est extrêmement faible. Mais pour notre étude, le fait que la constante diélectrique du SrTiO_3

varie énormément avec la température et devienne gigantesque à basse température était rédhibitoire.

Nous avons donc utilisé LaAlO_3 et MgO . LaAlO_3 présente une très bonne adaptation de la maille élémentaire par rapport au supraconducteur de structure pérovskite. Il est chimiquement stable et ses constituants ne diffusent pas dans le film supraconducteur durant le dépôt et des procédés subséquents. En outre, les pertes à haute fréquence (c'est-à-dire $\tan\delta$) sont très petites. Toutefois, il présente les inconvénients d'être difficile à couper, de posséder des macles et d'être assez cher.

Outre son prix et l'isotropie de sa constante diélectrique, MgO a l'avantage (par rapport à LaAlO_3 et SrTiO_3) de posséder une constante diélectrique plus faible, ce qui réduit les effets de dispersion (cf. paragraphe 5.4). Par contre, il présente l'inconvénient d'être hydrophile : sa surface et son angle de pertes sont rapidement altérés par l'eau. Ceci pourrait d'ailleurs expliquer le grand écart des valeurs de $\tan\delta$ trouvées dans la littérature (cf. TAB. A.2 page 225). La stabilité dans le temps de cette dernière grandeur n'est pas bonne. Nous avons donc stocké nos substrats dans un dessiccateur et nous les avons manipulés avec des gants. Certains auteurs ont vu une amélioration des propriétés supraconductrices (courant critique plus élevé et pertes micro-ondes diminuées) par un recuit du substrat avant le dépôt du supraconducteur [78, 119]. Mais notre essai de récupérer un substrat de MgO âgé de cinq ans par un recuit pendant quelques heures à 1000°C n'a donné aucun résultat satisfaisant.

2.4 Les oxydes à haute température critique

Jusqu'en 1986, la plupart des composés supraconducteurs étudiés étaient des métaux ou des alliages métalliques. Les quelques oxydes connus pourtant depuis des dizaines d'années n'avaient pas été étudiés de manière approfondie à cause de leurs températures de transition assez peu élevées. Deux exceptions étaient LiTi_2O_4 et BaPbBiO_3 avec une température critique T_c de $\sim 13\text{K}$ (cf. FIG. 2.5).

En 1986 Georg Bednorz et Alex Müller (IBM Zürich) découvrirent le $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ avec une température de transition de $\sim 38\text{K}$. Au cours des années qui suivirent, des efforts de recherche concentrés sur les oxydes de Cu de structure pérovskite menèrent à la révolution des supraconducteurs à haute température critique (HTSC) (cf. FIG. 2.5).

D'une manière générale, ces cuprates ont un état normal assez "anomal" :

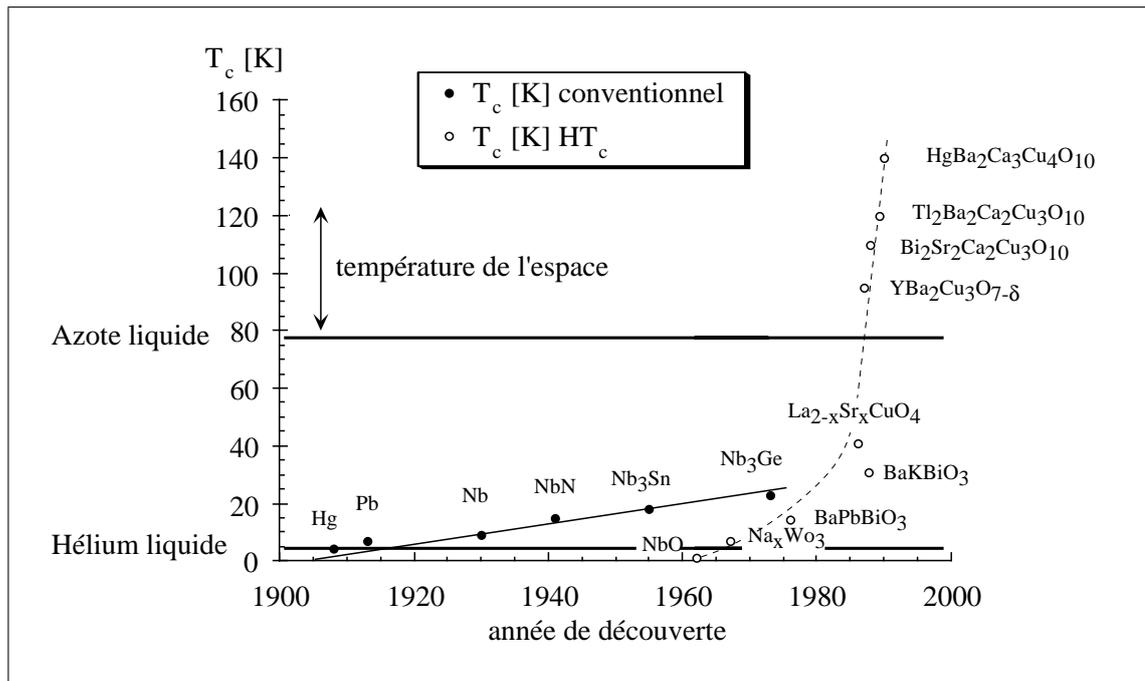


Figure 2.5: L'évolution de la température critique depuis la découverte de la supraconductivité au début de ce siècle.

- La résistivité est linéaire sur plusieurs centaines de degrés.
- Malgré leur structure céramique, il s'agit de métaux.
- Ils possèdent un pseudogap, c'est-à-dire un gap partiel au dessus de la température de transition. Les recherches dans ce domaine sont toujours de grande actualité (cf. l'article de revue de Timusk *et al.* [170]).

Les deux paragraphes suivants vont présenter quelques caractéristiques physiques du composé le plus étudié parmi les nouveaux supraconducteurs, l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, d'abord d'un point de vue science des matériaux, puis d'un point de vue plus physique.

2.4.1 Caractéristiques cristallographiques d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

La structure des oxydes supraconducteurs fait partie de celles des pérovskites. Le nom "pérovskite" n'a pas de signification scientifique, il s'agit juste d'une étiquette pour une famille de structures dont la classe générique est représentée par SrTiO_3 . Ce nom vient d'ailleurs d'un village russe où les cristallographes ont découvert de nombreux oxydes avec une structure similaire.

Quand il est dans sa forme tétragonale l' YBaCuO est thermodynamiquement stable. Sa formule correcte s'écrit alors $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. Ses propriétés dépendent de la concentration exacte en oxygène (cf. FIG. 2.6). La supraconductivité apparaît seulement pour $x \gtrsim 0.4$

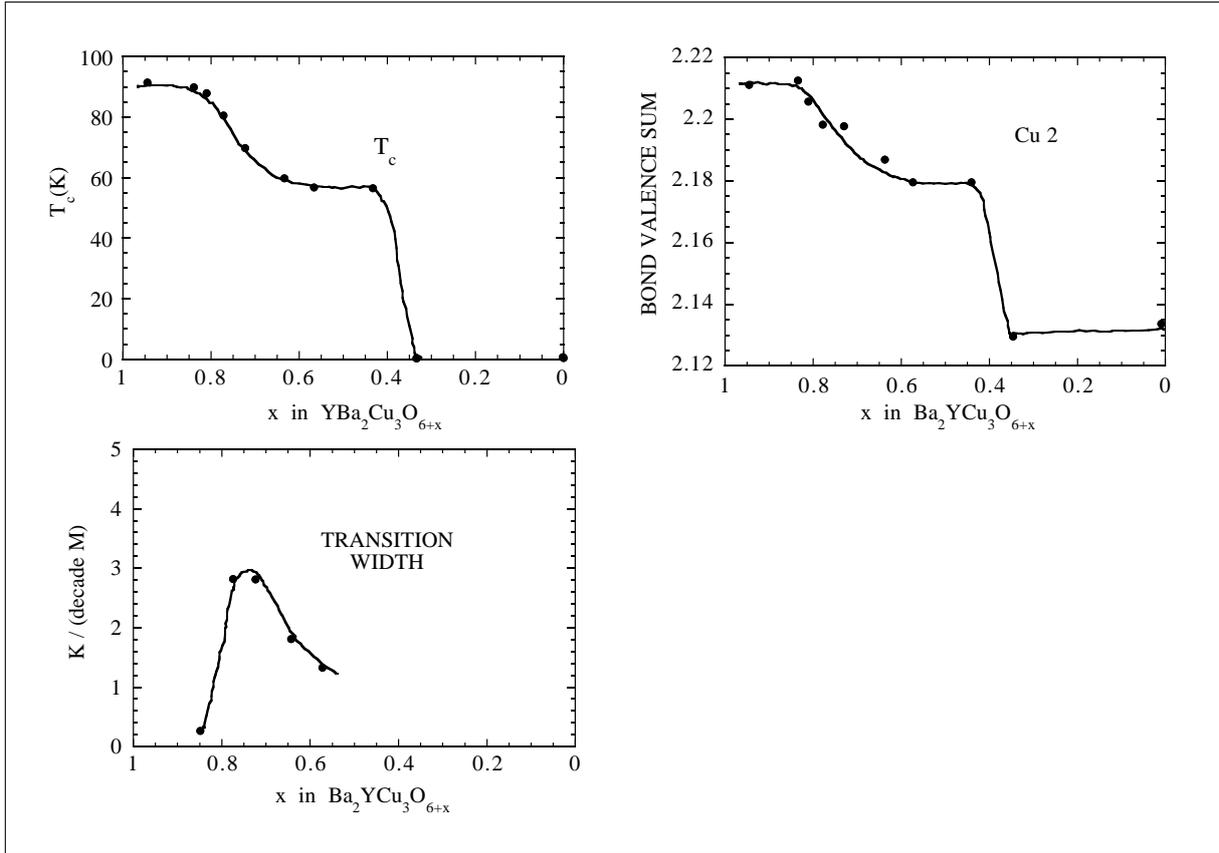


Figure 2.6: Propriétés de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ en fonction de sa stoechiométrie en oxygène selon Cava [25].

avec une température de transition au début assez faible ($T_c \sim 60$ K). Quand $x \approx 1$, T_c devient maximale et atteint une valeur d'environ 93 K.

En comparant la structure de l'isolant $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ à celle du supraconducteur $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, on constate (cf. FIG. 2.7) que les ions de cuivre ont deux types d'environnement en oxygène :

- Soit ils sont au milieu de la base d'une pyramide tétragonale avec cinq oxygènes comme premiers voisins. La sixième place de l'octaèdre d'oxygène n'est pas occupée. Les bases de ces pyramides forment les couches CuO_2 .
- Soit ils se trouvent sur une place avec seulement quatre oxygènes comme premiers voisins. Il s'agit là des chaînes de CuO selon l'axe intitulé b . Selon l'axe a , les oxygènes manquent entre les atomes de cuivre. Les ions d'oxygène dans les chaînes de CuO attirent des électrons fournis par les plans CuO_2 , et dopent ainsi ces plans par des trous, comme l'ont démontré Rietschel *et al.* par des mesures EELS (c'est-à-dire en spectroscopie électronique) [153]. L'isolant $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ se voit ainsi transformé en un conducteur métallique.

Mis à part l'isotope et cubique $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ qui a une T_c de 30 K [24], tous les oxydes à haute température critique sont des cuprates pérovskites en couche. Le Sr_2RuO_4 , découvert récemment [112], est une autre exception importante qui ne comporte pas de Cuivre, ce qui permet de faire des comparaisons intéressantes avec des pérovskites similaires (comme le $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$). Par contre, il s'agit là d'un supraconducteur avec une très faible température de transition ($T_c \sim 1$ K).

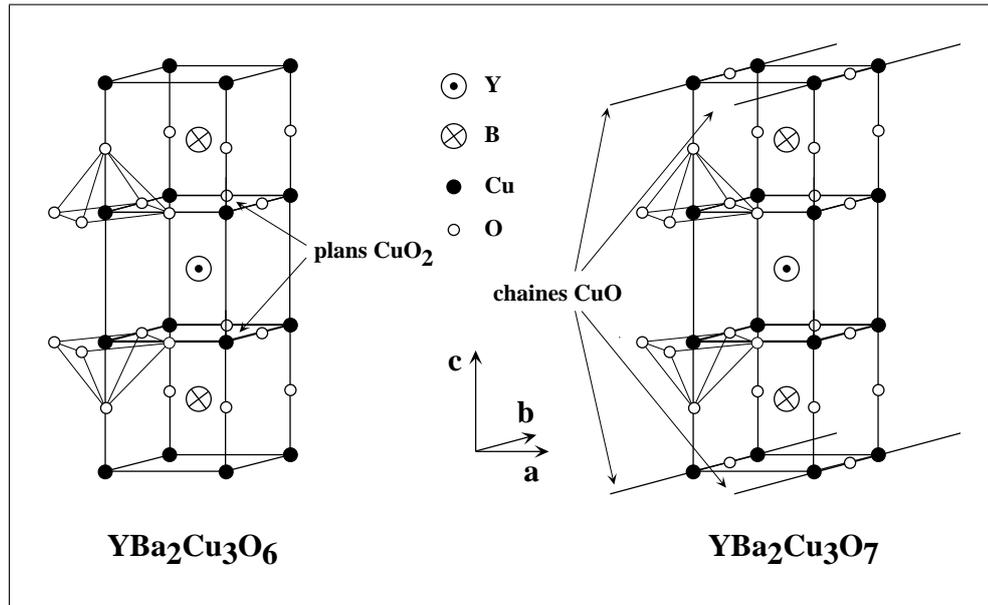


Figure 2.7: Structure, à gauche, de l'isolant $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ (donc $\delta = 1$); à droite, du supraconducteur $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. On remarque la présence de chaînes de CuO .

Les HTSC ont une **structure fortement anisotrope**. L'anisotropie est exprimée par le paramètre $\gamma_a = \lambda_c / \lambda_{ab} = \xi_{ab} / \xi_c$. C'est la raison pour laquelle nous allons parler des grandeurs selon leur orientation par rapport aux plans CuO_2 , c'est-à-dire les plans ab . Contrairement au BSCCO, qui est quasi-bidimensionnel, l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ présente plutôt un comportement tridimensionnel anisotrope. Les dimensions de sa cellule élémentaire sont ~ 1.2 nm selon l'axe c et ~ 0.4 nm selon les axes a et b .

2.4.2 Caractéristiques physiques d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Dans ce paragraphe nous ne citerons que les propriétés physiques générales bien établies pour cette famille de composés. Une introduction sur la physique des vortex sera présentée au paragraphe 2.6.

2.4.2.1 La température critique

Grandeurs	YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}
T_c [K]	94
$\xi_{ab}(0\text{ K})$ [nm]	1.5
$\xi_c(0\text{ K})$ [nm]	0.4
$\lambda_{ab}(0\text{ K})$ [nm]	150
$\lambda_c(0\text{ K})$ [nm]	700
$B_{c2\parallel}(0\text{ K})$ [T]	110-140
$B_{c2\perp}(0\text{ K})$ [T]	240
$B_{c1\parallel}(0\text{ K})$ [T]	0,1-0,2
$B_{c1\perp}(0\text{ K})$ [T]	0,01-0,1
$\rho_{ab}(300\text{ K})$ [$\mu\Omega\text{cm}$]	300
$\rho_c(300\text{ K})$ [$\mu\Omega\text{cm}$]	3000-4500
γ_a	5-10

Table 2.1: Principales données du composé YBa₂Cu₃O_{7-δ} d’après [47, 129, 140, 168, 190].

La T_c est de l’ordre de 10^2 K, c’est-à-dire une température au-dessus de la température de liquéfaction de l’azote, ce qui rend ces matériaux très intéressants au niveau des applications industrielles [54]. En effet, la T_c dans les supraconducteurs “classiques” – au contraire des supraconducteurs à haute température critique – ne dépassait pas les 27 K. D’un autre côté, l’énergie de liaison des paires de Cooper est approximativement donnée par $k_B T_c$, donc pour $T_c \sim 100$ K, cette énergie est environ 10 fois plus élevée que celle prédite par la théorie microscopique BCS. Il n’existe actuellement pas de théorie, qui expliquerait ces valeurs élevées pour l’énergie de liaison et donc pour T_c .

2.4.2.2 La résistivité en courant continu

L’anisotropie de la cellule élémentaire dont nous avons déjà parlé se retrouve également dans la résistivité. Ainsi, les résistivités selon les axes a et b sont légèrement anisotropes : la résistivité est plus petite dans la direction des chaînes CuO dans un matériau dopé optimal $\rho_a/\rho_b \lesssim 2$ [140, 168]. Ce rapport diminue quand on augmente δ , c’est-à-dire quand on va vers un matériau de plus en plus sous-dopé. Par contre, la résistivité ρ_c perpendiculaire aux plans ab , est nettement plus élevée que ρ_{ab} ($\rho_c/\rho_{ab} \gtrsim 20$ à 300 K et $\gtrsim 100$ à 100 K). Dans nos mesures, le champ magnétique est orienté perpendiculairement au plan ab . Quand nous parlerons de la résistivité dans l’état normal ρ_n , nous parlerons

donc de ρ_{ab} .

ρ_{ab} est linéaire entre 100 K et 600 K pour le matériau dopé optimum, c'est-à-dire $\delta \gtrsim 0.95$ [87]. ρ_c montre par contre un comportement en température bien différent. En effet, en fonction du dopage, elle est métallique à haute température, mais plutôt de type semiconducteur à basse température. La température du changement de régime entre le comportement métallique et semiconducteur décroît quand le dopage augmente, c'est-à-dire quand δ diminue, jusqu'au dopage optimum où le comportement semiconducteur ne peut plus être observé. Il est possible que le "spin gap" ait une part de responsabilité pour ce comportement [168].

2.4.2.3 La longueur de cohérence et la longueur de pénétration

La longueur de cohérence est faible (de l'ordre de la taille de la cellule élémentaire) $\xi \sim 1 - 2$ nm, et en particulier beaucoup plus petite que la longueur de pénétration du champ électromagnétique λ . De ce fait, l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ est un supraconducteur de type II extrême avec une induction critique thermodynamique B_{c2} très élevée et corrélativement une induction de première aimantation B_{c1} très petite.

La petite taille du volume de cohérence (ξ^3 , ou plus précisément $\xi_{ab}^2 \xi_c$) a d'autres conséquences fondamentales :

- On constate une sensibilité accrue aux perturbations de petite taille comme celle dues à des impuretés chimiques, des défauts de structure ou des grains. Cette sensibilité se traduit par une destruction locale de la supraconductivité.
- Les effets des fluctuations thermiques sont importants.
- Contrairement aux supraconducteurs classiques, où le nombre de paires de Cooper par volume de cohérence est de l'ordre de 10^6 , il est seulement d'environ 10 dans le cas des cuprates à haute température critique.

2.5 *Comment modéliser la réponse électromagnétique d'un supraconducteur ?*

Ce chapitre d'introduction resterait incomplet s'il ne mentionnait pas la réponse électromagnétique d'un supraconducteur.

2.5.1 Le modèle London-bifluide

Dans ce modèle, le matériau supraconducteur est supposé homogène et isotrope. Le champ magnétique éventuellement présent doit être suffisamment faible pour que l'effet Meissner existe. Les fréquences sont très inférieures à la fréquence ν_g qui correspond au gap supraconducteur.

Le modèle bifluide proposé par Casimir et Gorter en 1934 [67] suppose que dans un supraconducteur, il existe deux types de porteurs de charge : les électrons normaux ou quasiparticules, excités thermiquement, et les électrons "supraconducteurs", qui sont des états de basses énergies. Ainsi, pour n_0 la densité totale d'électrons libres, la concentrations n_s des électrons "supraconducteurs" est :

$$n_s = n_0 (1 - X(t_{Tc})) \quad \text{avec } 0 \leq X \leq 1 \quad \text{et} \quad t_{Tc} = \frac{T}{T_c} \quad (2.17)$$

Différentes dépendances en température ont été proposées pour n_s . Les propriétés thermodynamiques classiques des supraconducteurs (telle que la variation de la chaleur spécifique avec T) conduisent à choisir habituellement :

$$X(t_{Tc}) = t_{Tc}^4 \quad (2.18)$$

comme proposé initialement par Casimir et Gorter. Il existe néanmoins d'autres formes que nous mentionnons juste pour être complet et pour souligner le caractère phénoménologique de ce modèle :

- Rauch [145] : $X(t_{Tc}) = 0.1 t_{Tc} + 0.9 t_{Tc}^2$
- Bonn dans l'approximation BCS [19] : $X(t_{Tc}) = t_{Tc}^{3-t_{Tc}}$

L'hypothèse des frères London part de l'observation que les électrons "supraconducteurs" ne subissent aucune diffusion lors de leur mouvement dans le supraconducteur. Leur accélération est donc directement proportionnelle au champ électrique appliqué :

$$m_e \frac{d \langle \mathbf{v}_s \rangle}{dt} = -e_e \mathbf{E} \quad (2.19)$$

En supposant n_s constant dans l'espace, nous trouvons la première équation de London :

$$\mathbf{J}_s = -n_s e_e \langle \mathbf{v}_s \rangle \rightarrow \frac{d\mathbf{J}_s}{dt} = \frac{n_s e_e^2}{m_e} \mathbf{E} \quad (2.20)$$

A partir des équations de Maxwell, nous déduisons la seconde équation de London :

$$\mathbf{J}_s = -\frac{n_s e^2}{m} \mathbf{A} \rightarrow \Delta \mathbf{B} = \frac{\mu_0 n_s e^2}{m_e} \mathbf{B} \quad (2.21)$$

Ces deux relations peuvent s'écrire en fonction d'un paramètre phénoménologique Λ qui est défini par :

$$\Lambda = \sqrt{\frac{m_e}{\mu_0 n_s e^2}} \quad (2.22)$$

La relation 2.18 permet de connaître la variation de Λ avec la température :

$$\Lambda(T) = \Lambda(0) \frac{1}{\sqrt{1 - t_{Tc}^4}} \quad (2.23)$$

En général, Λ est proche de λ , la profondeur de pénétration, mais nous verrons à la fin de cette section quelques limites à cette remarque.

Le contenu physique des équations 2.20 et 2.21 est le suivant :

La première montre qu'en régime sinusoïdal de pulsation ω apparaît un champ électrique $E(\omega)$. A cause de l'inertie des électrons supraconducteurs, ce champ n'est pas totalement écranté et les électrons normaux qui ont été excités thermiquement au-dessus de la bande interdite peuvent désormais absorber de l'énergie. En présence d'un champ alternatif, la résistance est alors non-nulle. Par ailleurs, le courant supraconducteur \mathbf{J}_s est en retard de $\pi/2$ par rapport au champ électrique \mathbf{E} . Le supraconducteur présente donc une inductance supplémentaire L_k dite cinétique.

La seconde équation traduit l'effet Meissner, c'est-à-dire l'expulsion du champ magnétique au moment de la transition supraconductrice, ou plus généralement, le comportement du supraconducteur soumis à un champ magnétique.

Intéressons-nous maintenant à la conductivité. La densité de courant s'écrit également comme la somme des contributions des différents porteurs :

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_s + \mathbf{J}_n \quad (2.24)$$

En négligeant les effets de relaxation des électrons normaux (modèle de Drude), nous obtenons :

$$\mathbf{J} = \left(\sigma_n - j \frac{1}{\omega \mu_0 \Lambda^2} \right) \mathbf{E} = \bar{\sigma} \mathbf{E} \quad (2.25)$$

Cette relation correspond à la loi d'Ohm dans un métal normal, mais la conductivité est ici complexe. Sa partie réelle reflète la dissipation due à l'accélération des électrons

normaux par le champ électrique. La partie imaginaire est liée à l'inductance cinétique. Il est d'usage d'écrire :

$$\bar{\sigma}(T, \omega) = \sigma_1(T, \omega) - j \sigma_2(T, \omega) \quad (2.26)$$

$$\text{avec } \begin{cases} \sigma_1(T, \omega) = \sigma_n(T_c) t_{Tc}^4 = \frac{n_0 e_c^2 \tau}{m_e} t_{Tc}^4 \\ \sigma_2(T, \omega) = \frac{1}{\omega \mu_0 \Lambda^2(0)} \end{cases} \quad (2.27)$$

Remarquons donc que $\sigma_1(\omega) = \text{const.}$ et $\sigma_2 \propto \omega^{-1}$ dans le modèle de London-bifluide. Ayant un caractère local (c'est-à-dire que la profondeur de pénétration λ est beaucoup plus grande que le libre parcours moyen des électrons l_{pm} et la longueur de cohérence ξ), le modèle de London-bifluide ne peut pas être appliqué à des matériaux "propres" (c'est-à-dire pur). De plus, il ne permet pas d'aborder correctement les problèmes des matériaux anisotropes du fait de l'hypothèse implicite sur le gap.

2.6 Mouvement des vortex et transition résistive

Soumis à un champ électromagnétique compris entre H_{c1} et H_{c2} , un supraconducteur de type II se trouve dans l'état mixte. Cet état est caractérisé par la présence de "tubes", appelés vortex, avec un cœur normal de diamètre égal à la longueur de cohérence ξ . Chacun des vortex est porteur d'un quantum de flux noté Φ_0 .

Si nous faisons circuler dans l'échantillon un courant perpendiculaire au champ magnétique, la force de Lorentz agit sur les vortex. Phénoménologiquement, en l'absence de piégeage (dû par exemple aux impuretés), les vortex se déplacent alors et seule la viscosité η freine leur mouvement. Il apparaît donc une résistance, dite de "flux-flow".

2.6.1 Dissipation due au mouvement des vortex

Mais pour quelle raison les vortex dissipent-ils de l'énergie lorsqu'ils sont en mouvement? Plusieurs mécanismes sont proposés dans la littérature :

- D'après Tinkham [171], les quasiparticules dans le cœur normal du vortex ne bougent pas avec le mouvement des vortex à travers le condensat des paires de Cooper. Par

réflexion d'Andréev¹ ces paires sont alors transformées en quasiparticules en amont du vortex. En aval elles se recondensent et une partie de l'énergie est restaurée (cf. FIG. 2.8). Mais à cause du temps de relaxation fini, il est impossible de récupérer la totalité de cette énergie. Lors du mouvement des vortex, il y a donc à chaque instant plus de quasiparticules dans le supraconducteur qu'avec les vortex au repos. En d'autres termes, il apparaît phénoménologiquement une force de viscosité $F_V = \eta v$, où η est la viscosité et v la vitesse moyenne des vortex.

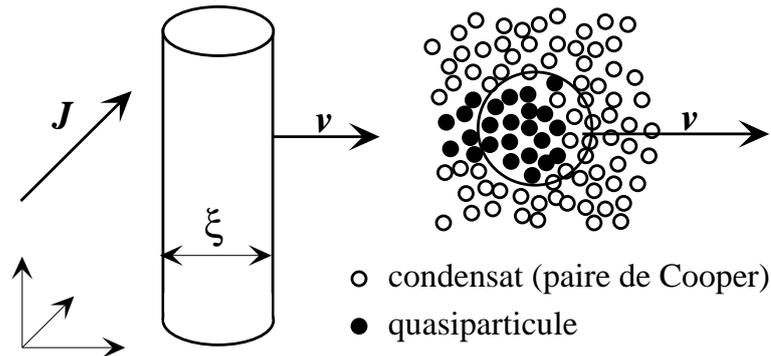


Figure 2.8: Mécanisme de dissipation du mouvement des vortex selon Tinkham.

- D'après Bardeen et Stephen [11], il s'agit simplement de la dissipation de Joule à l'intérieur du cœur du vortex qui est dans l'état normal. En superposant le mouvement du vortex, c'est-à-dire des supercourants qui le créent, avec le courant qui provoque son déplacement, ils démontrent en effet que le courant résultant passe à travers le cœur du vortex.

Les deux mécanismes donnent des formules similaires pour la viscosité :

$$\eta \approx \frac{\mu_0 H_{c2} \Phi_0}{\rho_n} \quad (2.28)$$

H_{c2} est le champ magnétique critique pour un supraconducteur de type II et ρ_n la résistivité dans l'état normal.

2.6.2 La transition résistive sous champ

La transition résistive sous champ dans les supraconducteurs à haute température critique est remarquablement différente de celle obtenue avec des supraconducteurs classiques :

¹Réflexion d'Andréev : si à l'interface métal/supraconducteur un électron d'énergie E comprise entre l'énergie de Fermi et celle du gap tente de pénétrer dans le supra, un trou d'énergie $-E$ sera réfléchi et une paire de Cooper condensera à l'énergie de Fermi dans le supraconducteur.

- Dans des supraconducteurs classiques où le piégeage est assez efficace et les fluctuations peu importantes, la transition sous champ magnétique est aussi étroite en température que sans champ.

- A l'inverse, dans les supraconducteurs à haute température critique, la transition résistive s'élargit sous champ magnétique, ce qui rend l'identification de H_{c2} difficile. Ce phénomène peut être qualitativement expliqué comme suit : la température critique T_c étant grande et la vitesse de Fermi v_F étant petite, la longueur de cohérence ξ est petite (même dans la limite propre) ce qui implique un petit volume de cohérence $\sim \xi^3$. L'énergie caractéristique F_0 des centres de piégeage ponctuels a donc tendance à être légèrement plus petite que dans un supraconducteur classique, malgré le fait que l'énergie de condensation $\mu_0 H_c^2/2$ soit plus grande. Ainsi, avec des valeurs comparables pour F_0 et des températures d'un ordre de grandeur plus élevé, il est évident que des processus thermiquement activés (en $e^{-F_0/k_B T}$) seront exponentiellement plus importants dans le HTSC¹.

Une des conséquences de cette relaxation rapide est que l'aimantation des HTSC reste réversible (comme le décrit la théorie de Ginzburg et Landau) sur une gamme de températures située nettement plus au-dessous de T_c que dans les supraconducteurs classiques où une aimantation hystérétique associée à des courants d'écrantage apparaît juste au-dessous de T_c .

Cette région réversible au-dessous de H_{c2} dans le plan H-T pour $\text{La}_2\text{CuO}_{4-y}\text{Ba}$ a été identifiée par Müller *et al.* [124]. Ils ont appelé "ligne d'irréversibilité" la frontière au-dessous de laquelle l'aimantation montre de l'hystérésis. Ils ont proposé d'interpréter cette ligne comme un état vitreux supraconducteur, en analogie avec des phénomènes similaires observés dans des verres de spins [124]. Cette "ligne d'irréversibilité", qui pouvait être représentée approximativement par une loi en $H_{irr} \propto (T_c - T)^{1.5}$, était la première d'un certain nombre de propositions destinées à décrire et interpréter des états intermédiaires dans la transition vers une résistivité nulle.

Yeshurun et Malozemoff [200] ont montré par la suite que la dépendance en température $(T_c - T)^{1.5}$ peut être expliquée par une hauteur des barrières de piégeage $U \propto (T_c - T)^{3/2}/H$. L'élargissement de la transition résistive sous champ peut donc être interprété comme un "flux flow" thermiquement activé (TAFF).

Dans des monocristaux d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ cependant, cette explication n'est valable que

¹Avec une énergie de piégeage $F_0 = k_B * 800K$ et une fréquence d'essai de $\Omega = 10^8$ par seconde, on trouve pour $\Omega^{-F_0/k_B T} \sim 10^3$ par seconde à 77 K, au lieu de 10^{-79} uniquement à 4 K.

jusqu'à $R \sim 0.1 R_n$ (avec R_n la résistance à l'état normal) car au-dessous, les valeurs mesurées se rapprochent plus rapidement de zéro que ne le prédit le TAFF (cf. [28]). Cette forme en "genou" a été interprétée par de nombreux auteurs comme une transition congélation/fusion entre un liquide de vortex et un solide de vortex (soit avec un cristal, un verre ou bien un polymère de vortex entrelacés). La notion d'une transition de fusion ou transition de verre a été soutenue par des mesures de torsion/vibration sous champ magnétique [56] et par des mesures très précises de tension/courant [28, 99, 157]. Dans des cristaux très purs, c'est-à-dire avec très peu de défauts, on a trouvé des indices que la fusion est une transition du premier ordre [157, 46]. Dans des cristaux moins purs, la transition correspond de moins en moins à une transition du premier ordre et devient continue (c'est-à-dire une transition du second ordre) quand le taux de défauts est suffisamment élevé [49].

Dans l'explication de ces phénomènes, deux paramètres jouent un rôle important :

- l'anisotropie, qui induira un "crossover" (ou recouvrement) entre un comportement 3D et 2D du réseau de vortex
- le désordre, qui induira un piégeage ponctuel ou un piégeage corrélé, c'est-à-dire sur une longueur importante d'une ligne.
- Si les plans sont faiblement couplés (c'est-à-dire si l'anisotropie $\gamma_a = \lambda_c / \lambda_{ab}$ est grande), les vortex 3D auront plutôt tendance à agir comme des vortex 2D (appelées vortex "crêpes") qui bougeront d'une manière relativement indépendante d'un plan à l'autre avec des énergies de piégeage faibles.
- Le piégeage corrélé sur plusieurs plans amène par contre une énergie de piégeage suffisamment grande pour résister à l'activation thermique.

A ce jour, il n'existe pas encore d'explication simple et universelle de ces phénomènes. Il est clair en revanche que les fluctuations et l'anisotropie γ_a jouent un rôle essentiel, même si la force et la structure du désordre peuvent entraîner différents comportements.

2.7 La transition de fusion

Si nous avons du piégeage dans un supraconducteur à l'état mixte, le piégeage sera plus efficace dans un solide de vortex que dans un liquide. En effet, la rigidité du solide va transmettre la force de piégeage plus efficacement d'un vortex à l'autre, que cela peut être le cas dans un liquide, néanmoins le piégeage est possible dans un liquide de vortex.

2.7.1 Etude de la fusion dans un modèle simple

L'argumentation sera développée à partir des interactions entre proches voisins. Nous allons utiliser le critère de Lindemann pour estimer une température de fusion [108]. Par contre, nous ne ferons aucune prédiction quant à la nature de la transition (premier ou du second ordre).

Considérons d'abord un supraconducteur isotrope. En partant de la force répulsive entre deux vortex parallèles l'un à l'autre, on voit que la force nette sur un vortex dans un réseau d'Abrikosov doit être nulle, étant donné que ce réseau est stable. Un vortex qui se déplace de sa position d'équilibre sentira une force de rappel par unité de longueur. Dans le cas d'une couche très mince, cette longueur sera l'épaisseur de la couche. Dans le cas d'un matériau très anisotrope, nous aurons des vortex crêpes et la longueur sera la distance entre les plans. Dans le cas d'un supraconducteur massif tri-dimensionnel, on peut évaluer cette longueur caractéristique en minimisant l'énergie totale qui est la somme de l'énergie de piégeage et de l'énergie de tension de la ligne [172]. Cela donne comme longueur optimale d'un segment de vortex déplacé la distance entre les vortex : $L_z \sim \sqrt{\Phi_0/B}$.

En utilisant cette longueur et en supposant que l'augmentation en énergie est proportionnelle à $k_B T$, on trouve une amplitude moyenne de vibration thermique. Selon Lindemann, à partir du moment où cette amplitude est une fraction c_L (la constante de Lindemann) de l'espacement du réseau de vortex, le réseau fond (en général $c_L \approx 0.15$).

- Pour le cas isotrope, l'induction de fonte du solide des vortex B_m est donnée par [172] :

$$B_m = \frac{C^2 c_L^4 \Phi_0^5}{(k_B T)^2 \lambda^4} \quad (2.29)$$

où $C \approx (2\pi)^{-2}$.

- Pour le cas anisotrope, on peut déduire B_m en utilisant une approche de loi d'échelle très générale proposée par Blatter *et al.* [18] :

$$B_m = \frac{C^2 c_L^4 \Phi_0^5}{(k_B T)^2 \lambda_{ab}^4 \gamma_a \sqrt{\cos^2 \theta + \gamma_a^2 \sin^2 \theta}} \quad (2.30)$$

θ étant l'angle entre le champ magnétique extérieur H et les plans ab .

En rappelant que $\lambda^{-2} \sim (T_c - T)$ dans l'approximation du champ moyen proche de T_c , on trouve, près de T_c :

$$B_m \propto (T_c - T)^2 \quad (2.31)$$

Pour des températures fortement au-dessous de T_c , au lieu de tenir compte seulement du terme principal proportionnel à $(T_c - T)$, il est possible d'utiliser la dépendance du modèle à deux fluides avec $\lambda^{-2} \sim (T_c^4 - T^4)$, ou même d'autres formes alternatives.

En comparant H_{c2} et B_m , Tinkham [172] trouve :

$$\frac{B_m}{H_{c2}} = \frac{2\pi C^2 c_L^4 \Phi_0^4 \xi_{ab}^2}{(k_B T)^2 \lambda_{ab}^4 \gamma_a^2} \quad (2.32)$$

Il apparaît alors clairement que les grandes anisotropies (γ_a élevé) et les hautes températures sont les facteurs principaux qui poussent B_m au-dessous de H_{c2} dans les supraconducteurs à haute température critique (en comparaison avec les supraconducteurs classiques).

En effet, dans les supraconducteurs à haute température critique, les valeurs de λ_{ab} et de ξ_{ab} ne sont pas très différentes de celles trouvées dans les supraconducteurs conventionnels impurs. Toutefois, les températures y sont typiquement dix fois plus grandes, ce qui donne un facteur $\sim 10^{-2}$ dans l'éqn. (2.32). Par ailleurs, la contribution de l'anisotropie (facteur $1/\gamma_a^2$) est de l'ordre de $\sim 2 \times 10^{-2}$ pour l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, voir même $\sim 10^{-4}$, ou moins pour les composés à base de Bismuth (BSCCO).

L'ensemble de ces facteurs explique l'influence différente qu'a la fusion du réseau de vortex dans les HTSC et dans les supraconducteurs classiques. Dans ces derniers, on ne peut pas faire de différence entre B_m et H_{c2} au niveau de la largeur de transition. De même, l'équation (2.32) ne peut pas y être appliquée puisqu'elle a été dérivée en supposant que $H \ll H_{c2}$.

2.7.2 Fusion à 2D et fusion à 3D

Jusque là, nous avons supposé que le matériau se comporte comme un supraconducteur anisotrope, mais tridimensionnel, ce qui veut dire que les vortex sont continus à travers les plans ab (ou CuO_2) du supraconducteur. Pour l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, ce modèle donne effectivement une description satisfaisante des phénomènes rencontrés. Par contre, pour le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ qui est nettement plus anisotrope, le couplage entre les plans de CuO_2 est si faible que la discrétisation des plans devient importante. En appliquant un champ parallèle à l'axe c , chaque ligne de vortex doit plutôt être considérée comme un cordon de vortex en crêpes ("pancake vortex") qui se trouvent dans les plans CuO_2 . Le vortex est alors considéré comme tridimensionnel si la position des "crêpes" est fortement corrélée à travers les plans, ce qui permet de définir une ligne de flux continue. Par contre, si les "crêpes" bougent indépendamment dans les plans CuO_2 (voir par exemple Fisher *et al.* [51]), le vortex peut être considéré comme bidimensionnel. En fait, il existe un recouvre-

ment (“crossover”) entre un comportement 3D et un comportement 2D en fonction du champ magnétique.

Nous allons donc maintenant présenter brièvement les conséquences du comportement 2D et du comportement 3D pour la transition de fusion. Sur un pancake vortex dans un plan CuO_2 , les forces de rappel viennent soit des vortex dans le plan, soit des vortex dans les plans situés au-dessus et au-dessous. Supposons deux plans adjacents situés à une distance s , il existe deux types de forces entre vortex :

1. Le couplage Josephson, qui dominera dans tous les cas à l’exception d’un couplage très faible.
2. Le couplage magnétique des courants supraconducteurs, qui dominera pour $\gamma_a \lesssim \lambda_{ab}/s$ (soit ~ 100 pour des paramètres typiques).

La force entre vortex dans deux plans adjacents est indépendante du champ magnétique appliqué, contrairement à la force entre vortex dans le même plan, qui elle est proportionnelle au champ. A un champ de changement de régime (“crossover field”) noté H_{cr} , les deux forces seront égales. Selon Fisher [51], il apparaît que :

$$H_{cr} \sim \Phi_0 \left(\frac{\lambda_{ab}}{s\lambda_c} \right)^2 \sim \frac{\Phi_0}{s^2\gamma_a^2} \quad (2.33)$$

Nous remarquons ici l’importance cruciale du facteur d’anisotropie γ_a . Pour l’ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, la valeur de H_{cr} est tellement élevée qu’on ne peut l’atteindre. Par contre, pour le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, H_{cr} est probablement $\lesssim 1$ T.

La signification physique de ce comportement est liée au fait que pour $H \gg H_{cr}$, l’interaction entre vortex dans le même plan est plus importante que celle entre des vortex placés l’un sur l’autre mais dans deux plans différents. Ceci conduit à des fluctuations thermiques de caractère quasi-bidimensionnel dans des champs $H \gg H_{cr}$.

Nous pouvons alors comprendre de façon qualitative les diagrammes montrés dans la figure 2.9.

2.8 Les effets du piégeage

Le piégeage n’est pas une propriété spécifique des supraconducteurs à haute température critique. Mais les hautes températures rendent le dépiégeage thermiquement activé et le mouvement du flux plus important. En outre, contrairement aux supraconducteurs classiques, la ligne de fusion dans des HTSC se trouve au-dessous de la ligne $H_{c2}(\text{T})$ à cause de l’anisotropie (comme nous l’avons vu dans le paragraphe 2.7.1).

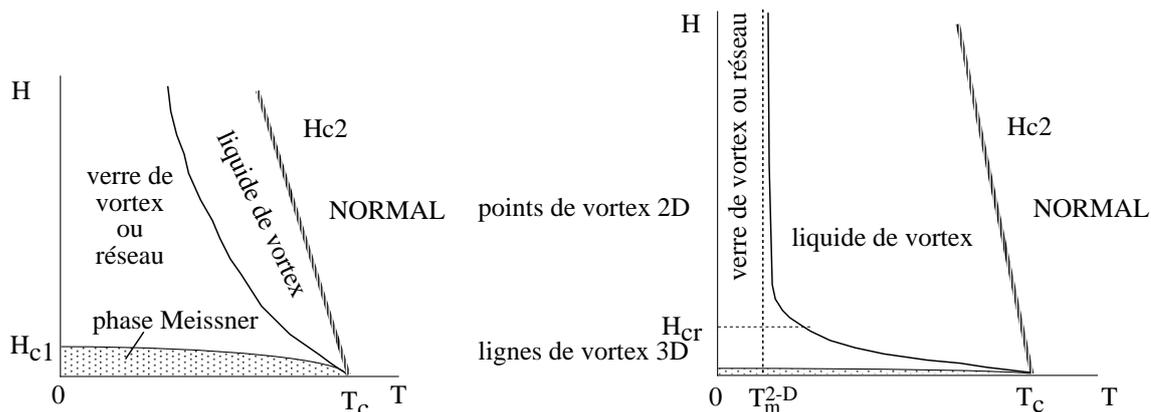


Figure 2.9: Diagrammes de phase schématiques pour la fusion du solide de vortex pour a) un matériau à comportement 3D et b) un matériau à comportement 2D. Ce dernier montre le recouvrement entre une fusion 3D et une fusion 2D à H_{cr} .

Du côté conceptuel, il faut se demander si la résistance linéaire devient réellement nulle après une transition de type verre, ou si elle diminue seulement de façon exponentielle à basse température (cf. par exemple [79]).

Nous allons présenter très succinctement quelques types de défauts qui peuvent agir comme centres de piégeage, et les modèles théoriques qui leur sont adaptés. Le modèle du piégeage collectif (cf. paragraphe 2.8.2) est adapté à l'étude des effets de piégeage de faibles défauts ponctuels qui sont distribués de manière aléatoire. Par contre, pour de gros défauts fortement corrélés (comme des macles par exemple), d'autres modèles doivent être pris en compte (cf. paragraphe 6.2.2).

2.8.1 Les Mécanismes de piégeage dans les Supraconducteur HT_c

Une introduction très complète est présentée dans la thèse de S. Sanfilippo [159]. Nous allons ici nous limiter à ne rappeler que certains mécanismes de piégeage.

2.8.1.1 Défauts ponctuels

Dans les HTSC, à cause de la longueur de cohérence très petite, une déviation par rapport à la stœchiométrie exacte (ne serait-ce que sur un seul site atomique) est suffisante pour supprimer localement le paramètre d'ordre du supraconducteur. Un candidat évident est l'oxygène des plans CuO_2 qui dominent au niveau de la supraconductivité de ces matériaux. Même des cristaux d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ de très bonne qualité sont à quelques pour cents de la stœchiométrie idéale. Ceci implique une densité assez importante de lacunes d'oxygène, qui sont probablement distribuées d'une manière aléatoire. Ces défauts sont

un exemple de défauts ponctuels faibles et aléatoires considérés par la théorie du piégeage collectif.

2.8.1.2 *Macles et autres défauts étendus*

Les directions a et b ne sont pas équivalentes dans l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ à cause de sa structure cristalline orthorhombique. Les macles (“twin boundaries”), c’est-à-dire des plans dans lesquels a et b sont échangés, sont donc une forme de défaut souvent rencontrée. Comme des défauts ponctuels et des impuretés s’accumulent inévitablement à ces endroits, la supraconductivité est affaiblie et des vortex sont attirés. En outre, le piégeage agit de manière cohérente plutôt que de façon aléatoire à cause de la structure planaire étendue des macles. Le modèle du piégeage collectif n’est donc plus adapté dans ce cas.

Les défauts d’empilement (“stacking defaults”) sont d’autres défauts étendus que l’on peut rencontrer dans des cristaux de HTSC. Il s’agit de plans CuO_2 supplémentaires, adjacents au plan contenant les chaînes CuO . Il en résulte l’apparition d’une phase $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ qui est un composé supraconducteur mais dont la température critique est plus basse [80].

Pour compléter cette liste de défauts “naturels”, mentionnons un autre type de défaut : les dislocations chirales (“screw dislocations”) qui sont alignées dans la direction de croissance et qui sont entourées d’un motif de marches chirales. L’effet de piégeage est double puisque les vortex ne sont pas seulement piégés par la structure interne de la dislocation, mais en plus par la rugosité de surface augmentée par ce motif de croissance.

Il est également possible de créer artificiellement des défauts étendus et colonnaires en bombardant le supraconducteur avec des ions lourds. Cela permet de faire varier de manière contrôlée la densité des sites de piégeage.

2.8.2 *Théorie du piégeage collectif de Larkin et Ovchinnikov*

Imaginons un réseau de vortex parfaitement rigide et périodique (“FLL” : Flux-Line-Lattice) : il ne serait pas piégé par des centres de piégeage distribués de manière aléatoire. En effet, pour chaque position du réseau, un nombre égal de centre de piégeage serait concerné; aucune position du FLL ne serait énergétiquement avantageée par rapport à une autre.

Par contre, si on admet que le réseau de vortex n’est pas rigide, les vortex peuvent dévier du réseau idéal pour diminuer leur énergie en passant par un site de piégeage, à condition que l’énergie élastique nécessaire ne dépasse pas le gain d’énergie de condensation.

La configuration d’équilibre est alors l’arrangement distordu qui minimise la somme de

ces deux énergies. Cette logique a été développée dans la théorie du piégeage collectif de Larkin et Ovchinnikov [102]. Notre but n'est pas de rentrer dans le détail de cette théorie mais d'en faire ressortir les points essentiels.

L'idée cruciale consiste à décrire la distorsion du réseau de vortex en terme de "volume de cohérence". A l'intérieur de ce volume, le FLL est relativement peu distordu, mais entre différents éléments de volume, on a des distorsions de cisaillement et de torsion provoquées par le piégeage. L'échantillon macroscopique est donc divisé en volumes de corrélation V_c de longueur $\sim L_c$ dans la direction du champ magnétique externe, et de dimension $\sim R_c$ perpendiculairement au champ. L_c et R_c sont choisis de façon à optimiser les deux forces – piégeage et élasticité – décrites plus haut. Remarquons que la longueur de cohérence ξ est égale à la portée de la force de piégeage.

En notant W_p la "force" du piégeage et C_{44} et C_{66} les modules de torsion et de cisaillement du réseau de vortex, on obtient:

$$L_c = \frac{2C_{44}C_{66}\xi^2}{W}, \quad R_c = \frac{\sqrt{2C_{44}C_{66}^3}\xi^2}{W} \quad \text{et} \quad V_c = R_c^2 L_c = \frac{2C_{44}^2 C_{66}^4 \xi^6}{W^3} \quad (2.34)$$

Ces résultats confirment le comportement physique attendu : le FLL sera plus distordu (ce qui correspond à un V_c plus petit) quand il y a plus de centres de piégeage, quand ils sont plus forts, ou quand les modules d'élasticité sont plus petits. Le même argument est valable pour le courant critique J_c . Il sera plus élevé pour un réseau mou avec des modules d'élasticité petits puisque le réseau peut plus facilement s'accrocher aux centres de piégeage.

Quand les forces de piégeage deviennent suffisamment grandes ou les modules d'élasticité suffisamment petits, V_c peut être du même ordre de grandeur que le volume d'un centre de piégeage. Dans ce cas, la force de piégeage totale est simplement proportionnelle au nombre de centres de piégeage. Elle excède alors largement la force totale due au chemin aléatoire des vortex à travers les centres, et le courant critique augmente sensiblement.

En deux dimensions, L_c est donné par des dimensions géométriques : l'épaisseur e d'une couche mince ou la distance interplan s dans le matériau. Le module de cisaillement disparaît et $V_c = R_c^2 \times e$ ($= R_c^2 \times s$ respectivement).

2.8.3 L'activation thermique des vortex

Jusque là, nous n'avons pas tenu compte de l'activation thermique des vortex. Pourtant, à $T > 0$ K, le dépiégeage thermique des lignes de vortex conduit à une résistivité non-nulle, même pour des courants de mesure inférieurs à J_c , la densité de courant critique. Ce phénomène a été discuté par Anderson et Kim en 1964 [2] qui considèrent un potentiel aléatoire $U_p(x)$ dû aux forces de piégeage. Pour passer d'un minimum de $U_p(x)$ à un autre, le paquet doit franchir une barrière de potentiel U_c , qui est donnée par la moyenne spatiale du potentiel $U_p(x)$. La fréquence à laquelle un vortex ou un paquet de vortex saute au dessus de cette barrière est donnée par une simple loi d'Arrhénius :

$$\omega = \omega_0 e^{-U_c/k_B T} \quad (2.35)$$

où ω_0 est la pulsation de tentative de saut, de l'ordre de 10^{12} [rad/s]. Puisque ces sauts peuvent avoir lieu dans n'importe quelle direction, le paquet ne se déplace pas en moyenne. Par contre, si on applique la force de Lorentz \vec{f} à ce paquet de vortex, on favorise une direction de déplacement, par rapport à toutes les autres, notamment celle de \vec{f} . Kim et Anderson donnent finalement l'expression suivante pour le champ électrique causé par ce mouvement thermiquement activé :

$$E(J) = 2\rho_{J_c} J_c e^{-U_c/k_B T} \sinh(J U_c / J_c k_B T) \quad (2.36)$$

avec $J_c(H)$, la densité de courant critique à $T = 0$; $\rho_{J_c}(H, T)$, la résistivité à $J = J_c$.

Il est possible de définir trois régions limites bien distinctes pour le mouvement des vortex :

- $J \ll J_c \cdot \frac{k_B T}{U_c}$ correspond à la zone du flux flow thermiquement activé (TAFF) à résistivité linéaire :

$$\rho \approx \rho_{ff} e^{-U_c/k_B T} \quad (2.37)$$

- $J \approx J_c$ ou région de flux creep est caractérisée par une résistivité fortement non linéaire :

$$\rho \approx \rho_{ff} e^{-U_c/k_B T} \cosh(J U_c / J_c k_B T) \quad (2.38)$$

- $J \gg J_c$ où le concept d'activation thermique au-dessus d'une barrière de potentiel n'est plus pertinent; c'est le flux flow libre et nous avons $\rho = \rho_{ff}$; la résistivité est à nouveau linéaire.

La figure 2.10 représente ces trois modes du mouvement des vortex.

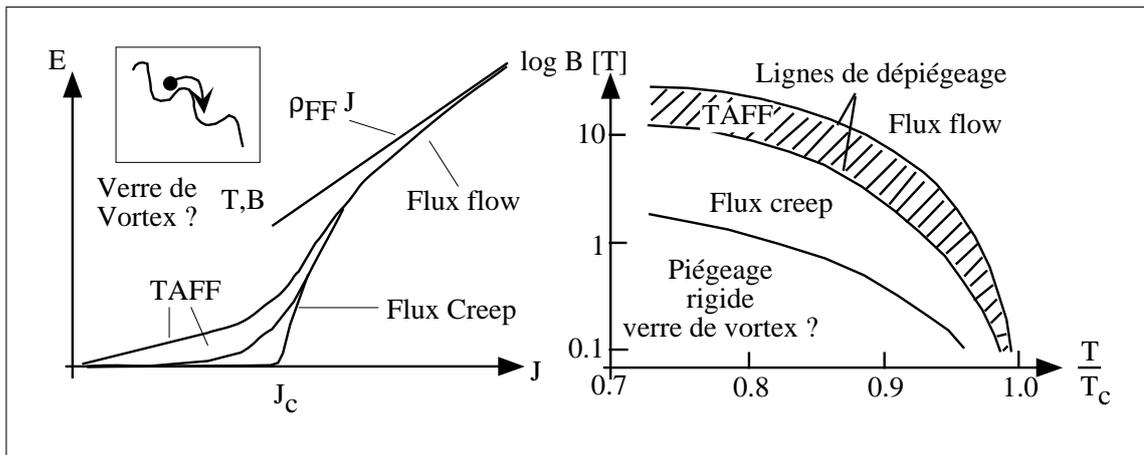


Figure 2.10: Caractéristiques courant-tension d'un supraconducteur avec activation thermique et diagramme de phase [23]. A gauche, on observe à faible et à fort courant une résistivité linéaire. Entre les deux régimes réside le régime du flux creep avec une résistivité hautement non-linéaire. Nous montrons également un vortex ou un paquet de vortex qui saute dans un potentiel de piégeage, incliné par la force de Lorentz qui agit sur les vortex. A droite, les lignes de dépiégeage séparent les régions du flux flow libre et du flux flow thermiquement activé de celle du flux creep.

La théorie d'Anderson et Kim arrive alors à la conclusion étonnante qu'aucun supraconducteur dans l'état mixte n'est réellement supraconducteur car il possède une résistivité non-nulle (quoiqu'exponentiellement petite) pour $J \rightarrow 0$: c'est la résistivité du TAFF.

2.8.4 Flux creep dans le modèle de piégeage collectif

Le modèle du flux creep que l'on vient d'aborder correspond au mouvement d'un paquet de vortex au volume non spécifié, considéré comme une seule particule, dans un potentiel unidimensionnel. Il conduit pour des faibles courants au comportement étonnant du TAFF : la barrière énergétique à franchir par activation thermique reste finie lorsque $J \rightarrow 0$.

Dans le modèle du flux creep, $U(J)$ est supposé constant (U_0) pour $J \ll J_c$. Cela reste plausible pour des centres de fort piégeage ponctuel, mais devient fondamentalement faux dans le cas du piégeage collectif par de nombreux sites de piégeage faible. On trouve pour $J \ll J_c$ la dépendance $U(J) \approx U_0(J/J_c)^\mu$ avec $\mu \leq 1$. Il vient alors que pour $J \rightarrow 0$, l'énergie d'activation $U \rightarrow \infty$. Le mouvement des vortex et la résistivité linéaire disparaissent donc, même si la tension et la densité de courant restent finis. Ce comportement non-linéaire rappelle le comportement d'un verre.

2.8.5 Le modèle de Gittleman et Rosenblum

Lorsque le courant appliqué à un supraconducteur dans l'état mixte est alternatif, J. I. Gittleman et B. Rosenblum [62] ont montré en 1968 que, même dans des matériaux où

le piégeage est très important, il existe une fréquence critique ν_p au-dessus de laquelle les vortex se déplacent comme si le piégeage n'existait pas.

En effet, considérons le cas d'un réseau *rigide* de vortex placé dans un potentiel de piégeage périodique. Sous l'action de la force de Lorentz due au courant alternatif, celui-ci oscille. On peut démontrer que le terme inertiel lié à la masse du vortex est négligeable. Lorsque le courant appliqué est très inférieur au courant critique, et pour des fréquences allant jusqu'aux micro-ondes, l'équation du mouvement pour un vortex peut s'écrire :

$$\eta \frac{dx}{dt} + \kappa_p x = \Phi_0 J_0 e^{j\omega t} \quad (2.39)$$

$$\text{avec } \eta = \frac{\Phi_0 B_{c2}}{\rho_n} \text{ et } \kappa_p = 2\pi J_c \sqrt{\Phi_0 B} \quad (2.40)$$

Cette équation a pour solution :

$$x = x_0 e^{j\omega t} \text{ avec } x_0 = \frac{\Phi_0 J_0}{j\omega\eta + \kappa_p} \quad (2.41)$$

La contribution de ce mouvement à l'impédance vaut :

$$\bar{Z}_l = R_n \frac{B}{B_{c2}} \left[\frac{\omega}{\omega^2 + \omega_p^2} \right] (\omega + j\omega_p) \quad (2.42)$$

où R_n est la résistance linéique à l'état normal et $\omega_p = 2\pi \nu_p$, avec ν_p une fréquence critique appelée "fréquence de piégeage" (ou de "dépiégeage", selon les auteurs). Signalons que l'on peut souvent trouver une confusion entre ν_p et ω_p , les deux étant appelées "fréquence de dépiégeage".

Nous voyons que lorsque la fréquence est très inférieure à cette fréquence de piégeage, alors l'impédance \bar{Z} est une inductance et le terme dissipatif ne joue aucun rôle. Le piégeage est prépondérant. Remarquons au passage qu'à température fixe, cette inductance est proportionnelle à \sqrt{B}/J_c .

Par contre quand $\omega \gg \omega_p$, \bar{Z} est une résistance. Il y a dissipation et tout se passe comme si nous étions dans le cas idéal du "flux-flow".

Retenons comme ordre de grandeur pour ν_p dans les supraconducteurs classiques une valeur de 10 MHz environ [62]. Dans les supraconducteurs à haute température critique ν_p est attendue dans la gamme de la dizaine de GHz, ce qui explique l'intérêt qu'ont les mesures hyperfréquence dans ces matériaux.

2.9 Conclusion

Dans ce chapitre d'introduction générale nous avons rappelé les bases nécessaires à la compréhension de ce mémoire. En particulier, nous avons vu :

- comment, à partir de la mesure du coefficient de réflexion nous avons accès aux paramètres intrinsèques d'une ligne de propagation, constituée d'un métal ou bien d'un supraconducteur.
- la réponse hyperfréquence attendue d'après deux modèles simples, celui de London-bifluide pour un supraconducteur sans champ et celui de Gittleman et Rosenblum pour le supraconducteur (de type II) dans l'état mixte. D'après Gittleman et Rosenblum, il existe une fréquence de "dépiégeage" ν_p au-delà de laquelle les vortex bougent librement. L'ordre de grandeur de ν_p est dans la dizaine de GHz pour les supraconducteurs à haute température critique.
- quelques aspects concernant la dynamique des vortex dans les supraconducteurs à haute température critique.

3.1 Introduction

Ce chapitre a pour objectif de présenter la méthode de mesure hyperfréquence novatrice mise au point durant cette thèse. Après un rapide aperçu des différentes techniques utilisées en hyperfréquences, nous détaillerons notre nouvel étalonnage cryogénique large bande. Cet étalonnage sera ensuite validé en mesurant des lignes microrubans métalliques à différentes résistivités qui présentent un comportement calculable et donc prévisible en fonction de la température et de la fréquence. La validation nous permettra de mettre en évidence les paramètres cruciaux de cette méthode et de donner un protocole de mesure précis (et indispensable). Une comparaison de cet étalonnage avec une correction utilisée par nombre d’auteurs sera présentée à la fin de ce chapitre.

3.2 Méthodes de mesure d’impédance à haute fréquence

L’analyse dans le domaine fréquentiel est bien adaptée à la caractérisation fine des matériaux [52, 115, 131]. En effet, l’analyse dans le domaine temporel, bien que très didactique (visualisation des phénomènes et localisation des défauts), n’offre actuellement pas les mêmes précisions.

Si nous nous fixons comme contrainte de mesurer l’impédance linéique complexe \bar{Z}_l d’un échantillon supraconducteur à haute température critique, nous avons le choix entre trois types de méthodes : celles résonnantes, celles non résonnantes et celle calorimétrique.

Nous pouvons déjà éliminer la méthode calorimétrique qui donne accès seulement à la résistance de surface du matériau. Elle consiste à mesurer l’échauffement d’un échantillon sous l’action d’un champ électromagnétique de haute fréquence. Son incertitude est néanmoins très petite (environ 1.5 % pour des fréquences comprises entre 26.5 et 40 GHz [4]).

3.2.1 Méthodes résonnantes

A ce jour, les études les plus nombreuses ont été effectuées avec des méthodes résonnantes.

En fonction des dimensions du système fini considéré (cavité, ligne), de la constante diélectrique effective et de la pénétration du champ dans les conducteurs, il existe des fréquences pour lesquelles l'énergie réfléchie est minimale : ce sont les fréquences de résonance. Elles se traduisent par des pics dans le coefficient de réflexion $\bar{\Gamma}(\nu)$. La position de ces pics nous renseigne sur la réactance de surface. La largeur à mi-hauteur des pics, qui sert à définir le facteur de qualité du résonateur, est reliée aux pertes donc à la résistance de surface R_s et aux pertes diélectriques.

Pour maximiser la résolution des méthodes résonnantes (facteurs de qualité de l'ordre de 10^6 à 10^7), certaines équipes ont réalisé des cavités en supraconducteurs classiques dans lesquelles un morceau supraconducteur à haute température critique agissait comme perturbation [177].

Une méthode analogue consiste à placer un échantillon supraconducteur à haute température critique à la surface d'un résonateur diélectrique [88, 196].

Dans la même idée, des équipes ont construit un "parallel plate resonator", où le supraconducteur à étudier forme lui-même le résonateur. En effet, il est des deux côtés d'un diélectrique à très faibles pertes [59, 65, 137].

Les résonateurs planaires [14, 143, 152, 182], enfin, sont des lignes propagatives telles que celles indiquées à la figure 2.2. Elles doivent être désadaptées par rapport à leurs accès afin de pouvoir se comporter comme des cavités. Nous avons accès aux pics de résonances, donc aux paramètres linéiques R_l et L_l (C_l et G_l étant connus par ailleurs) à partir de la mesure du coefficient de transmission S_{21} ou du coefficient de réflexion $\bar{\Gamma}$.

Toutes ces méthodes présentent l'inconvénient de n'obtenir \bar{Z}_l qu'en certains points de fréquence. Tout l'intérêt des méthodes non résonnantes est justement de pouvoir mesurer \bar{Z}_l sur une grande plage de fréquence.

3.2.2 Méthodes non résonnantes

Dans les méthodes non-résonnantes sont incluses les mesures de transmission et de réflexion.

- Pour mesurer le coefficient de transmission, une possibilité est de placer le supraconducteur à étudier dans un guide d'onde de manière à ce qu'il forme pratiquement un court-circuit à travers le diamètre du guide [26, 63, 64, 118, 121]. A partir du rapport de la puissance transmise sur la puissance incidente et du décalage de la phase à travers le film mince, on peut accéder à la conductivité complexe et ainsi à l'impédance de surface

\bar{Z}_s . Mais cette méthode impose un système de mesure avec une grande dynamique et une épaisseur du matériau à étudier inférieure à la profondeur de pénétration pour pouvoir utiliser un modèle analytique [189]. Sinon, l'extraction de l'impédance de surface à partir des données expérimentales peut s'avérer assez difficile [122].

- Pour réaliser des mesures en transmission, une autre possibilité consiste à utiliser un système de pointe couplées capacitivement au film à étudier. En gardant les pointes à une température proche de 300 K, Findikoglu *et al.* [50] s'affranchissent du problème de variations de phase dû au gradient de température dans les guides d'onde d'amenée (cf. par exemple [120] et [151], ainsi que paragraphe 3.7). Avec ce système, ils ont accès à des gammes de températures (4 à 300 K) et de fréquences (100 MHz à 265 GHz) très impressionnantes. Par ailleurs, une tension continue jusqu'à 100 V peut être appliquée. Le grand inconvénient de cette méthode est son encombrement qui interdit l'application d'un champ magnétique, condition incontournable pour étudier les vortex.

- La méthode de réflectométrie est proposée pour contourner les problèmes d'atténuation et de dynamique de mesure liés aux méthodes de transmission. Elle consiste à mesurer à une température T , un champ H et une fréquence ν données le coefficient de réflexion $\bar{\Gamma}$ de l'échantillon pour en déduire l'impédance d'entrée \bar{Z}_e (cf. eqn. (2.15)). La relation (2.6) nous indique que \bar{Z}_l peut se déduire de \bar{Z}_e , mais cela ne se fait pas sans difficulté. En effet, du fait que la tangente hyperbolique est périodique dans \mathbb{C} , découle la nécessité de résoudre numériquement l'équation (2.6) pour une impédance \bar{Z}_l mesurée. Les méthodes utilisées sont discutées en détail dans le paragraphe 5.7.

Par rapport aux méthodes résonnantes, pour lesquelles le facteur de qualité chute brutalement dès l'apparition de pertes notables, les méthodes non-résonnantes offrent l'avantage non négligeable de mesurer l'impédance d'entrée \bar{Z}_e à travers la transition résistive du supraconducteur. Leur problème principal reste leur grande sensibilité à la qualité de l'étalonnage (cf. paragraphe 3.4) et, dans le cas de la réflectométrie, une moins bonne résolution (seulement 10 m Ω dans le meilleur des cas).

3.3 Dispositif expérimental

Pour obtenir l'impédance linéique \bar{Z}_l d'un échantillon de supraconducteur au voisinage de la température de transition et sous champ magnétique, nous avons choisi la méthode de réflectométrie.

Notre dispositif expérimental a deux fonctions principales (cf. FIG. 3.1) :

- il doit contrôler l'environnement de l'échantillon, à savoir la température (entre 4 K et 120 K) et le champ magnétique (jusqu'à 7 T),
- il doit faire la mesure proprement dite à haute fréquence, entre 160 MHz et 20 GHz.

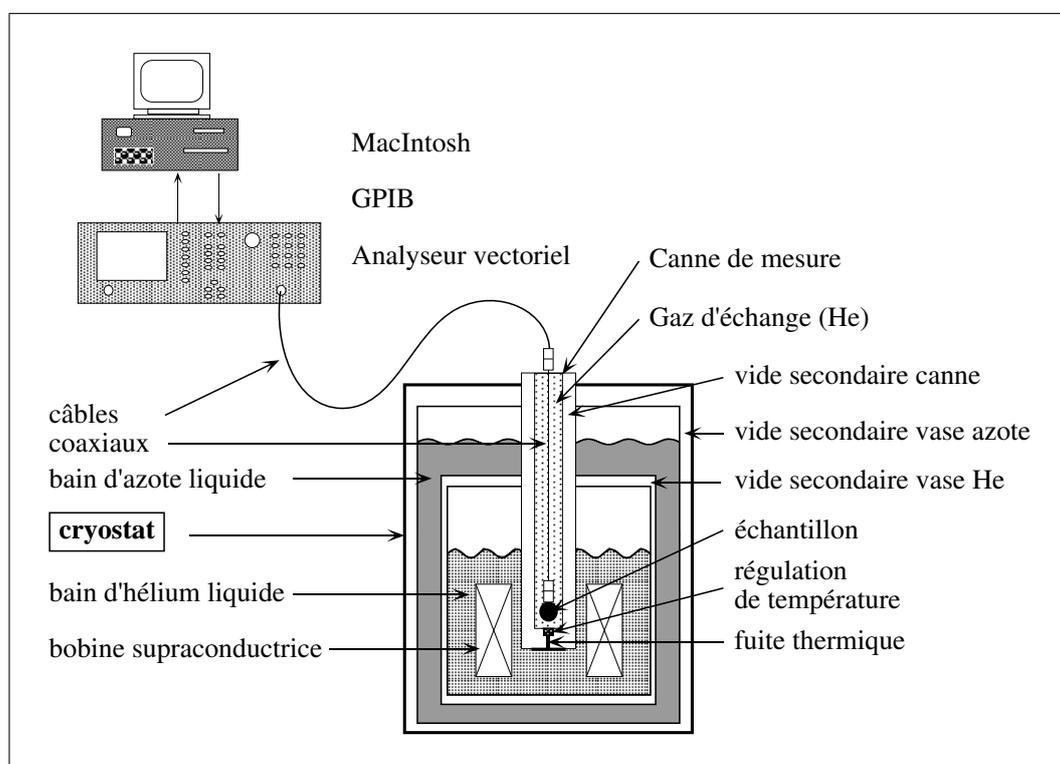


Figure 3.1: Schéma du dispositif expérimental. La hauteur de l'azote liquide est maintenue à peu près constante par un système de remplissage automatique.

3.3.1 Contrôle des paramètres cryogéniques

Pour contrôler l'environnement de l'échantillon, nous utilisons un cryostat azote/hélium classique [37]. Après un premier vide secondaire se trouve le vase d'azote liquide, qui est séparé de l'hélium liquide par un deuxième vide secondaire, légèrement cassé par de l'air. Cela permet un refroidissement rapide de 300 K à 80 K avec uniquement de l'azote dans le cryostat. Dès que le cryostat est rempli d'hélium, la paroi du bain d'hélium à une température de 4.2 K fonctionne comme une cryopompe et assure un bon vide secondaire.

Dans ce bain d'hélium est plongée une bobine supraconductrice en NbTi capable de fournir un champ magnétique statique de 0.1 à 7 T. Ce champ est homogène à 1 % près sur ± 5 cm et orienté selon l'axe du cryostat. Pour toutes les mesures présentées dans ce mémoire, le champ magnétique est orienté parallèlement à l'axe c du film mince, c'est-à-dire perpendiculaire à la surface du substrat diélectrique.

La canne de mesure est constituée de deux enceintes cylindriques et coaxiales en inox. Entre les deux enceintes, on maintient un vide secondaire. Dans l'enceinte centrale se trouvent, dans du gaz d'échange (hélium), les lignes coaxiales, l'échantillon et le thermomètre. Une pression d'environ 2 bars ($2 \cdot 10^5$ Pa) produite par une pompe reliée au réseau de récupération d'hélium s'est avéré un bon compromis entre une thermalisation rapide de l'échantillon et une dérive en température acceptable (de 10 à 20 mK par heure). L'équilibre thermique est réalisé grâce à une fuite thermique en laiton, dont le diamètre et la longueur sont choisis en fonction de la gamme de température envisagée. Les caractéristiques des lignes semi-rigides coaxiales cryogéniques sont les suivantes [149]:

- conducteur externe en inox, de diamètre de 2.2 mm,
- âme en inox de diamètre $457 \mu\text{m}$ recouverte d'une fine épaisseur de cuivre ($25 \mu\text{m}$) et d'argent ($1.5 \mu\text{m}$) [150],
- diélectrique : téflon.

L'utilisation de l'inox permet de limiter l'apport de chaleur sur l'échantillon (hors chauffage, cet apport de chaleur est inférieur à 8 mW, à condition que l'âme du câble coaxial ne soit pas thermalisée par le gaz d'échange [150]). Par contre, cela augmente considérablement les pertes électriques des lignes coaxiales (~ 1.6 dB/m à 77 K et 2 GHz, contre ~ 0.4 dB/m avec du Cuivre).

La régulation de la température se fait par un étage de régulation de type proportionnel, intégral et différentiel (P.I.D) numérique. Les constantes P.I.D. sont réglables dans le programme d'acquisition de $10 \mu\text{W/K}$ à 100 W/K . La puissance fournie est de 4 W maximum sur une charge nominale de 50Ω . Nous avons une résolution en puissance de 0.04 % au-dessus de $5 \mu\text{W}$ sur 50Ω [139].

Dans la mesure où nous voulons faire des études en refroidissant l'échantillon sous champ magnétique ("field cooled"), il faut utiliser un thermomètre qui ne montre pas d'effets de magnétorésistance comme les thermomètres résistifs usuels. Pour réguler la température, nous avons donc choisi une capacité céramique (27 nF à 300 K) placée près de l'échantillon. Elle est mesurée avec une résolution de 0.004 % (15 bits) et une précision de 0.5 % [139]. Il en résulte une résolution pour la capacité d'environ 0.1 pF, ce qui équivaut à une résolution en température inférieure à 0.1 mK. Il y a pourtant deux légers inconvénients inhérents à cette technique. La reproductibilité à long terme de la capacité

n'est pas très bonne : de temps à autre il apparaît des sauts dans la valeur de la capacité. Cela nécessite un ré-étalonnage, qui peut facilement être fait en utilisant le thermomètre en platine de la canne de mesure. Durant les trois années de notre travail expérimental il n'a fallu que deux ré-étalonnages. Le second inconvénient de cette technique réside dans le fait que les capacités utilisées sont du type "verres de spins" pour lesquels la réponse à un échelon dépend de l'amplitude de celui-ci et n'est pas parfaitement stable. Cela provoque une légère dérive en température. Pour donner un ordre de grandeur, signalons qu'entre 10 K et 110 K, après un échelon correspondant à 1 K, la température de consigne est atteinte en 20 minutes. Durant les six minutes que dure la mesure en hyperfréquence, la dérive en température n'est que d'environ 1 à 2 mK.

L'acquisition de la température ainsi que le contrôle de la régulation se font à l'aide du RÉGULATEUR MULTICAPTEUR TRMC, développé au sein du laboratoire et commercialisé par BARRAS PROVENCE. Il est contrôlé par un micro-ordinateur à écran tactile EPSON PX16, qui est relié via une interface série à un Macintosh. Il est donc possible de commander entièrement les variations de la température par ordinateur.

Pour mesurer la température au niveau de l'échantillon, nous avons utilisé des thermomètres résistifs : un thermomètre en platine pour des températures comprises entre 300 K et 30 K, et une résistance de germanium entre 30 K et 4 K. La mesure de cette résistance s'effectue par une mesure courant-tension en 4 fils avec une résolution de 0.0002 % (16 bits) et une précision de 0.1 % à 20° C [139]. Concrètement, cela correspond à une résolution de 1.7 mΩ (environ 4 mK), ce qui nous suffit amplement. Ces thermomètres sont reliés à un connecteur JAEGER douze broches à 300 K par 4 fils de constantan tressés. Des vis assurent un bon contact thermique entre les thermomètres et le bloc de cuivre qui entoure les deux câbles coaxiaux juste au-dessus de l'échantillon.

Ces thermomètres métalliques montrent une augmentation de la résistance avec le champ magnétique (magnétorésistance) : le changement de la résistance à 91 K dû à la magnétorésistance sous un champ magnétique de 7 T est de 0.12 Ω, ce qui correspond à une différence en température de 0.3 K. Il donc faut corriger la température donnée par notre thermomètre métallique après avoir effectué des mesures sous champ magnétique.

On sait que

$$\frac{\Delta R(H)}{R} \propto \left(\frac{H}{R}\right)^2 \quad (3.1)$$

où R est la résistance du thermomètre en Ω mesurée dans la partie linéaire de $R(T)$, $\Delta R(H) = R(H) - R(0)$ et H le champ magnétique appliqué. Nous avons ensuite mesuré

à deux températures (70 et 91 K) la magnéto-résistance $R(H)$ du thermomètre en platine. Contrairement à (3.1) $\Delta R(H)/R(0)$ s'est montrée linéaire en première approximation dans les deux cas avec des variations de l'ordre de 0.3 % à 7 T. Compte tenu du fait que les variations étaient très petites, nous avons utilisé la variation linéaire pour corriger la température après avoir effectué les mesures réflectométriques à champ magnétique fixe en fonction de la fréquence et de la température.

3.3.2 Appareillage de mesure hyperfréquence

La mesure est effectuée à partir d'un analyseur vectoriel HEWLETT PACKARD 8720B comportant un synthétiseur de fréquences [34] travaillant sur une bande de fréquences allant de 130 MHz à 20 GHz. Cet analyseur a une résolution de 100 kHz et une gamme de puissance de -65 dBm à -10 dBm par pas de 5 dBm¹. Pour le pilotage des mesures et l'acquisition des données, il est relié à un ordinateur par une interface GPIB. Il génère une onde sinusoïdale à une fréquence bien déterminée et mesure son coefficient de réflexion $\bar{\Gamma}$ (aussi nommé \bar{S}_{11} ou \bar{S}_{22}) ou de transmission (\bar{S}_{21} et \bar{S}_{12}) en module et en phase pour un échantillon donné. Avant chaque série de mesures, l'appareil est étalonné.

3.4 Principe d'un étalonnage

La réflectométrie est une technique de mesure qui repose sur la mesure en module et en phase d'un coefficient de réflexion complexe $\bar{\Gamma}$. Pour mesurer une phase, il faut avoir un plan de référence qui définit l'origine de cette phase. Un des buts principaux de l'étalonnage est de définir ce plan de référence qui représente l'endroit où est mesuré le coefficient de réflexion, et donc l'impédance d'entrée (cf. paragraphe 2.2.2).

Dans la pratique, deux types d'erreurs peuvent influencer la mesure : d'un côté, les erreurs systématiques dues aux différents éléments électroniques internes de l'analyseur ainsi qu'aux lignes d'amenées et aux connecteurs; de l'autre côté, les erreurs résiduelles, non reproductibles. Seules les erreurs systématiques sont prises en compte lors de l'étalonnage de l'analyseur.

Pour en comprendre le principe, considérons l'analyseur vectoriel relié à un échantillon dont nous souhaitons mesurer le coefficient de réflexion $\bar{\rho}_m$. On modélise les réflexions parasites et les longueurs supplémentaires (c'est-à-dire les changements de phase) introduites dans le système par l'analyseur non-parfait, les câbles d'amenées et les connexions,

¹0 dBm correspond à 1 mW dans 50 Ω .

par un quadripôle Q_c dont la matrice d'onde¹ est \mathbf{S} (cf. FIG. 3.2).

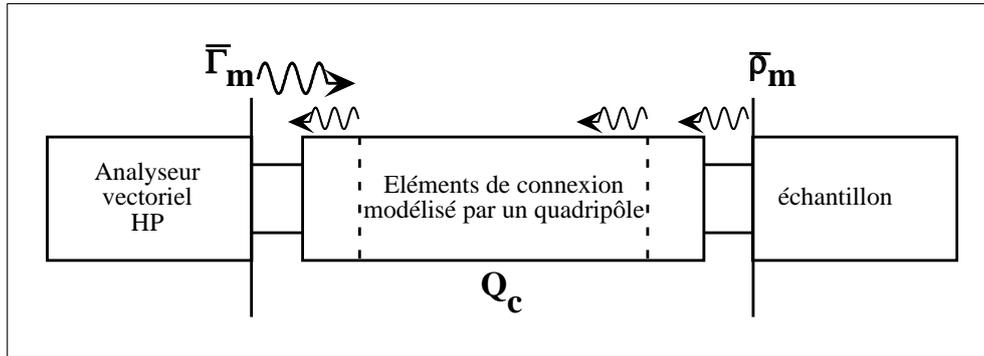


Figure 3.2: Modèle schématique de réflexions parasites.

Sans étalonnage préalable, l'analyseur vectoriel mesure un coefficient de réflexion $\bar{\Gamma}_m$ qui correspond au coefficient de réflexion de la charge totale constituée par l'échantillon en série avec le quadripôle Q_c . Il devient possible de calculer le coefficient $\bar{\rho}_m$ propre à l'échantillon, à partir de la mesure brute du coefficient de réflexion $\bar{\Gamma}_m$ lorsque la matrice \mathbf{S} (contenant tous les éléments parasites à éliminer) est connue [136] :

$$\bar{\rho}_m = \frac{\bar{\Gamma}_m - \bar{S}_{11}}{\bar{\Gamma}_m \bar{S}_{22} - (\bar{S}_{11} \bar{S}_{22} - \bar{S}_{12} \bar{S}_{21})} \quad (3.2)$$

où S_{ij} sont les coefficients de la matrice d'onde \mathbf{S} .

Effectuer un étalonnage et définir un plan de référence revient alors à définir la matrice \mathbf{S} . Une méthode en réflectométrie (dite "OSL" de l'anglais "Open", "Short" et "Load") se fait à partir de trois charges étalons² : un circuit ouvert CO ($Z \rightarrow \infty$, "Open"), un court-circuit CC ($Z \rightarrow 0 \Omega$, "Short") et une charge adaptée 50Ω ($Z = 50 \Omega$, "Load"). Elles sont montées à la place de l'échantillon et mesurées. L'analyseur a en mémoire pour chacun de ces étalons un modèle mathématique décrivant leur coefficient de réflexion en fonction de la fréquence. Un calcul utilisant ces modèles mathématiques permet d'obtenir \mathbf{S} . Ce calcul est réalisé par l'analyseur. Pour effectuer un étalonnage à la température ambiante, nous disposons d'un kit d'étalonnage de haute précision (HP85052D) qui correspond à la norme APC 3.5.

Dans notre cas, la réalisation d'un étalonnage est particulièrement difficile puisque aux problèmes liés aux hyperfréquences s'ajoutent ceux liés aux basses températures. En effet,

¹dans la terminologie anglo-saxonne "scattering matrix".

²Les étalons sont en fait constitués d'un connecteur correspondant à la norme APC 3.5 en série avec la charge proprement dite. Le modèle mathématique tient compte de l'élément distribué qu'est le connecteur.

les étalons livrés par HP ne sont garantis que jusqu'à - 50° C. Par ailleurs, leur encombrement, surtout avec la charge 50 Ω , nous empêche de les utiliser dans notre montage. Il ne nous reste donc que deux manières de traiter ce problème :

1. Soit il nous faut développer nos propres étalons, capables de travailler à des températures aussi basses que 4 K.
2. Soit nous devons utiliser un étalonnage effectué à la température ambiante puis essayer de tenir compte des changements provoqués dans les câbles d'amenée et dans les connecteurs par le changement de la température pour corriger cet étalonnage.

La première solution ne s'est avérée réalisable que jusqu'à 1 GHz [190]. Les essais à des fréquences plus élevées n'ont pas été couronnés de succès [53] à cause de problèmes techniques trop importants liés à la petite longueur d'onde. En effet, plus la longueur d'onde est petite, plus la résolution spatiale est grande, et plus les imperfections posent des problèmes.

Par contre, nous allons voir dans le paragraphe suivant qu'au moyen d'un étalonnage secondaire, nous pouvons éviter les problèmes liés à la première solution et disposer d'un véritable étalonnage pour mesurer nos échantillons à basse température pour des fréquences élevées.

3.5 Etalonnage à basse température

Comme nous venons de voir, la procédure habituelle d'un étalonnage consiste à déterminer les éléments de la matrice de diffusion \mathbf{S} en mesurant trois charges étalons. Connaissant \mathbf{S} il est alors possible de définir le plan de référence utilisant eqn. (3.2) et de corriger les mesures subséquentes.

3.5.1 Principe de notre étalonnage

Remarquons que la détermination de \mathbf{S} est auxiliaire dans le sens où nous n'en avons besoin que pour corriger les mesures. Il est donc possible (mais lourd au niveau du calcul) de contourner entièrement le calcul de \mathbf{S} . En effet, en mettant dans l'équation (3.3) les trois mesures de l'étalonnage primaire $\{\bar{\Gamma}_{cc}, \bar{\Gamma}_{co}, \bar{\Gamma}_{50\Omega}\}$ et les modèles mathématiques du comportement en fréquence des étalons $\{\bar{y}_{cc}, \bar{y}_{co}, \bar{y}_{50\Omega}\}$, nous pouvons directement étalonner la mesure $\bar{\Gamma}_m$ et obtenir \bar{y}_m (et donc une impédance d'entrée $\bar{Z}_{e,m}$) à un $\bar{\Gamma}_m$ mesuré.

$$\bar{y}_m = -\frac{\bar{\Delta}_{m1}\bar{\Delta}_{32}\bar{y}_3\bar{y}_2 + \bar{\Delta}_{m2}\bar{\Delta}_{13}\bar{y}_1\bar{y}_3 + \bar{\Delta}_{m3}\bar{\Delta}_{21}\bar{y}_2\bar{y}_1}{\bar{\Delta}_{m1}\bar{\Delta}_{32}\bar{y}_1 + \bar{\Delta}_{m2}\bar{\Delta}_{13}\bar{y}_2 + \bar{\Delta}_{m3}\bar{\Delta}_{21}\bar{y}_3} \quad (3.3)$$

où

$$\bar{y}_j = (\bar{Z}_j)^{-1} = \left[\bar{Z}_c \frac{1 + \bar{\rho}_j}{1 - \bar{\rho}_j} \right]^{-1} \quad \text{et} \quad \bar{\Delta}_{ij} = \bar{\Gamma}_i - \bar{\Gamma}_j$$

avec $i, j \in \{1, 2, 3, m\}$ (c'est-à-dire $\{cc, co, 50\Omega\}$)

Ce résultat relativement général découle de l'invariance du "rapport croisé" d'une transformation bilinéaire (cf. Kreyzsig [97]) qui implique :

$$\frac{\bar{\Delta}_{m1}\bar{\Delta}_{32}}{\bar{\Delta}_{m2}\bar{\Delta}_{13}} = \frac{(\bar{\Gamma}_m - \bar{\Gamma}_1)(\bar{\Gamma}_3 - \bar{\Gamma}_2)}{(\bar{\Gamma}_m - \bar{\Gamma}_2)(\bar{\Gamma}_1 - \bar{\Gamma}_3)} = \frac{(\bar{y}_m - \bar{y}_1)(\bar{y}_3 - \bar{y}_2)}{(\bar{y}_m - \bar{y}_2)(\bar{y}_1 - \bar{y}_3)} \quad (3.4)$$

Cette équation est formellement équivalente à l'eqn. (3.3). En principe on peut alors utiliser des $\{\bar{y}_j\}$ quelconques pour résoudre (3.3). Mais comme pour l'étalonnage OSL il est avantageux d'avoir trois charges $\{\bar{y}_j\}$, qui montrent un comportement électrique "complémentaire", c'est-à-dire des coefficients de réflexion proches des trois valeurs +1 (pour le circuit ouvert), -1 (pour le court-circuit) et 0 (pour la charge adaptée).

La particularité de notre approche est d'utiliser un étalonnage primaire OSL pour connaître (c'est-à-dire mesurer) *et* les $\{\bar{y}_{cc}, \bar{y}_{co}, \bar{y}_{50\Omega}\}$ *et* les $\{\bar{\Gamma}_{cc}, \bar{\Gamma}_{co}, \bar{\Gamma}_{50\Omega}\}$. Cela nous permet de nous affranchir des problèmes liés à la température comme nous allons le voir par la suite.

Notons pour le moment que nous avons ainsi à notre disposition une technique d'étalonnage équivalente à celle d'un étalonnage de type OSL à la température ambiante (pour une comparaison cf. paragraphe 3.6).

3.5.2 Comment intégrer les basses températures?

Si nous voulons étalonner à basse température, il nous faut en principe effectuer toutes les mesures de l'étalonnage secondaire $\{\bar{y}_j, \bar{\Gamma}_j\}$ à basse température. Mais c'est un cercle vicieux puisque l'étalonnage à basse température n'a pas été réalisé.

L'astuce réside dans le choix des étalons, que nous appellerons désormais "pseudo-étalons" pour les distinguer des étalons de l'étalonnage OSL primaire.

Rappelons que les étalons en général (y compris les "pseudo-étalons") sont constitués d'un connecteur (éléments distribués dans le modèle électrique) et de la charge proprement dite (un élément ponctuel dans le modèle électrique). Or la principale partie de la dépendance en température est due au connecteur. Donc en éliminant les éléments distribués dans les "pseudo-étalons" (c'est-à-dire le bout de câble coaxial qui sert à faire la connexion

entre la ligne d'aménée et l'impédance "pseudo-étalon") nous avons des impédances quasi-localisées qui ne varient pratiquement pas du tout (court-circuit, circuit ouvert) ou très peu (50Ω) en fonction de la température.

Pour pouvoir éliminer les éléments distribués, il est nécessaire de caractériser l'élément de connexion, qui est pour les "pseudo-étalons" une petite longueur de câble coaxial correspondant à la "norme" SMA – cette caractérisation est discutée dans le paragraphe 3.5.4. Ayant défini les paramètres du connecteur, nous pouvons éliminer les changements du module et de la phase introduits par sa présence grâce à un calcul mathématique¹. Ainsi, nous déplaçons le plan de référence à l'endroit où se trouve la charge "pseudo-étalon" proprement dite.

La figure 3.3 résume les mesures nécessaires pour effectuer un étalonnage selon l'eqn. (3.3) :

Toutes les mesures sont effectuées après un étalonnage primaire qui place le plan de référence en **(A)**.

1. Caractérisation du connecteur SMA (explicitée dans le paragraphe 3.5.4) qui permet de déplacer le plan de référence de **(A)** à **(B)** pour connaître les admittances $\{\bar{y}_{cc}, \bar{y}_{co}, \bar{y}_{50\Omega}\}$ *sans* éléments de connexion. Ce déplacement nous définit la position qu'aura le plan de référence par rapport au connecteur à la fin de l'étalonnage, étant donné que le connecteur fait aussi partie des éléments de connexion à basse température. Il est donc évident que la précision de l'étalonnage finalement atteinte dépend directement de la qualité de cette caractérisation. Nous allons expliquer (cf. paragraphe 3.5.5) qu'il est suffisant d'effectuer ces mesures à 300 K pour les "pseudo-étalons" en court-circuit et circuit ouvert. Par contre, il faut mesurer $\bar{y}_{50\Omega}$ à la température finale ($T_{mes} < 300 K$). Comme la charge 50Ω varie légèrement avec la température, nous avons développé un dispositif spécial pour cette mesure (cf. paragraphe 3.5.5).
2. Mesures des "pseudo-étalons" dans le même montage que celui qui sert à faire la mesure de l'échantillon d' $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ pour chaque température. Ces mesures $\{\bar{\Gamma}_j\}$ incluent donc tous les éléments de connexion nécessaires pour faire la mise à froid sous champ magnétique.
3. Mesure du coefficient de réflexion $\bar{\Gamma}_m$ de l'échantillon d' $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ dans le cryo-

¹En anglais on parle de "de-embedding".

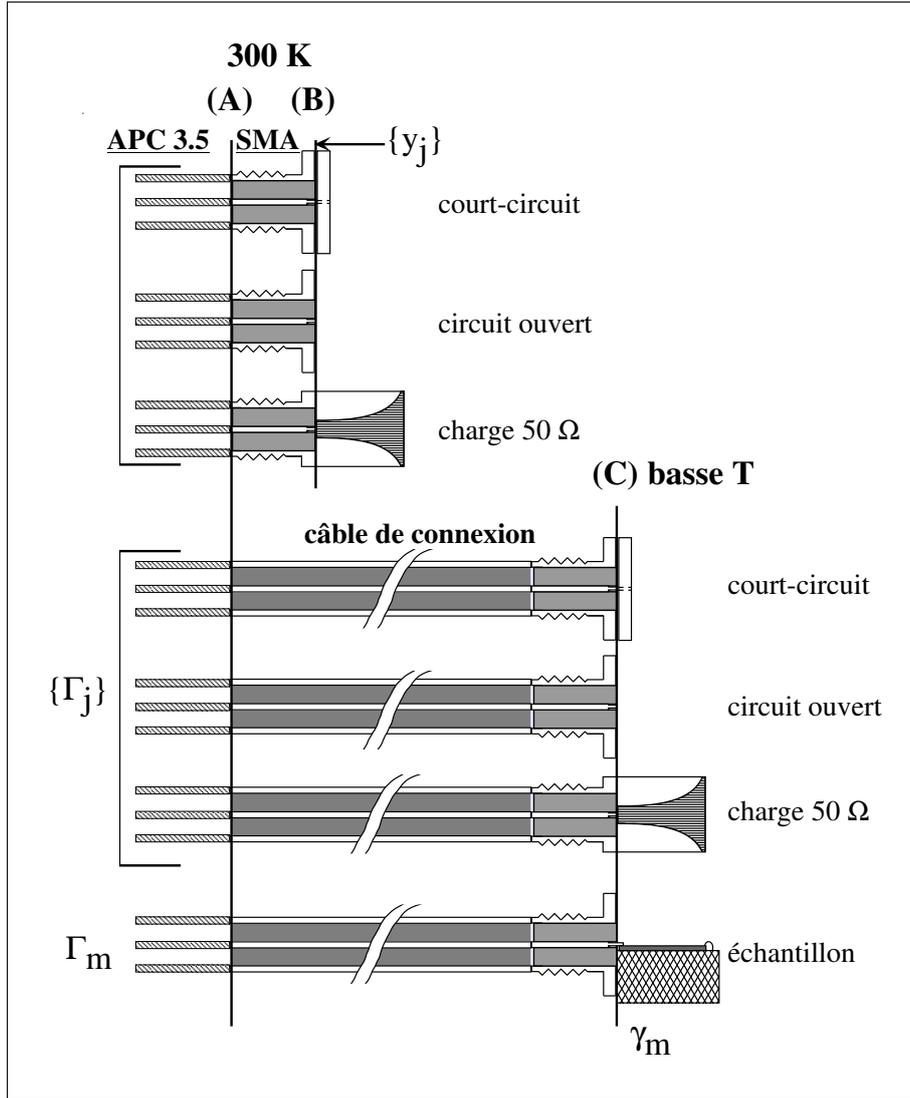


Figure 3.3: Schéma des mesures nécessaires pour effectuer un étalonnage selon eqn. (3.3).

stat à T_{mes} et H_{mes} .

- Utilisation de l'eqn. (3.3) pour calculer \bar{y}_m à partir des 7 mesures $\{\bar{y}_{cc}, \bar{y}_{co}, \bar{y}_{50\Omega}\}$, $\{\bar{\Gamma}_{cc}, \bar{\Gamma}_{co}, \bar{\Gamma}_{50\Omega}\}$ et bien sûr $\bar{\Gamma}_m$, afin de déplacer le plan de référence de (A) à (C).

Il est impératif que les conditions expérimentales - en particulier la distribution des températures dans le câble coaxial d'amenée - soient exactement les mêmes pour toutes les mesures $\bar{\Gamma}_{xx}$ (cf. paragraphe 3.7).

3.5.3 Fabrication des “pseudo-étalons” SMA

Dans un premier temps nous avons dû construire des impédances étalons correspondant approximativement au jeu d'étalons OSL. Le cahier de charges était le suivant :

- Il faut que les “pseudo-étalons” aient la même géométrie de connexion que l'échantillon à mesurer, sinon le premier déplacement du plan d'étalonnage de (A) à (B), n'est plus valable dans le cas de la mesure de l'échantillon à basse température.
- Il faut que les “pseudo-étalons” soient suffisamment stables pour supporter les basses températures.

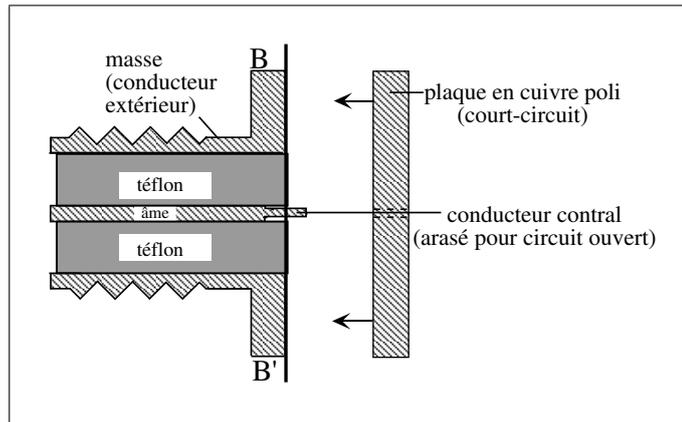


Figure 3.4: Schéma d'un connecteur de type SMA utilisé pour la fabrication des “pseudo-étalons”. La ligne **BB'** indique l'endroit où sont localisés le court-circuit et le circuit ouvert.

Nous avons été amenés à utiliser des connecteurs de type SMA pour réaliser les “pseudo-étalons” :

- La réalisation du court-circuit a été effectuée grâce à une plaque de cuivre polie, contenant un petit trou d'un diamètre de 1 mm (cf. FIG. 3.4). Ce trou a été préalablement rempli d'étain. En chauffant la plaque de manière à ce que l'étain fonde, nous avons réussi à souder la plaque dans le plan **BB'**. Pour assurer la stabilité mécanique, la plaque est vissée avec quatre vis d'un diamètre de 2 mm. La résistance de bout ainsi réalisée était de l'ordre de $10^{-2} \Omega$ (mesurée avec un pont de basse impédance à 33 Hz commercialisé par BARRAS PROVENCE).
- Pour le circuit ouvert, nous avons arasé dans le plan **BB'** le conducteur central d'un connecteur SMA (cf. FIG. 3.4). Nous avons ainsi pu diminuer très fortement les pertes par rayonnement.
- Comme charge adaptée, nous avons utilisé une impédance 50Ω fabriquée par RADIAL.

3.5.4 Caractérisation d'une connexion avec un connecteur SMA à 300 K

Comme nous l'avons vu, nous utilisons trois types différents de connecteurs mécaniquement compatibles :

- La norme de haute précision APC 3.5 datant de 1976, qui est utilisée au niveau de l'analyseur vectoriel et en haut de notre canne de mesure. Le conducteur central du câble coaxial est tenu en place par des feuilles de kapton. Le diélectrique de ce type de connecteur est donc essentiellement de l'air, dont la constante diélectrique est très stable en température avec très peu de dispersion. Le diamètre intérieur du conducteur extérieur est 3.5 mm.
- La norme SMA 2.9 également appelée "K" datant de 1974, qui sert à connecter la canne à fort gradient thermique (cf. FIG. 3.9, page 53). Comme dans le cas du APC 3.5, le diélectrique est de l'air. Le diamètre intérieur du conducteur extérieur est de 2.9 mm.
- Finalement la "norme" SMA développée en 1958, que nous trouvons dans les "pseudo-étalons" et le câble de connexion entre l'analyseur et la canne de mesure. Ici le diélectrique, qui tient en place le conducteur central est du téflon. De plus le diamètre du diélectrique est plus important (4.2 mm) que pour les deux autres normes.

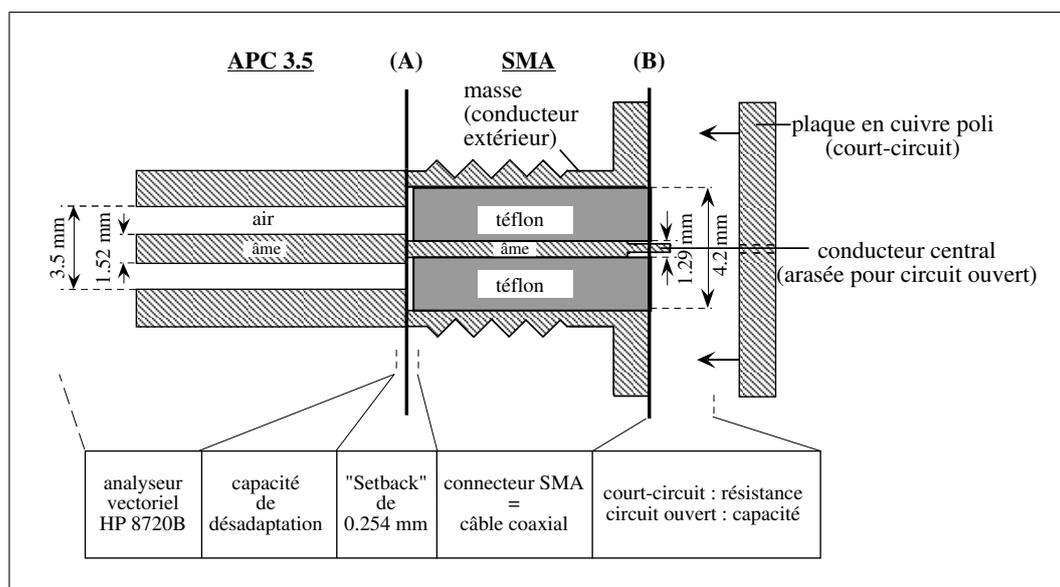


Figure 3.5: Schéma géométrique d'une connexion entre un connecteur de la norme APC 3.5 et un connecteur de la norme SMA. Le schéma en bas indique l'emplacement des éléments. Le "Setback" est modélisé avec les mêmes cotes géométriques que le câble coaxial, mais avec de l'air comme diélectrique. Ce schéma n'est pas à l'échelle.

La caractérisation de la connexion utilisant un connecteur SMA contient non seulement la partie coaxiale du connecteur proprement dite, mais également une partie liée aux désadaptations géométriques entre les différents types de connecteurs (cf. FIG. 3.5). Les mesures \bar{y}_{cc} et \bar{y}_{co} sont effectuées grâce à une connexion APC 3.5/SMA, tandis que les mesures $\bar{y}_{50\Omega}(T)$ sont effectuées en utilisant une connexion SMA 2.9/SMA. Le plan de référence de ces mesures se trouve au bout des connecteurs APC 3.5 et SMA 2.9.

La figure 3.5 montre à titre d'exemple la connexion APC 3.5/SMA. Les changements de diamètre peuvent être modélisés grâce à une capacité de désadaptation en parallèle C_d . Oldfield [132] a proposé une forme polynomiale pour C_d . Il remarque entre autre qu'il faut tenir compte du retrait du téflon (environ 250 μm) par rapport au plan de référence placé par l'étalonnage à la jonction des parties métalliques des connecteurs, (**A**) dans la figure 3.5. Compte tenu de ces éléments, nous pouvons modéliser la connexion APC 3.5/SMA comme indiqué à la figure 3.6. Bien que le retrait du téflon et de l'âme ne se fasse que sur 254 μm , il est indispensable d'en tenir compte pour trouver un bon accord entre la mesure et la simulation. Sinon, les différences sont de l'ordre de 6 %.

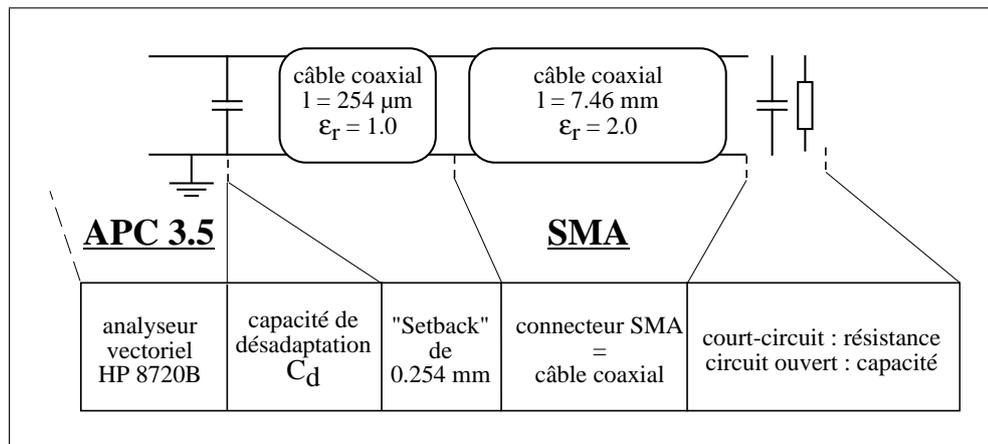


Figure 3.6: Schéma électrique équivalent du connecteur SMA court-circuité correspondant à la géométrie indiquée dans la figure 3.5 (pour les modèles électriques cf. l'annexe A.1).

Les mesures de caractérisation ont été effectuées sur les deux "pseudo-étalons" SMA suivants : le court-circuit et le circuit ouvert (pour leur fabrication cf. paragraphe 3.5.3). A titre d'exemple la figure 3.7 montre le résultat obtenu pour le cas plus délicat du circuit ouvert, en supposant que la couche d'or qui couvre le connecteur détermine la résistivité pour le calcul. Les valeurs ont été optimisées dans la limite des cotes géométriques du constructeur grâce au logiciel MICROWAVE SCOPE Version 6.5 de COMPACT SOFTWARE INC. Les valeurs obtenues sont données au tableau 3.1 pour les deux types de connexion.

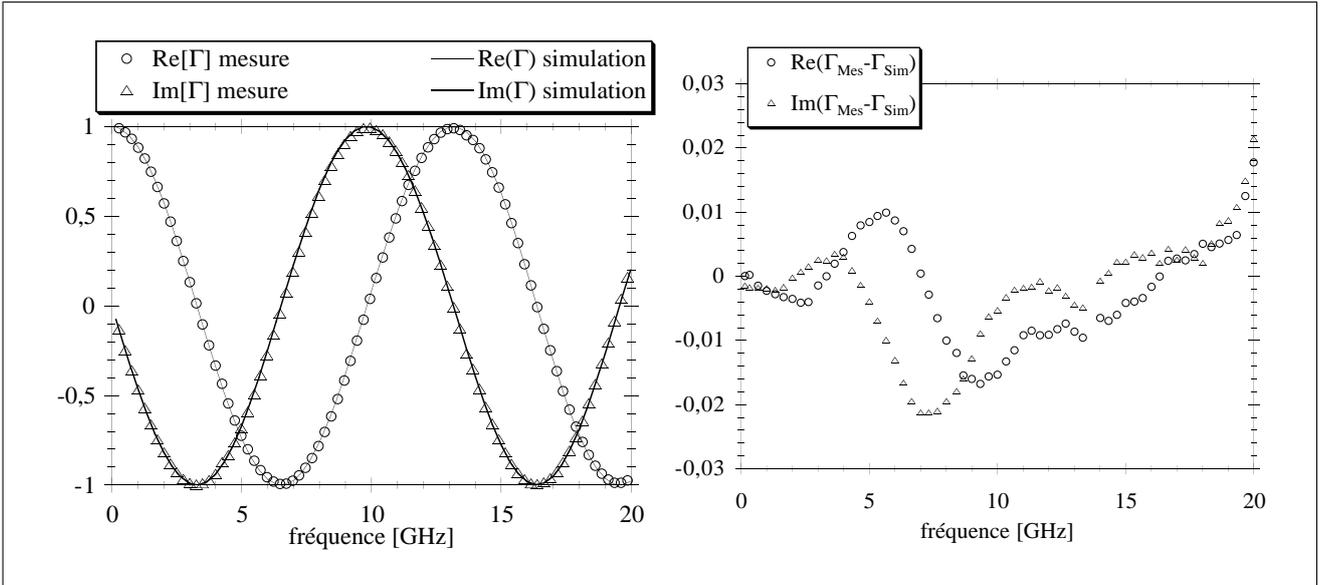


Figure 3.7: Comparaison entre la mesure (partie réelle et partie imaginaire) (\circ , \triangle) et la simulation (trait continu) du connecteur SMA à température ambiante (a) et la différence entre la mesure et la simulation (b). La résistivité a été supposée celle de l'or pour cette simulation.

Pour la connexion APC 3.5/SMA, nous avons eu de meilleurs résultats en maintenant constante la capacité de désadaptation géométrique contrairement aux valeurs indiquées par Oldfield [132]. En revanche, pour la modélisation de la connexion SMA 2.9/SMA, nous avons gardé les paramètres proposés.

A notre grande surprise, les pertes dans le connecteur se sont avérées nettement plus importantes que celles attendues d'après une estimation théorique calculée avec la résistivité de l'or qui couvre le connecteur.

Dans un premier temps lors des mesures de validation, nous ne nous en sommes pas rendus compte puisque les pertes dans les rubans métalliques ont masqué entièrement les pertes du connecteur. De plus l'accord trouvé était déjà très satisfaisant comme le semble indiquer la figure 3.7. Ce n'est qu'à partir du moment où nous avons mesuré un ruban en or (donc avec de très faibles pertes), que des petites différences inexplicables entre la simulation et la mesure sont apparues.

Nous avons donc repris la caractérisation du connecteur, mais en traçant le *logarithme* de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence (cf. FIG. 3.8). Il apparaît clairement que les pertes d'un connecteur en or ne sont pas suffisantes pour expliquer le comportement fréquentiel observé. Un bon accord a pu être obtenu uniquement en augmentant la résistivité à $35 \pm 5 \mu\Omega\text{cm}$, ce qui correspond environ à la résistivité du Cuivre-Béryllium, matériau utilisé pour donner une stabilité mécanique au connecteur.

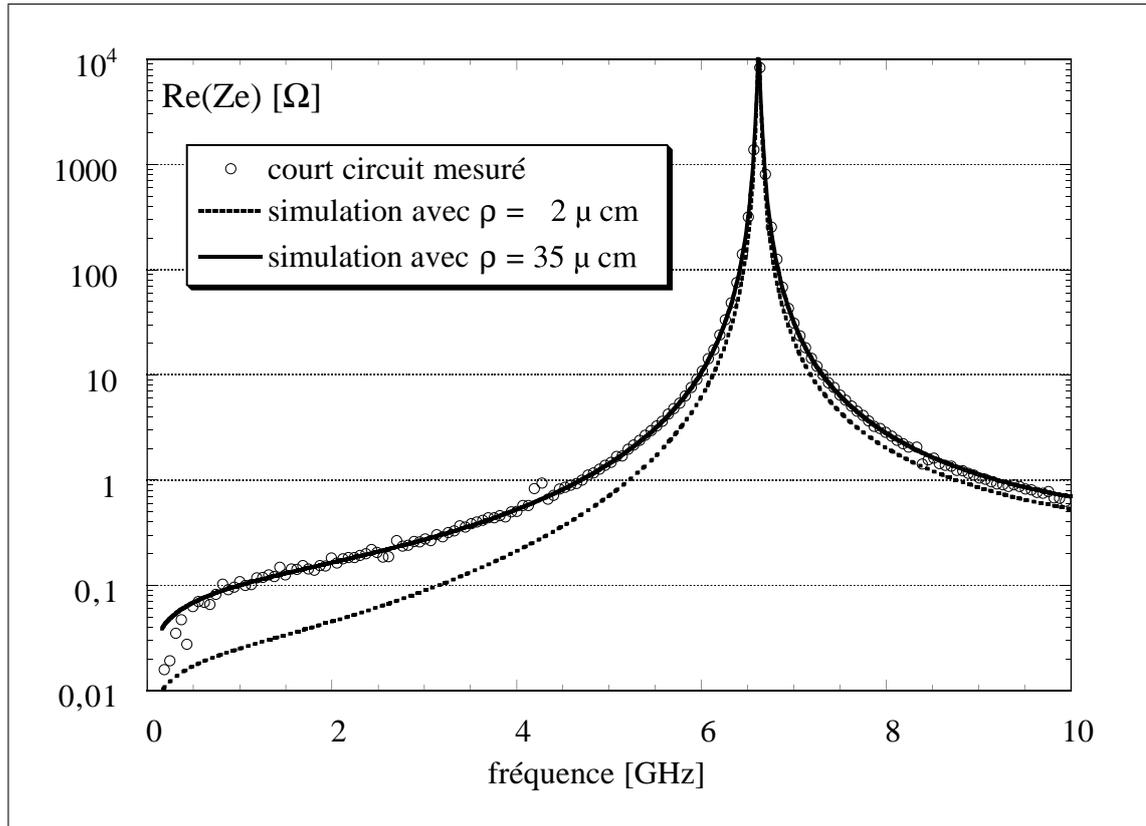


Figure 3.8: Comparaison entre l'impédance d'entrée du connecteur SMA court-circuité et des simulations. Seulement en augmentant considérablement les pertes résistives du connecteur un bon accord est obtenu.

Il nous a été impossible de trouver le même comportement avec d'autres types de pertes comme par exemple des pertes diélectriques, des pertes d'une résistance de contact entre le conducteur central et le ruban ou bien des pertes liées au court-circuit de bout.

	capacité de discontinuité	
	23.45 fF	
	$\{13.4fF - 1.95 \cdot 10^{-27}\nu + 5.46 \cdot 10^{-37}\nu^2 + 1.59 \cdot 10^{-47}\nu^3\}$ (cf. [132])	
	setback (cf. [132])	connecteur SMA
diamètre du diélectrique	4.16 mm	4.16 mm
diamètre de l'âme	0.79 mm	1.29 mm
longueur	254 μ m	7.46 mm
résistivité	$35 \pm 5 \mu\Omega\text{cm}$	$35 \pm 5 \mu\Omega\text{cm}$
ϵ_r	1 (de l'air imposé)	2 (du téflon imposé)
	capacité du circuit ouvert	
	9.59 fF	

Table 3.1: Paramètres pour la simulation d'une connexion entre un connecteur de norme APC 3.5 et de norme SMA. Entre accolades sont donnés les paramètres utilisés pour simuler une connexion SMA 2.9/SMA.

3.5.5 Mesure des “pseudo-étalons” SMA

En utilisant les paramètres du tableau 3.1 et le formalisme des matrices A , nous pouvons calculer d’après équation (2.6) les admittances $\{\bar{y}_j\}$ nécessaire pour l’étalonnage à partir des mesures des “pseudo-étalons”.

3.5.5.1 Mesure des admittances du court-circuit et du circuit ouvert

En principe, les admittances $\bar{y}_{cc}, \bar{y}_{co}, \bar{y}_{50\Omega}$ devraient être mesurées en fonction de la température. Mais pour le court-circuit et le circuit ouvert, nous pouvons négliger les changements dus à la température. Rappelons que “les admittances” sont des charges quasi-ponctuelles, puisque les éléments distribués ont été éliminés grâce à la modélisation décrite au paragraphe précédent :

- Dans le cas du **court-circuit**, la résistance de $10^{-2} \Omega$ peut être négligée dès la température ambiante et cette résistance ne fait que diminuer quand la température décroît (c’est le seul élément variable avec la température de ce “pseudo-étalon”).
- La variation de l’étalon **circuit ouvert** avec la température dépend de la constante diélectrique de l’hélium qui est responsable de la valeur de la capacité de bout. Mais celle-ci ne change pas suffisamment pour produire un effet mesurable. En effet à partir de l’équation de Clausius et Mosotti, on trouve que [83] :

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = \frac{4\pi}{3} \frac{\rho \alpha_p}{M} \quad (3.5)$$

avec ρ la densité, α_p la polarisabilité moléculaire et M la masse moléculaire. Sachant que la pression à 300 K est de 1.5 bar ($1.5 \cdot 10^5$ Pa), la pression à 70 K est de 0.35 bar ($0.35 \cdot 10^5$ Pa) (d’après la relation fondamentale des gaz parfaits pour un volume constant). Dans des tables, on trouve alors des valeurs pour ρ [6]. La différence relative $\Delta\varepsilon_r/\varepsilon_r$ est de 10^{-6} , ce qui est largement au-dessous de ce qui est détectable avec notre technique de mesure. Par ailleurs, les modifications de la géométrie du circuit ouvert dues aux contractions thermiques sont négligeables.

3.5.5.2 Mesure de l’admittance de la charge adaptée 50 Ω

Le “pseudo-étalon” 50 Ω varie trop entre la température ambiante et les basses températures (typiquement 70 à 100 K) pour que l’on puisse négliger cette variation. Nous avons donc spécialement conçu une canne de mesure hyperfréquence pour mesurer ce “pseudo-étalon” aux basses températures (cf. FIG. 3.9). Son principe est simple : le câble coaxial

d'amenée, ainsi que le connecteur SMA 2.9 sont maintenus à une température la plus proche possible de 300 K, par une résistance de chauffage et un flux d'hélium gazeux à 300 K. L'extrémité du connecteur SMA 2.9 et de la charge 50Ω sont eux à la température de mesure. Nous avons donc un très fort gradient de température entre l'intérieur et l'extérieur de la canne. L'utilité de ce gradient est de maintenir le câble coaxial et une partie du connecteur SMA 2.9 dans les conditions thermiques les plus proches de celles de l'étalonnage. Seule (ou presque) la charge de 50Ω est à la température T de mesure. La température à l'intérieur et à l'extérieur de la canne est contrôlée par des résistances de platine (100Ω et 500Ω à 0°C respectivement). Les connexions en haut et en bas de la canne sont réalisées par un connecteur SMA 2.9.

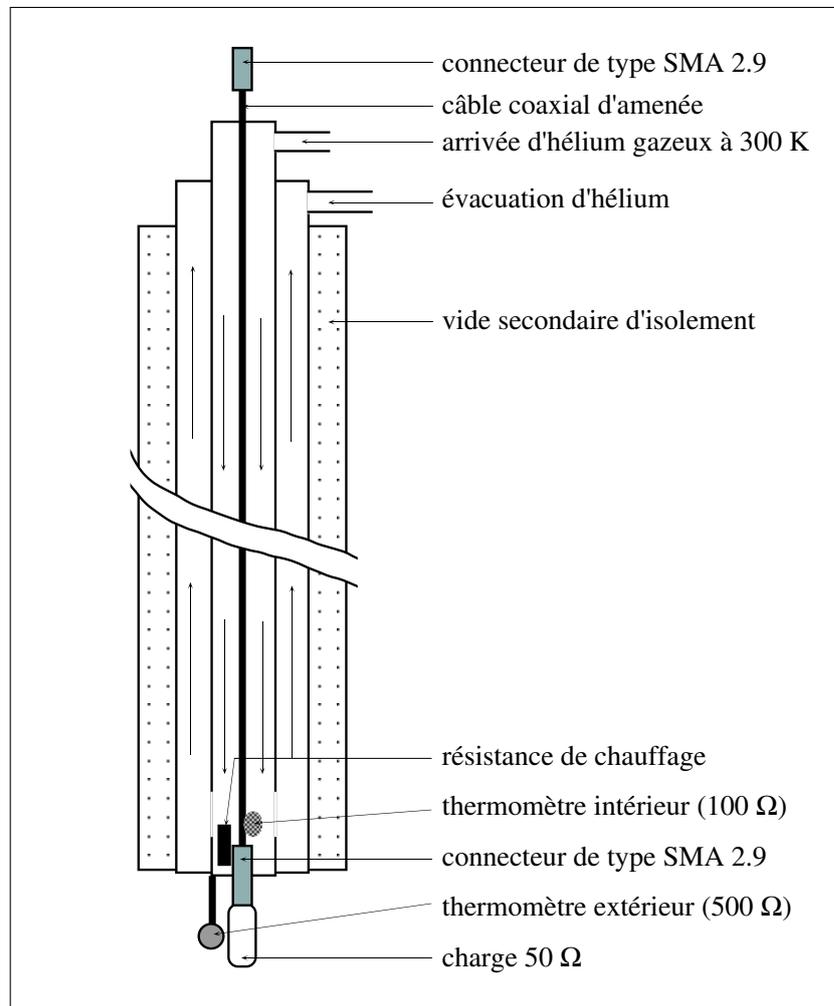


Figure 3.9: Schéma de la canne à fort gradient pour la mesure du “pseudo-étalon” 50Ω . L'intérieur est maintenu à la température ambiante par un flux d'hélium gazeux.

Après un étalonnage en bas de la canne effectué à la température ambiante par les étalons de précision de Hewlett Packard, notre “pseudo-étalon” 50Ω est monté et l'ensemble

est plongé directement dans des vapeurs d'hélium au-dessus d'hélium liquide. Nous pouvons ainsi changer la température en changeant la distance entre l'hélium liquide est la charge. Il est tout de même indispensable d'effectuer la mesure rapidement (environ 10 min au total), car malgré l'installation d'un chauffage, l'intérieur de la canne se refroidit en permanence. Grâce à la différence de température entre le thermomètre intérieur (300 K) et le thermomètre extérieur (77 K) nous avons déterminé le gradient qui est ainsi réalisé dans le connecteur SMA 2.9 au niveau de la charge adaptée à environ 60 K/cm.

L'erreur due à ce gradient de température est d'environ 1%. Nous l'avons évaluée en mesurant la constante diélectrique de l'azote liquide à l'aide du "pseudo-étalon" circuit ouvert placé puis mesuré en bout de la canne. La variation de la capacité de bout est en effet directement liée à la constante diélectrique du milieu dans lequel le circuit ouvert est plongé – les variations de ε_r dues aux contractions thermiques peuvent être négligées. La capacité de bout passe ainsi de $C_{bout}(300K) = 9.59$ fF à $C_{bout}(77K) = 11.6$ fF contre 11.5 fF calculée avec la valeur de la littérature de $\varepsilon_r = 1.44$.

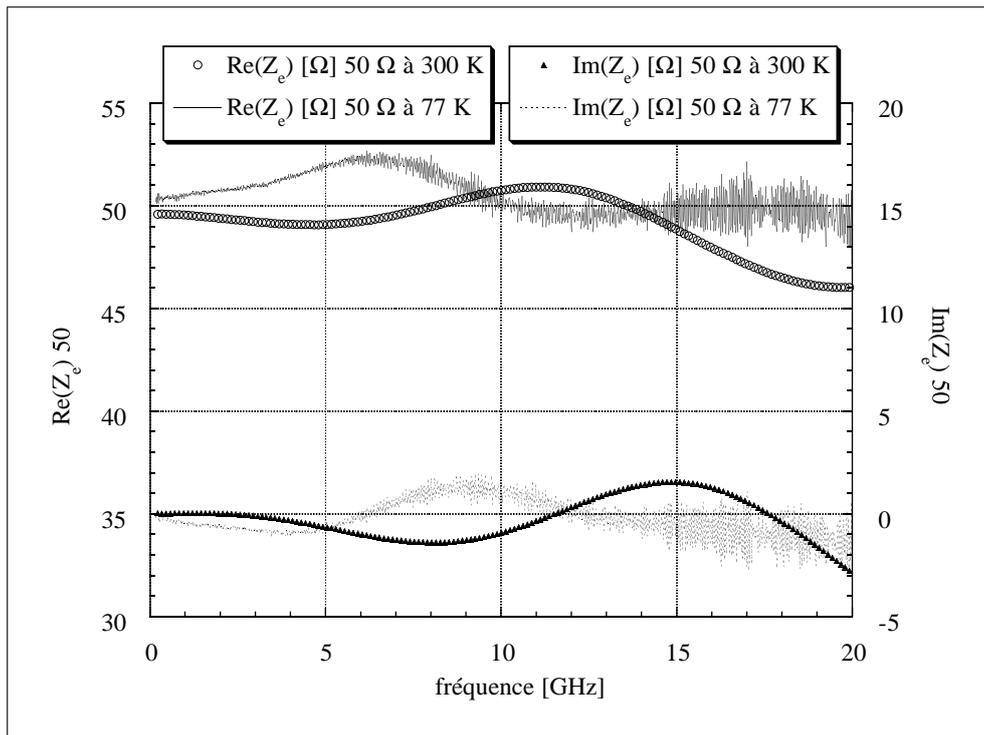


Figure 3.10: Mesures de l'impédance d'entrée $Z_e(\nu)$ du "Pseudo-étalon" 50 Ω à 300 K et 77 K avec la canne à fort gradient.

Nous avons ainsi mesurée la charge adaptée à quelques températures entre 77 K et 100 K. Il y avait effectivement des différences entre les mesures à haute et à basse température (cf. FIG. 3.10). Par contre les différences constatées entre les mesures à 77 K et

100 K étaient du même ordre de grandeur que la reproductibilité. Nous avons donc dans la suite utilisé la mesure à 77 K comme $y_{50\Omega}$.

3.5.5.3 Remarque sur l'utilisation de la canne à fort gradient de température

On pourrait alors se demander pourquoi nous n'avons pas directement effectué les mesures de l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ avec cette canne à fort gradient de température?

- Tout d'abord, la seule possibilité de changer la température de l'échantillon est de l'enfoncer plus ou moins dans la bouteille d'hélium liquide. Il est donc impossible d'appliquer un champ magnétique homogène au niveau de l'échantillon.
- Malgré le dispositif d'isolement et de chauffage, il est impossible de garder la température constante plus longtemps que quelques minutes. Cela rend toute étude systématique en fonction du champ et de la température impossible car elle dure une journée par valeur du champ magnétique.
- Enfin, la mesure de l'étalon 50Ω ne représente pour l'étalonnage qu'un sixième des mesures d'étalonnage, ce qui diminue son influence sur la totalité de l'étalonnage, chaque mesure ayant approximativement le même poids.

3.5.5.4 Mesure du jeu de coefficients $\{\bar{\Gamma}_j\}$

Pour trouver les $\bar{\Gamma}_{cc}$, $\bar{\Gamma}_{co}$ et $\bar{\Gamma}_{50\Omega}$, mentionnés dans le paragraphe 3.5.2, nous avons monté successivement les “pseudo-étalons” dans le cryostat dans exactement les mêmes conditions que l'échantillon à mesurer (ce point est fondamental : cf. paragraphe 3.7). Le coefficient de réflexion a ensuite été mesuré en fonction de la température (entre 4.2 K et 110 K) et de la fréquence (entre 160 MHz et 20 GHz). Nous avons également vérifié qu'un champ magnétique compris entre 0.5 et 7 T ne change pas les mesures d'une manière significative ($< 0.5 \%$ sous forme de bruit).

3.5.6 *Bilan des différentes connexions lors de l'étalonnage*

Le tableau 3.2 expose les différents types de connexions utilisés lors d'un étalonnage secondaire basse température et les connexions pour l'étalonnage primaire correspondant. Il apparaît clairement qu'une homogénéisation du standard de connexion vers l'APC 3.5 pourrait diminuer la complexité du dispositif. En particulier, les éléments de désadaptation

	mesure	étalonnage
mesures à 300 K (court-circuit et circuit ouvert)	APC 3.5/SMA	APC 3.5/APC 3.5
mesures avec la canne à fort gradient thermique	SMA 2.9/SMA	SMA 2.9/APC 3.5
mesures “standard” dans le cryostat	SMA/SMA	—

Table 3.2: Comparaison des différentes connexions mises en jeu pour effectuer un étalonnage secondaire basse température et les étalonnages primaires correspondants. L’indication à gauche d’une paire donne le standard de connexion côté analyseur vectoriel, celle à droite donne le standard côté échantillon.

(cf. paragraphe 3.5.4) seraient éliminés. D’un autre côté, il n’est pas sûr que le conducteur central qui est juste maintenu en place par de fines feuilles de Kapton serait capable de supporter la pression appliquée lors du montage d’un échantillon par couplage résistif (cf. paragraphe 4.5.8). Enfin, le prix des connecteurs APC 3.5 reste très élevé.

3.6 Validation du nouvel étalonnage

3.6.1 Comparaison étalonnage standard / nouvel étalonnage

Dans un premier temps, nous comparons notre étalonnage secondaire à un étalonnage effectué sous des conditions optimales, c'est-à-dire à 300 K et directement à la sortie de l'analyseur vectoriel.

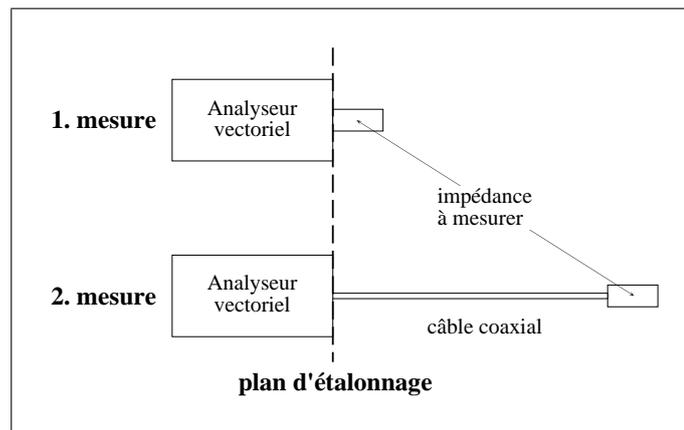


Figure 3.11: Schéma du premier test du nouvel étalonnage à 300 K.

Après étalonnage à la sortie de l'analyseur vectoriel HP avec le lot d'étalons de précision, nous avons mesuré nos trois "pseudo-étalons". En éliminant par le calcul le connecteur SMA, nous obtenons le jeu $\{\bar{y}_{CC}, \bar{y}_{CO}, \bar{y}_{50\Omega}\}$.

Comme référence, nous avons mesuré un échantillon d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ dont le coefficient de réflexion est noté $\bar{\gamma}_{refHP}$ après élimination du connecteur SMA (1. mesure dans la figure 3.11).

Ensuite, un câble d'un mètre a été introduit entre la sortie de l'analyseur et les étalons. Les quatre mesures ont été recommencées pour connaître cette fois $\{\bar{\Gamma}_{CC}, \bar{\Gamma}_{CO}, \bar{\Gamma}_{50\Omega}, \bar{\Gamma}_m\}$ (2. mesure dans la figure 3.11). Le plan de référence défini par l'étalonnage primaire est bien entendu resté au même endroit. Les sept mesures ($\bar{y}_{CC}, \bar{y}_{CO}, \bar{y}_{50\Omega}, \bar{\Gamma}_{CC}, \bar{\Gamma}_{CO}, \bar{\Gamma}_{50\Omega}, \bar{\Gamma}_m$) ont été traitées selon l'eqn. (3.3) et le résultat \bar{y}_m transformé en coefficient de réflexion $\bar{\gamma}_m$ a été comparé à la mesure de référence (cf. FIG. 3.12a).

Nous trouvons une très légère oscillation d'environ 1 % (cf. FIG. 3.12b), qui peut être négligée. Retenons donc que nous avons une méthode d'étalonnage équivalente à celle de type OSL.

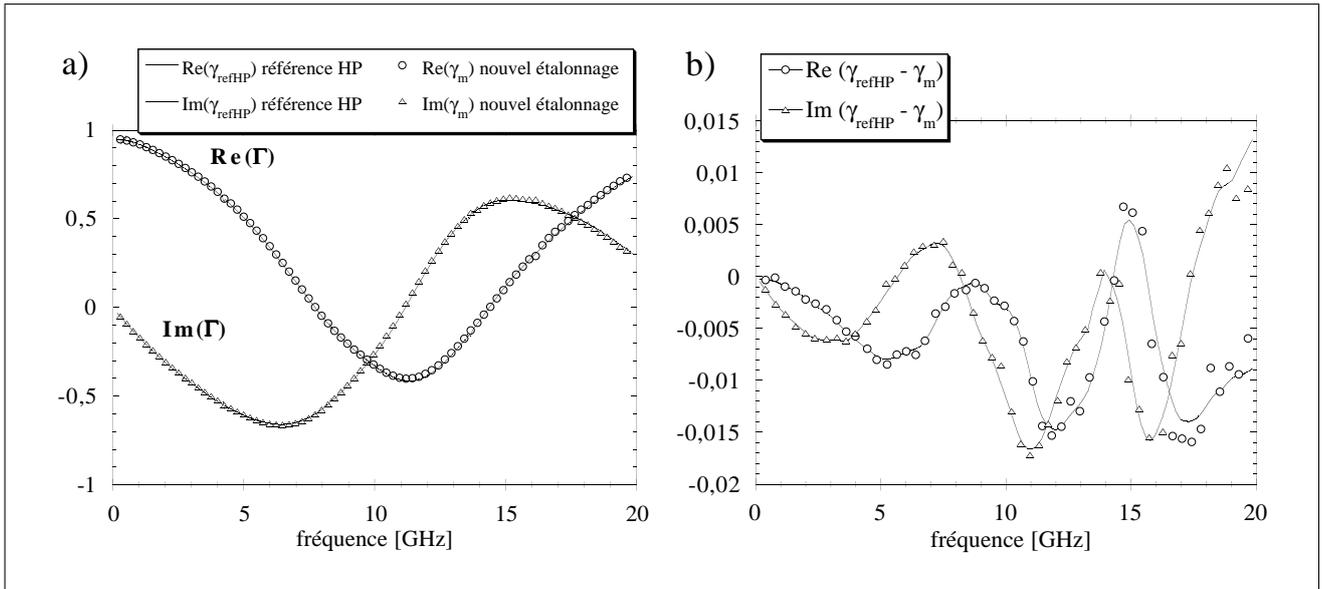


Figure 3.12: Comparaison entre une mesure du coefficient de réflexion $\bar{\gamma}$ effectuée sous un étalonnage de précision HP et celle réalisée avec notre nouvel étalonnage. Le trait dans b) sert juste à distinguer la partie réelle de la partie imaginaire.

3.6.2 Le modèle électrique équivalent

Sachant que nous avons un étalonnage équivalent à un étalonnage de type OSL, il est important de tester ses limites à basse température. Nous avons besoin pour cela d'avoir des échantillons dont le comportement est connu ou du moins prévisible en fonction de la température.

La prédiction à basse température se fait grâce à un modèle électrique équivalent.

Dans la mesure où nous avons abandonné le développement d'un couplage capacitif entre le connecteur et le ruban, nous ne présentons ici que le couplage résistif qui a été retenu pour effectuer la validation (cf. paragraphe 4.5.8 pour plus de détail à propos de cet abandon).

La transition entre le câble et le microruban joue un rôle très important. Wight *et al.* [181] et plus tard Majewski *et al.* [114] ont proposé de modéliser cette transition par des inductances en série et des capacités en parallèle, formant ainsi un “T” ou bien un “II”. Les deux modèles donnent dans notre cas le même résultat.

Mais contrairement au modèle du couplage capacitif, où il est suffisant de modéliser toute la zone de contact par un “II” modifié (cf. FIG. 4.8 page 94), le meilleur accord est obtenu en utilisant un modèle distribué, à savoir un microruban en double couche (le matériau qui forme le microruban proprement dit – YBCO, cupronickel ou bien inox – et

par dessus, une couche d'or très épaisse (130 μm) représentant l'âme du connecteur).

La totalité du modèle électrique est montrée à la figure 3.13.

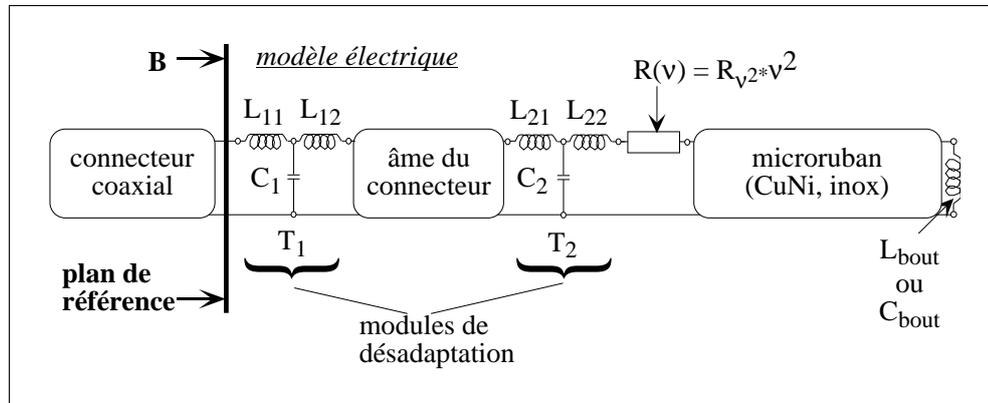


Figure 3.13: Modèle électrique du couplage résistif. Pour plus de détails concernant la présentation des quadripôles, cf. annexe A.1.

Les paramètres des modules “T” peuvent changer pour chaque montage puisqu’ils tiennent compte de la configuration spécifique de chaque échantillon. Par contre les ordres de grandeurs sont toujours les mêmes : la somme des inductances de T_1 , $L_{11} + L_{12}$ est ≈ 0.2 nH, ce qui correspond tout à fait à la valeur trouvée par Majewski (0.1nH) [114]. La capacité dans le premier “T” est toujours plus petite $\approx 1 - 20$ fF que la capacité dans le second “T” ≈ 40 fF. Pour chaque montage ces valeurs ont été optimisées. Au début cette optimisation s’est faite grâce au logiciel “Supercompact” de COMPACT SOFTWARE, ensuite nous avons utilisé notre propre programme de simulation, basé sur les formules données au chapitre 5. L’algorithme d’optimisation était la méthode du “downhill simplex”, combinée avec un recuit numérique comme implémenté dans les “Numerical Recipes in C” [144].

Pour les mesures à la température ambiante, nous n’avons pas pu réaliser de simulation parfaite. En effet, la hauteur des résonances mesurées diminue plus vite que celle des résultats simulés. Nous avons ainsi introduit une résistance R_{ν^2} variant comme ν^2 entre le second module “T” de désadaptation et le ruban pour tenir compte de ces changements dans \bar{Z}_e . Le fait de mettre cette résistance dans le modèle électrique a été motivé au départ par l’idée de pertes par rayonnement, même si le fait de mettre un boîtier autour de l’échantillon ne changeait pas cette diminution.

3.6.2.1 Le rayonnement

Lewin [106, 107] a proposé de calculer la puissance rayonnée en faisant les hypothèses

suivantes :

- la transmission se fait dans le mode T.E.M.,
- le diélectrique est uniforme autour du microruban avec une constante diélectrique effective déterminée à partir du coefficient de propagation mesuré, pour tenir compte des effets non-T.E.M.
- on néglige le rayonnement dû aux composantes E_y des lignes de champ courbées proche du ruban,
- les facteurs de forme géométriques dus à la courbure extérieure des lignes de force proche des bords du ruban sont identiques pour l'impédance caractéristique du ruban et pour le rayonnement de la composante E_x du champ proche du ruban
- enfin, la hauteur du diélectrique $h \ll \lambda$ où λ est la longueur d'onde dans le vide.

Avec ces hypothèses, il trouve pour la puissance rayonnée :

$$P_r = \frac{1}{120\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \int_0^\pi |E|^2 r^2 \sin \theta d\theta \quad (3.6)$$

En substituant $\cos \theta = c$ et en intégrant sur ϕ , il conclut pour P_r :

$$P_r = 60 \frac{(kh)^2}{\varepsilon_{eff}} \int_{-1}^1 \left[1 + \frac{c^2(\varepsilon_{eff} - 1)^2}{(\varepsilon_{eff} - c^2)^2} \right] dc \quad (3.7)$$

$$= 60(kh)^2 F(\varepsilon_{eff}) \quad (3.8)$$

où $k = 2\pi\nu/c_0$ est le module du vecteur d'onde du champ électro-magnétique et c_0 la vitesse de la lumière dans le vide.

$F(\varepsilon_{eff})$ est une fonction qui dépend de la discontinuité qui rayonne. Dans le cas d'un circuit ouvert, F devient :

$$F_{co}(\varepsilon_{eff}) = \frac{\varepsilon_{eff} + 1}{\varepsilon_{eff}} - \frac{(\varepsilon_{eff} - 1)^2}{2 \varepsilon_{eff} \sqrt{\varepsilon_{eff}}} \ln \frac{\sqrt{\varepsilon_{eff}} + 1}{\sqrt{\varepsilon_{eff}} - 1} \quad (3.9)$$

et dans le cas d'un court-circuit :

$$F_{cc}(\varepsilon_{eff}) = 3 - \frac{1}{\varepsilon_{eff}} - \left(3 + \frac{1}{\varepsilon_{eff}}\right) \frac{\varepsilon_{eff} - 1}{2\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \ln \frac{\sqrt{\varepsilon_{eff}} + 1}{\sqrt{\varepsilon_{eff}} - 1} \quad (3.10)$$

En comparant ces deux expressions pour notre configuration, nous constatons que le court-circuit devrait rayonner environ 15 fois moins que le circuit ouvert. Nous allons donc nous limiter à l'étude du circuit ouvert.

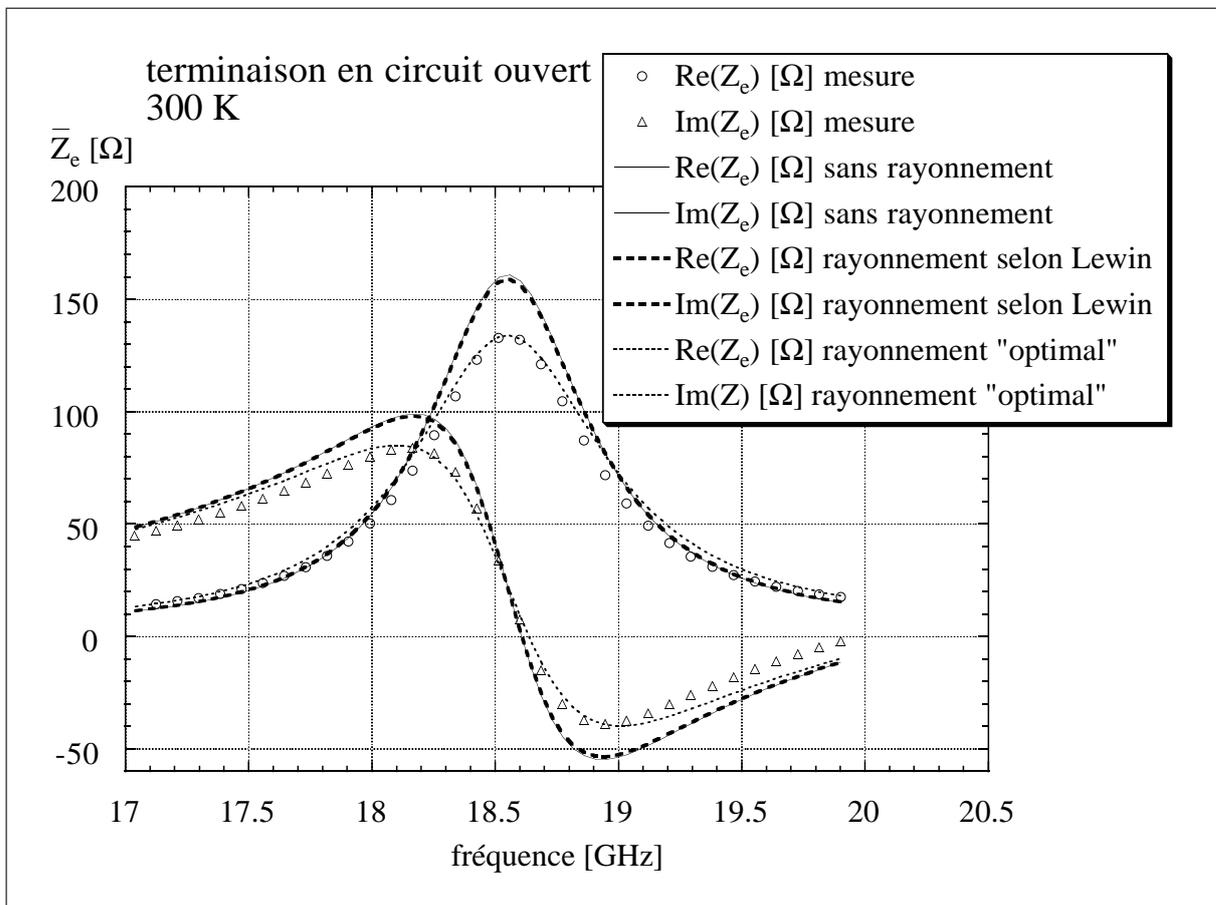


Figure 3.14: Mesure (○, △) de l'échantillon de validation en CuNi avec un circuit ouvert comme terminaison et simulations sans rayonnement, avec le rayonnement calculé selon eqn. (3.9) et simulation avec un rayonnement dix fois plus élevé que celui calculé d'après Lewin.

D'une manière générale, la puissance rayonnée peut être modélisée par une résistance en parallèle entre le ruban et la masse à l'endroit qui rayonne, donc au bout de la ligne, le circuit ouvert étant modélisé, comme à l'habitude, par une capacité de bout.

En mettant cette résistance dans les simulations pour le circuit ouvert, nous observons un effet qui va dans la bonne direction, mais il faut augmenter la valeur de la résistance d'un facteur 11 pour trouver un bon accord entre la simulation et la mesure (cf. FIG. 3.14).

Ainsi l'effet n'est pas suffisamment grand pour un circuit ouvert. Nous attendions un effet encore moins important pour un court-circuit. Pourtant, les mesures en court-circuit montrent une décroissance des pics de résonance aussi importante que pour le circuit ouvert (cf. paragraphe 3.6.4, FIG. 3.17).

Nous avons néanmoins conservé l'idée d'une résistance R_{ν^2} supplémentaire, avec une dépendance en fréquence de ν^2 . R_{ν^2} a été optimisée à la température ambiante pour trouver un bon accord entre les mesures et la simulation. Nous l'avons maintenue constante en fonction de la température, ce qui semble correct compte tenu de la figure 3.17 du paragraphe 3.6.4.

Pour pouvoir extraire les changements de l'impédance d'entrée induite par la supraconductivité ou bien le mouvement des vortex il est important d'avoir un bon accord entre la simulation (sans les effets de la supraconductivité) et la mesure (cf. chapitre 5).

3.6.3 Validation à basse température

Nous avons alors fabriqué des échantillons métalliques dans la même configuration géométrique que les supraconducteurs (pour plus de détail cf. chapitre 4). Les métaux utilisés possèdent une résistivité relativement élevée pour s'approcher de la résistivité de l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ dans la transition pour des températures comprises entre 80 et 100 K. Nous avons choisi les métaux suivants :

- CuNi avec une résistivité $\rho_{300K} = 21 \mu\Omega\text{cm}$ et $\rho_{80K} = 19 \mu\Omega\text{cm}$.
- acier inoxydable AISI 304¹ avec $\rho_{300K} = 120 \mu\Omega\text{cm}$ et $\rho_{80K} = 114 \mu\Omega\text{cm}$.

Pour le substrat nous avons choisi le saphir qui représente un bon compromis entre les problèmes de coût et les bonnes caractéristiques hyperfréquences ($\epsilon_r = 9.4$ à 11.6 n'est pas très élevé, et il y a peu de pertes diélectriques car $\tan\delta = 8.5 \cdot 10^{-5}$: cf. TAB. A.2 page 225). Nous avons alors procédé comme suit :

- Nous avons mesuré avec une technique 4-fils classique la résistivité en fonction de la température (cf. FIG. 3.15). En effet nous avons besoin de connaître $\rho(T)$ pour pouvoir faire des prédictions du comportement en fréquence des échantillons de validation. La figure 3.15 montre le résultat de la mesure en quatre fils de la résistivité des deux métaux de validation. ρ varie très peu et linéairement entre la température ambiante et 77 K (entre 5 et 6 %). Les barres d'erreur ($\rho^{+,-}$) viennent essentiellement de l'incertitude sur l'épaisseur du dépôt métallique mesurée avec le profilmètre de films minces "alphastep" de TENCOR INSTRUMENTS. Pour diminuer l'incertitude sur le comportement en température de la résistivité, nous avons laissé varier la

¹Il s'agit en fait d'un alliage de Fe, Cr₁₈ et Ni₁₀, avec un minimum de 10.5 % de Chrome (Catalogue Goodfellow 96/97)

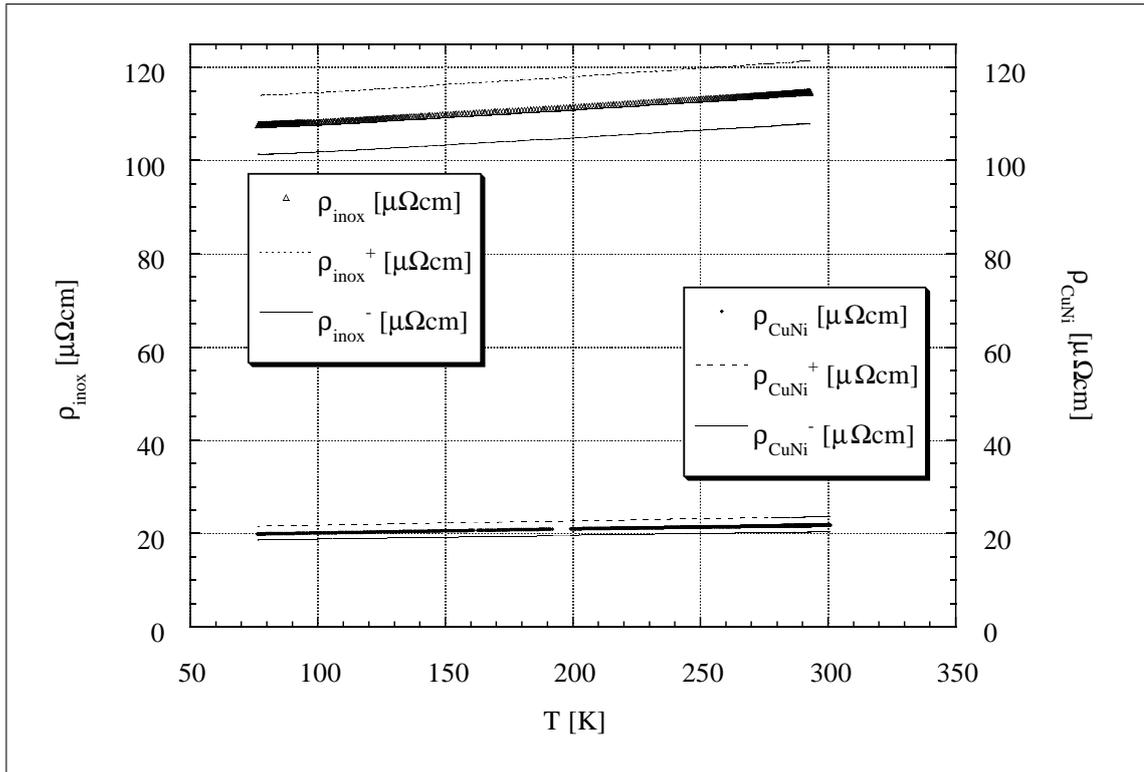


Figure 3.15: Mesures en 4 fils de la résistivité ρ en fonction de la température des deux métaux de validation cupronickel et acier inoxydable. Les barres d'erreurs viennent essentiellement de l'incertitude sur l'épaisseur des dépôts métalliques.

résistivité du métal dans la limite de l'incertitude à haute température (300 K) lors de l'optimisation des paramètres. Ensuite, nous avons utilisé la linéarité en température (en fait $d\rho/dT$, qui est mesuré avec peu d'incertitude puisque l'épaisseur n'intervient pas) pour calculer la résistivité à basse température. De cette façon, l'incertitude sur la résistivité ne rentre pas en compte dans la validation du nouvel étalonnage.

- Ensuite il fallait caractériser les échantillons de validation à la température ambiante. Pour cela nous les avons mesurés avec un étalonnage OSL standard et adapté les paramètres du modèle électrique, L_{ij} , T_j , $R(\nu)$ et C_{bout}/L_{bout} (cf. FIG. 3.16). L'adaptation s'est faite comme pour la caractérisation du connecteur SMA à l'aide du logiciel MICROWAVE SCOPE.
- Nous avons mis les échantillons de validation à froid et nous les avons mesurés utilisant le nouvel étalonnage.
- Le résultat de ces mesures est finalement comparé aux prédictions du modèle électrique (cf. FIG. 3.17).

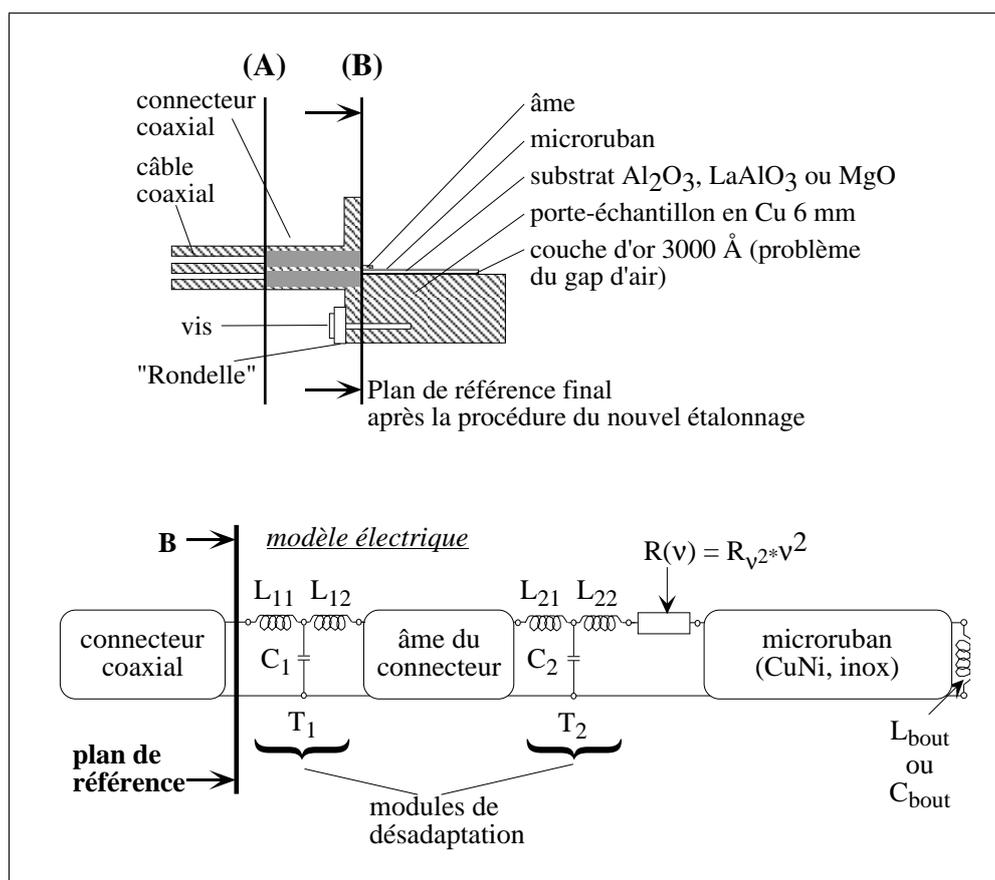


Figure 3.16: Schéma géométrique et modèle électrique du couplage résistif utilisé lors des simulations pour la validation. Pour plus de détails concernant la présentation des quadripôles, cf. annexe A.1.

3.6.4 Echantillons en cupronickel

Les échantillons en cupronickel ont été pulvérisés sur la moitié d'un wafer (2 pouces) de saphir (11 $\bar{2}$ 0) d'une épaisseur de 350 μm . Pour produire le motif de la ligne, nous avons utilisé la gravure humide avec une solution de 2 % de chlorure ferrique (FeCl_3) dans de l'eau distillée. Ensuite, le saphir a été découpé à l'aide d'une scie circulaire à diamant [160] (pour plus de détail cf. chapitre 4).

Dans un premier temps, nous avons voulu réaliser le couplage entre l'échantillon et la ligne coaxiale d'amenée par une capacité suffisamment élevée. Ces essais ont démontré la faisabilité d'un couplage de type capacitif pour des mesures au-dessus de 3 GHz (cf. chapitre 4, paragraphe 4.5.8).

Mais la fragilité des capacités de couplage nous a amené à coupler les métaux directement par contact ohmique. Par la suite, nous avons donc uniquement utilisé ce type de connexion pour toutes les mesures.

Le court-circuit de terminaison de l'échantillon CuNi1 est constitué de 7 fils en alu-

minium d'un diamètre de $33 \mu\text{m}$. Nous ne les avons *pas* enrobés de laque d'argent. Cela signifie qu'à cause de l'inductance mutuelle des fils, la partie inductive du court-circuit est relativement importante pour cet échantillon par rapport à celle de l'échantillon en acier inoxydable.

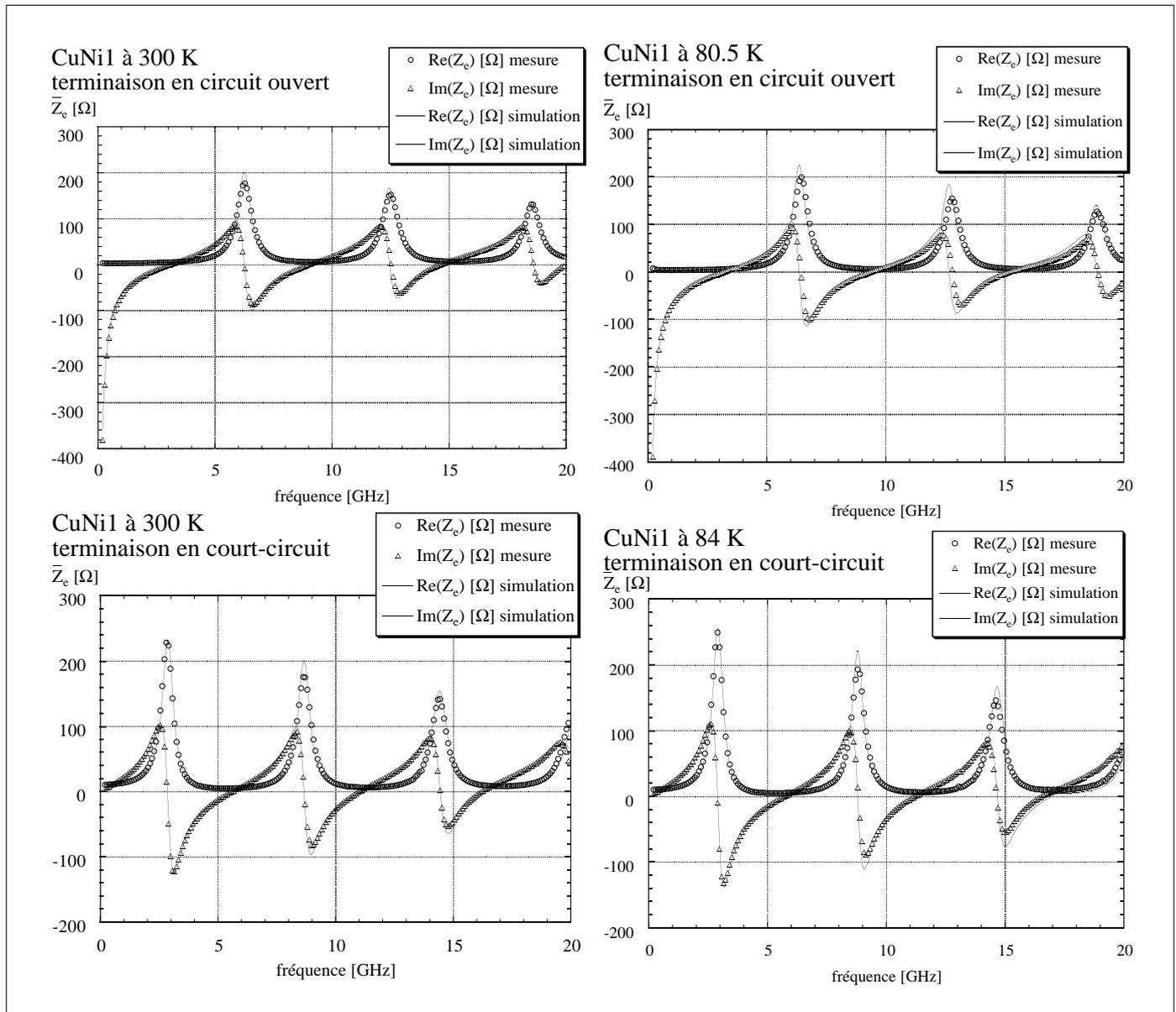


Figure 3.17: En haut : Mesures de l'échantillon de validation CuNi1 avec une terminaison en circuit ouvert. La mesure à la température ambiante a servi comme référence pour la simulation. En bas : Mesures du même échantillon après l'avoir court-circuité au bout par des fils en aluminium. Seuls quelques paramètres ont été changés pour la simulation basse température (cf. paragraphe 3.6.4).

La figure 3.17 montre les mesures de l'échantillon CuNi1 respectivement en circuit ouvert et en court-circuit (cf. TAB. 4.1 page 80 pour les paramètres géométriques) à la température ambiante et à basse température. Comme nous l'indiquons dans le paragraphe

3.6.2, une résistance R_{ν^2} avec une dépendance en ν^2 est introduite dans le schéma électrique équivalent pour tenir compte de la diminution des pics de résonance et avoir un bon accord à 300 K entre la mesure et la simulation. Cela nous permet de mieux reconnaître d'éventuels changements à basse température. Il est important de noter que R_{ν^2} est la même pour la simulation à haute et à basse température; son existence ne change pas l'argumentation de la validation!

Le tableau 3.3 montre les paramètres de “référence” obtenus à l’optimisation par rapport aux mesures de l’échantillon CuNi1 avec une terminaison en circuit ouvert. Le modèle “microruban 2 couches” mentionné a été élaboré pour tenir compte de l’effet de deux couches conductrices superposées. Il s’est avéré dans notre cas que la couche moins résistive court-circuite l’autre comme attendu. Nous ne détaillerons donc pas ce modèle. La résistance de bout qui constitue le court-circuit a été fixée après optimisation (elle ne joue pas un rôle important dans la simulation de l’impédance d’entrée). Comme pour la caractérisation du connecteur, les optimisations à haute température ont été effectuées grâce au logiciel MICROWAVE SCOPE.

Pour la simulation basse température, nous avons calculé la résistivité à partir de sa valeur obtenue par optimisation à 300 K : $\rho_T = \rho_{300K} - d\rho/dT * \Delta T$. Avec $\rho_{300K} = 24 \mu\Omega\text{cm}$ nous obtenons donc $\rho_{84K} = \rho_{80.5K} = 21.9 \mu\Omega\text{cm}$. La petite variation de $0.03 \mu\Omega\text{cm}$ entre 84 K et 80.5 K peut être négligée.

La contraction du saphir (cf. TAB. A.1) est uniquement de $\Delta l = 20 \mu\text{m}$. La variation de la constante diélectrique nécessaire pour expliquer le décalage des pics est de 0.32, ce qui correspond tout à fait aux changements relevés dans la littérature (cf. TAB. A.2 page 225).

Par contre, nous avons un meilleur accord entre la mesure et la simulation quand nous enlevons un $\Delta L = 0.06 \text{ nH}$ au niveau du premier module T. Nous passons alors de $L_{11} = L_{12} = 0.1 \text{ nH}$ à la température ambiante à $L_{11} = L_{12} = 0.07 \text{ nH}$ à basse température. L’effet de la variation de cette inductance est uniquement de “hausser” d’une manière tout à fait caractéristique la partie imaginaire de l’impédance d’entrée sans changer la position en fréquence des pics, ce que nous ne pouvions simuler avec aucun autre quadripôle. Cette différence peut aisément s’expliquer par un léger changement au niveau des paramètres géométriques lié aux contractions différentielles.

Pour les simulations (montrées avec les mesures correspondantes à la figure 3.17) nous avons utilisé les mêmes paramètres que pour les mesures en circuit ouvert. Seule la résistance R_{ν^2} a dû être légèrement augmentée (de $0.7 \cdot 10^{-20}$ à $1.0 \cdot 10^{-20} \text{ N } \Omega\text{Hz}^{-2}$). Cette

Paramètres du modèle équivalent de CuNi1 (références à 300 K)			Paramètres du modèle équivalent de CuNi1 (basse température)		
	court-circuit	circuit ouvert		court-circuit (84 K)	circuit ouvert (80 K)
T ₁	L ₁₁ : 0.1 nH C ₁ : 20 fF L ₁₂ : 0.1 nH		T ₁	L ₁₁ : 0.07 nH C ₁ : 20 fF L ₁₂ : 0.07 nH	
microruban 2 couches	l : 933 μm e ₁ : 130 μm ρ ₁ : or (2.24 μΩcm) e ₂ : 290 nm ρ ₂ : 24 μΩcm W : 600 μm ε _r = 10.54		microruban 2 couches	l : 933 μm e ₁ : 130 μm ρ ₁ : or (0.5 μΩcm) e ₂ : 290 nm ρ ₂ : 21.9 μΩcm W : 600 μm ε _r = 10.22	
T ₂	L ₂₁ : 0.00033 nH C ₂ : 28 fF L ₂₂ : 0.00033 nH		T ₂	L ₂₁ : 0.00033 nH C ₂ : 28 fF L ₂₂ : 0.00033 nH	
R _{v2}	10 ⁻²⁰ ΩHz ⁻²	7 10 ⁻²¹ ΩHz ⁻²	R _{v2}	10 ⁻²⁰ ΩHz ⁻²	7 10 ⁻²¹ ΩHz ⁻²
microruban 1 couche	l : 7.56 mm e ₂ : 290 nm ρ ₂ : 24 μΩcm W : 600 μm ε _r = 10.54		microruban 1 couche	l : 7.55 mm e ₂ : 290 nm ρ ₂ : 21.9 μΩcm W : 600 μm ε _r = 10.22	
L _{bout}	0.25 nH	—	L _{bout}	0.25 nH	—
C _{bout}	—	0.23 fF	C _{bout}	—	0.23 fF

hauteur du substrat : 350 μm, tanδ : 8.5 10⁻⁵

Table 3.3: Paramètres utilisés pour simuler l'impédance d'entrée de l'échantillon **CuNi1** à haute et à basse température en circuit ouvert et en court-circuit (pour plus de détail concernant les modèles cf. FIG. 3.13). La valeur pour L_{bout} correspond à un court-circuit constitué de 7 fils d'aluminium sans laque d'argent. L'épaisseur du substrat est de 350 μm, la tangente de perte tanδ = 8.5 10⁻⁵.

augmentation est en contradiction avec une interprétation de ce terme par un effet de rayonnement. Comme nous le montrons au paragraphe 3.6.2 (page 59) le court-circuit devrait moins rayonner que le circuit ouvert. Cela montre bien que malgré certaines améliorations, le modèle électrique analytique contient toujours des lacunes qu'il faut combler avec des termes ad hoc. Mais puisque R_{ν^2} ne varie pas avec la température, il n'influence pas l'argumentation de la validation.

Pour démonter le court-circuit de bout de l'échantillon afin de le mesurer en circuit ouvert, nous n'avons pas démonté le connecteur SMA. Cela implique qu'à priori les paramètres de désadaptation (regroupés dans le premier module T) n'ont pas changé entre les mesures. Malgré cela, il s'est avéré difficile de trouver un jeu de paramètres qui reproduise aussi bien les mesures en court-circuit que les mesures en circuit ouvert. Il est plus facile de trouver des paramètres qui reproduisent mieux la mesure – aussi bien à haute qu'à basse température – quand nous tenons compte simplement d'un type de terminaison.

Il est important de noter que les valeurs utilisées lors de l'optimisation à 300 K sont *les mêmes* pour les deux terminaisons court-circuit et circuit ouvert ! Nous avons voulu obtenir un maximum de consistance, bien que la qualité du fit en porte les conséquences.

Par contre si nous ne faisons l'optimisation haute température que sur le court-circuit, il est possible de trouver un accord très impressionnant aussi bien à haute température qu'à basse température comme en témoigne la figure 3.18.

3.6.5 Echantillons en acier inoxydable

Les échantillons de validation en acier inoxydable sont également pulvérisés sur la moitié d'un wafer (2 pouces) de saphir (0001) d'une épaisseur de 350 μm . L'orientation cristalline est différente que pour les échantillons cupronickel. Pour produire le motif de la ligne, nous avons utilisé la gravure ionique à l'argon. Ensuite, le saphir avec le motif gravé a été découpé à l'aide d'une scie circulaire à diamant [160] (pour plus de détail cf. chapitre 4).

Rappelons que pour les échantillons de validation en acier inoxydable, le court-circuit est constitué de 6 fils d'aluminium d'un diamètre de 33 μm *enrobés* de laque d'argent, ce qui a pour effet de diminuer fortement (d'un facteur 3 environ) l'inductance de la terminaison (cf. TAB. 3.4).

La figure 3.19 montre les mesures haute et basse température avec leur simulations respectives. Comme pour les échantillons en cupronickel, la somme des inductances du premier module "T" de désadaptation est de 0.2 nH. Par contre, la distribution entre

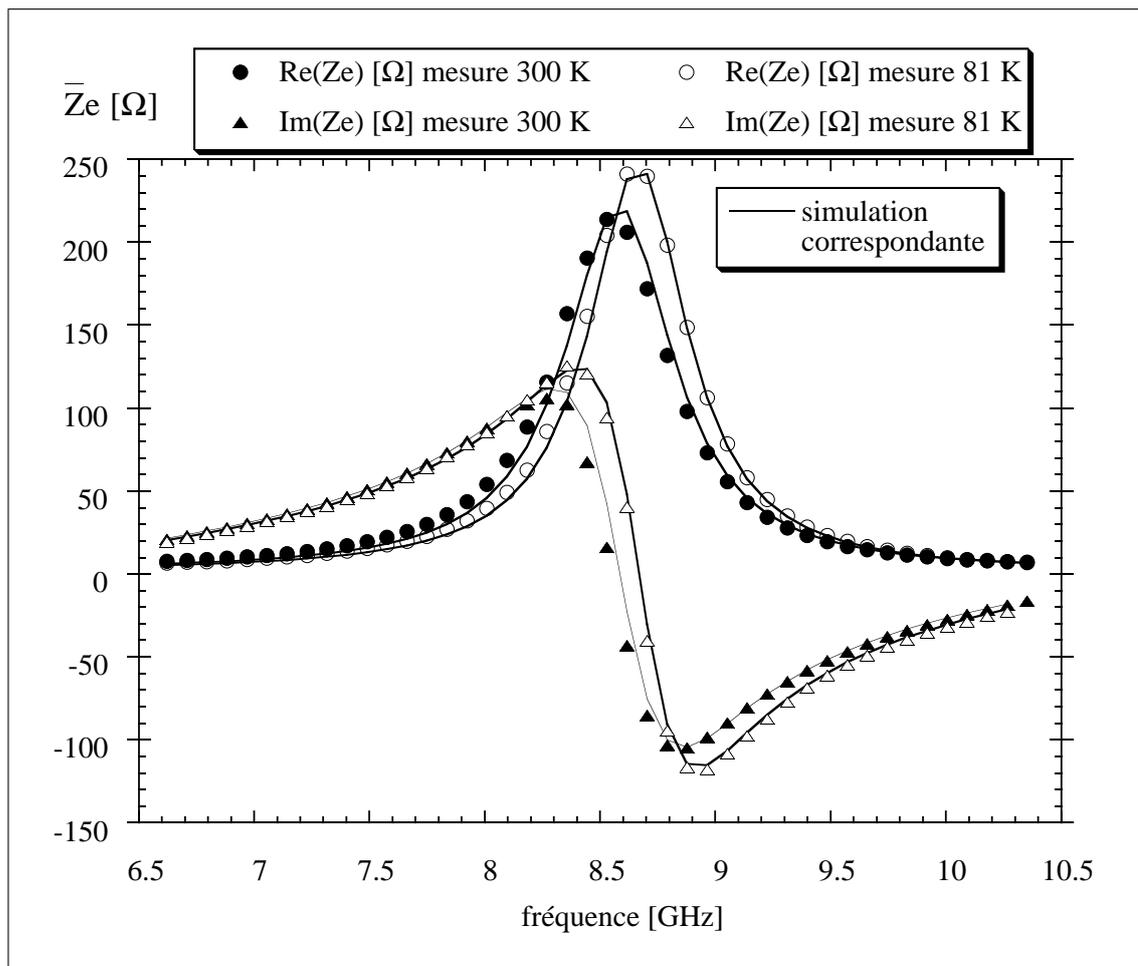


Figure 3.18: Comparaison entre la mesure et la simulation à haute et basse température. Les paramètres ont été optimisés uniquement sur court-circuit, ce qui explique l'amélioration du fit par rapport à la figure 3.17.

les deux inductances est légèrement différente, ce qui est en accord avec les mesures à large bande de Majewski *et al.* [114]. Ils ont proposé d'obtenir les valeurs pour les deux inductances du module T_1 , L_{11} et L_{12} , par optimisation. Il est donc peu probable que ce module soit symétrique. Comme pour les mesures des échantillons en cupro-nickel, nous retrouvons à basse température un meilleur accord entre la mesure et la simulation quand nous diminuons la valeur des inductances de $\Delta L = 0.06$ nH. Cette particularité a également été observée sur d'autres échantillons de validation. Il s'agit là apparemment d'un comportement général quand on diminue la température, ce qui renforce notre interprétation des contractions différentielles (paragraphe 3.6.4).

Néanmoins, en gardant $R_{\nu 2}$ à $5 \cdot 10^{-21} \text{ } \Omega\text{Hz}^{-2}$ (valeur utilisée à $T = 300$ K), la simulation ne peut pas reproduire d'une manière satisfaisante la mesure à basse température. En effet, cette mesure montre une décroissance plus importante des pics que le montre la simulation.

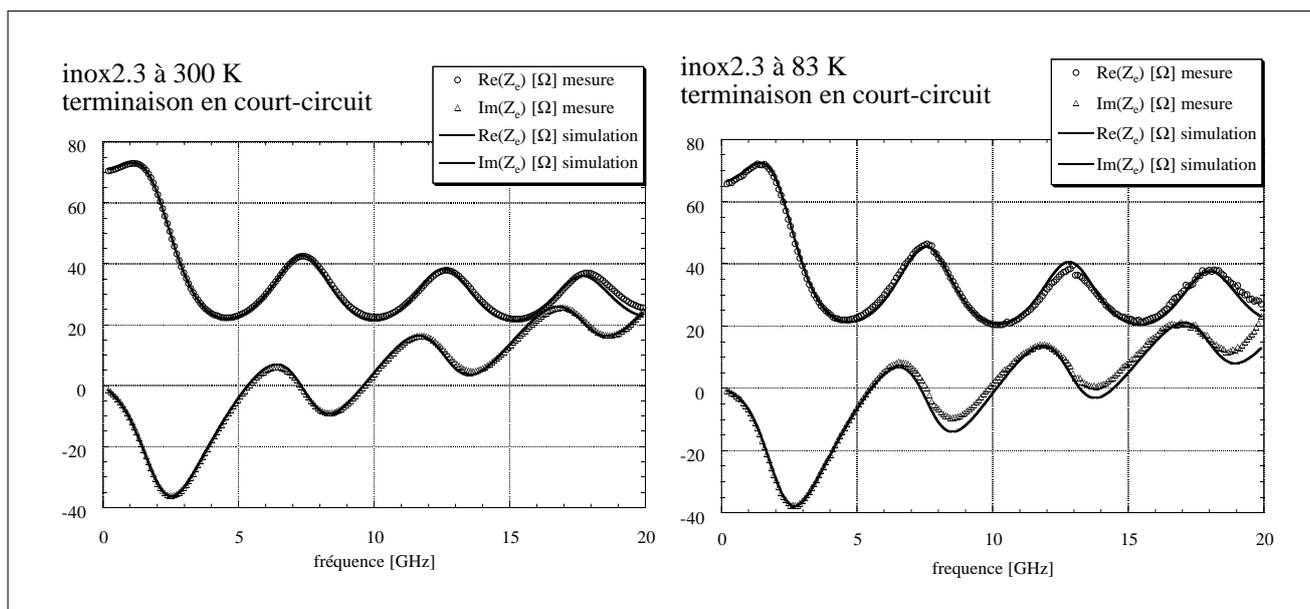


Figure 3.19: Mesures de l'échantillon inox2.3 avec une terminaison en court-circuit.

Une augmentation de $R_{v,2}$ pourrait donner un meilleur accord, mais étant introduite de façon ad hoc nous ne connaissons pas son sens physique et n'avons donc aucune prédiction sur sa dépendance en température. Ce terme est reconnaissons le, le point faible du modèle, qui a d'ailleurs été légèrement modifié pour les échantillons supraconducteurs (cf. paragraphe 5.6).

Paramètres du modèle équivalent d'inox2.3 (références à 300 K)		Paramètres du modèle équivalent d'inox2.3 (83 K)	
	court-circuit		court-circuit
T ₁	L ₁₁ : 0.08 nH C ₁ : 20 fF L ₁₂ : 0.13 nH	T ₁	L ₁₁ : 0.05 nH C ₁ : 20 fF L ₁₂ : 0.1 nH
microruban 2 couches	l : 910 μm e ₁ : 130 μm ρ ₁ : or (2.24 μΩcm) e ₂ : 290 nm ρ ₂ : 119 μΩcm W : 600 μm ε _r = 9.4	microruban 2 couches	l : 906 μm e ₁ : 130 μm ρ ₁ : or (0.5 μΩcm) e ₂ : 290 nm ρ ₂ : 111.5 μΩcm W : 600 μm ε _r = 9.1
T ₂	L ₂₁ : 0.001 nH C ₂ : 50 fF L ₂₂ : 0.005 nH	T ₂	L ₂₁ : 0.001 nH C ₂ : 50 fF L ₂₂ : 0.005 nH
R _{v2}	5 10 ⁻²¹ ΩHz ⁻²	R _{v2}	5 10 ⁻²¹ ΩHz ⁻²
microruban 1 couche	l : 9.79 mm e ₂ : 290 nm ρ ₂ : 119 μΩcm W : 600 μm ε _r = 9.4	microruban 1 couche	l : 9.77 mm e ₂ : 290 nm ρ ₂ : 111.5 μΩcm W : 600 μm ε _r = 9.1
L _{bout}	0.08 nH	L _{bout}	0.08 nH

hauteur du substrat : 350 μm, tanδ : 8.5 10⁻⁵

Table 3.4: Paramètres utilisés pour simuler l'impédance d'entrée de l'échantillon **inox2.3** à haute et à basse température (pour plus de détail concernant les modèles cf. FIG. 3.13). La valeur L_{bout} correspondent à un court-circuit constitué de 6 fils d'aluminium enrobés de laque d'argent. L'épaisseur du substrat est de 350 μm, la tangente de perte tanδ = 8.5 10⁻⁵, et l'orientation cristalline différente par rapport aux échantillons en cupronickel explique la différence de ε_r.

3.7 La température moyenne du câble d'amenée

Il est possible de réguler la température au voisinage de 80 K au niveau de l'échantillon en refroidissant uniquement avec de l'azote liquide ou bien en refroidissant avec de l'azote et de l'hélium – qui est nécessaire pour refroidir la bobine supraconductrice. Bien que la température de régulation soit la même, nous nous sommes aperçus qu'avec un gradient total identique (par exemple $\Delta T = (300 - 80) \text{ K}$), mais des gradients partiels différents, les étalonnages effectués avec l'azote seul, ou avec azote et hélium, différeraient sensiblement. Concrètement, le degré de remplissage en hélium du cryostat (cf. FIG. 3.1, p. 38) est un facteur qui peut changer dramatiquement les résultats, en particulier au niveau de la phase.

Pour mettre le problème en évidence, nous avons utilisé un échantillon d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ dans l'état supraconducteur car les pertes sont très petites. Après avoir mis l'échantillon à une température de 80 K deux mesures ont alors été effectuées,

- une mesure $\bar{\Gamma}_N$ en utilisant seulement de l'azote liquide dans le cryostat
- une seconde mesure $\bar{\Gamma}_{He}$ en refroidissant avec de l'hélium liquide.

Ces deux mesures ($\bar{\Gamma}_N$ et $\bar{\Gamma}_{He}$) ont ensuite été traitées par un jeu de mesures étalon $\{\bar{\Gamma}_j\}$ où les “pseudo-étalons” avaient été refroidis à l'azote et un jeu où les “pseudo-étalons” avaient été refroidis à l'hélium. Nous avons ainsi obtenu quatre impédances d'entrée de l'échantillon : $\bar{Z}_{N,N}$, $\bar{Z}_{N,He}$, $\bar{Z}_{He,N}$ et $\bar{Z}_{He,He}$. $\bar{Z}_{He,N}$ par exemple veut dire que la mesure a été effectuée avec de l'hélium dans le cryostat et traitée avec le jeu d'étalons refroidi à l'azote. Dans la figure 3.20 sont seulement montrés $\bar{Z}_{N,He}$, $\bar{Z}_{He,He}$ et $\bar{Z}_{He,N}$ puisque $\bar{Z}_{He,He}$ et $\bar{Z}_{N,N}$ sont identique à l'incertitude de la mesure près. Pour plus de clarté, seules les fréquences autour de 12 GHz sont présentées, mais des résultats similaires ont été obtenus à d'autres fréquences.

Nous pouvons observer un changement systématique. Quand la température *moyenne* du câble de connexion est la même pour l'échantillon et le jeu d'étalons (les deux refroidis sous azote, ou bien les deux refroidis sous hélium), le résultat est le même. Par contre, quand la température moyenne dans le câble est supérieure pour la mesure de l'échantillon (nous parlons de $\bar{Z}_{N,He}$) la partie réelle de l'impédance d'entrée devient négative et les parties réelle et imaginaire sont décalées de 110 MHz vers des fréquences plus basses. Dans le cas contraire (mesure $\bar{Z}_{He,N}$) nous observons un décalage de 130 MHz vers les fréquences plus élevées.

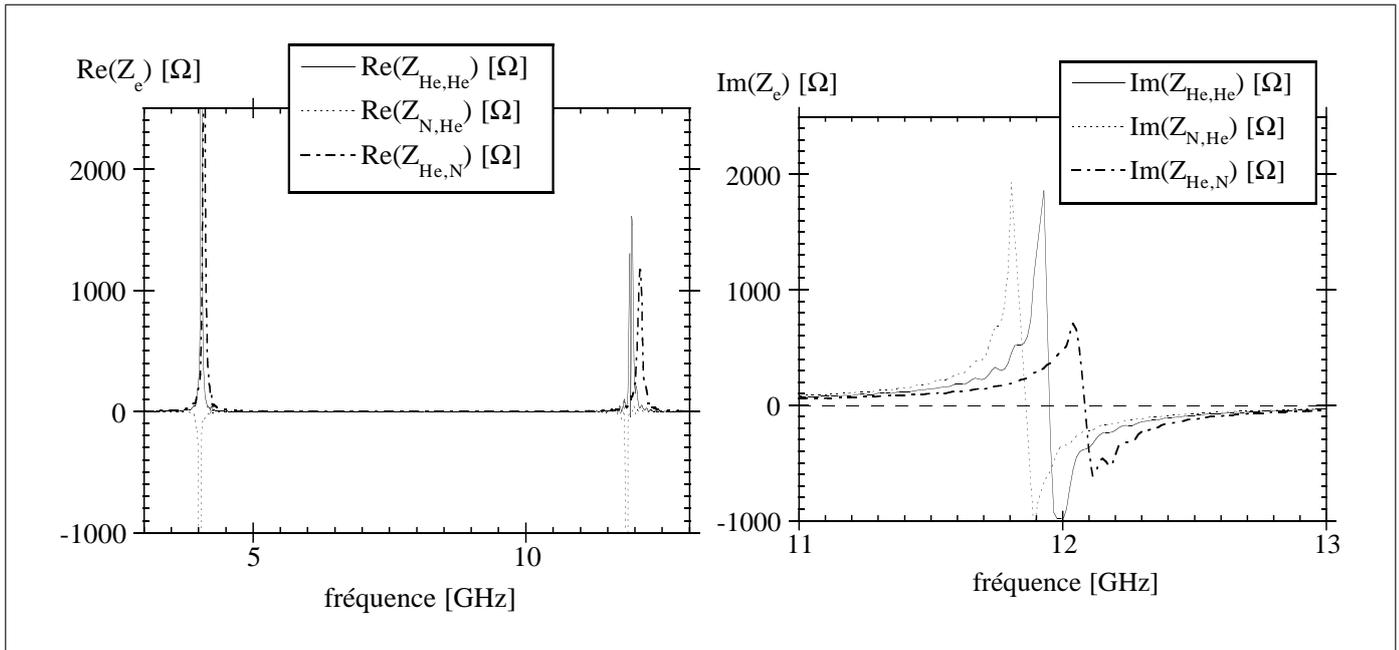


Figure 3.20: Influence de la distribution de température dans le câble d'amenée.

Le décalage de la partie imaginaire peut être expliqué facilement. Un câble plus chaud est moins contracté. Une différence de 110 MHz vers les plus basses fréquences peut donc être associée à une différence de la longueur effective de $250 \mu\text{m}$. De la même manière, un câble plus froid est plus contracté, ce qui décale les pics de résonances vers les plus hautes fréquences. Une différence de la longueur effective de $250 \mu\text{m}$ n'est pas surprenante, quand on considère qu'il est nécessaire, pour tenir compte des contractions produites par un gradient de température de 300 K à 80 K [53], de "raccourcir" de 4 mm un câble d'une longueur initiale de 1.2 m.

Il est donc indispensable de contrôler très précisément les conditions thermiques dans les câbles d'amenée. Dans notre dispositif expérimental, nous pouvons le faire en effectuant **toutes** les mesures nécessaires pour l'étalonnage basse température $\{\Gamma_j, \Gamma_m\}$ **au même niveau d'hélium** dans le cryostat. En comparant les changements relatifs d'une mesure traitée avec deux jeux d'étalonnage où le niveau d'hélium diffère de 4 %, nous avons évalué l'erreur finale à 2 % environ. Dans la mesure où le niveau d'hélium peut être mieux contrôlé qu'à 4 % près, cette valeur est une limite supérieure.

3.8 *Protocole de mesure*

Compte tenu de ce que nous venons d'expliquer, nous avons été amenés à mettre au point le protocole de mesure suivant.

1. Pomper sur le vide d'isolement (azote) pour assurer une consommation d'azote reproductible ($p \leq 10^{-5}$ mbar = 10^{-3} Pa).
2. Assurer un vide de $p \leq 10^{-5}$ mbar au niveau du vide secondaire de la canne de mesure.
3. Mettre la même pression (1.5 bar = $1.5 \cdot 10^5$ Pa) pour le gaz d'échange dans la canne.
4. Laisser refroidir sous azote liquide jusqu'à 100 K.
5. Effectuer un premier siphonnage d'hélium pour remplir le cryostat environ à moitié.
6. Appliquer le champ magnétique voulu (entre 0 et 7 T).
7. Laisser refroidir sous champ pendant la nuit, ce qui permet d'atteindre un bon équilibre thermique.
8. Le lendemain matin, effectuer l'étalonnage primaire à la température ambiante.
9. Pendant l'étalonnage primaire, resiphonner l'hélium à 70 % de remplissage.
10. Effectuer des mesures entièrement automatisées avec un pas en température de 0.5 K.
11. Le soir venu, il faut changer la valeur du champ magnétique et resiphonner l'hélium, pour laisser à nouveau l'échantillon se refroidir sous champ pendant la nuit.

Les mesures sont ensuite commandées par ordinateur, ce qui assure le même "timing" pour les conditions thermiques. Il faut alors environ 14 heures par champ magnétique pour effectuer toutes les mesure entre 79 K et 95 K avec un pas en température de 0.5 K.

3.9 Comparaison entre l'ancien et le nouvel étalonnage

Finalement, nous allons comparer notre nouvel étalonnage avec une correction d'un étalonnage effectué à la température ambiante. Pour cela nous avons mesuré un échantillon supraconducteur à une température au-dessus de la température de transition alors qu'il est très résistif.

La correction d'un étalonnage haute température est le procédé le plus souvent utilisé pour tenir compte des effets de changement de température. Elle se fait en deux temps (cf. par exemple P. Xavier [190]) :

1. Un étalonnage OSL est effectué à la température ambiante. Il permet de placer le plan d'étalonnage au niveau de l'échantillon. Après le refroidissement, ce plan se trouve alors à basse température.
2. Pour corriger les effets du changement de la température dans le câble d'amenée, un court-circuit est mesuré à la place de l'échantillon à la température ambiante ($\bar{\Gamma}_{cc,300K}$) et à la température de mesure de l'échantillon ($\bar{\Gamma}_{cc,BT}$). Le module et la phase basse température de l'échantillon $\bar{\Gamma}_{mes}$ sont alors normalisés par rapport à la mesure du court-circuit à la température ambiante :

$$\bar{\Gamma}_{corr} = |\bar{\Gamma}_{mes}| * |\bar{\Gamma}_{cc,300K}| / |\bar{\Gamma}_{cc,BT}| \exp(j[\phi_{mes} - \phi_{cc,BT} + \phi_{cc,300K}]) \quad (3.11)$$

La figure 3.21 montre le résultat de cette comparaison. Les différences dès les plus basses fréquences sont évidentes. Les oscillations parasites sont beaucoup trop importantes pour pouvoir extraire une impédance linéique \bar{Z}_l fiable.

Remarquons que le groupe de Maryland autour de S. Anlage utilise un procédé très similaire [21] à notre ancien étalonnage.

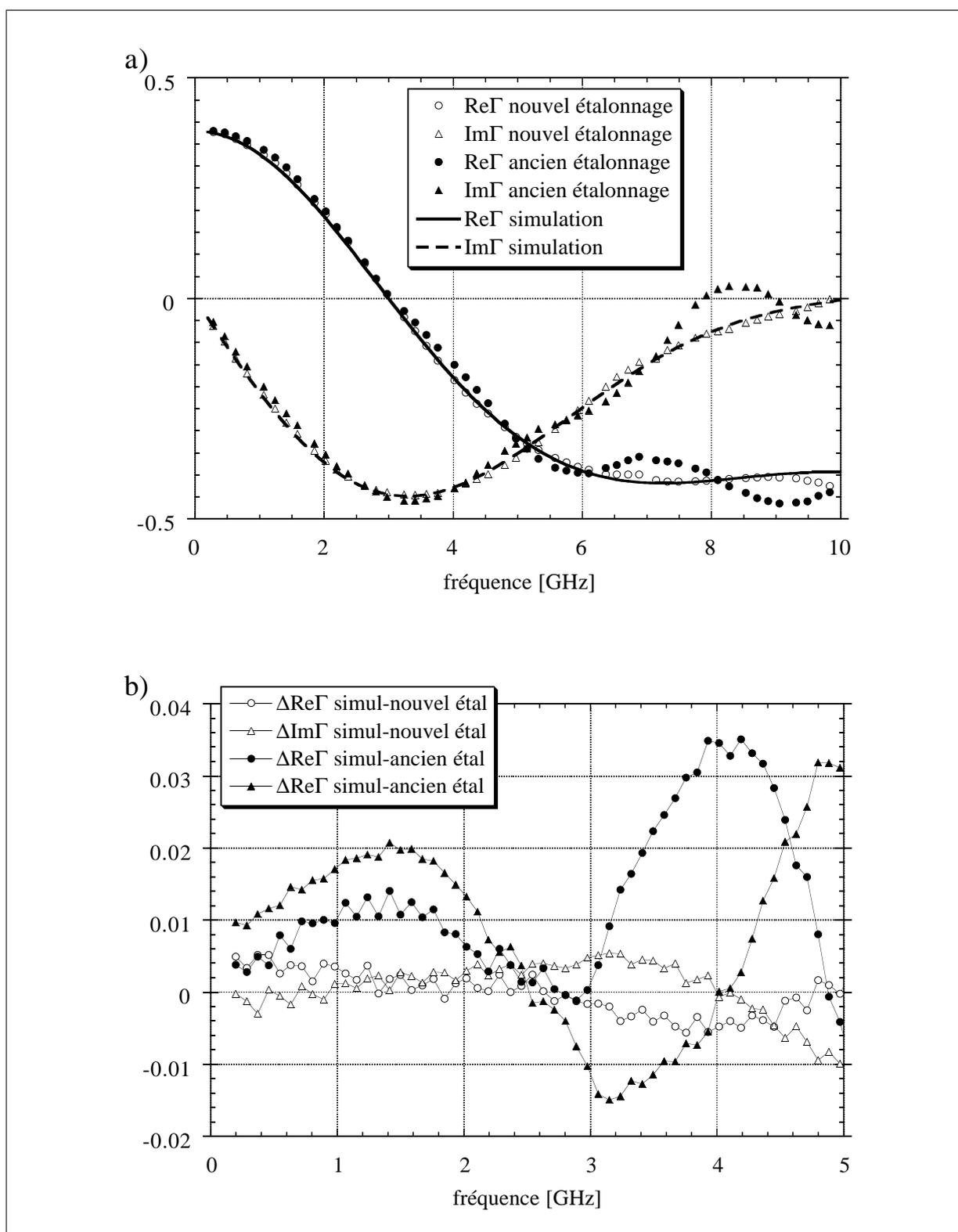


Figure 3.21: a) : Comparaison du nouvel étalonnage avec une simple correction d'un étalonnage qui a été fait à 92.5 K. Une simulation de l'échantillon est également montré. b) : Pour accentuer la différence même à basse fréquence nous avons également tracé la différence entre les mesures et la simulation jusqu'à 5 GHz.

3.10 Conclusion

Pour mesurer la réponse hyperfréquence d'un supraconducteur dans la transition vers l'état normal sous champ magnétique, nous avons choisi une technique de mesure large bande : la réflectométrie. Contrairement aux mesures résonnantes, elle permet en effet d'obtenir des résultats malgré la forte dissipation rencontrée dans le supraconducteur au niveau de la transition résistive, à condition de posséder un étalonnage basse température performant.

Nous avons mis au point un étalonnage "secondaire" fonctionnant à basse température. Le principe de cet étalonnage original a été publié lors d'une présentation orale à la 29. European Microwave Week 1999 à Munich [151] et apparaîtra dans IEEE MTT Special Issue "Microwave and Communications Application at Low Temperatures". Toutes deux sont présentées en annexe à la fin de ce mémoire.

Nous l'avons situé parmi les autres techniques utilisées dans notre gamme de 0.1 à 18 GHz. La validation par des mesures de microrubans résistifs, et la comparaison avec une ancienne méthode d'étalonnage montrent ses performances et mettent en évidence son aspect novateur.

FABRICATION DES ÉCHANTILLONS

4.1 Introduction

Il convient de rappeler que nos échantillons sont de simples lignes microrubans, résultants de la gravure d'un film mince d'une épaisseur d'environ 200 nm déposé sur un substrat monocristallin. Ces échantillons sont fixés sur un porte-substrat qui est vissé sur un connecteur coaxial (cf. FIG. 4.7).

Nous avons deux types d'échantillons : des échantillons métalliques dont nous avons déjà parlé au chapitre précédent lors de la validation, qui sont réalisés au laboratoire (CRTBT) et des échantillons supraconducteurs, fabriqués dans d'autres laboratoires (Scheider Electricque, Conductus, LMGP Grenoble).

Ce chapitre va présenter les caractéristiques de nos échantillons et détailler leur préparation. Nous rappellerons les techniques de microfabrication et expliquerons l'intégration des échantillons dans le dispositif de mesures en hyperfréquence. Excepté le dépôt des supraconducteurs tous les travaux ont été réalisés au CRTBT.

4.2 Aperçu général du procédé de fabrication des échantillons

La fabrication des échantillons comporte plusieurs étapes :

1. dépôt d'or d'une épaisseur d'environ 300 nm sur la face arrière du substrat.
2. pour les échantillons de validation, pulvérisation du métal (cupronickel ou inox) sur la face polie du substrat,
3. lithographie du motif de la ligne à reproduire,
4. gravure de la ligne, soit humide pour le CuNi, soit ionique pour l'inox et l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$,
5. découpe du substrat pour les échantillons de validation en cupronickel et en acier inoxydable à l'aide d'une scie à diamant [160].

6. nettoyage de l'échantillon (étape qui peut comporter un polissage des tranches pour enlever des dépôts métalliques déposés lors d'une gravure ionique).
7. mesure des dimensions finales de la ligne (son épaisseur, sa longueur et sa largeur),
8. finalement, montage de l'échantillon sur le porte-échantillon.

Chacune de ces étapes va être détaillée dans la suite de ce chapitre.

Quelques échantillons en YBaCuO étaient couverts d'une couche d'or ou d'une couche d'argent, déposée in situ lors de l'épitaxie de l'YBaCuO. Pour ces échantillons les étapes 2, 3 et 4 doivent être répétées de manière à dégager en partie le ruban. Il faut juste laisser deux petit plots au début ($\approx 900 \mu\text{m}$) et à la fin ($\approx 200 \mu\text{m}$) pour assurer les contacts électriques.

4.3 Caractéristiques des échantillons de validation

Le tableau 4.1 donne les cotes géométriques des échantillons de validation en Cupronickel et en acier inoxydable que nous avons utilisés.

Réf.	Substrat	largeur [μm]	longueur [mm]	épaisseur [nm]	type de montage
CuNi1	saphir 1102	603±10	8.5±0.1	290±10	CCCO, CCCC \mathcal{F}
CuNi4	–”–	–”–	11.35±0.2	290±10	COCO
CuNi6	–”–	–”–	6.6±0.1	290±10	COCO COCO
CuNi7	–”–	–”–	8.65±0.15	290±10	4-fils
CuNi9	–”–	613±9	8.65±0.09	290±10	CCCO, CCCC \mathcal{F}
CuNi10	–”–	–”–	8.84±0.1	290±10	CCCC \mathcal{F}
inox2.1/2	saphir 0001	573±10	5.49±0.08 V^+/V^- 8.2±0.1 I^+/I^-	255±15	4-fils
inox2.3	–”–	583±10	10.7±0.1	300±10	CCCC \mathcal{FL}

COCO : couplage capacitif (cf. paragraphe 4.5.8), terminaison en circuit ouvert (cf. paragraphe 4.5.6)

CCCO : couplage résistif, terminaison en circuit ouvert

CCCC : couplage résistif, terminaison résistive

CC \mathcal{F} : court-circuit avec plusieurs fils microsoudés.

CC \mathcal{FL} : les fils sont enrobés dans de la laque d'argent

Table 4.1: Paramètres géométriques des échantillons de validation. La hauteur du substrat est de $350 \mu\text{m}$. Pour la résistivité cf. section 3.6.3, FIG. 3.15. Les paramètres électriques sont indiqués aux tableaux 3.3 et 3.4.

4.4 Caractéristiques des échantillons supraconducteurs

Durant ce mémoire nous avons travaillé essentiellement sur trois films minces supraconducteurs, appelés C5, W2 et S22. Leur caractérisation s'est faite par des mesures de la résistivité en courant continu, par des mesures de la susceptibilité magnétique, par l'analyse de rayons X [123] et par imagerie de la surface en utilisant un microscope électronique à balayage (MEB) [190].

L'analyse des rayons X montre que dans les trois échantillons l'axe c est bien aligné avec la normal du substrat ($c \perp 45 \approx 0 \%$) et que nous n'avons pas de cristallites où l'axe a est perpendiculaire à la surface du substrat.

En ce qui concerne l'imagerie MEB, rappelons que les électrons secondaires sont éjectés en surface par un processus Coulombien. Ils ont donc une faible énergie. La résolution est maximale pour ces électrons. Cela prédispose ces images pour une étude de la morphologie. Les électrons rétro-diffusés ont une plus grande énergie. Ils viennent d'une profondeur plus importante et permettent d'analyser la composition chimique.

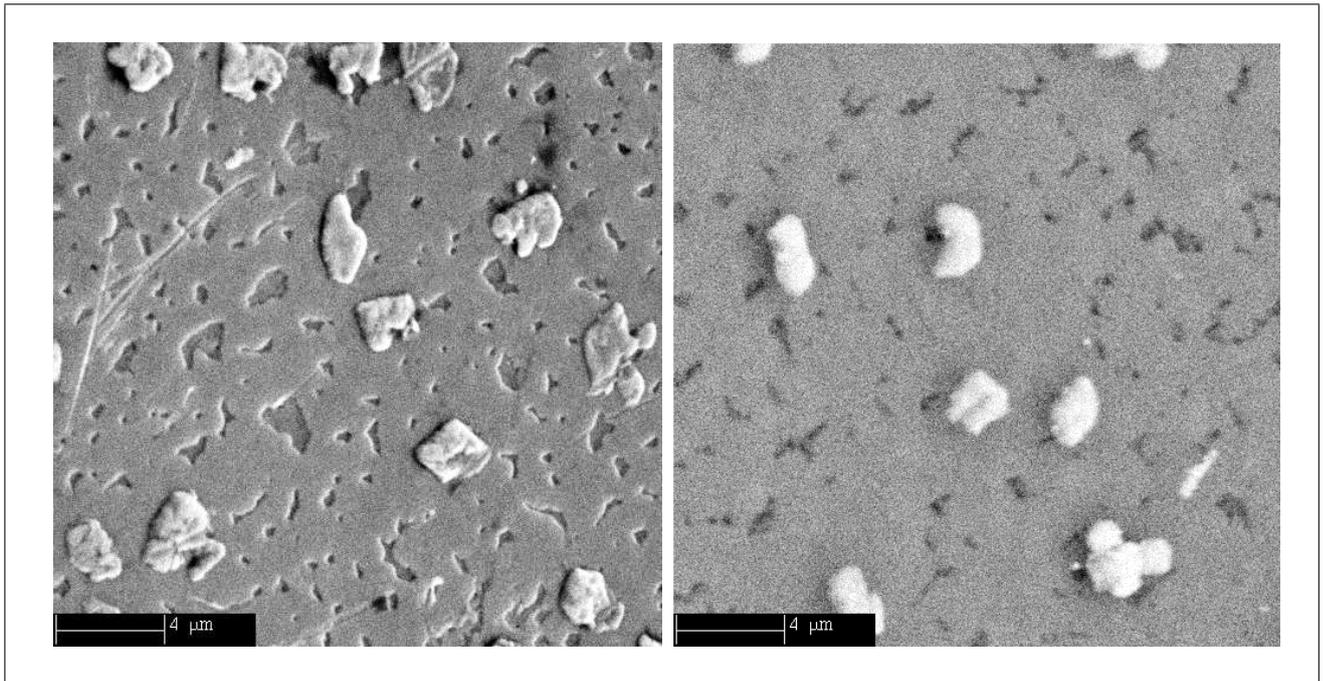


Figure 4.1: Images MEB de l'échantillon S22. À gauche : Image par des électrons secondaires, à droite celle des électrons rétrodiffusés.

La figure 4.1 montre des images au MEB de l'échantillon S22. L'image à gauche a été prise en électrons secondaires, celle à droite en électrons rétrodiffusés. L'analyse chimique des plots (excroissances à gauche, tache blanche à droite) a révélé qu'il s'agit d'oxyde de Cuivre. De plus l'image en électrons secondaires montre que l'épaisseur n'est pas très

homogène, ce qui s'est confirmé dans des mesures d'épaisseur avec le profilmètre, déjà mentionné. Par contre on ne voit pas de cristallites $a \perp$, ce qui indique comme l'analyse aux rayons X de bonnes caractéristiques structurales.

L'analyse MEB sur les autres échantillons a montré également des excroissances d'oxyde de Cuivre, qui n'altèrent pas le comportement à haute fréquence [193]. L'aspect en-dehors de ces excroissances est plus homogène.

		C5	W2	S22
fabrication				
matériau		LaAlO ₃	LaAlO ₃	MgO
méthode		pulvérisation	MOCVD	pulvérisation
lieu et date		Conductus 03/93	LMGP 12/97	Schneider Electric 4/99
géométrie				
hauteur du substrat [μm]		500	500	250
largeur de la ligne [μm]		622	612	612
longueurs [mm]	âme	0.65	0.8	1.1
	ruban	3.89	3.39	3.53
	plot de contact	0.34	0.5	0.35
épaisseur [nm]		300 \pm 10	500 \pm 10	130 \pm 10
nombre de fils au bout		4 (+ laque Ag)	4	4
résistivité et T_c				
ρ [$\mu\Omega\text{cm}$]	à 300 K	2200	1300	415
	à 100 K	550	420	150
T_c^0/T_c et ΔT_c		89.3/91 et 3.5	92/92.7 et 0.75	88.2/89.8 et 1.9

Table 4.2: Echantillons étudiés et leurs caractéristiques géométriques et supraconductrices. Les définitions pour T_c^0 , T_c sont données dans le texte.

Les mesures de la susceptibilité magnétique indiquent par une faible largeur de la transition (~ 1.5 K) que l'échantillon W2 est assez homogène en ce qui concerne une éventuelle distribution de températures de transition. S22 semble avoir une distribution de températures critiques plus importante que W2. C5, l'échantillon le plus ancien a été réoxygéné par un recuit sous atmosphère d'oxygène, ce qui a permis d'augmenter la T_c à 91K. Néanmoins il garde une largeur de transition assez importante (3.5 K).

La mesure de la résistivité a été effectuée en deux fils durant le refroidissement pour la mesure haute fréquence. Elle renforce l'image donnée par la mesure de la susceptibilité. En effet la transition de W2 est très abrupte et se fait à une température très élevée pour

un film mince ($T_c = 92.7$ K), tandis que ΔT_c est plus importante dans S22, pour trouver son maximum pour l'échantillon C5. Nous montrons dans la figure 4.2 la résistivité de S22 à 200 MHz et la dérivée de la résistivité d'après les mesures en deux fils lors du refroidissement. Nous définissons T_c par le maximum de $d\rho/dT$. T_c^0 est donnée par la température où nous trouvons la résistance résiduelle mesurée.

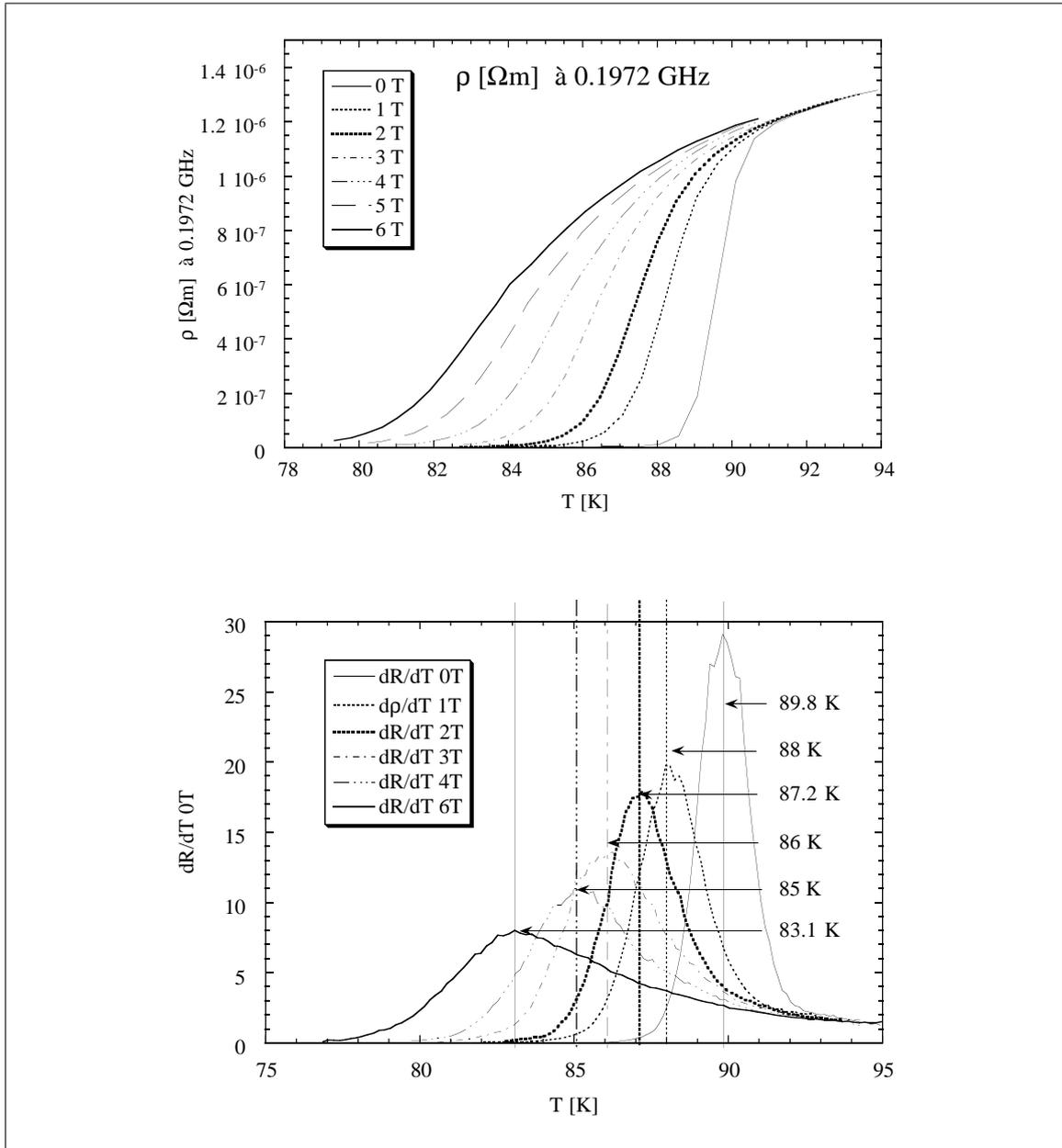


Figure 4.2: En haut : Résistivité de l'échantillon S22 à 200 MHz en fonction de la température. En bas : $d\rho/dT$ mesurée en 2 fils. Pour les paramètres électriques voir tableau 5.2.

Compte tenu du fait que les trois échantillons ont donné des résultats semblables, nous allons nous limiter à l'échantillon S22, qui est l'échantillon le plus récent et qui, point fondamental, a la constante diélectrique la plus basse. Cela diminue l'effet de la dispersion

(cf. paragraphe 5.4) et le nombre de résonances de $\bar{Z}_e(\nu)$. Puisque nous avons constaté qu'à chaque résonance de $\bar{Z}_e(\nu)$ apparaît une résonance géométrique résiduelle dans $\bar{\sigma}(\nu)$ (cf. paragraphe 7.3.2) qui rend l'utilisation de la gamme de fréquence correspondante impossible, il est important d'avoir le moins de résonances possible.

4.5 Procédés de fabrication des échantillons

4.5.1 Dorure de la face arrière d'un échantillon et dépôt du matériau de la ligne

La dorure s'est avérée nécessaire pour éviter que la valeur effective de la constante diélectrique $\varepsilon_{r,eff}$ évolue avec la température de façon incontrôlable. En effet, il suffit d'une fente d'air de $8 \mu\text{m}$ entre le plan de masse, constitué du porte-échantillon, et un substrat de constante diélectrique $\varepsilon_r = 10$ pour que ε_{eff} change d'environ 20 % (cf. les mesures en couplage capacitif paragraphe 4.5.8).

Le métal des échantillons de validation a été pulvérisé sur la surface polie de la moitié d'un wafer (2 pouces) de saphir, épais de $350 \mu\text{m}$. La surface est orientée selon la direction $(11\bar{2}0)$ pour les échantillons de cupronickel et selon la direction (0001) pour les échantillons en acier inoxydable.

4.5.2 Lithographie de la ligne

Nous avons utilisé une méthode de photolithographie en ultraviolet pour produire le motif souhaité, en l'occurrence ici une ligne microruban d'une largeur de $600 \mu\text{m}$.

Les différentes phases de cette technique sont détaillées à la figure 4.3. Elles sont réalisées en salle propre (hottes à courant d'air laminaire) afin de minimiser les risques de poussières.

Notons que le masque servant à la définition du motif est une impression sur transparent d'un dessin réalisé avec le logiciel VELLUM à l'échelle 1.

Nous avons été conduits à utiliser la résine HOECHST S1818 pour les échantillons de validation en cupronickel et la résine HOECHST AZ 4562 pour les échantillons en acier inoxydable et en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (pour les conditions de préparation cf. TAB. 4.3). La résine S1818 étant moins visqueuse que la résine AZ4562, elle est plus facile à manipuler et produit nettement moins d'effet de bord. Son épaisseur est suffisante pour faire une attaque humide. Par contre, pour une attaque ionique, il faut avoir une résine plus épaisse. C'est la raison pour laquelle nous avons été obligés d'utiliser une autre résine pour l'acier

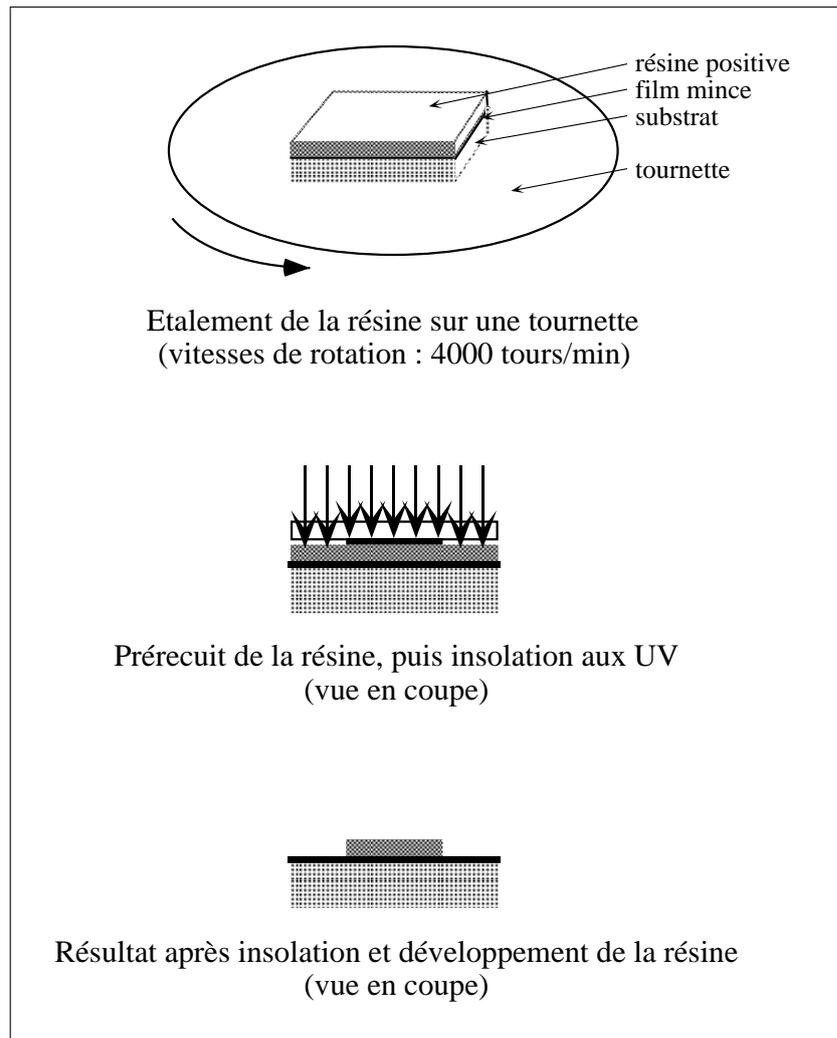


Figure 4.3: Photolithographie ultraviolet.

et l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Les résines S1818 et AZ4562 sont des résines photopositives, c'est-à-dire que les parties insolées s'en vont lors du développement. L'épaisseur de la résine AZ4562 est de $6 \mu\text{m}$ après ce procédé. Celle de la résine S1818 est de $2 \mu\text{m}$. Pendant le pré-recuit et le recuit final de la résine, l'échantillon est maintenu sur la plaque chauffante à l'aide d'un système d'aspiration pour garantir un bon transfert thermique. Les temps d'insolation varient dans le temps puisque la lampe UV faiblit, mais le temps d'exposition est d'environ 1 minute. Le développement des résines se fait, soit dans du développeur MICROPOSIT pur pour la résine AZ4562, soit dans un mélange eau/développeur à 50 % pour la résine S1818. Le recuit durcisseur final, qui évapore les solvants restants, n'est pas recommandé dans le cas d'une gravure humide. Nous avons en effet constaté une dégradation de la résolution en gravure humide après un recuit final, liée à un très léger décollement de la résine lors du

recuit. Par contre, pour une gravure ionique, ce durcissement est nécessaire pour mieux résister à l'attaque ionique.

	S1818 CuNi	AZ4562 inox	AZ4562 YBaCuO
vitesse de rotation de la tournette	4000 tours/minute		
durée de la rotation	30 secondes		
pré-recuit de la résine (“soft bake”)	à 115°C pendant 1 min	à 95°C pendant 2 min	
insolation UV avec une énergie totale de	36 mJ/cm ²	56 mJ/cm ²	
développement pendant une minute	50% développeur Microposit / 50% eau distillée	développeur Microposit pur	
	rinçage dans de l'eau distillée pendant au moins 1 min		
	séchage à l'azote		
	vérification au microscope optique de l'absence de défauts (rayures, trous, cloques etc.)		
recuit final (“hard bake”)	—	120°C pendant 5 min	

Table 4.3: Conditions standards pour la lithographie en UV.

Le procédé décrit dans le tableau 4.3 varie légèrement en fonction de la taille de l'échantillon. Pour des petits échantillons (5 × 5 mm), il produit tel quel des résultats tout à fait satisfaisants pour les deux types de résines. Par contre, pour des échantillons plus grands (10 × 10 mm) et la résine AZ4562, il faut prérecuire pendant 4 min 30 secondes afin de sécher suffisamment la résine, sinon elle colle contre le masque. Dans le cas des grands échantillons, il faut également développer pendant au moins deux minutes, par étapes de 30 secondes¹. Après chaque étape, nous regardons au microscope optique l'avancement du développement. Nous nous sommes ainsi rendus compte que nous devons surdévelopper, c'est-à-dire développer plus longtemps que prévu par le procédé standard (cf. TAB. 4.3), pour éviter les effets de bord (bourrelets) dus à l'étalement avec la tournette.

4.5.3 Gravure de la ligne

La gravure permet de reproduire le motif dessiné par la résine dans le matériau de la ligne (d'abord dans les métaux CuNi et acier inoxydable, puis dans le supraconducteur

¹Un développement de deux minutes sans interruption donne le même résultat final, mais ne permet pas de vérifier l'avancement du développement.

YBa₂Cu₃O_{7- δ}).

Il existe deux types de gravures : la gravure humide (ou chimique) et la gravure sèche.

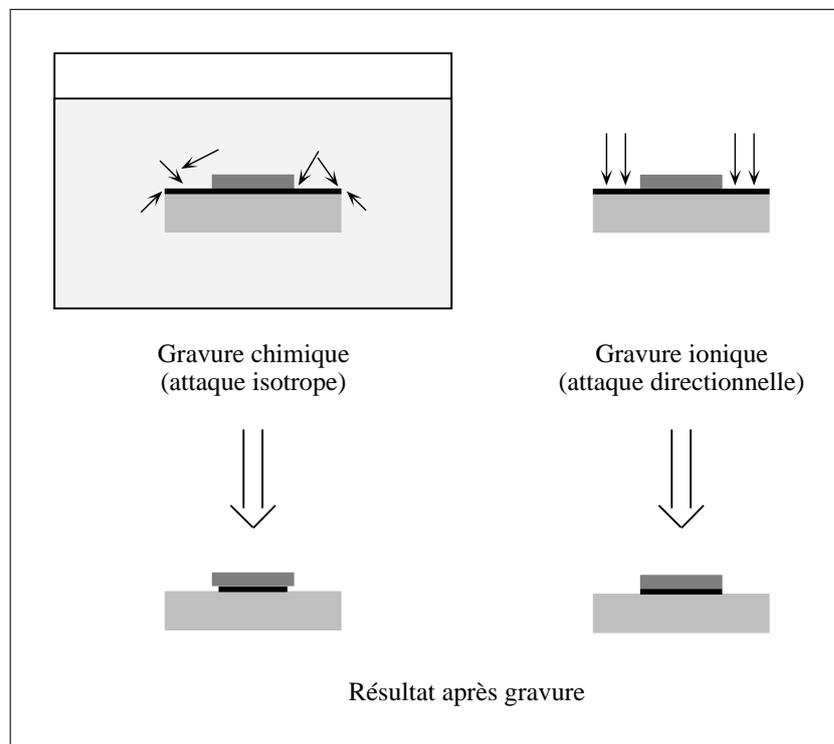


Figure 4.4: Principe de la gravure chimique(humide) et ionique (sèche).

- La gravure est dite humide lorsque le circuit est gravé par immersion dans une solution chimique. Les paramètres d'une gravure humide sont essentiellement : le temps, la température de gravure et les produits utilisés pour l'effectuer. Nous avons utilisé ce type de gravure pour la réalisation des échantillons en cupronickel (cf. paragraphe 3.6.4). L'immersion de l'échantillon dans une solution de 2 % de chlorure ferrique (FeCl₃) dans de l'eau distillée, pendant 3 minutes, à la température ambiante, pour 300 nm de cupronickel, a donné de bons résultats avec une résolution inférieure à 10 μm .

Comme l'avait remarqué P. Xavier [191], il est difficile de trouver des produits qui sont neutres vis-à-vis du supraconducteur. Pourtant, un certain nombre d'auteurs utilisent la gravure humide pour réaliser des motifs dans l'YBaCuO [1, 78, 94, 174, 182, 203] et affirme même ne trouver aucune altération au niveau des caractéristiques micro-ondes [193]. En plus, la gravure chimique étant isotrope, les bords sous la résine sont attaqués, ce qui diminue la résolution (cf. FIG. 4.4).

Nous avons remarqué le même problème lors des essais de gravure chimique sur l'acier. L'attaque se faisait même d'avantage aux bords de la résine et sous la résine qu'aux endroits non protégés. Nous avons donc été obligés d'utiliser la gravure ionique pour réaliser les échantillons en acier inoxydable.

- Le principe de la gravure sèche est d'expulser de manière physique les parties du film extérieures au motif à graver. L'impact d'un faisceau laser peut être utilisé, mais la résolution est limitée par les problèmes de chauffage [116], qui sont particulièrement gênants dans le cas des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ sous vide. En effet le supraconducteur risque de se désoxygéner avec des conséquences néfastes (cf. FIG. 2.6) sur sa résistivité et sa température critique.

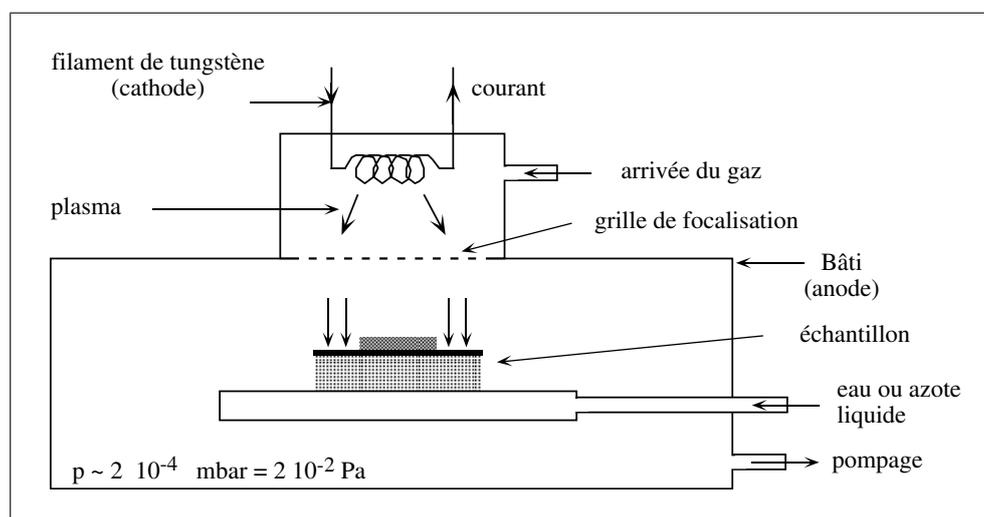


Figure 4.5: Bâti de gravure ionique.

Nous avons donc utilisé l'énergie d'un plasma d'ions. L'appareil de gravure ionique est schématisé à la figure 4.5. Les paramètres de la gravure ionique sont : le temps d'exposition, la tension accélératrice des ions, la nature des ions, la nature du refroidissement utilisé et la pression du gaz de travail. Des ions d'Argon sont souvent utilisés, mais il s'est avéré plus judicieux de remplacer ici l'Argon par le Xénon pour la gravure de l' YBaCuO à la température ambiante afin d'éviter une dégradation de la couche [191]. Nous avons vérifié par des mesures de la susceptibilité magnétique que la T_c et la largeur de la transition n'ont pas été altérées par la gravure ionique.

Notons pour information qu'il existe également une méthode de gravure ionique par faisceaux d'ions réactifs (RIE : Reactive Ion Etching), cf. par exemple [85].

L'un des avantages de la gravure ionique est qu'elle est anisotrope (cf. FIG. 4.4), ce qui la rend utilisable jusqu'à des largeurs de lignes typiques de $1 \mu\text{m}$. Par ailleurs, l'installation est relativement bon marché, et cette technique est souple et assez simple à utiliser. Les attaques que j'ai réalisées ont été faites dans les conditions suivantes :

- Xénon comme gaz d'attaque, sous une pression de $2 \cdot 10^{-4}$ mbar ($2 \cdot 10^{-2}$ Pa),
- gaz d'attaque à incidence normale, accéléré à 300 V,
- courant de cathode de 1 A,
- échantillon mis à la masse et refroidi avec de l'eau via le porte-échantillon.

Le tableau 4.4 donne une idée des temps d'attaques typiques. Les valeurs de comparaison correspondent à des attaques avec Argon, accéléré à 500 V avec une densité de courant de $1 \text{ mA}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ces valeurs permettent d'estimer un bon ordre de grandeur des temps d'attaques des autres matériaux et des résines.

Vitesses d'attaques mesurées sous Xénon		
matériau	vitesse [nm/min]	t pour 100 nm
Au	18	5 min 33 sec
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	8.3	12 min
NdGaO_3	4.2 ± 0.5	22 min
Vitesses d'attaques de comparaison selon [36]		
Au	100-170	
Ag	120-220	
Al_2O_3	8-13	
	résines photosensibles	
AZ1350	20-25	
AZ1450	14	
AZ1470	18	

Table 4.4: Vitesses d'attaques ioniques mesurées et selon [36]. Les conditions d'attaque n'étant pas les mêmes, les vitesses d'attaques de comparaison ne donnent qu'une valeur relative.

4.5.4 Découpe et nettoyage de l'échantillon

Pour les échantillons de validation qui étaient pulvérisés sur des demi-wafers de saphir, il a fallu faire une découpe grâce à une scie circulaire à diamant [160]. La découpe se fait le long des lignes indiquées à la figure 4.6.

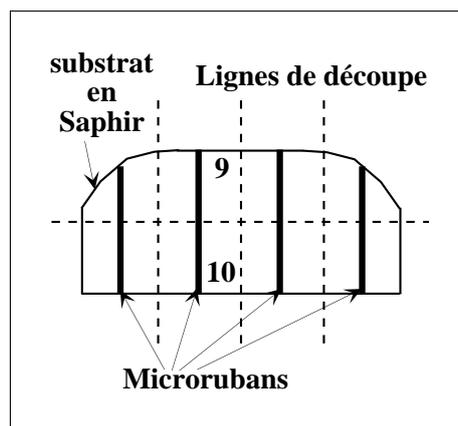


Figure 4.6: Lignes de découpe pour les échantillons de validation.

Il était nécessaire de monter les échantillons avec la face du substrat où se trouve le motif de la ligne tournée vers la lame de la scie, car au moment où la lame sort de l'autre côté du substrat, elle a tendance à arracher des morceaux. Cela pose un problème pour la découpe perpendiculaire au ruban puisque nous avons besoin d'un ruban lisse sur les bords pour assurer un contact électrique homogène lors du montage.

Une gravure ionique (comme pour les échantillons en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et en acier) a l'inconvénient qu'un dépôt du matériau attaqué peut se former sur les tranches du substrat qui ne sont pas directement sous l'attaque ionique. Ainsi, nous avons eu un échantillon qui n'avait pas de contact électrique en mesure continue, mais les petits dépôts sur la tranche arrière étaient suffisamment proches pour donner un court-circuit à haute fréquence. Il est donc impératif de polir les deux tranches qui sont dans la direction de propagation. Ce polissage n'est par contre pas critique au niveau de la qualité de surface. Nous l'avons donc effectué à la main sur du papier émeri d'un grain de 1200 et 2400. Effectivement, l'échantillon montrait un comportement en circuit ouvert après cet intervention.

Pour protéger l'échantillon, nous l'avons poli *avant* d'enlever la résine.

Une fois l'échantillon gravé et poli, il faut enlever la résine. Cette opération ne pose aucun problème après une gravure humide, puisque la résine n'a pas été altérée par la gravure. Il est suffisant de plonger l'échantillon pendant 30 secondes dans de l'acétone et de le rincer ensuite avec de l'alcool, puis de le sécher sous un jet d'azote gazeux pur.

Par contre, après une gravure ionique, cette opération est moins simple car la nature de la résine s'est légèrement modifiée pendant la gravure (à cause de l'exposition aux ions et du léger chauffage qui lui est associé). Celle-ci adhère alors très bien à l'échantillon et une immersion rapide dans l'acétone ne suffit pas en général à la décoller.

Nous avons donc utilisé un procédé mis au point au laboratoire qui évite l'emploi de

techniques mécaniques ou chimiques trop agressives. Il se fait en quatre temps :

- immersion dans l'acétone pendant 50 secondes,
- 10 secondes supplémentaires dans le même bain d'acétone agité par ultrasons
- 10 secondes sous un jet d'alcool, si l'échantillon n'est pas rincé avec de l'alcool avant le séchage, il peut apparaître des traces d'eau piégée en surface.
- séchage à l'azote gazeux.

Lorsque le nettoyage est terminé, il ne nous reste plus qu'à mesurer précisément la largeur et la longueur de la ligne au microscope optique ou à la binoculaire. Nous mesurons également son épaisseur avec le profilmètre de films minces "alphastep" de TENCOR INSTRUMENTS. Sa résolution est d'environ 10 nm dans notre cas.

4.5.5 Montage de l'échantillon sur le porte-substrat

Dans ce paragraphe, nous expliquerons comment ont été montés les échantillons sur les porte-échantillons (cf. FIG. 4.7), et nous justifierons les choix techniques que nous avons faits.

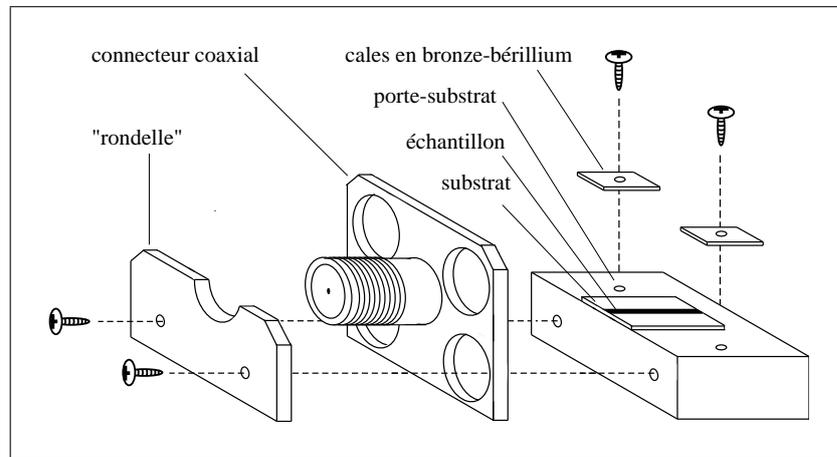


Figure 4.7: Schéma du porte-échantillon. Les trous élargis du connecteur coaxial permettent un positionnement par rapport au porte-substrat. La "rondelle" assure via les vis un bon contact électrique et thermique.

4.5.5.1 Fixation des échantillons

Contrairement à la technique utilisée jusque-là, qui consistait à coller l'échantillon avec une résine thermo-conductrice électro-isolante au nitrure de bore et alumine, nous avons pressé l'échantillon avec deux ressorts en Cuivre-Béryllium contre le porte-échantillon.

Les raisons de ce choix sont les suivantes:

- La constante diélectrique ε_r et l'angle de pertes $\tan\delta$ de la résine ne sont pas connus dans les gammes de fréquences et de températures utilisées.
- Quand on colle l'échantillon contre le porte-substrat, on change forcément l'épaisseur totale du substrat, ce qui revient à changer la constante diélectrique effective $\varepsilon_{r,eff}$ (ainsi que l'angle de perte $\tan\delta$ dans une moindre mesure). Compte tenu du fait que nous ne connaissons pas non plus les variations de $\varepsilon_{r,eff}$ et $\tan\delta$ de la colle avec la température, nous avons préféré presser simplement l'échantillon contre le porte-substrat. Par contre, ce choix nous a obligé à dorer la surface arrière du substrat pour éviter un gap d'air qui change également le $\varepsilon_{r,eff}$ (cf. paragraphe 4.5.8). En plus, les variations de la largeur du gap avec la température n'auraient pas été contrôlables.
- "Last but not least", il s'agit là d'un procédé réversible. Nous pouvons donc démonter l'échantillon si jamais des changements s'avéraient nécessaires.

Il est important que les cales qui fixent l'échantillon ne soient pas trop larges de manière à laisser le microruban "loin" des cales et donc du plan de masse pour éviter des couplages non-désirés (cf. paragraphe 4.7). Dans notre cas, où le bord de ces cales était éloigné d'au moins 2 mm du ruban, nous n'avons jamais rencontré d'effets de couplage.

La procédure de fixation sur le porte-substrat doit remplir les deux conditions suivantes :

1. L'échantillon doit être bien centré sur le porte-échantillon, puisque l'étendue des mouvements du porte-substrat par rapport au connecteur est limitée (cf. paragraphe 4.5.7).
2. Il est important que les bords du substrat et du porte-échantillon soient parfaitement alignés de façon à ce que le substrat soit présent sur toute la longueur du conducteur central au moment de la connexion entre le porte-substrat et le connecteur. En effet un espacement augmenterait la capacité et l'inductance de désadaptation (cf. par exemple [8, 175]).

Dans ce but, nous avons monté une plaque en cuivre à la place du connecteur coaxial pour fixer le porte-substrat (cf. FIG. 4.7) dont le milieu est indiqué sur la plaque pour orienter l'échantillon. L'ensemble est installé dans un étau et les cales sont positionnées

avec des vis à tête plate. Il est important de laisser du jeu au montage pour mettre en place ensuite l'échantillon, qui est fixé en vissant successivement les deux vis et en prenant garde à ne pas le déplacer par rapport au centre et aux bords du porte-substrat.

Pour éviter que l'ensemble ne se salisse, nous avons toujours travaillé avec des gants en Latex. Nous avons également soufflé avec de l'air comprimé après chaque étape de montage pour enlever d'éventuelles poussières.

4.5.6 Terminaison du ruban

Nous avons deux possibilités pour terminer le microruban : soit en circuit ouvert, soit en court-circuit.

- L'avantage du circuit ouvert est essentiellement la facilité d'installation. Il suffit en effet de laisser le bout du ruban tel qu'il est après sa gravure. Cela peut s'avérer crucial au moment où un contact par la microsouduse est impossible, comme par exemple sur l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ sans couche d'or. Nous allons voir par la suite qu'il est même possible de réaliser des mesures du coefficient de réflexion sans contact grâce au couplage capacitif entre le câble coaxial et le ruban. Outre la simplicité de la fabrication, le modèle électrique d'une terminaison en circuit ouvert s'avère également moins complexe que dans le cas du court-circuit. En effet, le microruban reste homogène sur toute sa longueur; il n'y a pas de plot d'or en bout de ligne qu'il faudrait prendre en compte dans le modèle électrique.

Les inconvénients du circuit ouvert sont d'une part l'impossibilité de mesurer la transition résistive en courant continu (en deux fils pendant le refroidissement pour la mesure en hyperfréquence), et d'une manière plus générale, l'insensibilité de la mesure du coefficient de réflexion à des fréquences inférieures à environ 4 GHz.

- Le court-circuit est constitué de quatre à sept fils d'aluminium d'un diamètre de $33 \mu\text{m}$ reliant le microruban, dont le bout est doré sur une longueur d'environ $200 \mu\text{m}$ pour les échantillons supraconducteurs, au porte-échantillon en cuivre doré. Les soudures ont été effectuées à l'aide d'une microsouduse de WEST-BOND. La microsoudure des fils s'est avérée nécessaire, puisque la laque d'argent seule ne pouvait pas toujours assurer un bon contact électrique lors du refroidissement (problème de craquelures). Pour diminuer l'inductance des fils, nous les avons enrobés dans le cas des échantillons de validation avec de la laque d'argent, dans ce cas les craquelures ne

sont pas gênantes. Le court-circuit ainsi obtenu montre effectivement un caractère essentiellement résistif.

Le circuit ouvert et le court-circuit sont complémentaires dans la mesure où les inconvénients de l'un correspondent aux avantages de l'autre.

4.5.7 Connexion entre le porte-substrat et le connecteur

Il est nécessaire de pouvoir bouger le conducteur central du connecteur par rapport au porte-substrat afin d'assurer un bon alignement entre ce conducteur central et la ligne.

Nous avons donc élargi les trous du connecteur afin de le positionner au moment du montage.

La figure 4.7 montre un schéma du montage.

4.5.8 Couplage entre l'échantillon et la ligne coaxiale d'amenée

Comme pour la terminaison, nous avons la possibilité d'un couplage capacitif – correspondant au circuit ouvert – ou bien d'un couplage résistif avec une faible composante inductive – correspondant au court-circuit.

4.5.8.1 Couplage capacitif

La figure 4.8 montre un modèle couramment utilisé dans le “design” de circuits intégrés pour des capacités de type MIM (métal–isolant–métal) [8]. Il ne correspond pas exactement à notre configuration puisque l'électrode supérieure n'est pas un microruban. Cependant, il peut nous indiquer les ordres de grandeur à utiliser dans la modélisation du couplage capacitif.

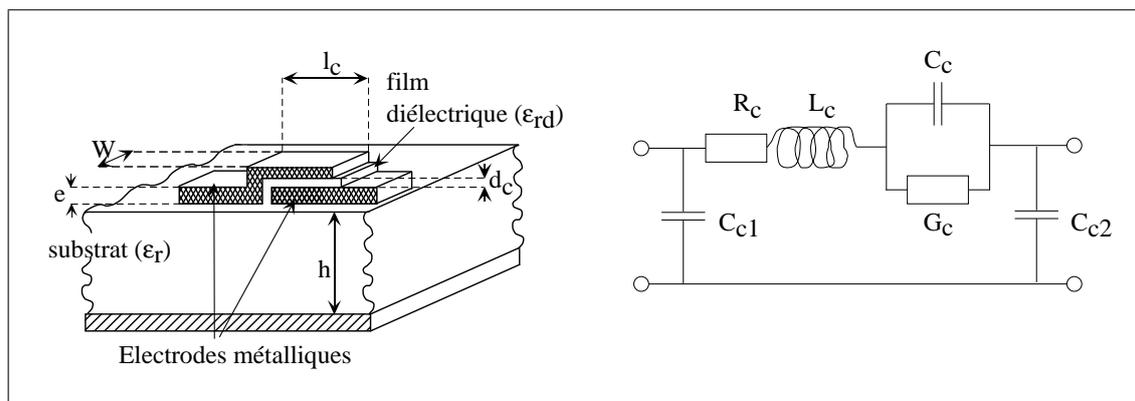


Figure 4.8: Modèle de couplage capacitif selon Bahl [8].

Les formules correspondantes en SI sont :

$$C_c [\text{F}] = \frac{10^{-9} \varepsilon_{rd} W l_c}{36\pi d_c} \quad (4.1)$$

$$G_c [\text{S}] = \omega C_c \tan \delta \quad (4.2)$$

$$C_{c1} = C_{c2} [\text{F}] = 10^{-8} \left[\frac{\sqrt{\varepsilon_{eff}}}{Z_c(W, h, \varepsilon_r)} - \frac{\varepsilon_r W}{360\pi h} \right] l_c \quad (4.3)$$

W et e sont respectivement la largeur et l'épaisseur du ruban. d_c , l_c et ε_{rd} représentent respectivement l'épaisseur, la longueur et la constante diélectrique du film diélectrique. ε_r , $\tan \delta$ et h sont la constante diélectrique, la tangente de pertes et la hauteur du substrat (cf. FIG. 4.8). $\varepsilon_{eff}(W, h, e, \varepsilon_r)$ est la constante diélectrique effective de la ligne microruban, Z_c est son impédance caractéristique.

La figure 4.9 montre la simulation du couplage capacitif pour plusieurs épaisseurs du film diélectrique dont la constante diélectrique est donné par $\varepsilon_{rd} = 2$, ce qui est typiquement le cas des plastiques. La partie supérieure de la capacité de couplage est constituée du connecteur central du connecteur coaxial ce qui impose W et l_c : La largeur est donc $W = 600 \mu\text{m}$, la longueur $l_c = 900 \mu\text{m}$. Le substrat est en saphir (cf. tableau A.2) d'une hauteur de $h = 350 \mu\text{m}$. Sachant que le métal au niveau des électrodes métalliques est de l'or la résistance R_c se calcule à $\approx 0.1 \Omega$.

Avec l'eqn. (4.3), nous calculons des capacités de désadaptation $C_{c1,c2} \approx 0.2 \text{ pF}$. L'inductance L_c se calcule à $\approx 0.4 \text{ nH}$ en utilisant des formules typiques pour des microrubans (cf. chapitre 5).

Les valeurs des capacités C_c déterminées grâce à l'eqn. (4.1) pour les épaisseurs d sont données par le tableau dans la figure 4.9.

Dès les plus grandes épaisseurs de d_c ($50 \mu\text{m}$), nous pouvons voir les résonances du microruban, ce qui implique que des capacités de couplage supérieures à 0.2 pF sont suffisantes pour des mesures à des fréquences supérieures à 4 GHz .

Pour réaliser le film diélectrique, nous avons choisi d'étaler avec une tournette une résine supportant les basses températures : le polyimide UR5100.

Il y a cependant un inconvénient. Lors de l'étalage, des bourrelets de résine importants apparaissent aux bords de l'échantillon (cf. paragraphe 4.5.2). Nous avons donc été obligés de placer les plots de la capacité de couplage au milieu du microruban et de le couper ensuite avec une scie circulaire à diamant [160] (cf. FIG. 4.6 page 90). Cette découpe s'est avérée *très* délicate, puisqu'elle avait tendance à dissocier les plots de la ligne. La solution pour éviter le décollage a été d'enduire l'échantillon avec de la cire (OCON-199

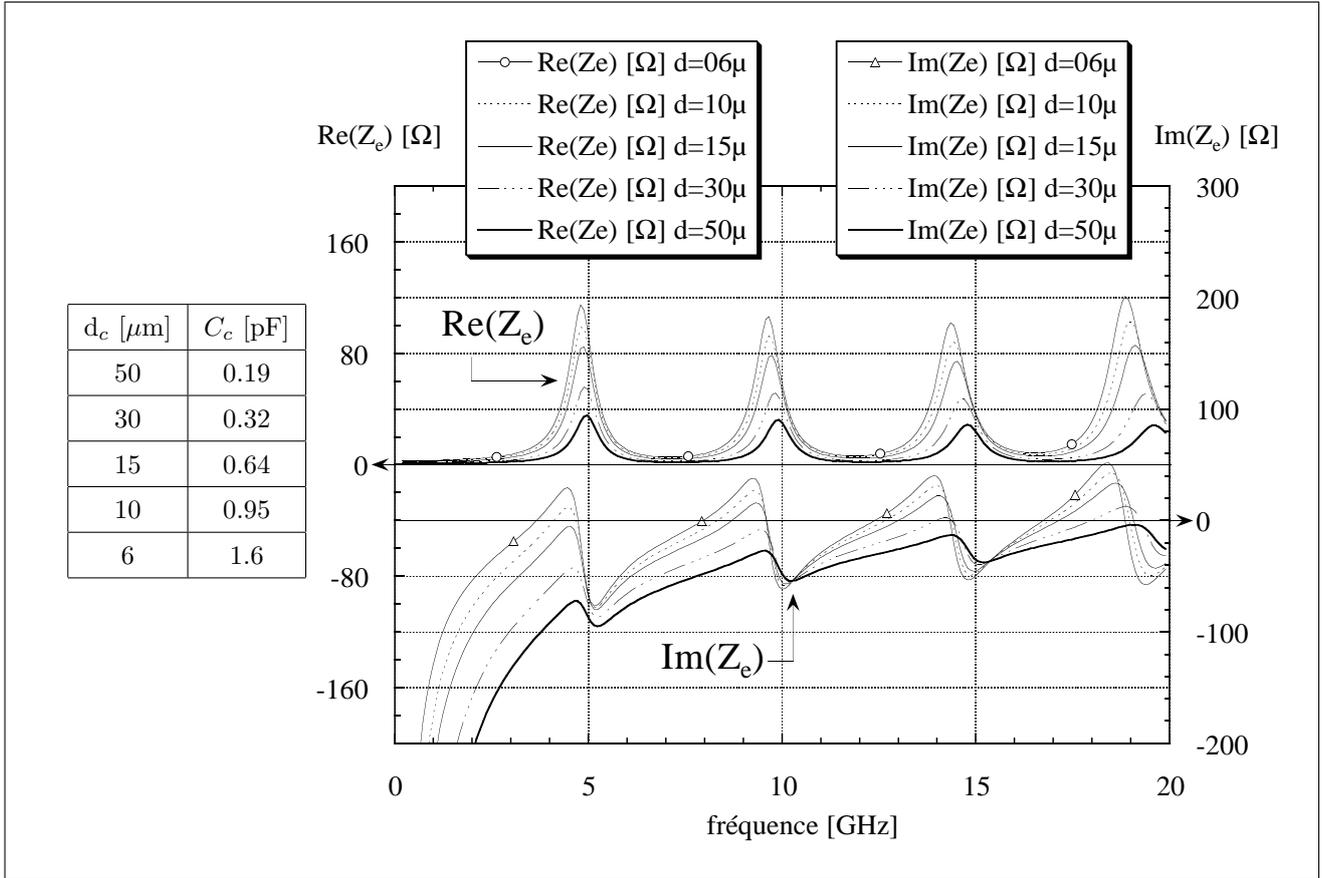


Figure 4.9: Simulation du couplage capacitif pour différentes capacités de couplage C_c utilisant des paramètres typiques pour le microruban (cf. TAB. 3.3). Le Zéro de la partie réelle de Z_e est décalé par rapport à la partie imaginaire pour plus de clarté.

de LOGITECH LTD.) sur une plaque de verre en mettant les plots vers la plaque pour les protéger. Après la découpe, la cire a été enlevée grâce à une soufflerie chaude.

Par contre, le nettoyage complet de l'échantillon était très difficile. Même après un bain dans du RBS chaud (un détergent alcalin), suivi d'un bain dans de l'acétone chaud et finalement un nettoyage dans des vapeurs de trichloréthylène (C_2HCl_3), l'échantillon n'a pas retrouvé la netteté du début.

Un essai avec une agitation par ultrasons a eu comme effet de dissocier le plot et la ligne.

La figure 4.10 montre comme exemple d'un couplage capacitif la mesure et la simulation d'un microruban en cupronickel à 98.8 K. Nous avons au-delà d'environ 3.5 GHz un signal tout à fait exploitable, qui montre bien les différentes résonances géométriques. Par contre ces mesures nous ont fait prendre conscience de l'importance d'une fente d'air entre le substrat et le porte-substrat (cf. paragraphe suivant).

4.5.8.2 Effet d'un gap d'air

La figure 4.10 montre la mesure d'un échantillon dont la surface arrière n'est pas dorée et une simulation, calculée à partir de la mesure à température ambiante comme nous l'avons fait pour valider le nouvel étalonnage. Nos trouvons à basse température une longueur effective beaucoup trop courte ($l\sqrt{\epsilon_r} = 30.2$ mm). En effet, en tenant compte des contractions thermiques (maximales $20 \mu\text{m}$) et des changements de la constante diélectrique du substrat en saphir ($\Delta\epsilon_r/\epsilon_r \approx 0.32/10.54$) nous calculons une longueur effective de 33.5 mm !

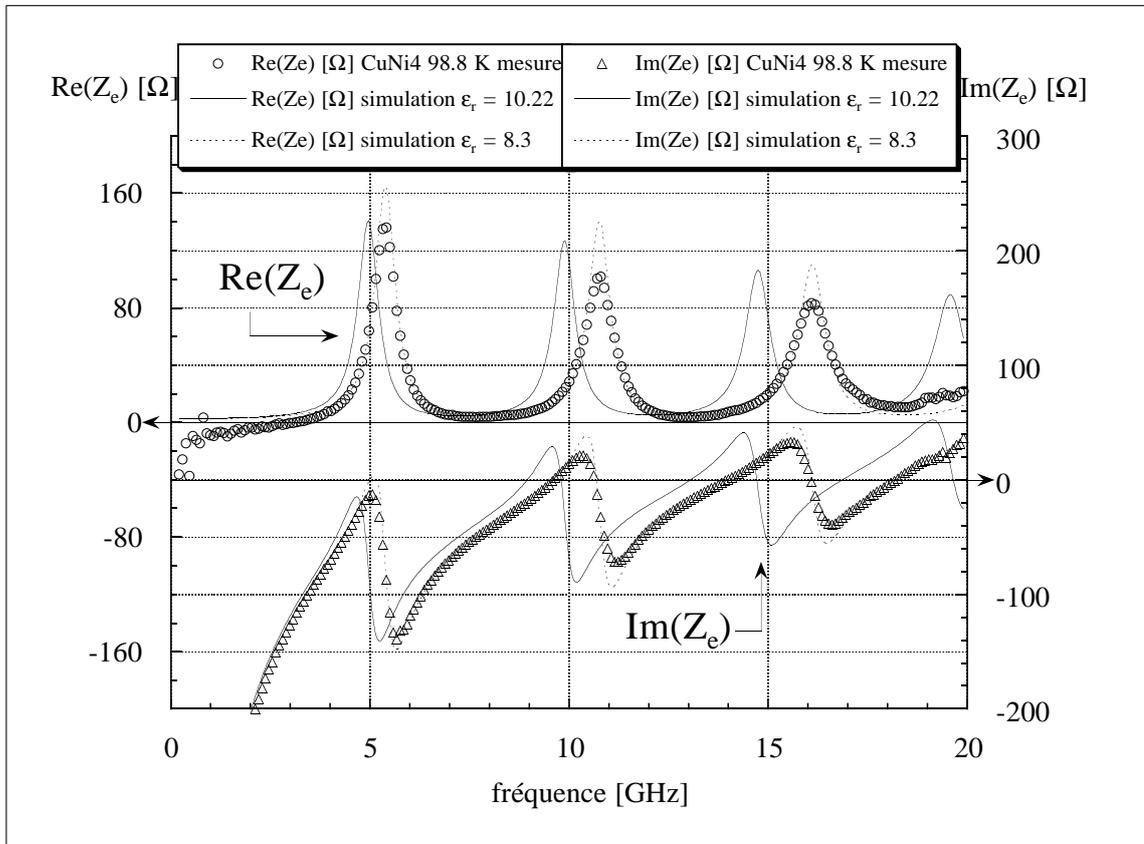


Figure 4.10: Mesure et simulation de l'échantillon CuNi4 en couplage capacitif. La terminaison du ruban est un circuit ouvert. Il s'agit donc d'une mesure entièrement sans contact. La différence entre la prédiction calculée à basse température et la mesure montre l'importance d'un gap d'air. Comme dans la figure 4.9 les Zéros de $\text{Re}(Z_e)$ et de $\text{Im}(Z_e)$ ne sont pas à la même hauteur.

Pour évaluer l'influence de la fente d'air entre le porte-échantillon et le substrat, regardons la figure 4.11. Nous considérons le substrat et la fente comme deux capacités en série d'une valeur de $C = \epsilon_0\epsilon_r A/d$ avec A , la surface de la capacité, d l'épaisseur du diélectrique et ϵ_r sa constante diélectrique. Il s'agit là bien entendu d'une idéalisation puisque la distance x est en fait obtenue en moyennant sur les différentes distances qui se trouvent entre le substrat et le porte-substrat à cause de leur rugosité. La face arrière du

saphir est en effet dépolie et le porte-substrat n'a pas été poli.

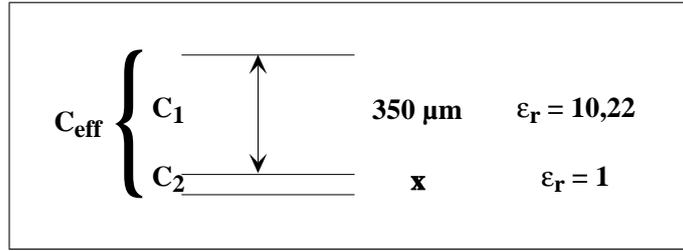


Figure 4.11: Modèle pour évaluer l'influence d'une fente entre le porte-échantillon et le substrat.

Avec $Z = (j\omega C)^{-1}$ nous avons donc :

$$\frac{1}{C_{s,eff}} = \frac{1}{C_{s1}} + \frac{1}{C_{s2}}$$

où

$$C_{s,eff} = 8.3 \frac{A}{350\mu m} \varepsilon_0, \quad C_{s1} = 10.22 \frac{A}{350\mu m} \varepsilon_0 \quad \text{et} \quad C_{s2} = 1 \frac{A}{x\mu m} \varepsilon_0$$

$C_{s,eff}$ est issu de la simulation, où nous n'avons pas fait varier l'épaisseur du substrat.

Nous voyons donc qu'une épaisseur de fente d'air de

$$x = 8 \mu m \tag{4.4}$$

est suffisante pour changer la constante diélectrique de 20 %. Cette valeur est tout à fait en accord avec la rugosité du substrat et celle du plan de masse.

Des mesures sur le même échantillon après dorure de la face arrière n'ont plus montré ce décalage très important des pics de résonance, mais le même décalage que celui des autres échantillons mesurés en couplage résistif (cf. paragraphe 3.6.4). La dorure crée en effet une équipotentielle de zéro en épousant intimement les irrégularités de la surface arrière. Comme il existe au moins un contact électrique entre la masse et la dorure les irrégularités sont court-circuitées à haute comme à basse température, le contact étant maintenu par les ressorts en bronze-béryllium.

Remarquons par ailleurs que le changement de la constante diélectrique effective dû à la fente d'air peut expliquer le décalage des pics, mais change également la hauteur des pics de telle sorte qu'ils ne correspondent plus à la simulation. Cela n'est pas surprenant puisque la distribution des lignes de champ électrique entre la simulation (milieu diélectrique homogène avec $\varepsilon_{r,s,eff} = 8.3$) et la mesure (milieu anisotrope de deux diélectriques avec $\varepsilon_{rs1} = 10.22$ et $\varepsilon_{rs2} = 1$) n'est pas du tout la même.

Pour clore ce paragraphe sur le couplage capacitif, remarquons que ces mesures montrent bien la faisabilité de ce type de couplage. Pour améliorer encore ces performances aussi bien du côté mécanique que du côté électrique, il serait préférable de remplacer le film en polyimide par un dépôt diélectrique comme par exemple le MgO.

La méconnaissance du comportement de ce polyimide en fonction de la température et de la fréquence ne poserait alors plus de problème. L'évaluation de son épaisseur non plus. Une possibilité pour vérifier les données du dépôt est la mesure du chemin optique avec une binoculaire qui permet de mesurer la distance parcourue en hauteur du plateau. La valeur ainsi mesurée donne directement la longueur effective $nl = l\sqrt{\varepsilon_r}$ avec n l'indice de diffraction.

Compte tenu de ces difficultés, nous avons décidé de ne pas continuer à développer le couplage capacitif, et nous lui avons préféré le couplage résistif, qui s'est avéré réalisable.

4.5.8.3 Couplage résistif

Le couplage résistif est assuré par la connexion entre le conducteur central et le ruban par simple pression. Pour donner à ce montage une certaine souplesse mécanique vis-à-vis des contractions thermiques différentielles, il a fallu plier le conducteur central du connecteur légèrement vers le bas. Il agit ainsi comme un ressort et nous n'avons jamais rencontré de problèmes de contact lors du refroidissement ou à basse température. Signalons qu'un montage mécanique plus élaboré au niveau du contact électrique n'a pas donné de meilleurs résultats.

Comme pour la terminaison en court-circuit (cf. paragraphe 4.5.6) où un contact électrique directement sur le ruban a posé problème, nous avons été obligés de dorer le bout du ruban situé sous le conducteur central pour obtenir un contact or/or.

Le couplage résistif est réalisé de la façon suivante :

- Dans un premier temps, un positionnement à l'œil nu du ruban sous le conducteur central permet de visser légèrement le porte-substrat au connecteur.
- Le positionnement fin se fait ensuite sous une binoculaire où nous vérifions que le ruban et le conducteur central sont bien alignés dans la direction de propagation et que le conducteur central repose à plat sur le ruban.
- En maintenant la pression entre le connecteur et le porte-substrat, les vis sont finalement fixées. Cette étape est assez délicate puisqu'il faut éviter de casser le conducteur

central en mettant trop de pression et également de déplacer le porte-substrat par rapport au connecteur au moment où l'on visse.

4.6 La stabilité du montage

Pour vérifier que la procédure de montage donne des résultats reproductibles, nous avons déplacé l'échantillon CuNi6 par rapport au conducteur central du connecteur SMA, parallèlement et perpendiculairement à la direction de propagation des micro-ondes (respectivement référencés "parallèle" et "perp." dans les figures 4.12, 4.13 et 4.14).

Les figures 4.12 à 4.14 montrent l'évolution en fréquence du coefficient de réflexion du système connecteur SMA et microruban CuNi6 à la température ambiante. Elles ont été effectuées avec le plan d'étalonnage situé directement à la sortie de l'analyseur vectoriel pour avoir la plus grande précision puisqu'il n'y a ni câbles d'amenée ni de problème lié à la température.

Intéressons-nous d'abord à la reproductibilité du montage :

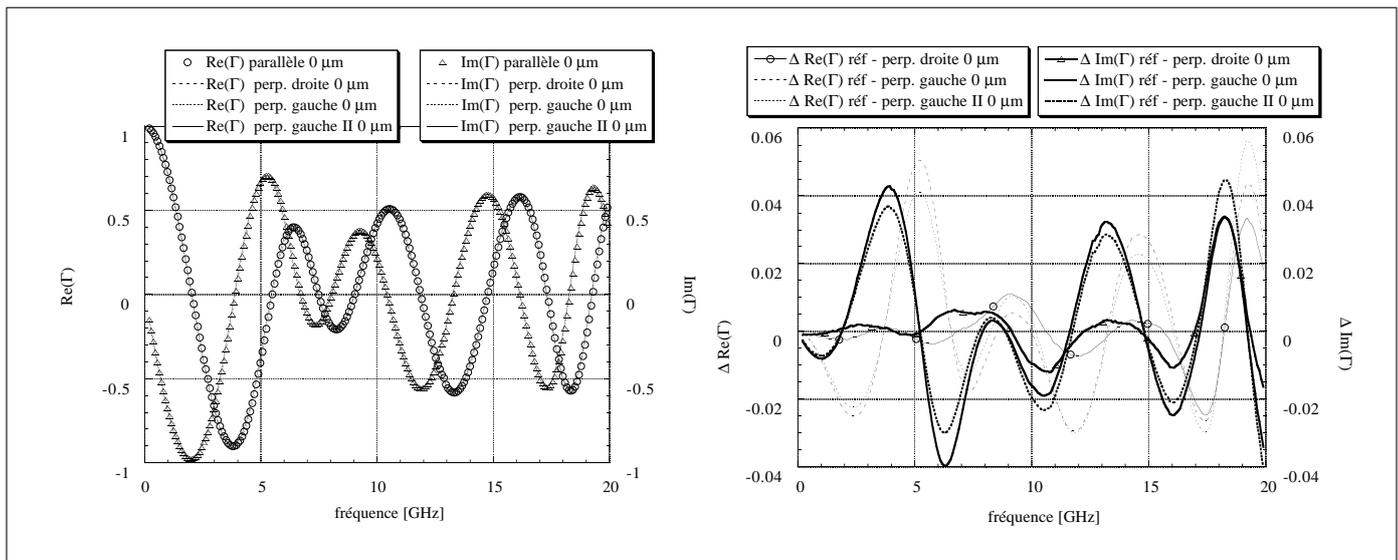


Figure 4.12: La reproductibilité des résultats : à gauche, superposition de plusieurs mesures "brutes" du connecteur et de l'échantillon CuNi6 à la température ambiante. Entre les différentes mesures l'échantillon a été démonté. A droite, la différence des mesures par rapport à la référence "parallèle" montre une variation inférieure à 6%.

La figure 4.12 montre quatre mesures issues de la série des tests de reproductibilité. Ce sont des mesures pour lesquelles nous avons essayé d'aligner le mieux possible l'échantillon par rapport au connecteur :

- "Parallèle" était le point de départ. Nous avons ensuite effectué le décalage parallèle à la direction de propagation. La mesure "perp. droite" correspond au point de

départ pour le décalage perpendiculaire à la ligne.

- Nous avons ensuite re-aligné l'échantillon pour pouvoir faire le décalage "perp. gauche".
- Enfin, nous l'avons à nouveau re-aligné pour la suite des mesures à basse température ("perp. gauche II").

Les variations introduites par le démontage de l'échantillon restent inférieures à 6 %. Les différences s'expliquent facilement par des petits changements dans les modules " T " de désadaptation. Concrètement, cela signifie qu'à partir du moment où nous avons monté l'échantillon, nous devons effectuer toute la série des mesures, sinon à chaque retouche du montage, nous risquons des incertitudes de l'ordre indiqué plus haut.

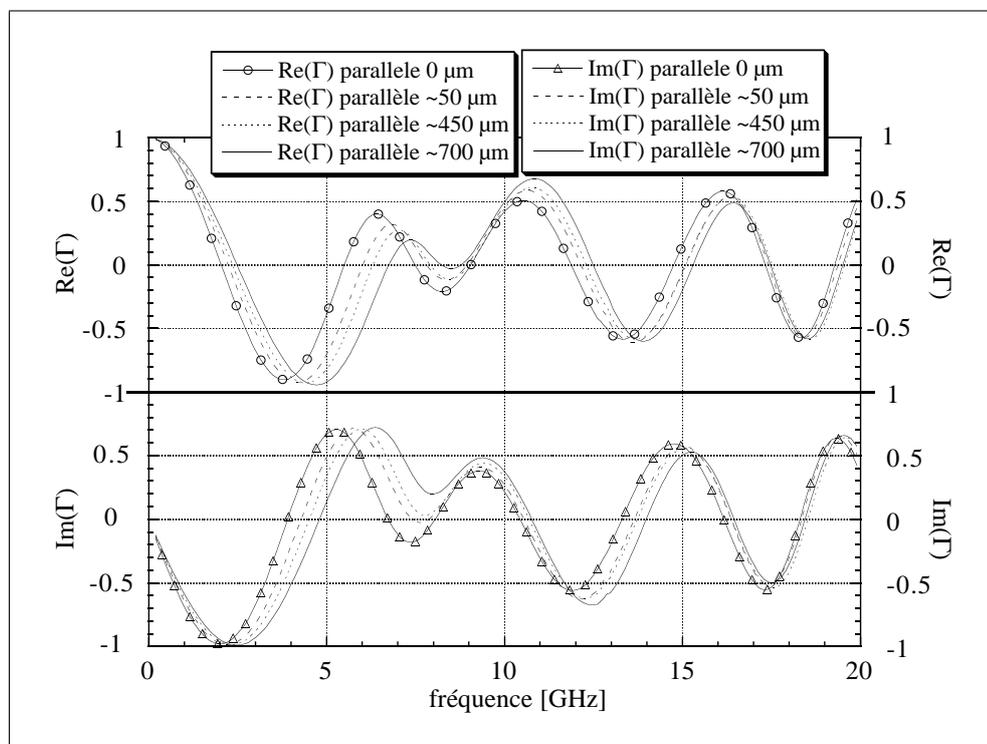


Figure 4.13: Reproductibilité des mesures par rapport à un décalage du ruban parallèle à la direction de propagation des ondes électro-magnétiques : dès les plus faibles décalages, la différence est importante.

Les figures 4.13 et 4.14 montrent par contre que dès que nous décalons légèrement le ruban par rapport au connecteur central, nous avons des changements de l'ordre de 15 %. Le décalage parallèle à la direction de propagation est réalisé en utilisant des feuilles d'or entre le porte-substrat et le connecteur, ce qui change la longueur effective du montage. Cela explique pourquoi dès les plus faibles longueurs les changements sont très importants (cf. FIG. 4.13).

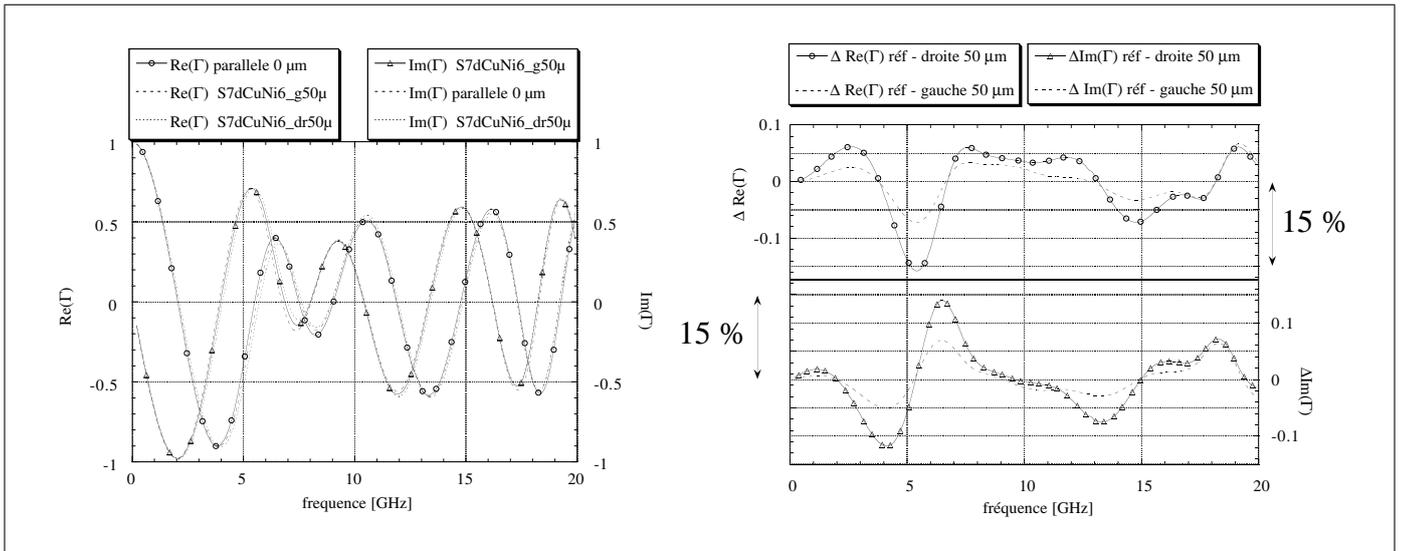


Figure 4.14: Reproductibilité des mesures par rapport à un décalage du ruban perpendiculaire à la direction de propagation des ondes électro-magnétiques : les changements sont nettement moins importants que dans le cas du décalage parallèle au ruban.

4.7 Un couplage indésirable

Lors de la lithographie du motif de la ligne, de petits dépôts métalliques sont restés aux bords du substrat (cf. FIG. 4.15a)) dus justement aux effets de bord dont nous avons déjà parlé. Nous ne les avons enlevés que sur une longueur d'environ 1.5 mm, sur les deux côtés du microruban, supposant que cette distance serait suffisante pour éviter des couplages.

La figure 4.15 nous montre que tout au contraire, l'influence sur l'impédance d'entrée est assez importante. D'une part, la capacité de bout est augmentée, ce qui se manifeste par une diminution de la partie imaginaire à basse fréquence. D'autre part, une oscillation parasite est rajoutée à plus haute fréquence. Ce n'est qu'après avoir enlevé entièrement ces dépôts, que nous avons retrouvé le même type de comportement que celui observé pour les autres mesures.

4.8 Conclusion

Un aspect important de ce travail réside dans la préparation d'échantillons destinés à être utilisés avec une géométrie de ligne microruban. Nous venons de présenter les techniques que nous avons utilisées. Par ailleurs, nous avons mis en évidence la reproductibilité du montage hyperfréquence et celle de la réponse hyperfréquence des échantillons.

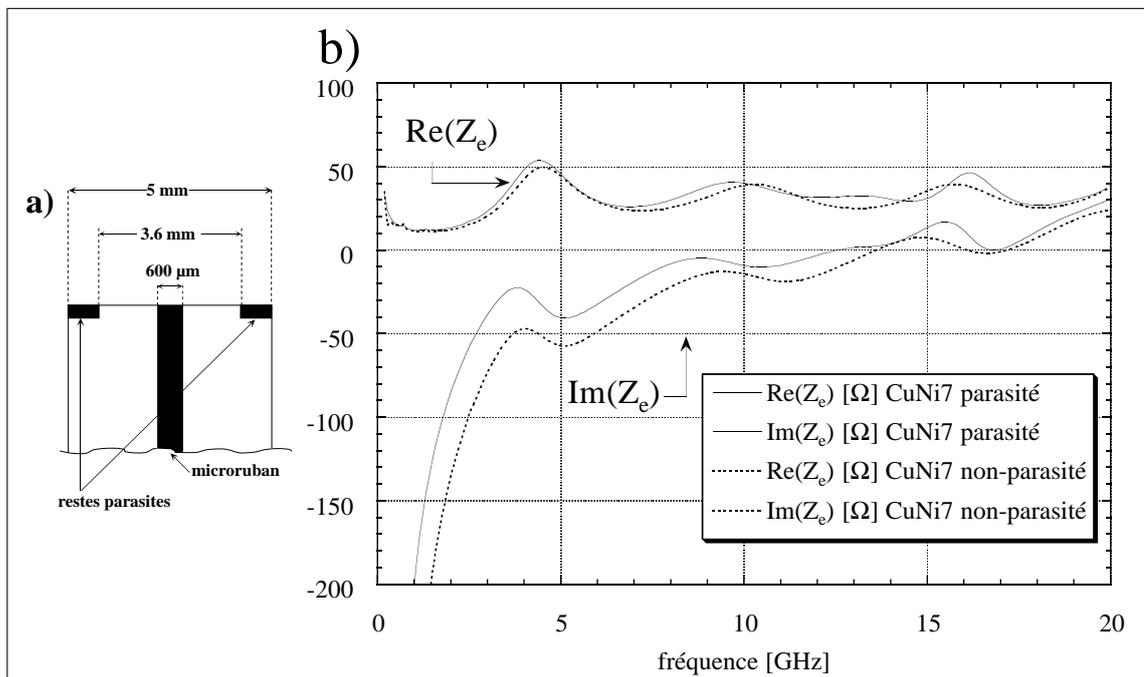


Figure 4.15: a) Les deux bouts de ligne venant des effets de bord lors de la lithographie (cf. paragraphe 4.5.2). b) Leur présence influence fortement sur le comportement de l'impédance d'entrée. Une fois les bouts enlevés les irrégularités dans l'impédance disparaissent.

5.1 Introduction

Ce chapitre concernant le traitement des données est divisé en deux parties. Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à la modélisation d'une ligne microruban métallique, puis supraconductrice. En utilisant le modèle électrique équivalent du dispositif, nous pourrons alors calculer l'impédance d'entrée $\bar{Z}_e(\nu)$ d'un échantillon métallique. Nous verrons que pour calculer $\bar{Z}_e(\nu)$ d'un échantillon supraconducteur, il faudra introduire un modèle qui décrit la conductivité.

La seconde partie sera consacrée au problème inverse : connaissant l'impédance d'entrée \bar{Z}_e nous chercherons à extraire les paramètres linéiques intrinsèques, à savoir \bar{Z}_l et \bar{Y}_l soient quatre inconnues (parties réelles et imaginaires de \bar{Z}_l et \bar{Y}_l) à partir de deux grandeurs mesurées. Heureusement, $\bar{Y}_l = (\tan \delta + j)\omega C_l$ ne dépend que de la structure géométrique (et surtout pas d'un éventuel état supraconducteur du ruban). Nous pourrons donc utiliser les formules développées dans la première partie de ce chapitre pour *calculer* \bar{Y}_l (sans avoir besoin d'un modèle pour la conductivité, bien entendu). Nous présenterons finalement les deux algorithmes que nous avons développés pour l'extraction de \bar{Z}_l et de la conductivité $\bar{\sigma}$.

5.2 Analyse d'une ligne microruban

Comme nous avons vu dans la figure 2.2, la structure d'une ligne microruban n'est pas homogène. En effet, les lignes du champ électromagnétique ne sont pas contenues entièrement dans le substrat.

Différentes méthodes ont été proposées pour l'analyse des lignes microrubans [70]. Elles se répartissent dans 3 groupes :

1. les méthodes quasi-statiques

2. les modèles de dispersion

3. et finalement, les méthodes d'analyses multimodes

- Dans les méthodes quasi-statiques, la propagation des ondes électromagnétiques est considérée comme purement T.E.M. Les caractéristiques du microruban sont alors déterminées à partir des capacités électrostatiques de la structure. Cette analyse s'est avérée adéquate pour des circuits travaillant à des fréquences inférieures à environ 5 GHz, où la largeur du ruban et la hauteur du substrat diélectrique sont beaucoup plus petites que la longueur d'onde dans le diélectrique.

- Dans le second groupe, les déviations à une propagation purement T.E.M. sont prises en compte d'une manière quasi-empirique. Quelques paramètres, que nous verrons dans le chapitre 5.4, sont déterminés de façon à reproduire le comportement de dispersion d'un microruban connu à partir des expériences (ou des solutions théoriques exactes).

- Les méthodes du dernier groupe tiennent compte de la nature hybride des modes de propagation ce qui oblige à passer directement par des champs électro-magnétiques et à résoudre les équations de propagation (cf. eqn. (2.1)). La solution des équations se fait ensuite numériquement par des méthodes de différences finies, des méthodes d'intégration ou la méthode de Galerkin. Mais ces méthodes, quoique très exactes, nécessitent un temps de calcul trop important.

Nous nous sommes donc basés sur les deux premiers types de méthodes pour traiter nos mesures. L'approche quasi-statique et les formules qui en découlent seront détaillées dans le paragraphe suivant. Dans le paragraphe 5.4, différents modèles de dispersion seront présentés.

5.3 Analyse quasi-statique par transformation conforme

Dans l'approche quasi-statique, l'impédance caractéristique effective Z_c^∞ et la constante diélectrique effective ε_{re} sont calculées à partir de deux capacités C_a et C_s : C_a est la capacité linéique de la structure du microruban où le diélectrique a été remplacé par de l'air; C_s est la capacité linéique avec le substrat diélectrique présent.

L'impédance caractéristique Z_c^∞ et la constante de phase β , c'est-à-dire ε_{re} , peuvent alors être exprimées à partir de C_a et C_s :

$$Z_c^\infty = \frac{1}{c_0 \sqrt{C_s C_a}} \quad (5.1)$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{C_s}{C_a}} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_{re}} \quad (5.2)$$

$$\text{où } \varepsilon_{re} = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_s}\right)^2 = \frac{C_s}{C_a} \quad (5.3)$$

λ_0 et λ_s sont respectivement les longueurs d'onde dans le vide et dans le substrat.

Pour le calcul de C_a et C_s on peut (entre autre) utiliser les transformations conformes. L'idée de base consiste à transformer la ligne microruban de largeur W sur un substrat de hauteur h et de constante diélectrique ε_r , en un condensateur à électrodes planes de largeur effective W_{eff} et de constante diélectrique effective ε_{re} (cf. FIG. 5.1).

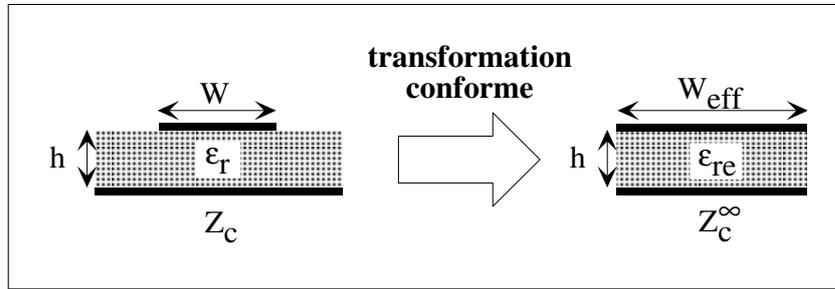


Figure 5.1: Principe d'une transformation conforme pour tenir compte de la géométrie inhomogène d'un microruban.

Pour ne pas rentrer trop dans les détails de la transformation conforme¹, nous ne présentons ici que les résultats obtenus par la méthode de Wheeler ([179, 180]), car c'est la plus communément utilisée. En définissant $u = W/h$ comme le rapport entre la largeur du ruban W et la hauteur du substrat h , on obtient pour la permittivité diélectrique effective ε_{re} :

$$\varepsilon_{re} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} F(u) \quad (5.4)$$

$$\text{avec } F(u) = \begin{cases} \left(1 + \frac{12}{u}\right)^{-1/2} + 0.04(1 - u)^2 & (u \leq 1) \\ \left(1 + \frac{12}{u}\right)^{-1/2} & (u \geq 1) \end{cases} \quad (5.5)$$

et pour l'impédance caractéristique effective Z_c^∞ :

¹Pour trouver plus d'information cf. [69] ou dans l'application pour un ruban supraconducteur cf. [27].

$$Z_c^\infty = \begin{cases} \frac{\eta_0}{2\pi\sqrt{\varepsilon_{re}}} \ln\left(\frac{8}{u} + 0.25u\right) & (u \leq 1) \\ \frac{\eta_0}{\sqrt{\varepsilon_{re}}} \{u + 1.393 + 0.667 \ln(u + 1.444)\}^{-1} & (u \geq 1) \end{cases} \quad (5.6)$$

avec $\eta_0 = 120 \pi [\Omega]$, l'impédance du vide.

Pour des calculs plus évolués, l'article de Hammerstad et Jensen [72] sert souvent de référence. Ils proposent des formules basées sur l'impédance caractéristique $Z_{c1}^{\infty,H}$ dans un milieu homogène et sur sa constante diélectrique effective ε_{re1} . Ces formules présentent le double avantage d'être valables pour n'importe quel rapport de $u = W/h$ et d'être à la base du logiciel de simulation SUPERCOMPACT. En les utilisant dans nos calculs, nous pouvons ainsi profiter des capacités d'optimisation de ce logiciel.

$$Z_{c1}^{\infty,H}(u) = \frac{\eta_0}{2\pi\sqrt{\varepsilon_{re}}} \ln\left(\frac{f(u)}{u} + \sqrt{1 + \left(\frac{2}{u}\right)^2}\right) \quad (5.7)$$

où

$$f(u) = 6 + (2\pi - 6) \exp\left[-\left(\frac{30.666}{u}\right)^{0.7528}\right]$$

avec pour la constante diélectrique effective :

$$\varepsilon_{re1}(u, \varepsilon_r) = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{10}{u}\right)^{-a(u).b(\varepsilon_r)} \quad (5.8)$$

où

$$a(u) = 1 + \frac{1}{49} \ln \frac{u^4 + (u/52)^2}{u^4 + 0.432} + \frac{1}{18.7} \ln \left(1 + \left[\frac{u}{18.1}\right]^3\right)$$

et

$$b(\varepsilon_r) = 0.564 \left[\frac{\varepsilon_r - 0.9}{\varepsilon_r + 3}\right]^{0.053}$$

Selon Hammerstad et Jensen, ces expressions auraient une précision supérieure à 0.2 % dans la gamme $\varepsilon_r \leq 128$ et $0.01 \leq u \leq 100$.

Notons que dans cette approche, l'épaisseur du ruban est négligée et l'analyse est restreinte à un microruban ouvert sans couverture.

5.3.1 Influence de l'épaisseur du ruban

5.3.1.1 Sur les lignes de champ

Nombre d'auteurs ont déjà reporté l'influence de l'épaisseur e sur la constante diélectrique (cf. [69] pour une liste non exhaustive des auteurs traitant ce sujet). Des formules simples ont d'abord été proposées par Bahl et Garg [9] et plus tard par Hammerstad et Jensen [72].

Les formules proposées par Bahl et Garg sont très proches de (5.4) et (5.6). En effet, ils tiennent compte de l'influence de l'épaisseur :

- en remplaçant le rapport W/h par W_e/h , avec e l'épaisseur du ruban où

$$\frac{W_e}{h} = \begin{cases} \frac{W}{h} + \frac{1.25}{\pi} \frac{e}{h} \left(1 + \ln \frac{4\pi W}{e} \right) & (W/h \leq 1/2\pi) \\ \frac{W}{h} + \frac{1.25}{\pi} \frac{e}{h} \left(1 + \ln \frac{2h}{e} \right) & (W/h \geq 1/2\pi) \end{cases} \quad (5.9)$$

- et en modifiant ε_{re} de la manière suivante ($\varepsilon_{re,e=0}$ étant calculé selon eqn. (5.4)) :

$$\varepsilon_{re,e} = \varepsilon_{re,e=0} - \frac{\varepsilon_r - 1}{4.6} \frac{e}{\sqrt{Wh}} \quad (5.10)$$

De la même manière, Hammerstad et Jensen [72] proposent des formules basées sur les expressions de Wheeler [180] pour corriger l'influence de l'épaisseur. Leurs modifications seraient plus précises pour des rubans étroits et des substrats à faible constante diélectrique.

Pour un milieu homogène (en supposant que le ruban soit entièrement enrobé par le diélectrique), la correction est :

$$\Delta u_h = \frac{e}{\pi} \ln \left(1 + \frac{4 \exp(1)}{e \coth^2 \sqrt{6.517 u}} \right) \quad (5.11)$$

et pour un milieu inhomogène, le facteur de correction est :

$$\Delta u_i = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{\cosh \sqrt{\varepsilon_r - 1}} \right) \cdot \Delta u_h \quad (5.12)$$

En définissant les largeurs corrigées $u_h = u + \Delta u_h$ et $u_i = u + \Delta u_i$, les effets de l'épaisseur sont finalement inclus dans (5.7) et (5.8) ce qui permet de déduire :

$$Z_c^{\infty,H}(u, e, \varepsilon_r) = Z_{c1}^{\infty,H}(u_i) \frac{\sqrt{\varepsilon_{re1}(u, \varepsilon_r)}}{\sqrt{\varepsilon_{re1}(u_i, \varepsilon_r)}} \quad (5.13)$$

$$\varepsilon_{re}(u, e, \varepsilon_r) = \varepsilon_{re1}(u_i, \varepsilon_r) \cdot \left[\frac{Z_{c1}^{\infty,H}(u_h)}{Z_{c1}^{\infty,H}(u_i)} \right]^2 \quad (5.14)$$

Dans notre géométrie, où $e \ll h$, l'influence de l'épaisseur sur les lignes de champ est pour tous les échantillons mentionnés dans ce manuscrit, inférieure à 0.1 % au maximum, dans le cas des deux modèles présentés plus haut.

5.3.1.2 Sur R_l et L_l

Dans ce paragraphe nous allons nous intéresser à l'influence de l'épaisseur finie du microruban sur l'inductance totale et la résistance totale de la ligne.

Rappelons rapidement que dans notre géométrie, l'impédance linéique totale \bar{Z}_l peut être décomposée comme suit :

$$\bar{Z}_l^{(tot)} = [R_{l,ruban} + R_{l,pdm}] + j\omega [L_{l,géo} + L_{i,ruban} + L_{i,pdm}] \quad (5.15)$$

$\bar{Z}_i = R_{l,ruban} + R_{l,pdm} + j\omega [L_{i,ruban} + L_{i,pdm}]$ représente l'impédance linéique interne du métal, donc du ruban et du plan de masse (pdm). Le terme inductif est dû au fait que le champ magnétique peut pénétrer jusqu'à la profondeur de peau δ_e dans le métal. L'énergie emmagasinée dans ce champ magnétique va augmenter l'inductance totale. Dans le cas d'un supraconducteur s'y rajoute en plus l'inductance cinétique (cf. paragraphe 2.5.1). $L_{l,géo}$ représente l'énergie emmagasinée dans le champ magnétique qui passe par le diélectrique¹.

L'idée proposée par Wheeler [178] et par Pucel [82] est de déduire $L_i = L_{i,ruban} + L_{i,pdm}$ de l'inductance totale externe (ou géométrique) de la ligne. Cela n'est bien sûr possible que dans le cas où une inductance externe peut être calculée. Wheeler et Pucel supposent alors qu'il s'agit d'une ligne en mode T.E.M. et que l'épaisseur du ruban e est supérieure à la profondeur de peau δ_e (de préférence quelques δ_e). Cela implique que R_l est égale à $L_i\omega$ (cf. eqn. (2.10)).

Mais dans notre géométrie, e n'est pas grand devant δ_e . En tenant compte de ce fait, Lee et Itoh [105] donnent finalement la formule suivante pour l'impédance interne \bar{Z}_i :

¹L'effet du champ électrique dans le diélectrique se trouve dans l'admittance linéique \bar{Y}_l (cf. paragraphe 2.2.1)

$$\bar{Z}_i = R_s G \frac{\sinh(x) + \sin(x)}{\cosh(x) - \cos(x)} - j R_s G \frac{\sinh(x) - \sin(x)}{\cosh(x) - \cos(x)} \quad (5.16)$$

avec

$$x = 2W e G / \delta_e \quad (5.17)$$

$$R_s = 1 / \sigma \delta_e \quad [\Omega] \quad : \text{ la résistance de surface} \quad (5.18)$$

$$\delta_e = 1 / \sqrt{\pi \mu_0 \mu_r \nu \sigma} \quad [\text{m}] \quad : \text{ profondeur de peau} \quad (5.19)$$

$$G = \frac{1}{\mu} \sum_i \frac{\partial L}{\partial n_i}, \text{ facteur géométrique de Wheeler/Pucel} \quad [m^{-1}] \quad (5.20)$$

$$W, e : \text{ largeur et épaisseur du ruban} \quad [\text{m}] \quad (5.21)$$

Remarquons au passage que G est indépendant de la fréquence. Les formules de Pucel que nous avons utilisées pour le calculer sont données en annexe (cf. Annexe A.2.1). Le formalisme de Pucel présente l'avantage de pouvoir calculer séparément les pertes et l'inductance interne dues au plan de masse par rapport à celles du ruban, contrairement par exemple aux formules de Gupta, où tous ces effets sont dans une seule formule [69, 70]. Dans le cas d'un supraconducteur dans notre géométrie, le facteur correctif $K_s = [W G]^{-1}$ (cf. paragraphe 2.2.1).

5.4 Analyse dispersive d'une ligne microruban

Comme nous l'avons déjà mentionné, la propagation dans une ligne microruban n'est pas purement T.E.M. L'impédance caractéristique ainsi que la constante diélectrique varient avec la fréquence.

C'est la raison pour laquelle de nombreux auteurs ont proposé des formules (empiriques) de dispersion. En 1973, Getsinger [58] a proposé l'analyse d'une structure géométrique différente de celle d'un microruban, mais également inhomogène avec les mêmes caractéristiques électriques qu'un microruban à fréquence nulle. La dispersion de cette structure peut être calculée analytiquement et ensuite être utilisée pour déduire un modèle de dispersion pour le microruban.

Sa forme générale est la suivante :

$$\varepsilon_{re}(\hat{\nu}) = \varepsilon_r - \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_{re}(0)}{1 + P(\hat{\nu})} \quad (5.22)$$

où ε_r est la constante diélectrique, $\varepsilon_{re}(0)$ la constante diélectrique effective d'après l'analyse quasi-statique, $\hat{\nu}$ une fréquence normalisée et $P(\hat{\nu})$ est une fonction empirique qui varie d'un auteur à l'autre et qui contient toute l'information sur l'influence de la fréquence.

Basées sur des mesures étendues d'impédance caractéristique entre 10 et 100 Ω sur des microrubans, Edwards et Owens [48] ont proposé trois ans plus tard des modifications pour améliorer les formules de Getsinger.

Nous allons ici comparer deux des propositions les plus récentes, faites l'une par Jansen et Kirschning en 1982 [86, 84], et l'autre par Kobayashi [90] en 1988. Dans la mesure où Kobayashi considère que les formules de Jansen et Kirschning ont la plus grande précision en comparaison avec des simulations, nous n'allons pas tenir compte des autres propositions.

Kobayashi ne calcule que la relation de dispersion pour la constante diélectrique. Donc pour avoir accès à toutes les caractéristiques du microruban, nous incluons, comme le propose Gupta [70], l'expression de Hammerstad [72] pour $Z_c(\nu)$.

Dans toutes les formules qui suivent, $\varepsilon_{re}(0)$ est la constante diélectrique calculée à fréquence nulle, c'est-à-dire dans le cas quasi-statique; ε_r est la constante diélectrique pour le matériau; $u = W/h$ est la largeur normalisée du ruban par rapport à la hauteur h du substrat; enfin, c_0 est la vitesse de la lumière dans le vide.

$$Z_c(\nu) = Z_c^\infty \sqrt{\frac{\varepsilon_{re}(0)}{\varepsilon_{re}(\nu)} \frac{\varepsilon_{re}(\nu) - 1}{\varepsilon_{re}(0) - 1}} \quad (5.23)$$

$$\varepsilon_{re}(\nu) = \varepsilon_r - \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_{re}(0)}{1 + (\nu/\nu_{50})^m} \quad (5.24)$$

m est une fonction de W/h . ν_{50} représente approximativement la fréquence à laquelle la valeur de $\varepsilon_{re}(\nu)$ vaut la moyenne entre la valeur quasi-statique $\varepsilon_{re}(0)$ et celle du matériau homogène ε_r . m et ν_{50} sont définis dans l'annexe A.2.2. Pour nos échantillons sur MgO ν_{50} vaut environ 70 GHz et pour les échantillons sur LaAlO₃ ν_{50} vaut environ 32 GHz, ce qui veut dire que les échantillons sur LaAlO₃ seront plus dispersifs.

Selon Kobayashi, ces formules ont une précision meilleure que 0.6 % pour $0.1 \leq u \leq 10$, $1 < \varepsilon_r \leq 128$ et pour n'importe quel rapport de h/λ_0 , où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide.

Regardons maintenant les formules proposées par Jansen et Kirschning [86, 84]. La

structure mathématique est identique à celle de l'équation (5.22), mais le terme correctif $P(\hat{\nu})$ est différent.

$$\varepsilon_{re}(\nu) = \varepsilon_r - \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_{re}(0)}{1 + P(\hat{\nu})} \quad (5.25)$$

$$Z_c(\nu) = Z_c^\infty \left(\frac{R_{13}(\varepsilon_{re}(\nu), \varepsilon_r)}{R_{14}(\varepsilon_{re}(0), \varepsilon_r)} \right)^{R_{17}(u, \varepsilon_r, \nu)} \quad (5.26)$$

où

$$P(\hat{\nu}, u, \varepsilon_r) = P_1(\hat{\nu}, u) P_2(\varepsilon_r) [(0.1844 + P_3(u, \hat{\nu}) P_4(\varepsilon_r)) 10 \hat{\nu}]^{1.5763} \quad (5.27)$$

Les paramètres P_1 à P_4 et R_1 à R_{17} sont obtenus en ajustant $\varepsilon_{re}(\nu)$ et $Z_c(\nu)$ par rapport aux résultats "exacts", obtenus numériquement. Dans la mesure où ils ne contiennent pas de physique, nous les donnons dans l'annexe A.2.3.

$\hat{\nu} = \nu[\text{GHz}] \times h[\text{cm}]$ est la fréquence normalisée en GHz.cm. Remarquons que $\hat{\nu} \sim h/\lambda_0$, où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide. En comparant ces formules avec des résultats de simulations numériques "exacts", les auteurs concluent qu'elles sont valables avec une précision meilleure que 0.6% dans la gamme de $0.1 \leq u \leq 100$, $1 \leq \varepsilon_r \leq 20$ et $0 \leq h/\lambda_0 \leq 0.13$.

La figure 5.2 montre le calcul dispersif de la constante diélectrique effective et de l'impédance caractéristique d'après Jansen (eqn. (5.25) et (5.26)) et d'après Kobayashi/Gupta (eqn. (5.24) et (5.23)). Nous avons choisi des configurations qui correspondent à nos échantillons supraconducteurs, notamment $\varepsilon_r = 10$ et $W/h = 2.4$ comme pour l'échantillon S22 et $\varepsilon_r = 20$ et $W/h = 1.2$ comme pour les échantillons C5 et W2 (cf. paragraphe 4.4). Quand on regarde $\varepsilon_r(\nu)$, il apparaît alors clairement que les échantillons à $\varepsilon_r = 20$ devraient montrer une plus forte dispersion que l'échantillon à $\varepsilon_r = 10$. Remarquons finalement que les variations relatives de $\varepsilon_r(\nu)$ sont légèrement plus importantes chez Jansen, tandis que les variations relatives de $Z_c(\nu)$ avec la fréquence sont un peu plus importantes chez Kobayashi.

Mais comment se manifesteront ces différences dans l'impédance d'entrée d'une ligne microruban ? Pour répondre à cette question, regardons le tableau 5.1. Il montre à nouveau pour deux valeurs de la constante diélectrique (MgO et LaAlO₃), le décalage calculé de la fréquence de résonance d'une ligne microruban dans une géométrie typique

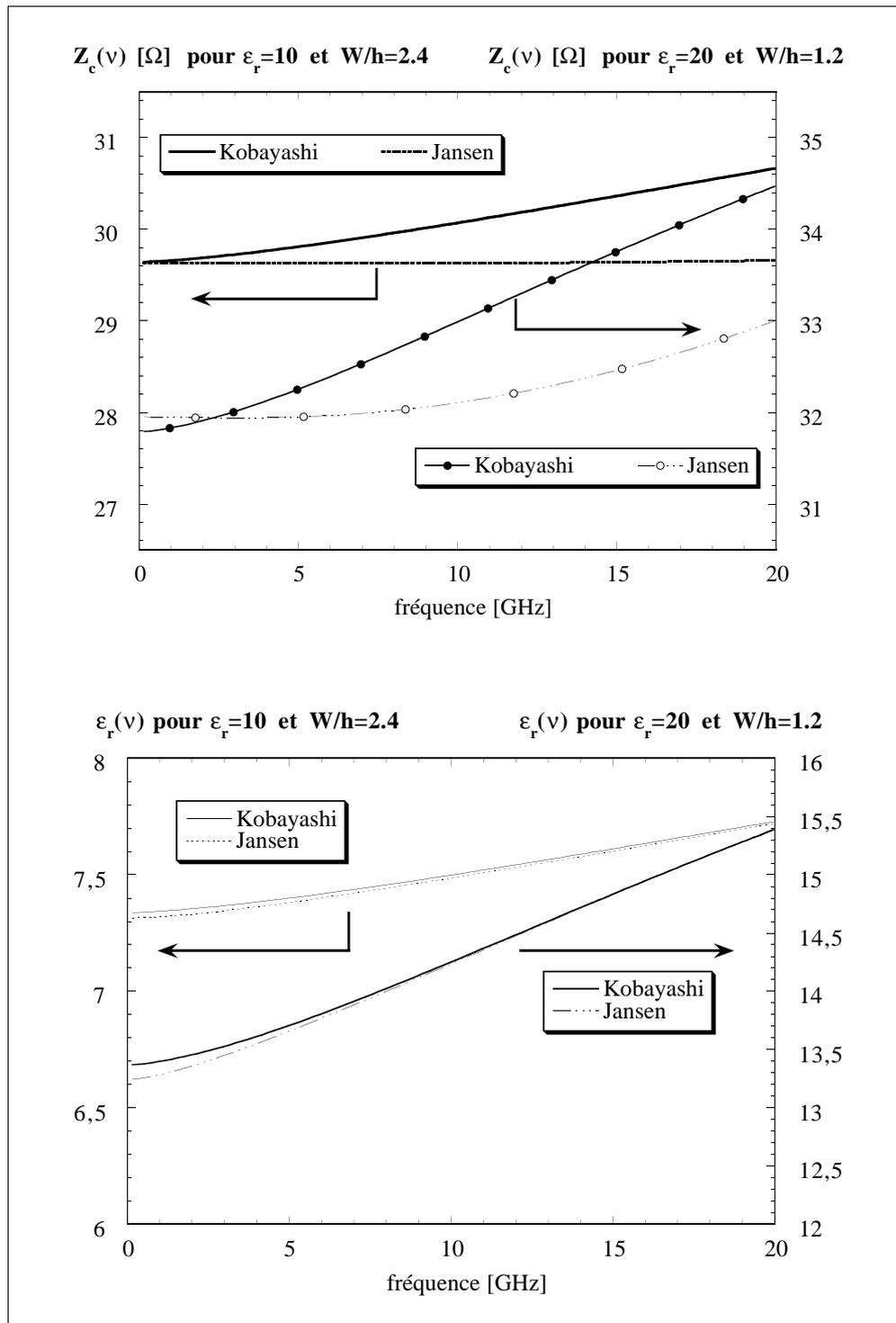


Figure 5.2: $Z_c(\nu)$ et $\epsilon_r(\nu)$ pour $\epsilon_r = 10$ et $\epsilon_r = 20$. Le rapport W/h correspond à nos configurations (2.4 pour MgO et 1.2 pour LaAlO₃).

pour ce mémoire. Il est clair que l'influence de la dispersion ne peut pas être négligée. Par contre les différences des deux modèles sur les fréquences de résonance, c'est-à-dire l'impédance d'entrée, sont si faibles, qu'il est impossible de séparer les modèles avec nos

$\varepsilon_r = 9.6$				
	sans dispersion	Kobayashi	Jansen	$\Delta(\text{Kobayashi-Jansen})$
ν_1 [GHz]	7.41	7.357	7.365	~ 0.1 %
ν_2 [GHz]	14.82	14.569	14.576	~ 0.7 %
$\varepsilon_r = 22.8$				
ν_1 [GHz]	5.05	4.979	4.987	~ 0.8 %
ν_2 [GHz]	15.15	14.356	14.358	~ 0.2 %

Table 5.1: Comparaison des fréquences de résonance d'une ligne microruban calculées sans tenir compte de la dispersion et selon les modèles de Kobayashi (eqn. (5.24)) et Jansen (eqn. (5.25)). Les deux modèles de dispersion sont d'après leurs auteurs exacts à 0.6 %. La différence entre les deux modèles, donnée dans la dernière colonne n'est donc pas significative.

mesures.

Nous avons donc opté pour le modèle de Jansen, puisqu'il nous permet de profiter des possibilités d'optimisation du logiciel Supercompact, même si ce dernier ne prend pas en compte l'effet du plan de masse et de l'inductance interne du microruban.

Ayant choisi un modèle de dispersion nous pouvons calculer l'admittance linéique \bar{Y}_l et l'impédance linéique \bar{Z}_l de la ligne microruban :

$$\bar{Y}_l = (\tan \delta + j)\omega C_l \quad \text{où} \quad C_l = \frac{\sqrt{\varepsilon_{re}(\nu)}}{c_0 Z_c(\nu)} \quad (5.28)$$

$$\bar{Z}_l = \bar{Z}_i + j\omega L_{l,géo}(\nu) \quad \text{où} \quad L_{l,géo}(\nu) = \frac{\sqrt{\varepsilon_{re}(\nu)} Z_c(\nu)}{c_0} \quad (5.29)$$

\bar{Z}_i est calculée d'après eqn. (5.16) et c_0 est la vitesse de la lumière dans le vide.

5.5 La supraconductivité dans une ligne microruban

L'analyse de l'impédance de surface que nous avons présentée au chapitre 2 (cf. eqn. (2.9)) peut être appliquée aux supraconducteurs à condition que ce supraconducteur ait un caractère local, c'est-à-dire que les variations du champ électro-magnétique se fasse sur une échelle de longueur beaucoup plus importante que celle des variations du paramètre d'ordre et celle de la relaxation des quasi-particules. Or ces longueurs sont respectivement la profondeur de pénétration λ , la longueur de cohérence ξ et le libre parcours moyen l_{lpm} . Dans un supraconducteur à haute température critique, nous avons $\lambda \gg \xi$ et $\lambda \gg l_{lpm}$ [176]. Nous pouvons alors utiliser l'eqn. (2.9), mais avec une conductivité qui devient complexe $\bar{\sigma} = \sigma_1 - j\sigma_2$. La partie imaginaire de $\bar{\sigma}$ est associée à l'accélération des paires de Cooper.

En mettant l'eqn. (2.27) dans l'eqn. (2.11) définie pour un métal normal nous obtenons :

$$\bar{Z}_s = \left[\frac{j\omega\mu_0}{\bar{\sigma}} \right]^{1/2} \coth(e[j\omega\mu_0\bar{\sigma}]^{1/2}) \quad (5.30)$$

Pour faire le lien entre l'impédance de surface \bar{Z}_s et l'impédance linéique \bar{Z}_l il suffit de prendre l'eqn. (2.12) et de rajouter les termes dus à la géométrie de la ligne. Le plan de masse étant métallique, il suffit de calculer son impédance interne \bar{Z}_i comme explicité au paragraphe 5.3.1. En prenant en compte les corrections géométriques (facteurs K_e et K_s , eux-mêmes déterminés à l'aide du modèle d'Itoh, cf. paragraphe 5.3.1), nous aboutissons à la formule :

$$\bar{Z}_l = R_{l,pdm} + j(\omega L_{l,géo} + \omega L_{i,pdm}) + G \left[\frac{j\omega\mu_0}{\bar{\sigma}} \right]^{1/2} \coth(eWG[j\omega\mu_0\bar{\sigma}]^{1/2}) \quad (5.31)$$

où les trois premiers termes sont dus à la géométrie, qui inclut le plan de masse (pdm) et le dernier terme est celui de la supraconductivité dans le ruban. Quand nous montrons lors de la présentation des résultats l'impédance linéique \bar{Z}_l , nous avons enlevé les effets du plan de masse qui sont de toute manière très petite.

Si nous voulons calculer l'impédance d'entrée d'une ligne supraconductrice, il nous faut connaître la dépendance de $\bar{\sigma} = \sigma_1 - j\sigma_2$ avec la fréquence. Cette dépendance n'est connue que dans deux cas extrêmes. A très haute température, alors que le supraconducteur se trouve dans l'état normal, $\bar{\sigma}(\nu) = 1/\rho_n$, c'est-à-dire la partie imaginaire est nulle et la partie réelle indépendante de la fréquence. A très basse température, nous avons vu (cf. paragraphe 2.5.1) que $\sigma_1 = const.$ et $\sigma_2 \propto 1/\nu$.

En nous avançant légèrement par rapport au problème inverse de l'extraction nous pouvons déjà discuter comment nous avons accès à la conductivité $\bar{\sigma}$ si \bar{Z}_l est connue.

Nous pouvons simplifier l'équation (5.31) puisque pour nos échantillons avec les températures auxquelles nous travaillons, la profondeur de pénétration $|\bar{\lambda}| = |(j\omega\mu_0\bar{\sigma})^{-1/2}|$ est beaucoup plus grande que l'épaisseur effective eWG du ruban. Nous pouvons alors développer la cotangente ce qui nous permet d'extraire $\bar{\sigma}$ de \bar{Z}_l de manière analytique. Après soustraction des effets du plan de masse nous avons finalement :

$$\bar{\sigma} = \left[eW(\bar{Z}_l - j\{\omega L_{l,géo} + \frac{eWG^2\omega\mu_0}{3}\}) \right]^{-1} \quad (5.32)$$

$L_{l,géo}$ est calculée d'après eqn. (5.29).

Il est important de noter que pour obtenir eqn. (5.32) nous avons *seulement* fait la supposition d'une supraconductivité locale. Lors de l'extraction de $\bar{\sigma}$ aucun modèle spécifique à la supraconductivité (comme le modèle London-bifluide) n'a été utilisé. Il suffit donc d'extraire \bar{Z}_l des mesures du coefficient de réflexion pour avoir un accès à la conductivité complexe du supraconducteur.

Un détail manque encore dans la description complète de l'échantillon : le modèle électrique équivalent du dispositif hyperfréquence.

5.6 Le modèle électrique équivalent

La figure 5.3 rappelle le modèle électrique équivalent tel que nous l'avons utilisé lors de la validation.

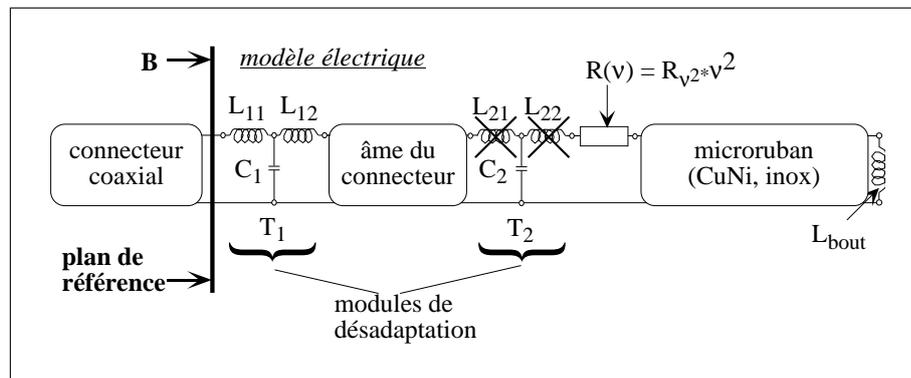


Figure 5.3: Rappel du modèle électrique équivalent.

Pour l'alléger, nous avons supprimé les deux inductances du second "T", qui étaient extrêmement petites (≈ 1 pH) et n'avaient donc aucune influence sur la modélisation. Les paramètres du premier "T", la capacité de désadaptation C_2 et l'inductance de bout ont été optimisés dans les limites physiquement attendues par rapport à une mesure à 95 K, donc au-dessus de la transition. Les inductances du "T" sont les mêmes que dans le cas des lignes en cupro-nickel, ce qui renforce la consistance de nos mesures. Le fait que la capacité soit différente peut s'expliquer par l'épaisseur différente du substrat. Il est important de noter que *tous* les autres paramètres ont été mesurés et n'étaient donc pas assujettis à l'optimisation.

Lors de la simulation des échantillons métalliques résistifs, nous avons introduit de façon ad hoc une résistance $R(\nu) = R_{\nu,2} * \nu^2$ pour obtenir un meilleur accord avec de la réponse fréquentielle.

Au moment où nous avons commencé à travailler avec des échantillons supraconducteurs, nous nous sommes rendu compte que nous pouvions améliorer l'accord entre la simulation et la mesure en mettant la résistance $R(\nu)$ *avant* l'âme du connecteur. Pour être sûrs qu'il ne s'agissait pas d'un effet lié à la supraconductivité, nous avons mesuré un microruban en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ doré à la température ambiante. Nous nous affranchissons ainsi des problèmes de la supraconductivité et des problèmes liés à la température.

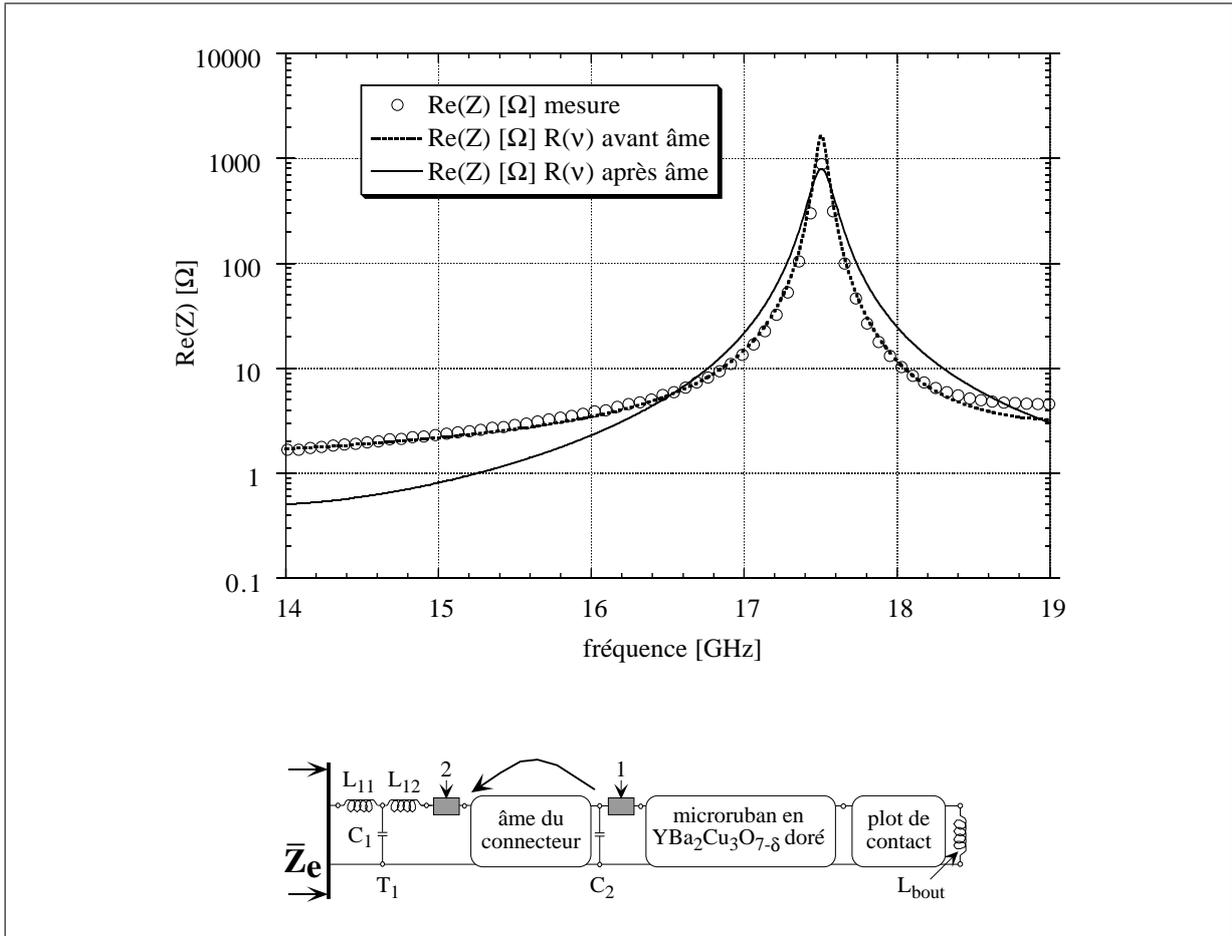


Figure 5.4: Mesure et simulations de la résistance d'entrée d'un microruban en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ doré à 300 K. Le schéma électrique utilisé pour la simulation indique l'emplacement de la résistance $R(\nu)$.

La figure 5.4 montre cette mesure avec des simulations où la résistance est placée avant ou après l'âme du connecteur. Dans les deux cas, nous avons optimisé la valeur de la résistance. Cela nous a conduit à des valeurs de $6 \cdot 10^{-21}$ et $2 \cdot 10^{-21} \Omega \text{ Hz}^{-2}$ pour $R(\nu) = R_{\nu 2}$ respectivement avant et après l'âme du connecteur. Il est clair que l'élargissement du pic de résonance est trop important quand la résistance est après l'âme (position 1). Cette variation n'était pas visible sur des rubans résistifs, car les pertes du ruban ont entièrement masqué ces différences.

Quand nous avons repris l'étude des supraconducteurs, avec une fois encore nettement moins de pertes que dans l'or à la température ambiante, il nous a fallu diminuer encore les pertes du modèle électrique à basses fréquences. Le meilleur moyen pour cela était de changer la dépendance en fréquence. Nous sommes donc passés à une dépendance cubique $R(\nu) = R_{\nu^3} * \nu^3 = 1.5 \cdot 10^{-31} \text{ } \Omega\text{Hz}^{-3}$. Mais les valeurs pour cette résistance restent très petites. Nous avons à 18 GHz $R_{\nu^3} = 0.87 \text{ } \Omega$. Nous sommes parfaitement conscients du fait que ce terme a été introduit de façon ad hoc, mais on pourrait l'intégrer dans un module "T" un peu plus élaboré que le "T" très simpliste du départ.

La figure 5.5 a) montre l'impédance d'entrée \bar{Z}_e d'un échantillon supraconducteur mesurée à basse température (79 K) sans champ magnétique, ainsi qu'une simulation en intégrant ou non R_{ν^3} avant l'âme du connecteur. Le modèle de la ligne supraconductrice est celui discuté au paragraphe 5.5 avec $\sigma_2 \propto 1/\omega$ et $\sigma_1 = \text{constant}$ comme attendu pour un supraconducteur de type London. Comme dans le cas du connecteur étudié (cf. paragraphe 3.5.4), ces variations sont suffisamment petites pour être invisibles tant que l'on ne regarde pas sur une échelle logarithmique. Nous avons également inclus (cf. FIG. 5.5 b) une mesure et sa simulation à 95 K ($> T_c$) pour montrer que le modèle électrique équivalent peut expliquer aussi bien des mesures à haute qu'à basse température, juste en changeant la conductivité du ruban supraconducteur.

Signalons que pour simuler l'asymétrie de $\text{Re}(Z)$ entre 5 et 15 GHz, d'autres hypothèses (telles que des pertes inhabituelles du plan de masse ou du diélectrique) ont été envisagées mais sans aucun succès.

Le tableau 5.2 propose les paramètres du modèle électrique équivalent utilisé lors du dépouillement des mesures de l'échantillon S22. Les paramètres en caractères gras ont été obtenus grâce à l'optimisation avec le logiciel Supercompact par rapport à une mesure à 95K.

Paramètres du modèle équivalent de S22	
T_1	$L_{11} : \mathbf{0.1 \text{ nH}}, C_1 : \mathbf{1 \text{ fF}}, L_{12} : \mathbf{0.1 \text{ nH}}$
R_{ν^3}	$\mathbf{5 \cdot 10^{-31} \Omega\text{Hz}^{-3}}$
microruban	$l : 1.1 \text{ mm}, e : 130 \text{ } \mu\text{m}, \rho : 0.5 \cdot 10^{-8} \text{ } \Omega\text{m}, W : 612 \text{ } \mu\text{m}, \varepsilon_r = 9.14$
C_2	$C_2 : \mathbf{40 \text{ fF}}$
microruban	$l : 3.53 \text{ mm}, e : 130 \text{ nm}, W : 612 \text{ } \mu\text{m}, \varepsilon_r = 9.14$
microruban	$l : 346 \text{ } \mu\text{m}, e : 300 \text{ nm}, \rho : 0.5 \cdot 10^{-8} \text{ } \Omega\text{m}, W : 612 \text{ } \mu\text{m}, \varepsilon_r = 9.14$
L_{bout}	$\mathbf{0.19 \text{ nH}}$

Table 5.2: Paramètres du modèle électrique, utilisé par la suite pour traiter l'échantillon supraconducteur S22. La hauteur du substrat est de $250 \text{ } \mu\text{m}$ et l'angle de perte $\tan \delta = 1.5 \cdot 10^{-5}$.

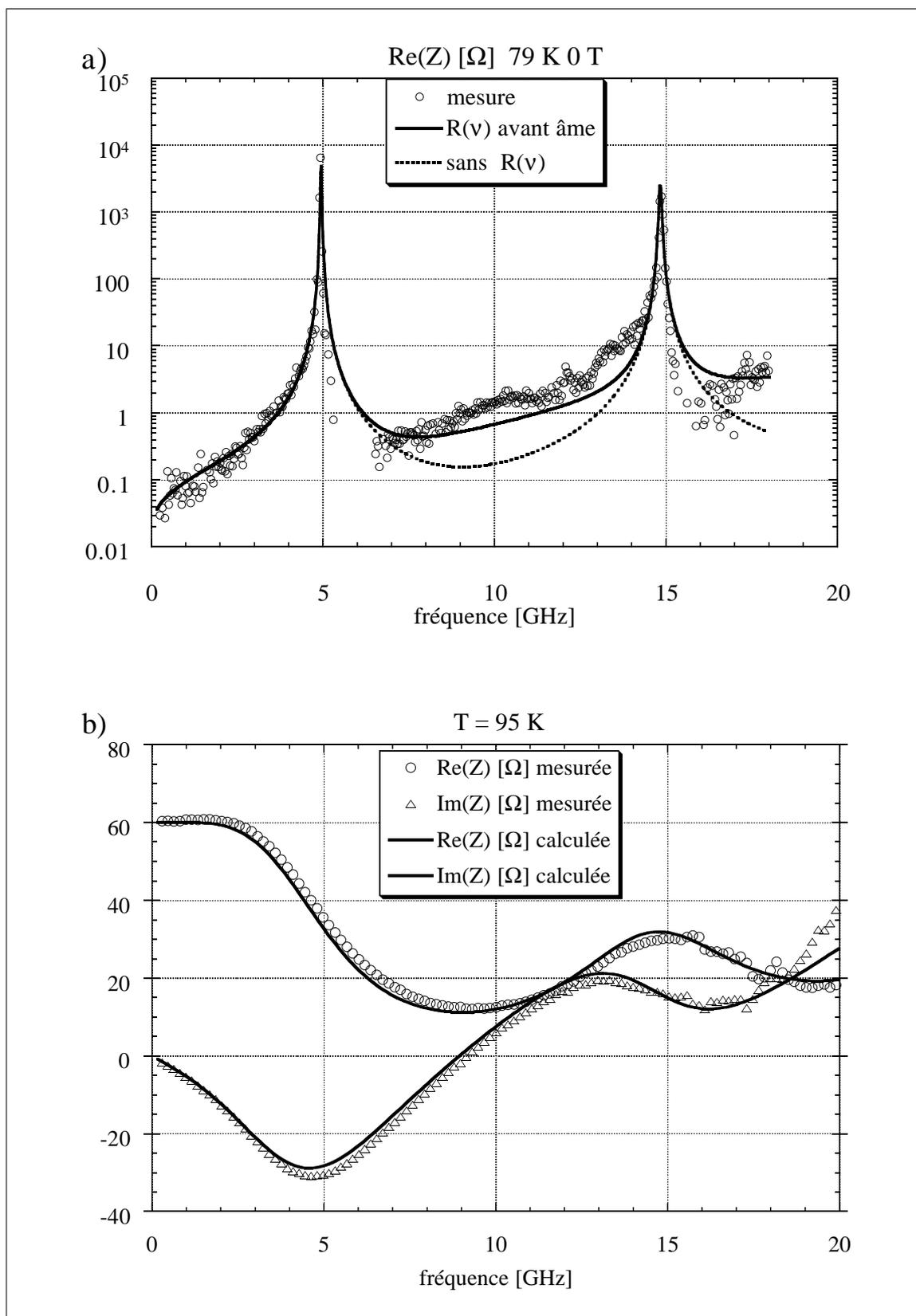


Figure 5.5: Mesure et simulation de \bar{Z}_e d'une ligne microruban supraconductrice à basse (a) et à haute (b) température. L'impédance $R_{\nu,3}$ est primordiale pour obtenir un bon accord à haute fréquence.

Le modèle ainsi obtenu peut aussi bien décrire un échantillon supraconducteur à basse qu'à haute température. Il est important de noter que *tous* les éléments (mise à part $R(\nu)$) ont une réalité physique.

5.7 Détermination de \bar{Z}_l pour un quadripôle inconnu.

Après avoir présenté les formules analytiques ainsi que le modèle électrique équivalent du dispositif, qui nous permettent de calculer l'impédance d'entrée de l'échantillon, nous allons dans cette seconde partie du 5. chapitre développer le problème inverse. Nous allons donc décrire la démarche que nous avons suivie pour extraire l'impédance linéique \bar{Z}_l à partir du coefficient de réflexion $\bar{\Gamma}$ obtenu après l'étalonnage à basse température pour nos lignes microrubans supraconductrices. Rappelons qu'une fois \bar{Z}_l connue nous pouvons calculer analytiquement la conductivité complexe $\bar{\sigma}$ grâce à l'eqn. (5.32).

Au départ, il faut connaître l'impédance d'entrée du ruban \bar{Z}'_e (cf. FIG. 5.6). Elle est déterminée via un calcul de déplacement du plan d'étalonnage analogue à celui effectué pour enlever les éléments distribués dans les "Pseudo"-étalons (cf. paragraphe 3.5.4, page 48) mis à part que les quadripôles intervenant changent. Ici les quadripôles sont le module T, $R_{\nu,3}$, l'âme du connecteur et la capacité de désadaptation C_2 . Nous n'allons donc pas approfondir ce point et nous supposons pour la suite que \bar{Z}'_e soit connue.

Discutons donc la fonction qui lie \bar{Z}'_e et \bar{Z}_l . Nous verrons que la détermination de \bar{Z}_l nécessitera l'utilisation de méthodes numériques qui seront détaillées aux annexes A.3.1 et A.3.3.

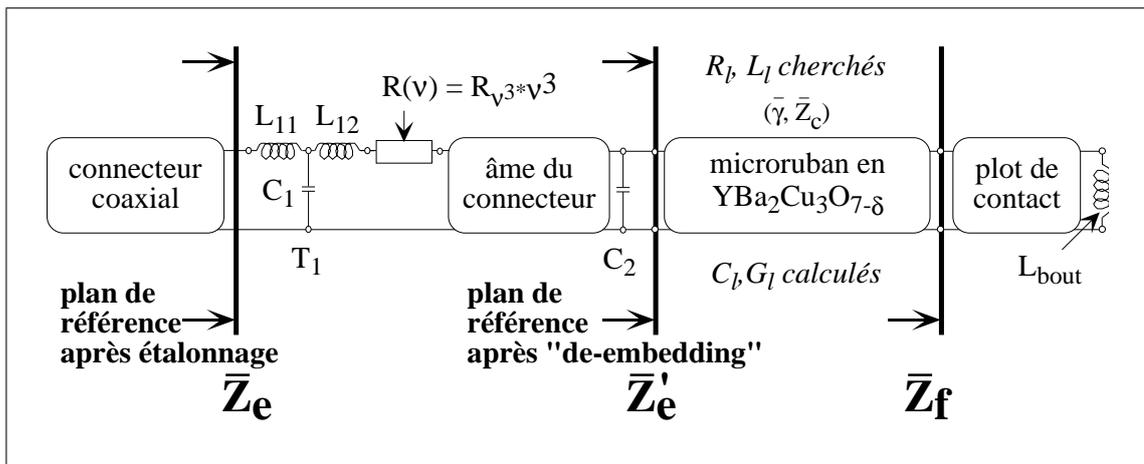


Figure 5.6: Modèle électrique d'un échantillon supraconducteur. Le plot de contact en or est nécessaire pour permettre la micro soudure de fils en aluminium. L'impédance d'entrée \bar{Z}'_e est obtenue en déplaçant le plan de l'étalonnage basse température par le calcul en utilisant les quadripôles indiqués, à savoir le module T, $R_{\nu,3}$, l'âme du connecteur et la capacité de désadaptation C_2 . \bar{Z}_f est l'impédance d'entrée des éléments en bout de la ligne supraconductrice, autrement dit l'impédance de sortie du ruban.

5.7.1 Mise en équation du problème.

Nous partons de l'équation (2.6), où nous remplaçons \bar{Z}_e par \bar{Z}'_e et \bar{Z}_r par \bar{Z}_f pour adapter la notation à la géométrie présentée dans la figure 5.6. Un calcul simple nous donne alors la relation suivante au niveau de l'échantillon :

$$\bar{Z}'_e = \bar{Z}_c \left(1 + \frac{\bar{Z}_f - \bar{Z}_c}{\bar{Z}_f + \bar{Z}_c} e^{-2\bar{\gamma}l}\right) / \left(1 - \frac{\bar{Z}_f - \bar{Z}_c}{\bar{Z}_f + \bar{Z}_c} e^{-2\bar{\gamma}l}\right) \quad (5.33)$$

où \bar{Z}'_e et \bar{Z}_f désignent respectivement les impédances d'entrée et de sortie au niveau de l'échantillon. \bar{Z}_f est calculée à partir des éléments indiqués dans la figure 5.6.

Nous cherchons à déterminer l'impédance linéique de l'échantillon, c'est-à-dire $\bar{Z}_l = R_l + j L_l \omega$, puisqu'elle contient toutes les informations concernant la supraconductivité. Les seules variables qui dépendent de \bar{Z}_l sont $\bar{\gamma}$ et \bar{Z}_c (cf. paragraphe 2.2).

On pourrait alors remplacer $\bar{\gamma}$ et \bar{Z}_c par leurs valeurs, à savoir:

$$\bar{Z}_c^2 = \frac{\bar{Z}_l}{\bar{Y}_l} \quad \text{et} \quad \bar{\gamma}^2 = \bar{Z}_l \cdot \bar{Y}_l \quad (5.34)$$

avec $\bar{Y}_l = (\tan \delta + j) \omega C_l$, calculé à partir du modèle électrique pour un microruban (cf. eqn. (5.29)).

Mais cela poserait un problème mathématique de taille car dans \mathbb{C} , la racine carrée est une fonction multiforme. C'est pourquoi nous avons choisi d'écrire l'eqn. (5.33) avec la variable $\bar{\gamma}$.

Utilisant l'eqn. (5.34) nous pouvons écrire l'équation (5.33) :

$$(\bar{Y}_l \cdot \bar{Z}_f - \bar{\gamma})(\bar{Y}_l \cdot \bar{Z}'_e + \bar{\gamma}) e^{-2\bar{\gamma}l} = (\bar{Y}_l \cdot \bar{Z}'_e - \bar{\gamma})(\bar{Y}_l \cdot \bar{Z}_f + \bar{\gamma}) \quad (5.35)$$

Cela nous donne à une fréquence ν fixée :

$$\bar{f}_\nu(\bar{\gamma}) = (\bar{Y}_l \cdot \bar{Z}_f - \bar{\gamma})(\bar{Y}_l \cdot \bar{Z}'_e + \bar{\gamma}) e^{-2\bar{\gamma}l} - (\bar{Y}_l \cdot \bar{Z}'_e - \bar{\gamma})(\bar{Y}_l \cdot \bar{Z}_f + \bar{\gamma}) \quad (5.36)$$

\bar{f}_ν est une fonction transcendante de variable complexe $\bar{\gamma}$ et nous ne pouvons pas résoudre algébriquement $\bar{f}_\nu(\bar{\gamma}) = 0$. Nous sommes donc obligés d'utiliser des méthodes numériques, qui seront exposées dans les annexes A.3.1 et A.3.3. Mais étudions d'abord \bar{f}_ν .

5.7.2 Etude de \bar{f}_ν

La fonction \bar{f}_ν est holomorphe sur \mathbb{C} par rapport à $\bar{\gamma}$ à fréquence ν fixée. Nous cherchons l'ensemble Ω_ν des $\bar{\gamma}$ qui sont des zéro de \bar{f}_ν , c'est-à-dire des solutions de l'eqn. (5.33) :

$\Omega_\nu = \{\bar{\gamma} \in \mathbb{C}, \text{ tel que } \bar{f}_\nu(\bar{\gamma}) = 0\}$. Remarquons que le zéro du plan complexe fait partie des solutions ($0_{\mathbb{C}} \in \Omega_\nu$).

\bar{f}_ν présente une infinité de zéros. L'infinité de zéros provient du fait que la fonction exponentielle est 2π -périodique en partie imaginaire, et qu'elle prend toutes les valeurs de \mathbb{C} sur ce domaine. Ainsi, sur une période, l'exponentielle prend au moins une fois la valeur de la fraction rationnelle de l'équation (5.33), d'où l'existence par période d'au moins une solution à notre équation.

Cependant, il n'y a pas de problème pour trouver la bonne solution de notre équation, car nous attendons un comportement quasi-linéaire à basse fréquence. Le premier élément de module non-nul est donc la solution physique que nous cherchons.

\bar{f}_ν ne présente pas d'autres propriétés intéressantes qui nous permettraient de trouver plus facilement la solution de l'équation (5.36). Nous avons donc implémenté deux méthodes numériques différentes. La première, basée sur l'algorithme de Newton/Raphson [144], est rapide – quelques secondes de calcul pour 1601 fréquences sur un Macintosh récent (cf. annexe A.3.1). Elle nous permet de suivre le développement en fréquence d'une seule solution. En choisissant les conditions initiales pour les basses fréquences proches de zéro, nous pouvons espérer calculer uniquement la solution physique. Le fait que le modèle électrique ne correspond pas à 100 % à la réalité physique, entraîne que la solution calculée peut s'éloigner de la solution physique (cf. annexe A.3.2). Nous avons donc implémenté un deuxième calcul basé cette fois sur le calcul des résidus (cf. annexe A.3.3). Il nous permet de calculer toutes les solutions de l'eqn. (5.36) dans un rectangle déterminé du plan complexe.

5.8 Test du logiciel de traitement

Il est indispensable de tester le bon fonctionnement du traitement informatique, qui nous renseignera aussi sur la résolution maximale que nous pouvons atteindre en \bar{Z}_l avec ce type d'étalonnage sous des conditions idéales (300 K et une longueur réduite du câblage de connexion).

Pour ce test, nous avons utilisé un système modèle simple (à savoir un adaptateur de haute précision femelle-femelle APC 3.5), dont nous connaissons très précisément les caractéristiques géométriques. Avec ce modèle nous pouvons donc évaluer théoriquement \bar{Z}_l puis comparer les résultats calculés avec le logiciel de traitement aux valeurs théoriques attendues.

• Calculons d'abord les valeurs théoriques pour l'inductance linéique L_l et la capacité linéique C_l . Dans un câble coaxial de haute précision (c'est-à-dire idéal), L_l et C_l sont données par les formules (5.37) et (5.38) (cf. par exemple [35]).

$$L_l = 2 \cdot 10^{-7} \ln \left(\frac{d_{diel}}{d_{ame}} \right) \left[\frac{H}{m} \right] \quad (5.37)$$

$$C_l = 5.5 \cdot 10^{-11} \frac{\varepsilon_r}{\ln \left(\frac{d_{diel}}{d_{ame}} \right)} \left[\frac{F}{m} \right] \quad (5.38)$$

où d_{diel} et d_{ame} sont respectivement les diamètres du diélectrique et de l'âme, et ε_r est la constante diélectrique du diélectrique dans le câble coaxial.

Sachant qu'il s'agit d'un adaptateur de type APC 3.5, $\varepsilon_r \approx 1$ (cf. FIG. 3.5). Les valeurs théoriques sont alors :

$$L_l = 1.668 \cdot 10^{-7} \left[\frac{H}{m} \right] \quad \text{et} \quad C_l = 6.594 \cdot 10^{-11} \left[\frac{F}{m} \right] \quad (5.39)$$

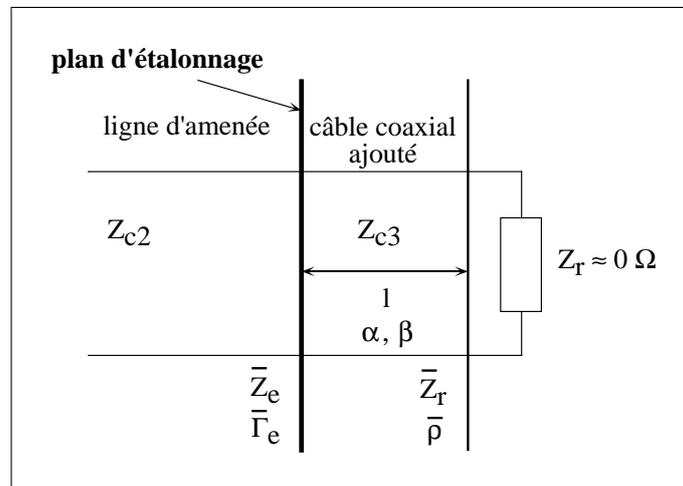


Figure 5.7: Schéma équivalent pour le test du logiciel de traitement des mesures, montrant les paramètres intrinsèques de la ligne coaxiale (à savoir α , β et l) et les paramètres mesurables (à savoir $\bar{\Gamma}_e$ et $\bar{\rho}$).

• Regardons maintenant le traitement numérique des données expérimentales. Pour résoudre l'éqn. (2.6), il faut connaître la longueur de la ligne mesurée. Pour cela, nous calculons de manière analytique (le calcul est détaillé dans [12]) le coefficient de réflexion $\bar{\Gamma}_e$ (correspondant à l'impédance d'entrée \bar{Z}_e , cf. FIG. 5.7) d'une impédance $\bar{Z}_r = 0$ (dans notre expérience nous avons utilisé une impédance court-circuit de RADIALL) :

$$\text{Im}\bar{\Gamma}_e = \frac{Z_{c3} - R_r}{Z_{c3} + R_r} e^{-2\alpha l} \frac{\sin(2\beta l)}{1 - 2\theta \frac{Z_{c3} - R_r}{Z_{c3} + R_r} e^{-2\alpha l} \cos(2\beta l)} \quad (5.40)$$

$$\text{avec } \theta = \frac{Z_{c3} - Z_{c2}}{Z_{c3} + Z_{c2}} \quad (5.41)$$

Dans ce calcul, nous avons négligé la partie imaginaire X_r du court-circuit \bar{Z}_r par rapport à sa partie réelle R_r . Nous en déduisons alors que, pour $Z_{c3} \neq R_r$:

$$\text{Im}\bar{\Gamma}_e = 0 \quad \iff \quad 2\beta l = n\pi \quad (5.42)$$

Utilisant les équations (5.37), (5.38) et (2.4) dans le cas des faibles pertes, nous savons que

$$\beta l = \frac{\sqrt{\varepsilon_r} \omega}{c_0} l \quad (5.43)$$

En enregistrant l'évolution de $\bar{\Gamma}_e$ avec la fréquence, nous relevons la fréquence pour laquelle $\text{Im}\bar{\Gamma}_e = 0$. Utilisant l'eqn. (5.42) et l'eqn. (5.43), nous trouvons alors directement la longueur électrique $\sqrt{\varepsilon_r} l$ de l'élément mesuré. Elle vaut 28.38 mm dans le cas de ce modèle.

Finalement, en utilisant la valeur indiquée dans l'eqn. (5.39) pour la capacité linéique et la longueur du dispositif mesurée précédemment, nous obtenons avec notre logiciel de traitement (cf. FIG. 5.8) l'inductance linéique suivante :

$$(L_l)_{exp} = 1.68 \cdot 10^{-7} \left[\frac{H}{m} \right] \quad \text{à comparer à} \quad (L_l)_{théo} = 1.668 \cdot 10^{-7} \left[\frac{H}{m} \right]$$

La petite différence entre la valeur théorique et la valeur expérimentale provient à notre avis de la présence de films de Kapton dans l'adaptateur qui tiennent l'âme. Il serait suffisant d'augmenter ε_r de 1 % pour trouver la valeur mesurée, mais il est difficile d'évaluer ε_r d'une manière précise.

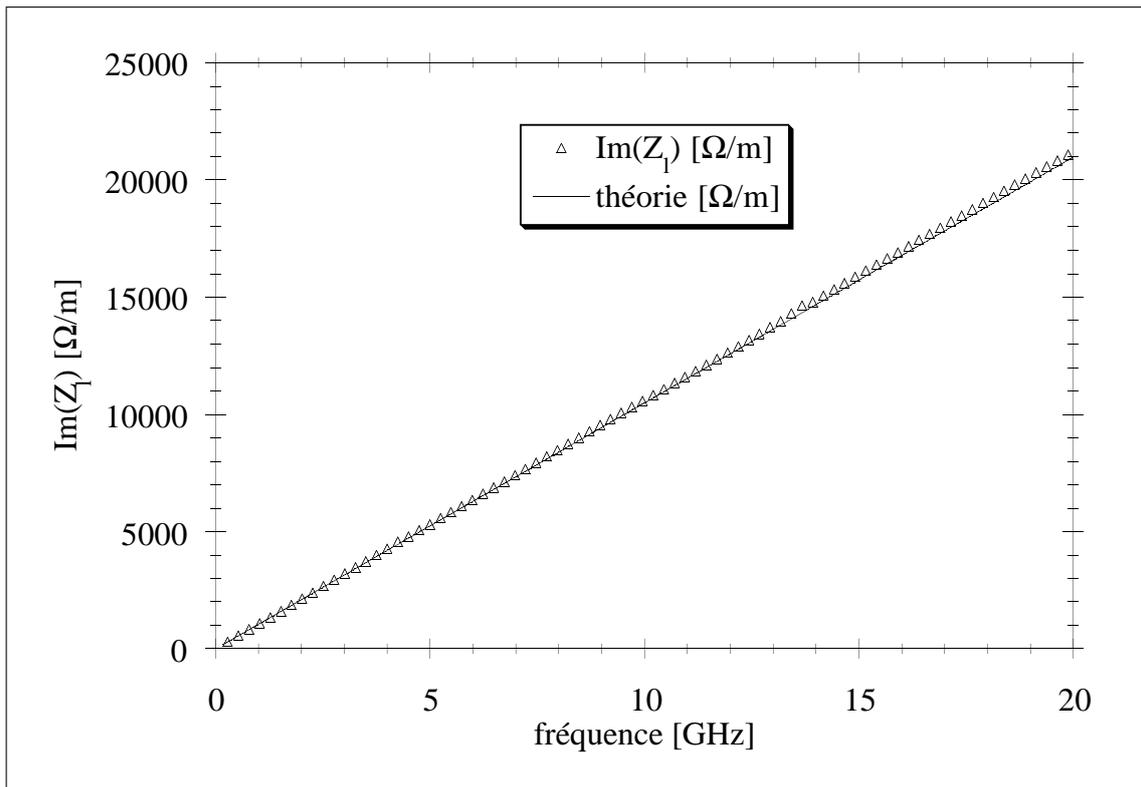


Figure 5.8: Test du logiciel de traitement : Comparaison pour un adaptateur femelle-femelle APC 3.5 entre la mesure (Δ) de $\text{Im}\bar{Z}_1$ et son calcul (—) selon l'équation (5.37).

5.9 Conclusion

Ce chapitre termine la présentation des aspects techniques de ce mémoire. Nous venons de présenter le modèle électrique de la ligne microruban supraconductrice et le modèle électrique équivalent du dispositif hyperfréquence. Ces deux modèles sont essentiels, aussi bien pour la simulation de l'impédance d'entrée d'un échantillon monté sur le porte-échantillon que pour le problème inverse, c'est-à-dire pour l'extraction des paramètres intrinsèques linéiques à partir de la mesure de l'impédance d'entrée. Comme nous l'avons indiqué, tous les éléments qui constituent le modèle électrique du dispositif (excepté $R(\nu)$) ont une réalité physique claire.

Nous avons montré que ce modèle relativement simple est bien représentatif des mesures, aussi bien à haute qu'à basse température. Nous attendons donc que les changements rencontrés entre ces deux températures extrêmes soient dus aux changements dans la conductivité $\bar{\sigma}$.

Nous avons finalement donné les algorithmes utilisés pour l'extraction de \bar{Z}_l et $\bar{\sigma}$, et nous avons discuté de l'importance que peuvent avoir les erreurs dans le modèle électrique.

6.1 Introduction

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, la physique des vortex dans les supraconducteurs à haute température critique présente une grande complexité. Pour faciliter la lecture de ce manuscrit, nous allons aborder, dans la première partie de ce chapitre, seulement les aspects théoriques directement liés au travail de ce mémoire, puis donner dans la seconde partie une revue des travaux expérimentaux publiés par d'autres auteurs. Le but de ce chapitre est double : d'un côté, il doit fournir les clefs nécessaires à la compréhension et à l'analyse de nos résultats expérimentaux en tentant d'en donner une vision claire et synthétique; de l'autre côté, l'état des lieux au niveau expérimental nous permettra de situer nos mesures par rapport aux travaux effectués par d'autres équipes. Ces résultats vont nous conduire à plusieurs questions auxquelles nous tenteront de répondre par la suite.

6.2 Théorie des fluctuations dans une transition de phase du second ordre

Dans une transition de phase du second ordre, la conductivité en courant continu (dc) ne passe pas de manière discontinue de sa valeur dans l'état normal à l'infini (comme attendu dans une théorie de champ moyen). Mais des fluctuations du paramètre d'ordre peuvent créer des paires de Cooper évanescents légèrement au-dessus de T_g ¹, comme discuté d'abord par Aslamazov et Larkin [7]. Lorsque la température est abaissée, il y a apparition des fluctuations qui augmentent la conductivité au-dessus de T_g . Aslamazov et Larkin ont montré que la conductivité dc diverge au-dessus de la température de transition

¹Pour éviter une confusion avec la température critique thermodynamique T_c , nous appelons cette température T_g .

comme :

$$\sigma \sim \xi_g^{4-d} \quad (6.1)$$

où d est la dimension de la transition et ξ_g la longueur de corrélation qui diverge dans une théorie de champ moyen en fonction de la température selon : $\xi_g \sim |T/T_g - 1|^{-0.5}$. Ce terme doit donc être rajouté à la conductivité due aux quasiparticules non-appariées au-dessus de T_g .

Fisher, Fisher et Huse (FFH) [51] vont plus loin dans cette approche. Ils proposent une théorie générale de lois d'échelle proche d'une transition de phase du second ordre. Avant de présenter brièvement leur argumentation et les résultats importants nous concernant, il est important de préciser que leur théorie va au-delà ces quelques lignes de présentation.

Pour des températures $T < T_g$, la conductivité linéaire, c'est-à-dire la conductivité dans la limite $I \rightarrow 0$ est :

$$\sigma(\omega) \sim \rho_s / (-i\omega) \quad (6.2)$$

où ρ_s est la densité superfluide. A l'approche de la transition, la longueur de corrélation diverge comme :

$$\xi_g \sim |T - T_g|^{-\nu_s} \quad (6.3)$$

La densité superfluide ρ_s est proportionnelle à ξ_g^{2-d} et le ralentissement critique de la dynamique du système se traduit par la divergence du temps de relaxation du paramètre d'ordre $\tau \sim \xi_g^{z_s}$. Les exposants ν_s et z_s qui interviennent sont appelés respectivement exposants critiques "statique" et "dynamique".

En mettant les différentes dépendances dans l'eqn. (6.2), nous trouvons la proportionnalité suivante pour σ :

$$\sigma(\omega) \approx \xi_g^{2-d+z_s} \mathcal{S}_{\pm}(\omega \xi_g^{z_s}) \quad (6.4)$$

$\mathcal{S}_{\pm}(x)$ sont des fonctions universelles de loi d'échelles au-dessus (+) et au-dessous (-) de la température critique. A part dans le cas des fluctuations gaussiennes, on ne peut pas calculer ces fonctions explicitement. Dans la théorie de champ moyen avec des fluctuations gaussiennes, c'est-à-dire des fluctuations purement relaxatoires qui n'interagissent pas entre elles, $z_s = 2$ et $\nu_s = 0.5$ [45], ce qui rejoint le résultat d'Aslamazov et Larkin [7].

Dorsey [45] a fait remarquer que le module et la phase étaient liés par une relation de Kramers-Krönig, la conductivité étant une fonction de réponse causale. Cela lui a permis de calculer directement les exposants pour la phase et le module de la conductivité à T_g :

$$\begin{aligned}
|\sigma(\omega)| &\sim c|\omega|^{-\frac{2-d+z_s}{z_s}} \\
\Phi_\sigma(\omega\xi_g^{z_s}) &= \frac{\pi}{2} \left[\frac{2-d+z_s}{z_s} \right] \text{sgn}(\omega\xi_g^{z_s})
\end{aligned} \tag{6.5}$$

Nous nous attendons donc à avoir une phase Φ_σ qui augmente avec la fréquence tant que $T > T_g$, qui est indépendante de la fréquence pour $T = T_g$, et qui diminue avec la fréquence pour $T < T_g$. L'eqn. (6.5) montre en outre qu'une analyse de σ à température constante en fonction de la fréquence nous donne un accès direct à l'exposant critique dynamique z_s , si on connaît la dimensionnalité d du système. Ce résultat se laisse vérifier par l'exposant du module de σ , qui est également lié à z_s .

En traçant donc $|\bar{\sigma}(\omega)| \cdot |T - T_g|^{\nu_s(2-d+z_s)}$ et Φ_σ en fonction de $|T - T_g|^{\nu_s z_s}$ nous voyons alors se dessiner les fonctions universelles $\mathcal{S}_\pm(x)$.

Dans la mesure où ces lois d'échelles s'appliquent aux fluctuations, il faut préciser une gamme de températures pour lesquelles cette théorie peut être utilisée. En d'autres mots, cela revient à définir la température qui marque le passage d'un régime régi par des fluctuations à un régime de champ moyen selon Ginzburg-Landau. Fisher *et al.* donnent comme ordre de grandeur $|T - T_g| \lesssim 10^{-2} - 10^{-1}$ pour l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, mais ils précisent qu'il y a une ambiguïté considérable concernant la définition de la région critique. Plus le matériau est anisotrope, plus cette région sera attendue large.

Notons que des lois d'échelles similaires sont prédites pour la conductivité non-linéaire définie par $\mathbf{J} = \sigma(E)\mathbf{E}$, où $\sigma(E = 0)$ est la conductivité linéaire discutée en haut, \mathbf{J} la densité de courant et \mathbf{E} le champ électrique.

6.2.1 Le modèle du verre de vortex

Le travail de Larkin et Ovchinnikov (cf. paragraphe 2.8.2) montre que la présence de centres de piégeage - même en petit nombre - détruit l'ordre à long portée du réseau de vortex en dehors du volume de cohérence V_c , à l'intérieur duquel il existe un ordre à courte portée. Suite aux remarques du paragraphe 2.8.2, on peut alors se demander s'il existe une transition de phase à une température T_{VG} bien définie, qui sépare une phase de liquide de vortex avec une résistance linéaire¹ finie, d'une phase solide de verre de vortex avec une résistance linéaire nulle.

La théorie générale de la transition de phase du second ordre présentée au para-

¹La résistance linéaire est la limite de R pour $I \rightarrow 0$.

graphe 6.2 a été appliquée par Fisher *et al.* aux transitions de phase dans la matière vortex. Ils prédisent alors un état vitreux, appelé “verre de vortex”. Le désordre ponctuel détruit la cohérence topologique au-dessus d’une certaine échelle de longueur qui est R_c , la longueur de la théorie de Larkin et Ovchinnikov et mène ainsi à un état amorphe. Cela signifie que le module du paramètre d’ordre perd sa cohérence pour des longueurs supérieures à R_c . Par contre, de manière analogue aux verres de spins [16], la phase du paramètre d’ordre conserve une cohérence même pour des échelles de longueurs supérieures à R_c . Cette particularité fait du verre de vortex une phase fondamentalement différente de celle implicitement décrite dans la théorie du piégeage collectif de Larkin et Ovchinnikov. C’est par ses propriétés des transport que cette phase est le mieux caractérisée. Rappelons que l’on peut tester les prédictions de la théorie du verre de vortex, soit par des mesures de $\rho(j)$, soit par des mesures de la conductivité (susceptibilité) alternative $\sigma(\omega)$.

La transition verre de vortex/liquide de vortex est souvent observée aujourd’hui dans les couches minces de supraconducteurs à haute température critique pour des mesures à basses fréquences (cf. TAB. 6.1 page 147). Par contre *il n’est pas clair*, s’il existe une *fréquence limite supérieure* pour l’observer [186].

Fisher *et al.* indiquent pour les exposants critiques une gamme entre 4 et 7. Rappelons que dans le cas des fluctuations gaussiennes, Dorsey calcule l’exposant critique dynamique $z_s = 2$ (cf. également TAB. 6.1, page 147). Fisher *et al.* prédisent en outre que la dimension critique inférieure pour un état vitreux de vortex est située entre 2 et 3. En d’autres termes, dans un échantillon bidimensionnel, on ne devrait pas trouver de transition de phase vers un état vitreux des vortex avec une résistance linéaire réellement zéro, sauf à $T = 0$. Ces résultats ont été confirmés par Dekker *et al.* [41] sur des films très minces d’ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ d’une épaisseur de 1.6 nm.

6.2.2 Désordre corrélé et modèle du verre de Bose

Nous avons rappelé comment la théorie de Larkin et Ovchinnikov du piégeage collectif, provoqué par un ensemble aléatoire de centres de piégeage faible, peut être utilisée pour prédire le flux creep (cf. paragraphe 2.8.4) et une éventuelle phase de verre de vortex. Cependant, malgré le fait que ces sites existent dans tout matériau réel, leurs effets peuvent être masqués dans certaines circonstances par les effets d’un désordre corrélé comme des macles ou des défauts colonnaires produits par le bombardement d’ions lourds. La raison fondamentale en est que les forces, qui viennent de sites aléatoires, s’additionnent d’une manière incohérente, tandis que le désordre corrélé provoque des forces qui s’additionnent

d'une manière cohérente sur toute la structure de piégeage. Cette différence devient particulièrement importante dans les supraconducteurs à haute température critique. En effet afin de résister aux températures élevées et ainsi avoir un piégeage efficace, il faut que l'énergie de piégeage augmente en proportion. Dans ce qui suit, nous allons exposer les idées de base proposées par Fisher *et al.* [79] puis développées par Nelson et Vinokur [128], qui aboutissent à des prédictions qui ressemblent à celles du modèle du verre de vortex, mais qui sont basées sur du désordre corrélé.

Pour un champ magnétique suffisamment aligné avec ces défauts étendus (par exemple colonnaires), les vortex ont une forte tendance à se mettre à l'endroit de ces défauts. Néanmoins, si l'énergie thermique est suffisamment élevée, les vortex vont se promener d'un défaut colonnaire à un autre, empruntant un chemin diffus et non confiné. De ce fait, ils peuvent répondre à la force de Lorentz et créer ainsi une résistance linéaire. Par contre, à des températures suffisamment basses, *tous* les vortex se localisent près de quelques centres colonnaires au maximum, ce qui conduit à une résistance nulle. Ce régime est appelé la phase du verre de Bose puisque son analyse est basée sur l'analogie entre la localisation des vortex aux centres de piégeage colonnaire et la localisation de particules bosoniques dans des minima du potentiel à deux dimensions.

Comme dans le modèle du verre de vortex, la phase du verre de Bose a une caractéristique $I - V$ hautement non-linéaire $V \sim \exp[-(J_0/J)^\mu]$. Par contre, la prédiction est $\mu = \frac{1}{3}$ pour des courants faibles et $\mu = 1$ pour des courants plus élevés. Dans les lois d'échelles, il y a deux longueurs caractéristiques l_\perp et l_\parallel qui divergent avec des exposants critiques $\nu_{s,\perp} \equiv \nu'_s$, et $\nu_{s,\parallel} = 2\nu_{s,\perp} \equiv 2\nu'_s$, à la place d'une seule longueur ξ_g qui diverge comme nous le rappelons avec un exposant ν_s d'après l'eqn. (6.3).

Dans le régime ohmique au-dessus de la température de transition T_{BG} , la résistivité varie comme $\rho \sim (T - T_{BG})^{\nu'_s(z'_s-2)}$, au lieu de $(T - T_{VG})^{\nu_s(z_s-1)}$. Exactement à la température de transition, la loi de puissance $I - V$ devrait être $E \sim J^{(1+z'_s)/3}$, comparée à $E \sim J^{(1+z'_s)/2}$ dans le modèle du verre de vortex.

Le calcul des exposants pour la phase et le module de la conductivité à T_{BG} [199] donne en analogie au calcul dans le cas du verre de vortex (cf. eqn. (6.5)) :

$$\begin{aligned} |\sigma(\omega)| &\sim c|\omega|^{-\frac{1-d+z'_s}{z'_s}} \\ \Phi_\sigma(\omega\xi_g^{z'_s}) &= \frac{\pi}{2} \left[\frac{1-d+z'_s}{z'_s} \right] \end{aligned} \tag{6.6}$$

Compte tenu du fait que les valeurs trouvées expérimentalement pour les exposants critiques “universels” montrent une dispersion importante (entre $z_s = 2.0$ [197] et $z_s = 8.3$ [155]), des “fits” comparables pour les données $I - V$ peuvent être fait, soit avec le modèle du verre de vortex, soit avec le modèle du verre de Bose. La différence peut être faite en remarquant le caractère directionnel du piégeage corrélé, ce qui induit une forte dépendance angulaire de la position de la ligne d'irréversibilité, comme rencontré dans les mesures de Worthington [185]. Cette dépendance ne serait pas attendue dans le modèle essentiellement isotrope du verre de vortex.

Dans des monocristaux du HTSC cubique (K,Ba)BiO₃, Klein *et al.* [89] ont pu déplacer la ligne de transition du verre de Bose vers des champs magnétiques plus élevés en changeant la densité des défauts colonnaires (produit par irradiation avec des ions lourd) tout en gardant les mêmes exposants critiques pour la transition. Contrairement à cela, Phuoc *et al.* [141] ont trouvé un changement des exposants critiques avant et après l'irradiation de films minces de Tl₂Ba₂CaCu₂O_x.

Récemment, un verre de Bose a été mis en évidence dans des monocristaux maclés d'YBa₂Cu₃O_{7-δ} par des mesures de $\rho(j)$ en fonction de l'angle et de la température [68]. Grigera *et al.* y ont en effet trouvé le comportement critique prédit quand ils ont changé l'angle que fait le champ magnétique avec l'axe c du cristal.

Dans des films minces, il y a de fortes chances de trouver des plans de macles. Nous pourrions donc nous attendre à y trouver aussi bien un verre de vortex qu'un verre de Bose. Mais compte tenu du fait que nous gardons l'angle entre le champ magnétique et l'axe c constant, nous ne pouvons pas faire la différence entre ces deux types de verre.

6.2.3 Le verre de Bragg

Pour compléter la liste des verres de vortex, il faut encore mentionner le verre de Bragg, proposé d'abord par Nattermann [126]. Plus récemment, Giamarchi et Le Doussal ont publié un travail très complet à ce sujet [60]. L'utilisation du mot “verre” pour le nommer est liée à ses propriétés de transport non-linéaire, tandis que “Bragg” se justifie par le fait que des pics de Bragg doivent apparaître en diffraction de neutron à cause de la quasi-conservation de l'ordre à longue distance. Il s'agit ici d'un verre topologique, c'est-à-dire que le module du paramètre d'ordre garde sa cohérence pour des longueurs supérieures à R_c , contrairement à la phase.

Ce verre ne peut être observé que dans des monocristaux très purs [42, 43]. Il ne nous concerne donc pas.

Pour une revue très récente des différents verres de vortex voir Nattermann et Scheidl [127].

6.3 Réponse linéaire ac des supraconducteurs dans l'état mixte

La réponse linéaire ac des supraconducteurs à haute température critique (HT_c) en présence d'un champ magnétique dc peut en principe donner de nombreuses informations sur la nature de la transition "solide de vortex - verre de vortex". Pour résoudre le problème général, indépendamment des supraconducteurs HT_c , il faut écrire les équations de l'électrodynamique continue, c'est-à-dire avec des variables de champs macroscopiques moyennées sur une échelle de longueur grande devant la distance entre vortex. Pour cela, deux approches sont utilisées.

1. La première, la plus employée s'appuie sur les théories de London ou de Ginzburg-Landau et consiste à moyennner les équations obtenues. Mais si cette approche donne bien accès à tous les paramètres recherchés, elle ne permet pas de traiter toutes les configurations de vortex rencontrées expérimentalement.
2. La seconde approche consiste à obtenir les équations de l'électrodynamique continue à partir des lois de conservation et d'arguments de symétrie. Cette analyse a été développée récemment par Mathieu et Simon [74] et B. Plaçais *et al.* [142].

Quelque soit l'approche utilisée, pour obtenir un accord le plus près possible de la réalité, il faut prendre en compte les facteurs suivants :

1. la dissipation due au mouvement des vortex,
2. l'influence d'un piégeage en volume,
3. l'influence des courant normaux,
4. l'effet d'une activation thermique importante,
5. l'importance de la non localité élastique.
6. l'influence de la tension de ligne des vortex,

• Dans la première approche, les travaux pionniers de Gittleman et Rosenblum [61, 62] prenaient seulement en compte le point 1). Sur une idée de P. Martinoli [117], M. Coffey et J. Clem développèrent un modèle de champ moyen prenant en compte les points 1) à 4) [30, 31, 32, 33]. Durant la même période, E.H. Brandt développa un modèle assez

comparable où il inclue explicitement la non localité élastique [22]. Nous appellerons par la suite ce type de modèle MBCC (Martinoli, Brandt, Coffey, Clem). L'influence de la tension de ligne a été pris en compte par Sonin *et al.* [166] qui négligeaient en contre partie l'influence des courants normaux. La théorie de Sonin montrait pour la première fois que le champ électromagnétique pénètre dans le supraconducteur comme la superposition de deux modes.

- Dans la seconde approche, B. Plaçais *et al.* [142] reprenaient l'analyse de Sonin en rajoutant les effets des courants normaux. Seuls les effets de l'activation thermique ne sont pas pris en compte. Signalons que leurs travaux sont menés surtout dans le cas de supraconducteurs parfaits (sans piégeage).

Nous allons essentiellement développer le modèle MBCC qui sera longuement comparé aux résultats expérimentaux.

6.3.1 Le modèle MBCC

Nous allons nous restreindre à la géométrie de notre expérience traitée dans [31] :

- Le champ magnétique statique est perpendiculaire à la surface d'un demi-espace rempli d'un supraconducteur *isotrope* et le champ magnétique alternatif est parallèle à cette surface.
- Nous nous limitons aux fréquences très au-dessous du gap d'énergie pour éliminer la possibilité de détruire les paires de Cooper. Ceci implique que nous allons nous concentrer sur les pertes dues aux quasiparticules et au mouvement imposé aux vortex.
- Enfin, nous considérerons seulement des amplitudes du champ alternatif suffisamment petites pour que la réponse du supraconducteur reste linéaire. Ceci exclut le régime de la réponse vitreuse, mais inclut le régime du flux-flow thermiquement activé ("TAFF").

Notons dès à présent les hypothèses inhérentes à cette approche :

1. On suppose que les forces de piégeage produisent une force de rappel linéaire sur un vortex comme dans un puits de potentiel de piégeage parabolique.
2. Le déplacement des vortex est considéré comme petit par rapport à la distance qui sépare deux vortex.
3. Les fluctuations près de T_c ne sont pas prises en compte.

4. L'amplitude du champ magnétique alternative est telle que nous pouvons supposer une réponse linéaire.
5. Le terme inertiel qui apparaît dans l'équation de mouvement du vortex est négligé devant le terme de viscosité.
6. La hauteur U_{cc} de la barrière de potentiel due au piégeage est une fonction de la température et du champ magnétique, mais pas de la fréquence, ni du courant appliqué.
7. Pour tenir compte de l'activation thermique importante dans les supraconducteurs HT_c MBCC ajoutent une force aléatoire par unité de longueur $\mathbf{F}(x, t)$. En fait cette force aléatoire entraîne que l'équation de mouvement des vortex est analogue à celle d'une particule soumise à un mouvement Brownien dans un potentiel périodique.

Les calculs du modèle se font dans l'approximation de l'élasticité locale qui est définie par le critère [32, 167] :

$$\sqrt{\frac{m_c}{m_{ab}}} \kappa_{GL}^2 \frac{H}{H_{c2}} \ll 1 \quad (6.7)$$

où $\kappa_{GL} = \lambda_{ab}/\xi_{ab}$ est le paramètre de Ginzburg et Landau. Après calcul nous constatons que pour l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nous nous trouvons dans une limite d'élasticité non-locale, sachant que $\kappa_{GL} \approx 100$ et en utilisant des valeurs typiques (cf. TAB. 2.1).

Comme ordre de grandeur Sudbø *et al.* [167] indiquent que le calcul devrait être correct pour $H/H_{c2} \lesssim 0.2$. Pour $H/H_{c2} > 0.2$ ils remarquent que la supposition de la localité de l'élasticité est compromise, puisque le champ des vortex se recouvre, par contre on peut toujours appliquer une approche de London, puisque les cœurs de vortex sont encore séparés.

L'équation de mouvement des vortex pour le déplacement \mathbf{u} (selon \mathbf{x}) de la position d'équilibre à un site de piégeage généralise l'équation utilisé par Gittleman et Rosenblum [62] :

$$\eta \dot{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) + \kappa_p \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{F}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{J}(\mathbf{x}, t) \times \Phi_0 \hat{z} \quad (6.8)$$

η est la viscosité en l'absence de centres de piégeage et κ_p le coefficient de la force de rappel, également appelé paramètre de Labusch [100]. Les deux paramètres sont des grandeurs par unité de longueur. $\mathbf{F}(\mathbf{x}, t)$ décrit la force aléatoire due au mouvement thermique. Le potentiel de piégeage est supposé périodique pour plus de simplicité.

$\mathbf{J}(\mathbf{x}, t) \times \Phi_0 \hat{z}$ assure de manière auto-consistante le couplage entre la densité de courant \mathbf{J} et les déplacements des vortex. Du fait du mouvement Brownien, un vortex a le temps de

diffuser à l'extérieur du puits de potentiel durant chaque demi-période, avant de repartir dans le sens opposé.

Coffey et Clem peuvent ainsi calculer une résistivité effective $\tilde{\rho}_v$:

$$\tilde{\rho}_v(\omega) = \rho_{ff} \frac{\epsilon_{fc} + (\omega\tau)^2 + j(1 - \epsilon_{fc})\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (6.9)$$

$\epsilon_{fc} = (I_0(v))^{-2}$ est un facteur propre au "flux creep", I_0 la fonction de Bessel modifiée d'ordre zéro et v la hauteur normalisée de la barrière de potentiel de piégeage ($\tilde{v} = U_{cc}/(2k_B T)$). ρ_{ff} est la résistance du flux flow donnée par : $\rho_{ff} = \frac{\Phi_0 B}{\eta}$.

τ représente grossièrement l'inverse de la *pulsation* de dépiégeage¹. En fait τ est donné par :

$$\tau = \frac{\eta}{\kappa_p} \frac{I_0^2(\tilde{v}) - 1}{I_0(\tilde{v}) I_1(\tilde{v})} \quad (6.10)$$

où $I_1(\tilde{v})$ est la fonction de Bessel modifiée d'ordre un.

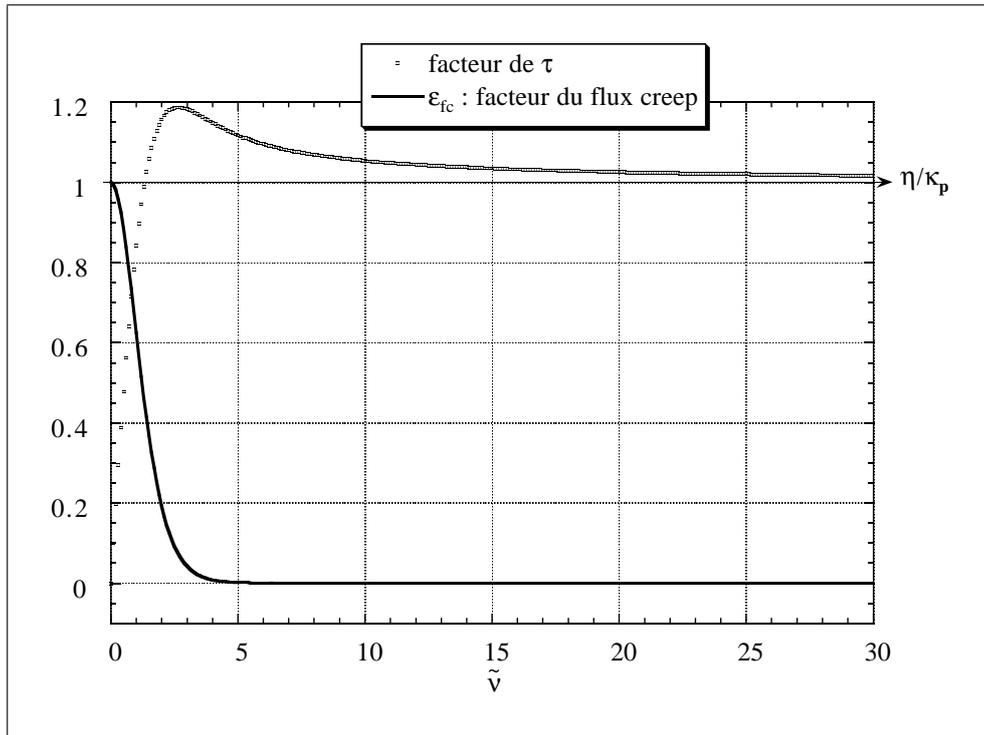


Figure 6.1: Facteur correctif pour τ et facteur du flux creep ϵ_{fc} en fonction de la hauteur normalisée de la barrière due au piégeage.

¹On rencontre souvent dans la littérature une confusion entre la fréquence de dépiégeage ν_p et la valeur de $1/\tau$, qui est dans le cas de très basses températures (c'est-à-dire $\epsilon_{fc} = 0$) égale à la pulsation de dépiégeage $2\pi\nu_p$.

La figure 6.1 montre la variation du facteur de flux creep ϵ_{fc} et du facteur correctif pour τ . On voit que même pour des valeurs de ϵ_{fc} très petites, l'effet sur τ reste important. Cela est renforcé par l'observation de Revenaz *et al.* [152], qui avaient besoin de tenir compte de ϵ_{fc} même à 4.2 K pour pouvoir expliquer leurs résultats dans des films minces.

6.3.2 Cas limite pour un film mince

Pour calculer l'impédance de surface d'un film mince, nous posons par analogie au calcul en champ magnétique nul :

$$\bar{Z}_s = \left[\frac{j\omega\mu_0}{\tilde{\sigma}} \right]^{1/2} \coth(e [j\omega\mu_0\tilde{\sigma}]^{1/2}) \quad (6.11)$$

Pour les température auxquelles nous effectuons nos mesures, $[j\omega\mu_0\tilde{\sigma}]^{1/2} \gg e$, nous pouvons donc à nouveau développer la cotangente. Après calcul, nous obtenons pour l'impédance de surface :

$$\begin{cases} R_s = \frac{1}{e} \left[\frac{\frac{\Phi_0 B}{\eta} \frac{\epsilon_{fc} + \omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} + 2 \frac{\lambda^2}{\delta_e^2} \left(\lambda^2 \omega \mu_0 + \frac{(1 - \epsilon_{fc}) \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \right)}{1 + 4 \frac{\lambda^4}{\delta_e^4}} \right] \\ X_s = \frac{1}{e} \left[\frac{\omega \mu_0 \lambda^2 + \frac{\Phi_0 B}{\eta} \frac{(1 - \epsilon_{fc}) \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} - 2 \frac{\lambda^2}{\delta_e^2} \frac{\Phi_0 B}{\eta} \frac{\epsilon_{fc} + \omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}}{1 + 4 \frac{\lambda^4}{\delta_e^4}} \right] + \frac{\omega \mu_0 e}{3} \end{cases} \quad (6.12)$$

$\lambda(T)$ est la profondeur de pénétration du champ magnétique dans le supraconducteur et δ_e l'épaisseur de peau. Puisque dans nos conditions expérimentales $\lambda(T) \ll \delta_e$, nous pouvons négliger les termes en λ^2/δ_e^2 et λ^4/δ_e^4 , ce qui nous amène aux résultats suivants :

$$\begin{cases} R_s = \frac{1}{e} \frac{\Phi_0 B}{\eta} \frac{\epsilon_{fc} + \omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \\ X_s = \omega \mu_0 \left(\frac{\lambda^2}{e} + \frac{e}{3} \right) + \frac{\Phi_0 B}{e \eta} \frac{(1 - \epsilon_{fc}) \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \end{cases} \quad (6.13)$$

L'étude des équations (6.13) montre que R_s est strictement croissante, puisque $\epsilon_{fc} < 1$. Par contre, X_s passe par un maximum pour $\omega \tau = 1$.

Le lien entre l'impédance de surface \bar{Z}_s que nous venons de calculer et l'impédance linéique \bar{Z}_l à laquelle nous avons accès expérimentalement est donné par l'équation (2.12), qui est obtenue en négligeant l'influence du plan de masse :

$$R_l = G R_s \quad \text{et} \quad X_l = X_{l,géo} + G X_s \quad (6.14)$$

Passons finalement rapidement en revue les différentes dépendances mesurées ou prédites pour κ_p , η et U_{cc} [59] :

- Dans le cadre du piégeage individuel [73], $\kappa_p = \text{const.}$, tandis que dans le cas du piégeage collectif [17], $\kappa_p \propto H$. Par ailleurs, il été argumenté par Geshkenbein *et al.* que le volume de cohérence, responsable d'une réponse collective, devrait diminuer avec la fréquence [57], ce qui pourrait induire un changement de comportement avec la fréquence. La fréquence de crossover entre ces oscillations intervallées (collectives) et intravallées (individuelles) devrait être située 1 et 100 GHz. Expérimentalement la dépendance linéaire n'a pas été observée, mais plutôt une dépendance en \sqrt{H} [59].
- La dépendance de la viscosité en fonction du champ pourrait dépendre de la symétrie du paramètre d'ordre. Dans le cas d'un supraconducteur à symétrie de type s, traité par Bardeen et Stephen [11], $\eta = \Phi_0 \mu_0 H_{c2} \sigma_n$. η est donc indépendant du champ (σ_n est la conductivité à l'état normal). Parks *et al.* [138] calculent η dans le cas d'un supraconducteur à symétrie de type d et ils trouvent $\eta \propto \sqrt{H}$.
- La barrière du potentiel de piégeage devrait être proportionnelle à $1/H$ dans le modèle du flux flow thermiquement activé [200]. Pour des barrières "plastiques", c'est-à-dire des barrières liées à la déformation plastique des lignes de vortex, les prédictions sont en $U_{pl} \propto 1/\sqrt{H}$ [17].

Notons enfin que pour pouvoir comparer nos résultats avec les prédictions en fonction de la température, nous avons inclut la dépendance de London-bifluide pour λ :

$$\lambda = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{1 - t_{Tc}^4} \sqrt{1 - B/B_{c2}}} \quad \text{avec} \quad B_{c2} = 115(1 - t_{Tc}) \quad [47] \quad (6.15)$$

6.4 Le modèle de Mathieu et Simon

Dans une publication récente B. Plaçais *et al.* [142] présentent l'électrodynamique continue de supraconducteurs dans l'état mixte.

Leur constat est que les premières théories (comme par exemple présentée par Gittleman et Rosenblum [61]) négligent le courant normal et la tension de ligne dans la réponse ac du matériau supraconducteur. La tension de ligne a été prise en compte plus tard par Sonin *et al.* [166], dont le résultat le plus important était que le champ électromagnétique

pénètre dans un supraconducteur dans l'état mixte sous forme de deux modes superposés. Un mode à pénétration profonde commune à chaque conducteur, dont la longueur de pénétration est celle de la profondeur de peau, calculée via la résistivité du flux ρ_{ff} . Le second mode est lié à la tension de ligne. Il pénètre sur une distance nettement plus courte, donnée approximativement par l'espacement des vortex. Ce mode est essentiel pour incorporer le piégeage de surface. Les courants normaux sont pris en compte par la théorie MBCC, dont nous avons déjà parlé. Par contre MBCC négligent la tension de ligne du vortex. Par ailleurs B. Plaçais fait remarquer que MBCC négligent les modifications du courant normal qu'engendre l'interaction entre ce courant et les vortex. Les suppositions de ce modèle sont les suivantes :

1. On néglige le module de cisaillement du réseau de vortex ($C_{66} = 0$).
2. Le supraconducteur occupe un demi-espace, où le champ magnétique dc est perpendiculaire à la surface.
3. Les oscillations des vortex sont uni-dimensionnelles.
4. Les champs d'excitation sont faibles de manière à provoquer des déplacements du vortex beaucoup plus petites que la distance intervortex.

Les calculs de Plaçais *et al.* sont d'abord effectués pour un matériau isotrope homogène et sans défauts, donc sans piégeage. Dans la dernière partie de leur article le piégeage est néanmoins pris en compte. Leur théorie surtout développée dans le régime basse fréquence est testée par des mesures dans la gamme 2 kHz à 20 MHz sur des supraconducteurs classiques de PbIn [110, 111]. L'excellent accord entre théorie et expérience semble valider complètement l'existence d'une électrodynamique à deux modes pour des échantillons épais ($e \gg 3\delta_{ff}$ où e est l'épaisseur et δ_{ff} la profondeur de pénétration due au flux). Par contre dans le cas des films minces la théorie à un mode et leur théorie donnent les mêmes résultats en ce qui concerne les mesures de résistivité en courant alternatif.

Il semble donc que nos expériences ne puissent pas être interprétées dans le cadre du modèle de l'électrodynamique à deux modes. De manière générale, pour être appliqué aux supraconducteurs à haute température critique il faudrait rajouter les effets de l'agitation thermique et développer les calculs à plus haute fréquence.

6.5 *Etat des lieux des expériences*

Passons maintenant à l'état des lieux des expériences. Après quelques remarques sur les différences entre les couches minces et les monocristaux, nous présenterons les deux types d'analyses souvent rencontrées, à savoir les lois d'échelle et les interprétations de type champ moyen.

6.5.1 *Les différences entre les couches minces et les monocristaux*

Pour bien comprendre ce qui nous attend avec des couches épitaxiées, il convient dans un premier temps de rappeler les grandes différences entre les monocristaux et les films minces de supraconducteurs à haute température critique. La principale est le désordre, c'est-à-dire le nombre de défauts. Les monocristaux ont beaucoup moins de défauts que les films minces, même si au début des années 90, la plupart d'entre eux étaient maclés.

Cette absence de défaut est la raison pour laquelle la transition est beaucoup plus abrupte, aussi bien sous champ que sans champ.

- Sans champ, il a été mis en évidence que les exposants critiques qui gouvernent la transition du second ordre sont asymétriques, avec des fluctuations gaussiennes au-dessus de T_c et des fluctuations critiques au-dessous de T_c . Ce résultat a été obtenu à partir de la mesure de la conductivité micro-onde (S.M. Anlage en 1996 [5]) et de la mesure de la chaleur spécifique (M. Charalambous en 1999 [29]) .
- Sous champ, pour des échantillons non maclés et jusqu'à un point critique $T_x(H)$, la fusion du solide de vortex est une transformation du premier ordre. Elle est mise en évidence par une hystérésis dans les mesures de transport [157] et par l'observation de chaleur latente [162]. Au-dessus de ce point, la transition (re-)devient du second ordre. D'ailleurs, la transition de premier ordre du solide de vortex peut être transformée en une transition du second ordre par l'introduction contrôlée de défauts ponctuels et cela de manière *réversible* [49].

De même il est possible de faire une différence entre la ligne de fusion $H_m(T)$ liée aux propriétés intrinsèques du solide de vortex, et la ligne d'irréversibilité $H_{irr}(T)$ qui elle est liée au piégeage/dépiégeage des vortex [113].

Pour plus de détail, nous renvoyons le lecteur au mémoire de thèse de B. Billon qui donne une image complète du diagramme de phase dans les monocristaux [15]. Dans les

couches minces, le diagramme de phase est plus simple. La ligne d'irréversibilité et la ligne de fusion semblent être confondues à fréquence nulle et la transition de phase de la matière vortex est du deuxième ordre partout.

6.5.2 Les films minces

Pour déterminer le diagramme de phase dans les couches minces, beaucoup d'études ont été effectuées à fréquence nulle (mesures de $\rho(j)$) ou bien à haute fréquence, mais à fréquence fixe (mesures employant des techniques résonnantes, dont nous avons parlées au paragraphe 3.2.1). Il existe déjà nettement moins d'études à *basse* fréquence ($\nu < 50$ MHz). En ce qui concerne les mesures *haute* fréquence, large gamme, nous trouvons encore moins d'études dans la littérature.

Le groupe de Hambourg (Kötzler, Nakielski *et al.* [95, 96, 125]) emploie entre 50 MHz et 2 GHz une technique de résonateurs mais elle ne donne accès qu'à trois fréquences. Il ne reste donc à notre connaissance que quatre publications qui ont été réalisées au-dessus de 50 MHz en wobulant¹ la fréquence :

1. Le travail pionnier d'Olsson *et al.* [134] réalisé en transmission sur une ligne microruban d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. A champ magnétique constant ($H = 0.55$ T) ils ont fait varier la fréquence entre 100 kHz et 500 MHz et la température entre 68 et 100 K. Ils ont également effectué des mesures $I - V$ en continu. L'analyse des résultats a été faite uniquement par les lois d'échelle. Ils ont pu vérifier que la valeur de l'exposant critique trouvée par l'analyse de la phase ($z_s = 5.6$) et du module de la résistivité ($z_s = 5.9$) sont en accord avec la valeur obtenue en continu ($z_s = 5.2$) à l'erreur de la mesure près.
2. Hui Wu *et al.* [188] interprètent également leurs mesures en utilisant des lois d'échelle. La technique employée n'est pas clairement expliquée dans leur publication, mais retenons que leurs échantillons ne sont pas des lignes microruban. La gamme de fréquences se situe entre 1 et 600 MHz et le champ magnétique peut atteindre 8 T. Comme Olsson, ils trouvent des valeurs cohérentes pour z_s entre le module et la phase de la résistivité : $z_s = 3.7 \pm 0.5$.
3. Dong-Hu Wu *et al.* [186] (WBA) dont nous avons déjà parlé, présentent des mesures entre 45 MHz et 50 GHz pour des champs magnétiques pouvant aller jusqu'à 9 T, où

¹wobuler : "sweep" en anglais

le film mince court-circuite le bout d'un câble coaxial [21]. D'après eux, la dynamique des vortex change de comportement à une fréquence f_x . Pour $\nu < f_x$, les lois du scaling peuvent être appliquées, tandis que pour $\nu > f_x$ la conductivité suit le modèle MBCC.

4. Booth *et al.* [20], également du groupe de Maryland comme D.H. Wu, a effectué des mesures entre 45 MHz et 45 GHz, mais *sans* champ magnétique extérieur. Les fluctuations de la conductivité au-dessus de la transition sont analysées dans le cadre du scaling jusqu'à 50 GHz. Ils montrent une mise à l'échelle avec les exposants critiques suivants : $z_s = 2.6 \pm 0.4$ et $\nu_s = 1.0 \pm 0.2$.

Une critique très importante qui concerne l'ensemble de ces mesures peut déjà être formulée : ils utilisent *tous* une technique de correction des mesures qui correspond à l'ancienne méthode que nous avons présentée au paragraphe 3.9. Or nous avons vu que cela peut induire des erreurs importantes dès les basses fréquences.

La figure 6.2 montre pour les quatre publications l'argument crucial d'une analyse d'après les lois d'échelle, c'est-à-dire la phase de la conductivité en fonction de la fréquence. On constate sur ces quatre extraits un bruit important, même pour les mesures réalisées à relativement basse fréquence (Olsson et Hui Wu).

Seul Olsson discute le problème de la linéarité du signal, c'est-à-dire de la puissance envoyée. H.Wu n'en parle pas et la puissance entre -15 dBm et 10 dBm que peut utiliser D.H. Wu [21] paraît élevée.

La seule publication qui travaille dans notre gamme de fréquences est celle de D.H. Wu. Cela mérite bien une lecture critique un peu plus approfondie :

6.5.2.1 Revue critique de la publication de D.H. Wu et al.

Rappelons que cette publication est la seule qui sur la gamme des fréquences wobulées de 0.2 à 50 GHz donne une analyse de la dépendance en fréquence de $\bar{\sigma}$ sous champ magnétique. Leur principal résultat est qu'au-dessous d'une fréquence de cross-over ($f_x \sim 8 - 9$ GHz), $\bar{\sigma}(\omega)$ est bien décrite par une analyse en scaling, avec en particulier une phase constante à T_g . Par contre, au-delà de f_x , $\bar{\sigma}(\omega)$ est décrite par l'analyse en champ moyen MBCC où, en particulier, la phase n'est plus constante à T_g . Nous avons déjà vu la courbe montrant la phase de $\bar{\sigma}(\omega)$ en fonction de la fréquence (cf. FIG. 6.2, D.H. Wu) : la dispersion est énorme et les résultats ne sont pas totalement convaincants. En regardant de près cette publication certains résultats paraissent incohérents.

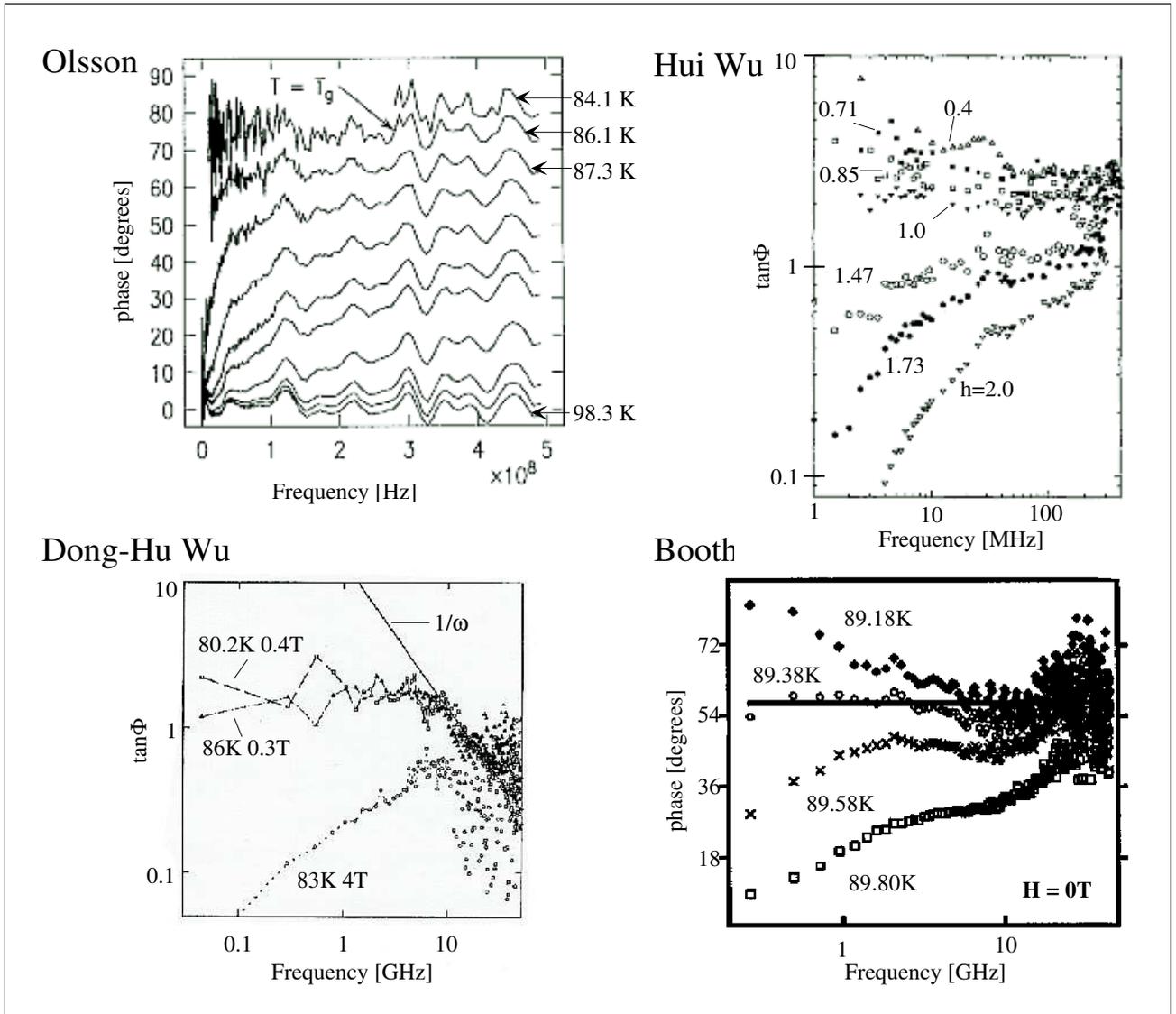


Figure 6.2: Φ_σ des quatre principales publications. Nous avons rajouté quelques explications concernant les conditions de mesures.

1. Un premier petit détail perturbateur concerne la ligne de fusion identifiée par WBA par la constance de la phase $\Phi_\sigma(\omega)$. En effet, une T_g serait à 86 K et 0.3 T et une seconde T_g se trouverait à 80.2 K. Cela donne une ligne extrêmement basse comme nous n'en avons pas encore vue dans la littérature. Cette particularité n'est malheureusement pas commentée.
2. WBA donnent à 78 K et 0.3 T un τ^{-1} de $13 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ (pourtant l'unité de τ^{-1} est $[\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}]$, mais supposons pour le moment que l'unité soit bien des Hz). Si nous digitalisons leurs résultats à 80 K et 0.4 T (figure 2a de leur publication) et effectuons un "fit" d'après la formule indiquée dans leur publication, nous obtenons bien la même valeur de $\eta = 2 \cdot 10^{-8} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ que celle explicitement donnée par WBA. Par

contre, τ^{-1} est de $85 \cdot 10^9$. Le petit écart de température ne permet pas d'expliquer un tel désaccord d'un facteur supérieur à 6. De plus, ils comparent cette valeur avec celle trouvée dans une autre publication sur l'étude d'un monocristal (également avec D.H. Wu comme premier auteur) qui, disent-ils, serait de $\tau_{xtal}^{-1} = 9.6 \cdot 10^9$. Mais la valeur que l'on peut trouver pour τ_{xtal}^{-1} dans la publication citée est en fait $96 \cdot 10^9$ [187]. Il semblerait donc qu'il y ait deux erreurs d'un ordre de grandeur sur τ^{-1} et τ_{xtal}^{-1} dans leur publication. Cette erreur ne serait pas importante s'ils n'en déduisaient pas une équivalence entre τ^{-1} et f_x . Cela semble cohérent en prenant un τ^{-1} de $13 \cdot 10^9$, mais on ne peut pas comparer τ^{-1} et f_x : f_x est une fréquence en Hz et τ^{-1} une pulsation en rad.Hz, donc dans le cas le plus favorable, en supposant qu'ils se soient trompés d'un facteur 10 et en divisant par 2π , on doit comparer $\tau^{-1}/2\pi = 13 \cdot 10^{10}/2\pi = 20.7 \text{ GHz}$ à $f_x \sim 8 - 9 \text{ GHz}$. Il devient dans ce cas plus difficile de les identifier.

3. A partir d'un "scan" de la figure 2, en particulier du scan de leur propre "fit" en champ moyen, nous déduisons :

conditions de mesure	η [Pa.s]	κ_p [Pa]
T = 80K, 0.4T	$1.77 \cdot 10^{-8}$	$1.51 \cdot 10^3$
T = 83.6 K, 4 T	$5.29 \cdot 10^{-8}$	$2.96 \cdot 10^3$

Signalons que dans de nombreuses publications, η et κ_p sont considérés comme indépendants du champ magnétique et que dans cette publication, rien n'est écrit sur ce problème. D'après ces deux points en température, η et κ_p augmenteraient quand T augmente. Mais ceci est en totale contradiction avec toutes les mesures faites jusqu'à présent qui montrent bien une décroissance de η et κ_p avec T (cf. FIG. 6.5). Si leur dépendance en température de η et κ_p était réelle, cela mériterait développement et explications. Nous proposons en fait une explication de ce point : en supposant que η et κ_p dépendent de \sqrt{H} , alors on peut retrouver une dépendance en température disons "classique". Cette explication semble renforcée par l'analyse du point suivant.

4. Voulant prouver qu'à haute fréquence seulement le modèle MBCC est vérifié, WBA présentent (cf. FIG. 6.3) la variation de ρ_1 à 83.5 K en fonction de H pour des basses fréquences (3 et 6 GHz) et des hautes fréquences (11 et 13 GHz).

Ils montrent qu'ils arrivent à avoir un bon accord entre la courbe déduite du modèle MBCC et les courbes à 11 et 13 GHz alors qu'aucun accord n'est possible à 3 et

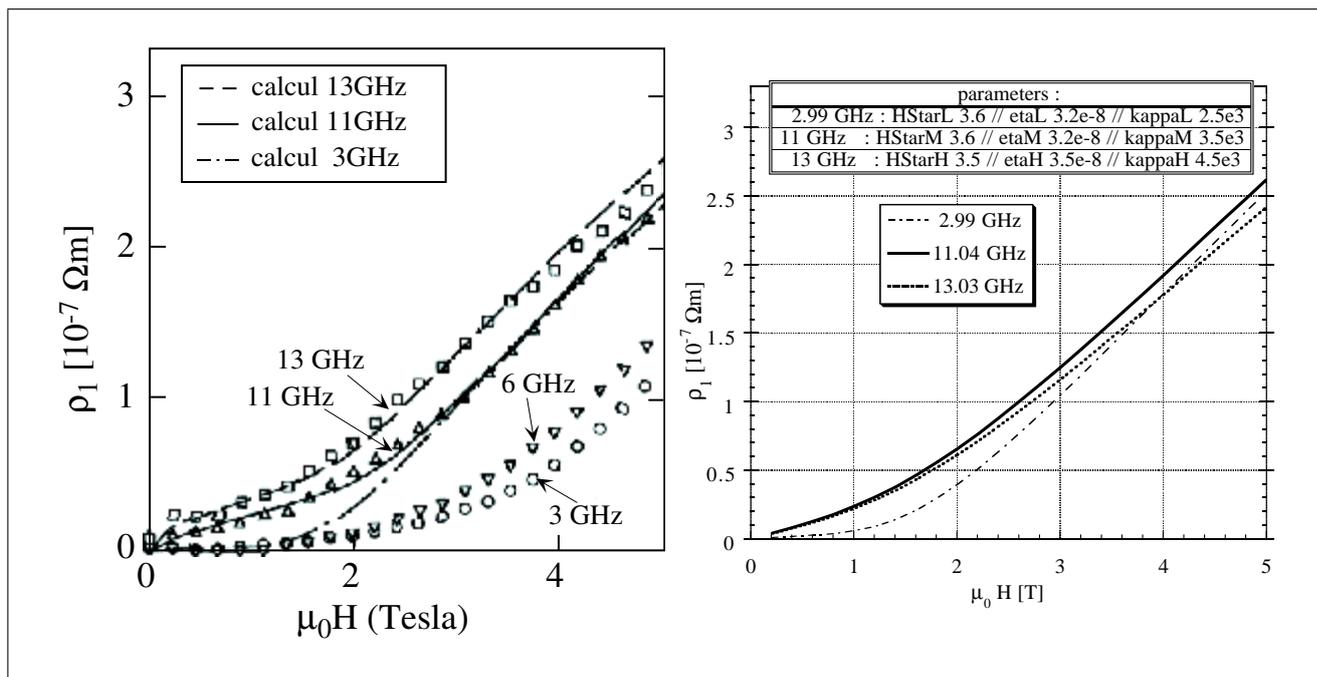


Figure 6.3: $\rho_1(H)$ d'après Wu et calcul de vérification. Nous avons rajouté une légende dans la figure de Wu pour simplifier la lecture.

6 GHz. Mais si l'on regarde attentivement les courbes théoriques à très bas champ on s'aperçoit qu'au départ, il y a une courbure vers le bas, et qu'il en est de même à haut champ. Nous avons pris la formule donnée par WBA pour $\tilde{\rho}$ ainsi que les paramètres du fit (tableau 1 dans leur publication) et calculé $\rho_1(H)$. Nos résultats sont assez différents (cf. FIG. 6.3) : à bas ou à haut champ, $\rho_1(H)$ est quasiment linéaire, avec une courbure plutôt vers le haut. En plus, la position relative des courbes à 11 et 13 GHz est inversée. Une possibilité pour obtenir la bonne courbure serait là encore d'introduire une dépendance en \sqrt{H} en η et κ_p . WBA l'ont-ils fait sans le dire ? Ceci est un mystère qui n'a pas été éclairci vu l'absence de réponse à notre e-mail demandant quelques précisions sur le sujet. Toutefois dans la mesure où nous avons pu avoir un très bon accord à 3 et 6 GHz, mais pas à 11 et 13 GHz, il nous paraît clair qu'il est indispensable d'analyser également la partie imaginaire pour savoir si le modèle MBCC est vraiment bien vérifié à haute fréquence.

En résumé, de l'analyse de cette publication, nous pensons qu'il ne ressort pas clairement que le modèle de champ moyen est applicable au delà d'une fréquence de crossover f_x de l'ordre de 8 à 9 GHz.

Poursuivons maintenant notre revue "générale" des résultats expérimentaux.

6.5.2.2 *Mise en évidence des lois d'échelle*

Comme nous l'avons mentionné, l'étude du diagramme de phase $H - T$ s'est faite essentiellement par des mesures de transport en courant continu, ou à des fréquences de mesures assez basses (inférieures à quelques MHz). Des lois d'échelle ont pu être mises en évidence dans une gamme de températures (souvent assez large) autour de T_g . En particulier sous champ magnétique, où le "scaling" est pris comme évidence pour une transition de phase du second ordre entre un verre de vortex et un liquide de vortex, des courbes impressionnantes de mise à l'échelle ont été présentées (cf. par exemple Kötzler *et al.* [96]). Malgré cela, comme nous le montre le tableau 6.1, la diversité des exposants critiques est également impressionnante. Toutefois, il semblerait que ces mesures "basses" fréquences dans des films minces convergent vers un exposant critique dynamique z_s autour de 5.5.

Dans l'étude à haute fréquence ($\nu > 1$ GHz) réalisées essentiellement avec des résonateurs (et donc plutôt à basse température), un modèle comme celui que nous avons présenté au paragraphe 6.3.1 a permis d'interpréter les mesures. Les valeurs trouvées pour la viscosité, la constante de Labusch et le potentiel de piégeage montrent une certaine consistance indépendamment du type d'expérience (cf. FIG. 6.5 p. 150 compilée par Golosovsky *et al.* [66]).

Un lien entre les hautes et les basses fréquences semble avoir été trouvé par Wu *et al.* [186], qui interprètent leurs résultats comme un changement entre un régime basses fréquences ($\nu \lesssim 10$ GHz), où le scaling serait la théorie qui explique les résultats (encore faudrait-il en définir la gamme d'application en H et T), et un régime hautes fréquences ($\nu \gtrsim 10$ GHz), où les résultats montreraient plutôt un comportement de type champ moyen.

Sans champ, où l'étude de la conductivité due aux fluctuations du paramètre d'ordre peut faire l'objet d'une mise à l'échelle, il semblerait qu'il n'y ait pas de limite en fréquence. En effet, les mesures du groupe de Hambourg ($3 \text{ MHz} \leq \nu \leq 2 \text{ GHz}$ [125]) montrent aussi bien des lois d'échelle que des mesures du groupe de Maryland ($45 \text{ MHz} \leq \nu \leq 45 \text{ GHz}$ [20]), mais les exposants sont très différents (cf. TAB. 6.1).

	T_c [K]	$\angle \mathbf{H}$	\mathbf{H} [T]	Exp.	fréqu.	ν_s	z_s	Réf
Cristaux								
YBCO	88.0	$\parallel c$	1 - 6	$\rho(j)$	—	2 ± 1	4.3 ± 1.5	Gammel[55]
	92.9	$\parallel, \perp c$	0 - 7	$\rho(j), \sigma(\omega)$	100Hz-3MHz	0.67 ± 0.05	3.0 ± 0.2	Yeh[195]
	92.9	$\parallel c$	1 - 9	$\rho(j), \sigma(\omega)$	100Hz-2MHz	0.7 ± 0.2	3.0 ± 0.8	Reed[146]
	88.1	$\parallel c$	0.3 - 12	$\sigma(\omega)(\chi(\omega))$	3Hz-3MHz	3.1	3.1	Kötzler[95]
	88.1	$\perp c$	0.3 - 12	$\sigma(\omega)(\chi(\omega))$	3Hz-3MHz	1.6	6.3	Kötzler[95]
YBaCuAuO	92.9	$\parallel c$	0 - 0.63	$\rho(j), \sigma(\omega)$	10Hz-100kHz	0.9 ± 0.2	2.0 ± 0.2	Yeh[197]
Films minces								
YBCO	89	$\parallel c$	0.5 - 4	$\rho(j)$	11Hz	1.8 ± 0.2	4.7 ± 0.2	Koch[92]
(basse ω)	90	$\parallel c$	- 5	$\rho(j)$	—	1.8 ± 0.2	6 ± 2	Dekker[40]
	85.5	$\parallel c$	1 - 3	$\rho(j)$	—	1.2 ± 0.6	5.6 ± 1.0	Ando[3]
	87	$\parallel - \perp c$	5	$\rho(j)$	—	1.7 ± 0.1	5.8 ± 0.1	Wöltgens[183]
	90	$\parallel c$		$\rho(j)$	—	1.8 ± 0.1	4.5 ± 0.6	Hou[77] [‡]
	87.2	$\parallel c$	0.015 - 5	$\rho(j)$	—	1.4 ± 0.1	6.1 ± 0.2	Roberts[155]
	87.2	$\parallel c$	10^{-4} - 0.01	$\rho(j)$	—	1.1 ± 0.1	8.3 ± 0.3	Roberts[155]
	87.5	$\parallel c$	0 - 5	$\rho(j)$	0.1Hz-100kHz	1.8 ± 0.2	5.0 ± 0.2	Deak[39]
	87.2	$\parallel c$	1.5 - 2.65	$\sigma(\omega)$	100Hz-100kHz	2.0 ± 0.2	5.6 ± 0.2	Schmied[163]
(haute ω)	91	$\parallel c$	0.4 - 4	$\sigma(\omega)(\chi(\omega))$	3mHz-50MHz	1.7	5.5	Kötzler[96]
	90	$\parallel c$	0.55	$\sigma(\omega, T_c)$	100kHz-500MHz	1.1	5.6 ± 0.5	Olsson[134]
	88.5	$\parallel c$	0.5 - 8	$\sigma(\omega, T_c)$	1-600MHz	—	3.7 ± 0.5	H. Wu[188]
	88.35	$\parallel c$	0.3	$\sigma(\omega)$	45MHz-45GHz	—	3.3 ± 0.1	D.H. Wu[186]
	88.35	$\parallel c$	$\lesssim 0.1$	$\sigma(\omega)$	45MHz-45GHz	—	6 ± 2	D.H. Wu[186]
	89.83	—	—	$\sigma(\omega)$	45MHz-45GHz	1.0 ± 0.2	2.65 ± 0.3	Booth[20]
	89/91	—	—	$\sigma(\omega)$	30Hz-2GHz	1.7	5.6	Nakielski[125]
YBaCuAlO	88	$\parallel c$	0.5 - 6	$\rho(j)$	—	1.6 ± 0.3	5.5 ± 0.5	Xenikos[192]
NCCO	17.9	$\parallel c$	0.05 - 1	$\rho(j)$	—	1.75	5.4	Roberts[156]
NCCO	17.9	$\parallel c$	$\lesssim 0.03$	$\rho(j)$	—	0.93	7.3	Roberts[156]
Mo ₃ Si	7.9	$\parallel c$	0.1 - 2.5	$\rho(j), \sigma(\omega)$	100Hz-3MHz	0.67 ± 0.05	3.0 ± 0.2	Yeh[198]
Céramique	90		0.05,0.3,1.5	$\rho(j)$	—	1.1 ± 0.2	4.6 ± 0.2	Worthington[184]
fl. gaussiennes	—	—	—	calcul	—	0.5	2	Dorsey[45]
Ising mean f.	—	—	—	calcul	—	0.5	4	Dorsey[44]
Gauge glass	—	—	—	simul.	—	1.3	4.7	Reger[147]
Spin glass	—	—	—	simul.	—	1.3 ± 0.1	6.1 ± 0.3	Ogielski[130]

[‡] paramètres critiques indépendants de la stœchiométrie.

YBaCuAuO : YBa₂(Cu_{2.98}Au_{0.02})O_{6.97}, YBaCuAlO : YBa₂(Cu_{1-x}Al_x)O_{7- δ} , NCCO : Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_x

Table 6.1: Compilation d'exposants critiques, obtenus essentiellement à partir de mesures basse fréquence ($\rho(j)$) d'après une analyse des lois d'échelle pour du piégeage faible et isotrope. La liste des mesures au-delà du GHz est à notre connaissance complète.

De plus, toujours d'après le groupe de Hambourg, la classe d'universalité, c'est-à-dire les exposants critiques de la transition *sous champ*, serait la même que celle de la transition *sans champ*. Mais cela est mis en cause par les mesures en courant continu de Roberts *et al.* [155], qui voient z_s augmenter *graduellement* quand ils diminuent le champ magnétique au-dessous de 0.1 T. Par contre, quand on compare les résultats du groupe de S. Anlage sous champ [186] et sans champ [20], z_s semble plutôt diminuer à faible champ puisqu'il passe de $\sim (3.3 - 6)$ sous champ à $\sim (2.3 - 3.0)$ sans champ. La diversité de ces résultats montre bien que le problème est totalement ouvert...

Finalement il a été montré par le groupe de Hambourg qu'une mise à l'échelle *du champ magnétique* était possible [96] simplement en multipliant des puissances de H avec la fréquence et avec la conductivité fluctuante après les avoir mises à l'échelle. Ils relient cette particularité à la dépendance en champ de la longueur de corrélation :

$$\xi_g(T, H) = \xi_g(H_0) \left(\frac{(H/H_0)^\gamma}{|T/T_g - 1|} \right)^{\nu_s} \quad (6.16)$$

La figure 6.4 montre la mise à l'échelle sous champ d'après Kötzler. Il est remarquable que même avec des fréquences nettement plus basses, la phase est toujours plus bruitée que le module avec néanmoins nettement moins de bruit qu'à haute fréquence. Cela rejoint effectivement nos observations.

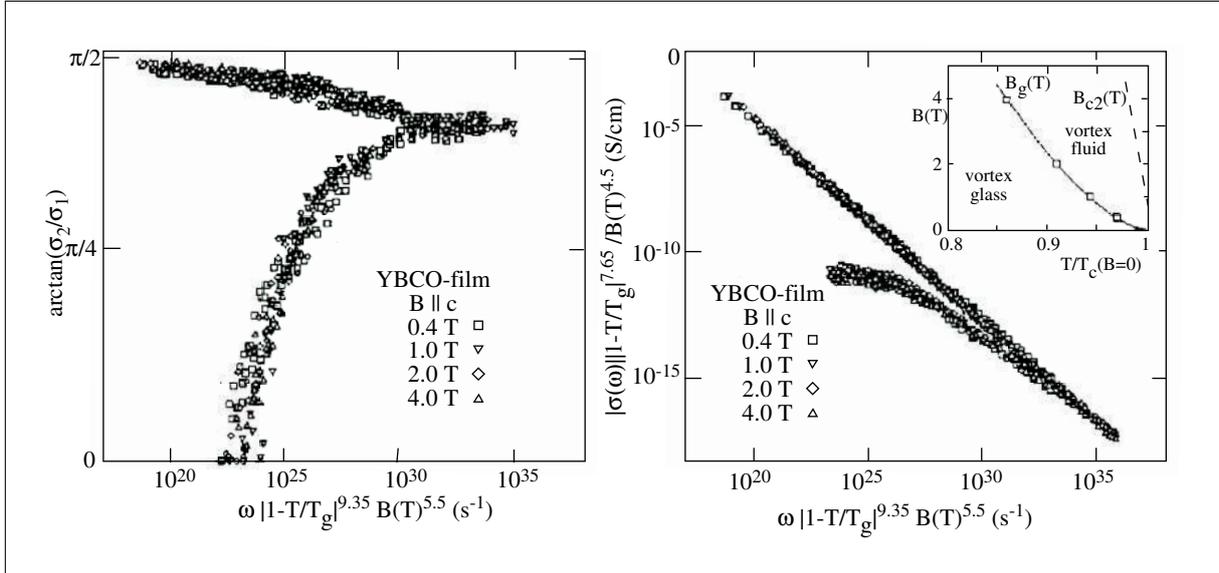


Figure 6.4: Module et phase de la conductivité mise à l'échelle en fonction du champ magnétique. On remarque que même pour ces fréquences beaucoup plus basses, la mise à l'échelle de la phase montre une dispersion nettement plus grande.

Trois questions émergent de l'ensemble de ces mesures :

1. Existe-t-il vraiment une limite haute fréquence pour le scaling sous champ, d'autant qu'elle ne semble pas exister sans champ ?
2. Si oui, peut-on effectuer une mise à l'échelle en fonction du champ magnétique aux fréquences où nous travaillons ?
3. Est-ce que la transition de phase sous champ et sans champ appartiennent à la même classe d'universalité, c'est-à-dire ont les mêmes exposants critiques ?

6.5.2.3 Les interprétations dans le cadre du modèle MBCC

Comme nous l'avons mentionné, le modèle MBCC rencontre un certain succès pour expliquer les mesures hautes fréquences, basse température. Cependant, il est important de noter que les études se sont toujours limitées à un seul aspect dans le diagramme de phase. Le tableau 6.2 illustre qu'aucune étude n'a essayé de montrer les trois dépendances de la résistivité (en fonction du champ magnétique, de la fréquence et de la température) simultanément.

Par contre, il est intéressant de noter que cette utilisation "fragmentaire" de la théorie MBCC produit tout de même des variations attendues physiquement pour chacun des aspects regardés comme le montre la figure 6.5. Ainsi la constante de Labusch κ_p diminue d'une valeur d'environ $2 \cdot 10^5$ à basse température à des valeurs de l'ordre de 10^3 pour les températures élevées où notre étude se situe. De même, la viscosité diminue avec la température d'environ 10^{-6} à basse température à $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ autour de 82 K [66]. En règle générale la viscosité et la constante de rappel sont supposés (ou déterminés) comme étant indépendants du champ magnétique. Deux exceptions sont les mesures de Ghosh [59] qui trouve expérimentalement $\kappa_p \propto \sqrt{H}$ et Parks [138], qui propose $\eta \propto \sqrt{H}$.

Par contre, même en introduisant une distribution de barrières de piégeage, Powell *et al.* [143] n'arrivent qu'à un accord *qualitatif* entre leurs résultats et la théorie.

Remarquons enfin que la technique de Wu *et al.* [186] est la seule à pouvoir présenter un tableau complet à haute température. Il est d'autant plus surprenant qu'ils ne montrent à nouveau que la partie réelle de la résistivité en fonction du champ pour prouver que le modèle MBCC fonctionne bien.

Nous avons vu que ρ_1 et R_s (et R_l d'ailleurs) représentent, à des constantes près, la même grandeur. Quand on compare $\rho_1(H)$ à 83.5 K d'après D.H. Wu [186] avec $\Delta R_s(H)$

mesure	$\rho(H)$		$\rho(\nu)$		$\rho(T)$		$\mu_0 H$ [T]	ν [GHz]	T [K]	référence
	T, ν const.		T, H const.		H, ν const.					
	ρ_1	ρ_2	ρ_1	ρ_2	ρ_1	ρ_2				
réflectométrie	✓	○	✓	✓	○	○	0-9	0.45-50	78-86	D.H. Wu [186]
rés. microruban	○	○	✓	✓	✓	○	0-4	1.2-22*	5-65	Belk [13]
— “ —	✓	○	✓	✓	○	○	0-5	1.2-20*	4.3	Revenaz [152]
rés. coplanaire	✓	✓	○	○	✓	○	0-4	8,16 [†]	10-65	Powell [143]
rés. microruban	✓	✓	○	○	○	○	0-6	2,2.73	5-80	Willemsen [182]
PPR [‡]	✓	✓	○	○	○	○	0-1	5	21-55	Ghosh [59]
PPR [‡]	✓	✓	○	○	✓	✓	≤0.8	5.5	30-80	Golosovsky [65]
cavité	✓	○	○	○	✓	○	0-7	10	60-100	Owliaei [135]
PPR [‡]	✓	✓	○	○	✓	✓	0-0.4	11	0-80	Pambianchi [137]
spectroscopie THz	○	○	✓	✓	✓	✓	0-6	0-500	0-80	Parks [138]

* : résonances harmoniques // [†] : deux résonateurs fabriqués à partir d'un film // [‡] : parallel plate resonator

Table 6.2: Compilation des mesures pertinentes utilisant le modèle MBCC pour l'interprétation des résultats. ✓ indique les courbes montrées dans la publication, ○ les courbes “manquantes”. Toutes les études portent sur des microrubans avec le champ magnétique appliqué parallèlement à l'axe c de l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

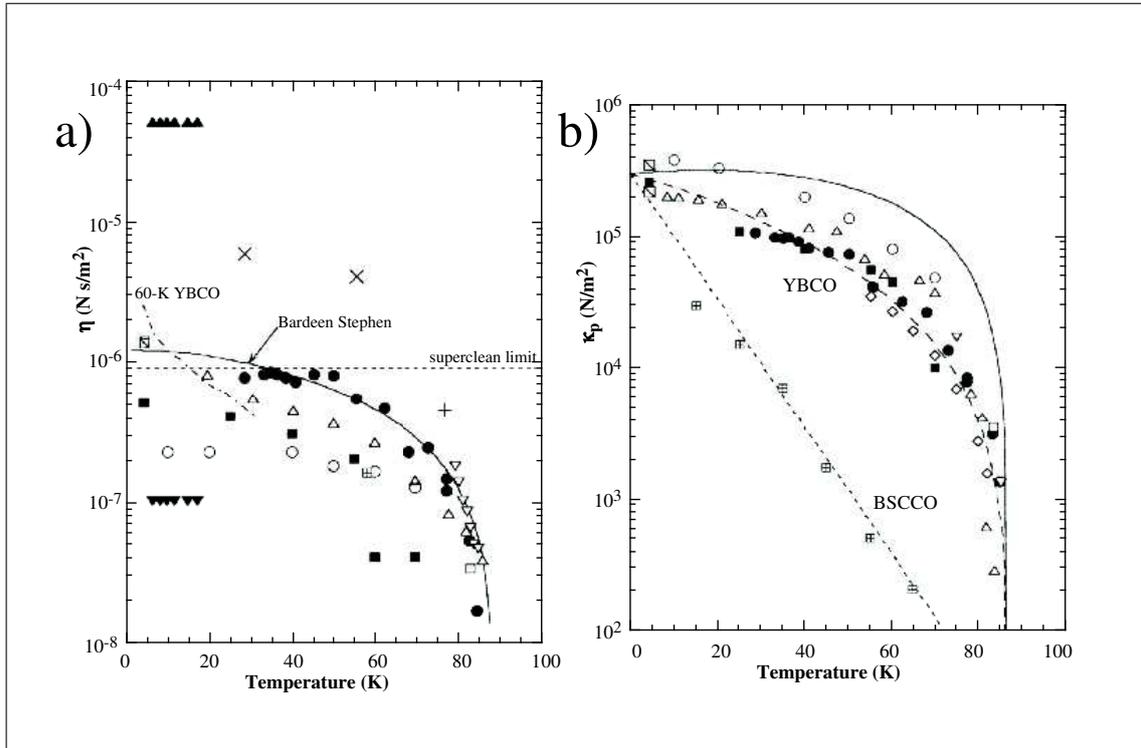


Figure 6.5: Compilation des valeurs trouvées pour η et κ_p , d'après Golosovsky [66].

à 81.2 K d'après Owliaei [135], on constate (cf. FIG. 6.6) que le comportement général de cette quantité est le même. Il y a une petite “bosse” à faible champ et un point

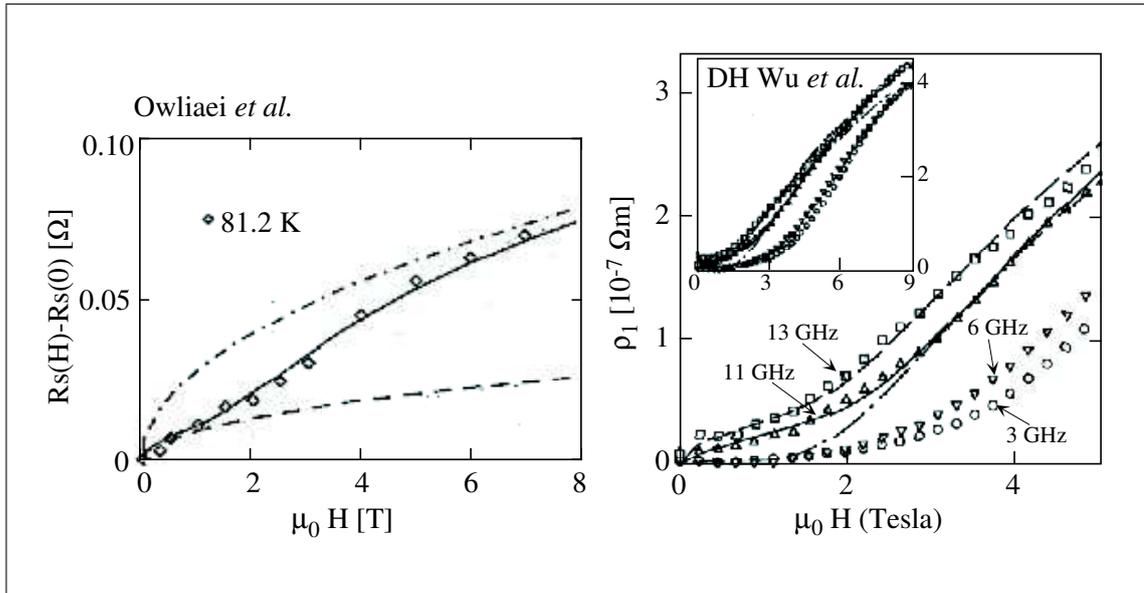


Figure 6.6: A gauche : $R_s(H)$ à 10 GHz d'après Owliaei *et al.* [135]. Les deux traits sont leurs cas limites des vortex piégés et en flux flow libre. A droite : $\rho_1(H)$ d'après DH Wu *et al.* [186], que nous avons déjà vu.

d'inflexion. Owliaei *et al.* l'ont interprétée comme un “crossover” entre un régime de vortex piégés et un régime de vortex en flux flow libre. Dans leur géométrie (cavité où le film constitue une des parois) il n'y a pas de facteur \coth dans l'expression pour R_s , contrairement à la géométrie de Wu *et al.* (et à notre géométrie, cf. eqn. (2.11) et (5.30)). Donc le comportement limite de R_s à fort champ est effectivement $\propto \sqrt{H}$. Par contre, dans la géométrie de D.H. Wu (et dans notre géométrie), ce comportement limite devrait être linéaire à cause du facteur correctif pour Z_s en \coth . Or les deux mesures donnent le même comportement. Il paraîtrait donc que ce comportement n'est pas lié à la géométrie de l'échantillon.

Deux nouvelles questions se rajoutent alors à la liste :

1. Le modèle MBCC de type champ moyen est-il réellement capable d'expliquer les mesures haute fréquence, haute température avec le *même* jeu de paramètres η , κ_p et U_{cc} ?
2. Si oui, quelle est la dépendance de ces paramètres avec le champ magnétique (et éventuellement la fréquence) ?

6.6 Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons présenté brièvement deux théories que nous allons confronter à nos mesures dans le chapitre suivant. Nous avons vu que nous pouvons nous attendre à une transition de phase du second ordre dans les films minces, et que cette transition est liée à la fusion d'un solide de vortex en un liquide de vortex. Nous avons alors regardé comment nous pouvons confronter nos mesures aux théories : la phase de la conductivité complexe $\bar{\sigma}$ doit être indépendante de la fréquence à la température de transition.

Nous avons rapidement introduit un modèle de type champ moyen MBCC qui nous permet d'interpréter nos mesures en terme d'une viscosité η , d'une constante de rappel κ_p et d'une hauteur de barrière de piégeage U_{cc} . Enfin, quelques prédictions sur leur comportement en fonction du champ magnétique ont été présentées.

La seconde partie de ce chapitre était consacrée à un état des lieux des expériences. Cela nous a permis de voir qu'il y a peu de travaux effectués dans notre gamme de fréquence et de mettre en évidence quelques questions ouvertes auxquelles nous nous proposons d'apporter des réponses au chapitre suivant.

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

7.1 Introduction

Ce chapitre concernant nos résultats de mesure comporte quatre parties.

Le but de la première partie est de rappeler les grandes lignes concernant la technique de mesure, afin de donner au lecteur les clefs “techniques” nécessaires à la compréhension des mesures présentées par la suite sans être obligé de lire les chapitres 3 à 5 concernant la technique de mesure.

Dans la seconde partie nous présenterons un panorama de $\bar{Z}_l(\nu, H, T)$ et $\bar{\sigma}(\nu, H, T)$ à travers la transition. L’interprétation des grandes tendances restera qualitative et servira uniquement à donner des repères.

Dans la troisième partie nous analyserons quantitativement nos résultats expérimentaux à la lumière de la théorie MBCC de type champ moyen et de la théorie des lois d’échelles en essayant de tenir compte des trois paramètres : fréquence, température et champ magnétique.

La dernière partie présentera finalement un comportement “intrigant” de la partie imaginaire de la conductivité $\sigma_2(\nu)$ en fonction de la fréquence, qui sera situé dans le diagramme de phase $H - T$.

7.2 Rappel de la technique de mesure

Nous rappelons de façon schématique les résultats principaux des chapitre 3 à 5 concernant la technique de mesure :

- but : mesurer l’impédance linéique d’une ligne microruban en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ dans la gamme de fréquence 0.2 à 18 GHz, entre 80 et 100 K et pour des champs magnétiques entre 0 et 6 T.
- dispositif hyperfréquence : la figure 7.1 montre le montage de l’échantillon sur le porte-échantillon (cf. paragraphe 4.5) ainsi que le modèle électrique utilisé lors de

l'extraction des paramètres linéiques (cf. paragraphe 5.7 et paragraphe 5.6) après l'étalonnage basse température (cf. chapitre 3).

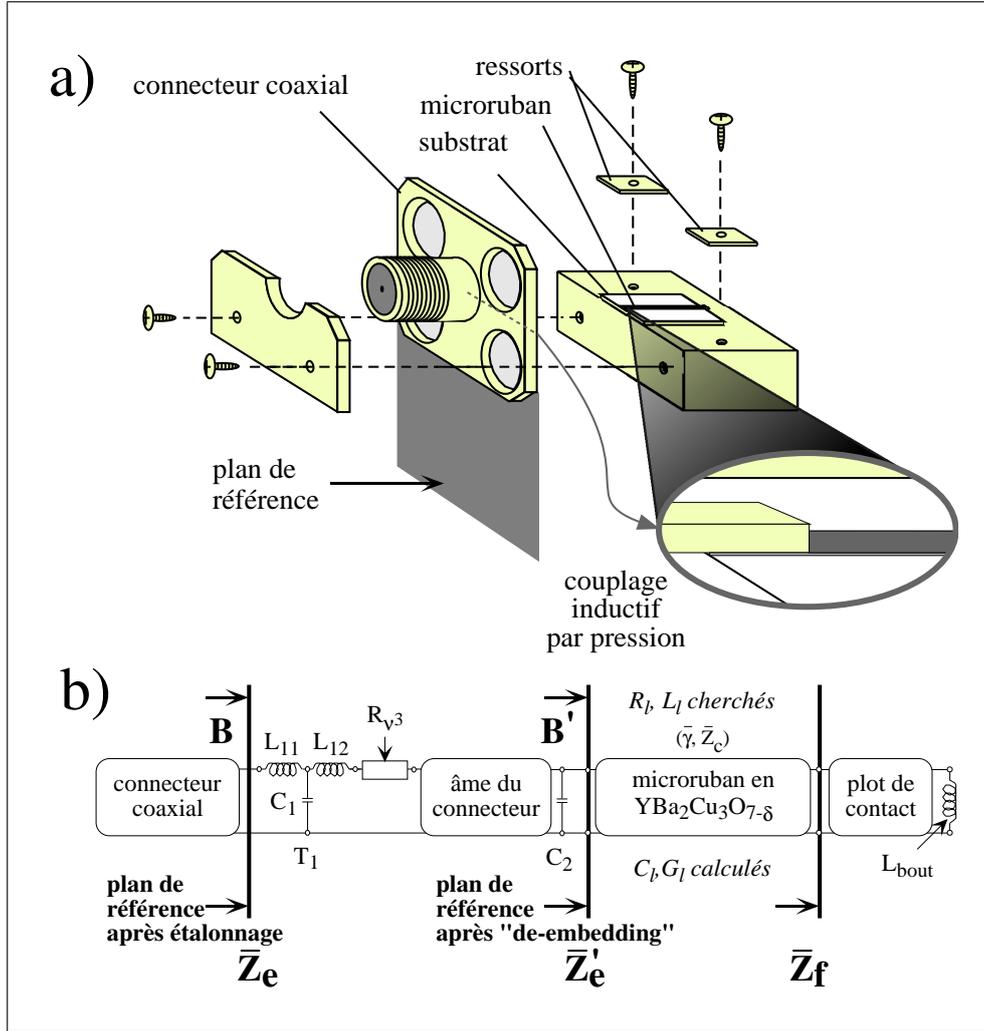


Figure 7.1: Montage des échantillons supraconducteurs et modèle électrique équivalent. Le couplage inductif/résistif est obtenu en pressant le conducteur central du connecteur contre le ruban supraconducteur doré sur la longueur correspondante. Pour plus de détail concernant la notation des quadripôles cf. annexe A.1.

- l'échantillon : nous montrons essentiellement les résultats obtenus avec l'échantillon S22 (cf. TAB. 4.2), qui est une ligne microruban en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, de 3.53 mm de long, $600 \mu\text{m}$ de large et 130 nm d'épaisseur, court-circuitée par 4 fils d'aluminium micro-soudés. Le substrat MgO a une épaisseur de $250 \mu\text{m}$ et une constante diélectrique $\epsilon_r = 9.6$ (cf. paragraphe 4.4).
- formalisme d'extraction des paramètres linéiques $\bar{Z}_l = R_l + j\omega L_l$:
 1. Grâce à l'étalonnage basse température, nous mesurons \bar{Z}_e .
 2. Par le formalisme des matrices A (cf. annexe A.1) le plan de référence est décalé de \mathbf{B} vers \mathbf{B}' , ce qui nous permet d'obtenir \bar{Z}_e' , l'impédance d'entrée de

l'échantillon vue à partir du nouveau plan de référence :

$$\bar{Z}'_e = \bar{Z}_c \left(1 + \frac{\bar{Z}_f - \bar{Z}_c}{\bar{Z}_f + \bar{Z}_c} e^{-2\bar{\gamma}l}\right) / \left(1 - \frac{\bar{Z}_f - \bar{Z}_c}{\bar{Z}_f + \bar{Z}_c} e^{-2\bar{\gamma}l}\right) \quad (7.1)$$

avec $\bar{Z}_c^2 = \bar{Z}_l / \bar{Y}_l$ et $\bar{\gamma}^2 = \bar{Z}_l \bar{Y}_l$, avec $\bar{Y}_l = (\tan \delta + j)\omega C_l$, l'admittance linéique.

3. La technique de mesure utilisée ne nous permet d'obtenir que la partie réelle et la partie imaginaire de \bar{Z}'_e , or nous avons quatre inconnues (parties réelle et imaginaires de \bar{Z}_l et \bar{Y}_l). Il nous faut connaître \bar{Y}_l que nous calculons en utilisant les équations (5.29). Cette admittance linéique \bar{Y}_l tient donc compte *de manière analytique* des effets de bord, donc de la distribution inhomogène des courants et de la dispersion qui est provoquée par la structure inhomogène de la ligne microruban.
4. Pour l'extraction de \bar{Z}_l à proprement parlée il faut utiliser des méthodes *numériques* (cf. paragraphe A.3.1 et A.3.3).
5. Après la soustraction de l'impédance interne due au plan de masse (cf. paragraphe 5.5) dans l'équation (5.31), nous obtenons l'impédance linéique montrée dans la suite de ce chapitre :

$$\bar{Z}_l = j\omega L_{l,géo} + G \left[\frac{j\omega\mu_0}{\bar{\sigma}} \right]^{1/2} \coth(eWG[j\omega\mu_0\bar{\sigma}]^{1/2}) \quad (7.2)$$

avec e et W l'épaisseur et la largeur du ruban respectivement. $G = 1840 \text{ m}^{-1}$ est un facteur de correction géométrique qui est égal à l'inverse d'une largeur effective (cf. paragraphe 5.3.1). Remarquons que toutes les pertes proviennent du ruban supraconducteur. Par contre il reste dans la partie imaginaire de \bar{Z}_l l'inductance géométrique de la structure microruban.

- On a finalement souvent besoin d'avoir accès à la conductivité complexe $\bar{\sigma}$. Comme nous venons de le voir, elle est liée à l'impédance interne du ruban $\bar{Z}_i = \bar{Z}_l - j\omega L_{l,géo}$. Dans nos conditions expérimentales, nous avons $eWG \ll |\lambda| (= [j\omega\mu_0\bar{\sigma}]^{0.5})$. Nous pouvons alors développer la cotangente, ce qui nous donne la possibilité de calculer *analytiquement* $\bar{\sigma}$ à partir de \bar{Z}_l :

$$\bar{\sigma} = \left[eW(\bar{Z}_l - j\{\omega L_{l,géo} + \frac{eWG^2\omega\mu_0}{3}\}) \right]^{-1} \quad (7.3)$$

$L_{l,géo}$ est calculée d'après l'eqn. (5.29).

Un aspect expérimental important concerne la vérification que nous nous trouvons bien dans un régime de réponse linéaire.

7.2.1 L'effet de la puissance incidente

Pour vérifier que nous nous trouvons dans un régime linéaire, nous avons mesuré les échantillons supraconducteurs à plusieurs puissances entre -45 et -10 dBm¹. Rappelons que la limite de résolution de l'analyseur vectoriel Hewlett Packard est de -65 dBm.

Les mesures ont été effectuées aussi bien loin de la transition que proche de la transition.

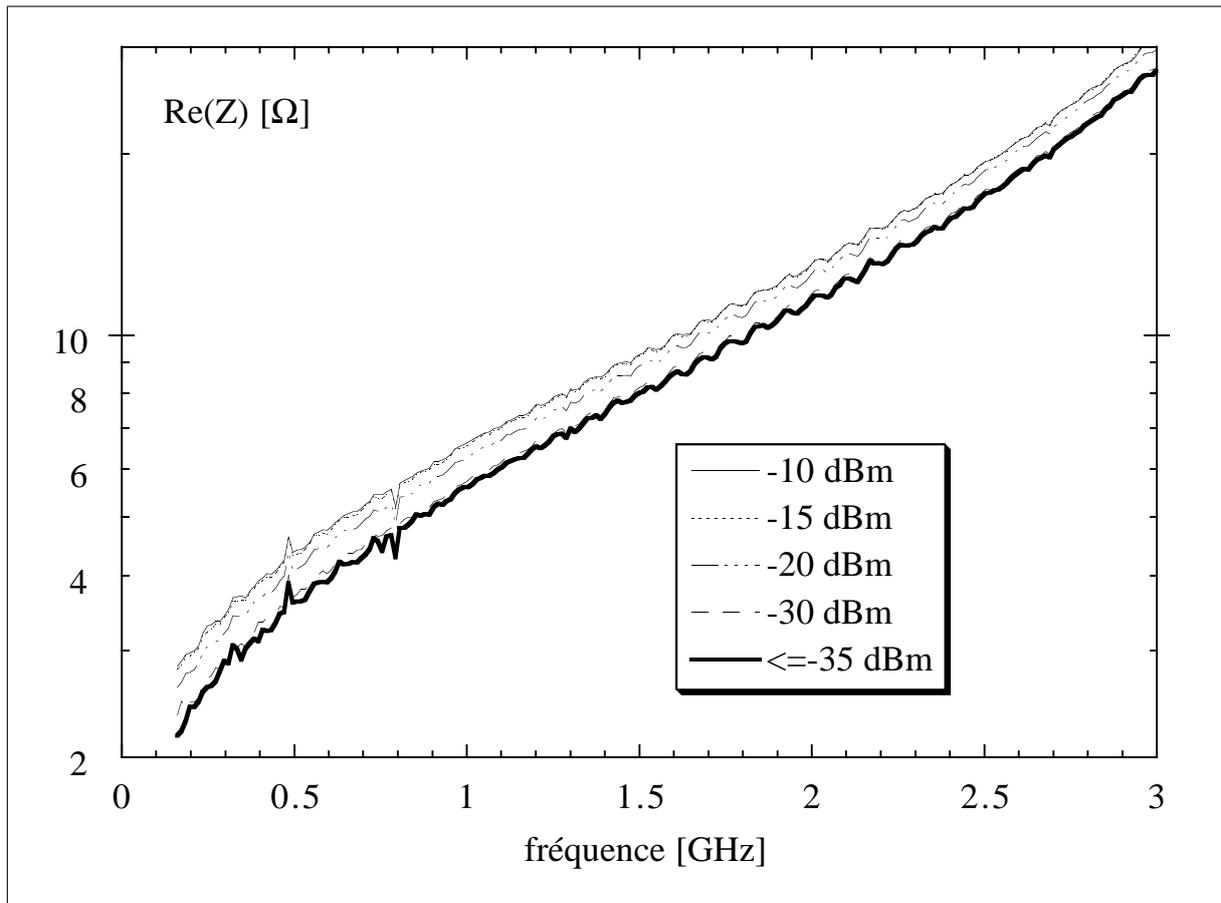


Figure 7.2: L'effet de la puissance incidente. Echantillon S22 à $T = 88.2K$.

La figure 7.2 montre la partie réelle de l'impédance d'entrée de l'échantillon S22 à 88.2 K. A cette température, qui est très légèrement au-dessus de la T_c^0 et de T_g de S22 (cf. TAB. 4.2), nous attendons de forts effets de la non-linéarité. Aucun effet est observé avant -35 dBm. Sur la partie imaginaire les effets sont tout aussi faibles. Ce résultat a également été trouvé dans d'autres échantillons sous champ. Nous nous sommes donc

¹0dBm = 1mW dans 50 Ω.

limité à une puissance de -35 dBm pour toutes les mesures présentées dans ce mémoire. Il est intéressant de noter que nous avons le même ordre de grandeur de la puissance volumique qu'Olsson [134].

7.2.2 Quelques définitions utiles

Rappelons finalement quelques définitions utiles dans la suite :

- T_c est définie par la température pour laquelle $d\rho/dT$ est maximale.
- T_g est définie par la température où la phase de $\bar{\sigma}(\omega)$ est indépendante de la fréquence : $\Phi_\sigma(\omega) = \text{const.}$ (cf. paragraphe 6.2).

7.3 Panorama de $\bar{\sigma}$ et \bar{Z}_l en fonction de ν , H et T

Dans ce court paragraphe, nous allons d'abord présenter quelques résultats expérimentaux sans rentrer dans les détails d'une interprétation quantitative afin de brosser rapidement le tableau du comportement de nos films minces.

7.3.1 Les températures extrêmes : 79 K et 300 K

Regardons donc dans un premier temps le résultat obtenu pour $\bar{\sigma}(\nu)$ et $\bar{Z}_l(\nu)$ à deux températures extrêmes, où nous connaissons la réponse du supraconducteur.

La figure 7.3 montre d'abord $\bar{\sigma}(\nu)$ et $\bar{Z}_l(\nu)$ à basse température : comme attendu pour un supraconducteur loin au-dessous de la température de transition (cf. paragraphe 2.5.1) nous trouvons la partie réelle σ_1 constante et la partie imaginaire $\sigma_2 \propto 1/\nu$. Cela se traduit par une inductance linéique $L_l(\nu)$ indépendante de la fréquence et une petite résistance linéique $R_l(\nu) \propto \nu^2$.

Montrons également à 79 K la phase Φ_σ de la conductivité (cf. FIG. 7.4). Nous pouvons constater qu'elle est très proche de sa valeur théorique de 90°.

Passons maintenant à l'autre extrême, c'est-à-dire à la température ambiante. La figure 7.5 présente à nouveau $\bar{\sigma}(\nu)$ et $\bar{Z}_l(\nu)$. A cette température le ruban est entièrement dans l'état normal. En conséquence la partie imaginaire σ_2 (et donc la phase Φ_σ) de la conductivité est nulle (à la précision de la mesure près). La partie réelle σ_1 de la conductivité est donnée par $1/\rho_n$. D'une manière générale $\bar{\sigma}$ est indépendante de la fréquence.

Cela se traduit par une impédance linéique \bar{Z}_l également indépendante de la fréquence (mis à part une légère oscillation résiduelle dans L_l). Les effets de la dispersion (qui

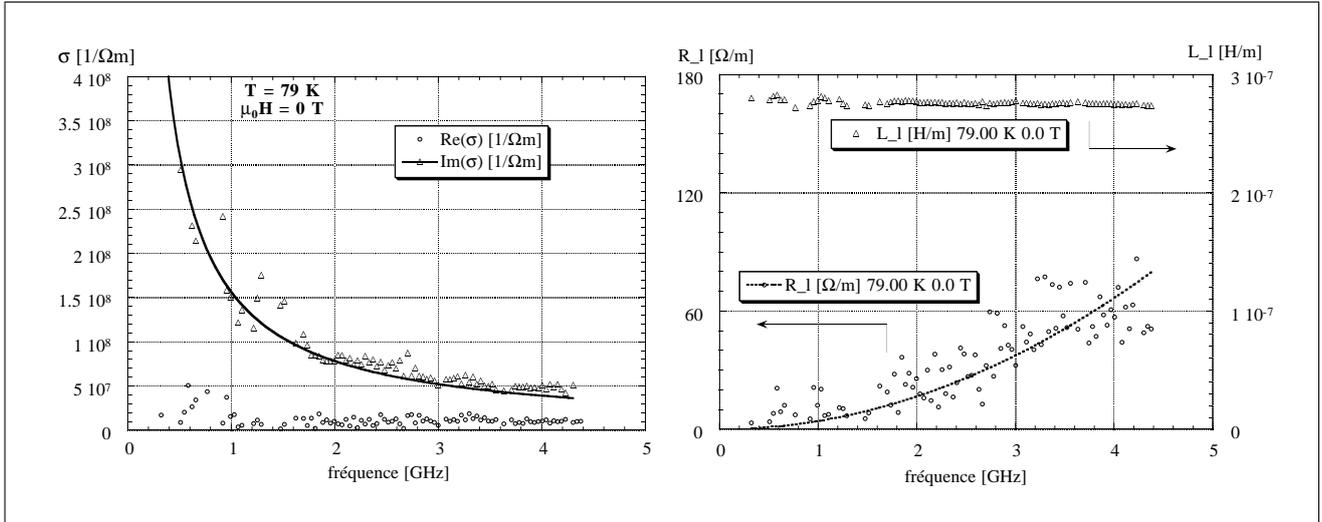


Figure 7.3: $\bar{\sigma}(\nu)$ et $\bar{Z}_l(\nu)$ à 79 K et 0 T. Nous avons rajouté un “fit” en $1/\nu$ pour σ_2 et en ν^2 pour R_l , qui sont les comportements attendus pour des basses températures.

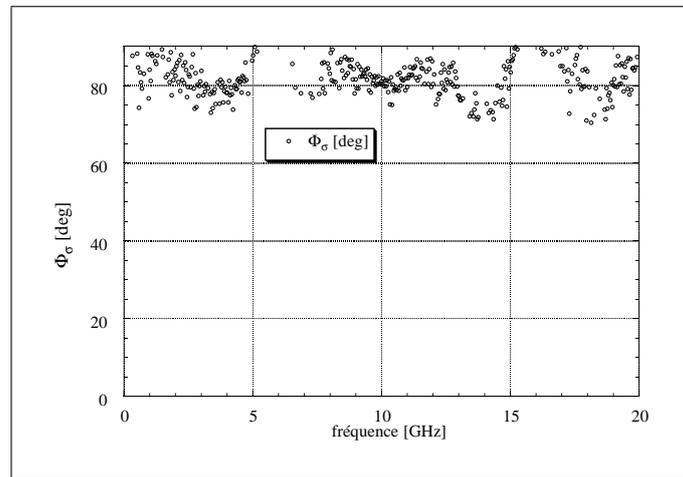


Figure 7.4: $\Phi_\sigma(\nu)$ à 79 K sans champ. Nous constatons qu’elle est proche de 90° comme nous l’attendons pour la phase d’un supraconducteur à basse température, loin de la transition.

se traduisent par une dépendance en fréquence) ne sont pas visible avec un ruban aussi résistif.

7.3.2 $\bar{\sigma}(\nu, T)$ aux températures intermédiaires

La figure 7.6 montre la conductivité complexe $\bar{\sigma} = \sigma_1 - j\sigma_2$ en fonction de la fréquence proche de la transition supraconductrice à champ magnétique nominal nul.

En réalité, il nous reste un faible champ résiduel d’environ 10^{-3} T mesuré avec une sonde de Hall. A cause de l’existence du pic en $\text{Re}(\sigma)$ (cf. FIG. 7.8, p. 161) lorsque la température diminue, $\text{Re}(\sigma)$ augmente de sa valeur à l’état normal à sa valeur au maximum du pic ($T \approx 83 \text{ K}$) puis redescend ensuite quand T diminue encore. De même,

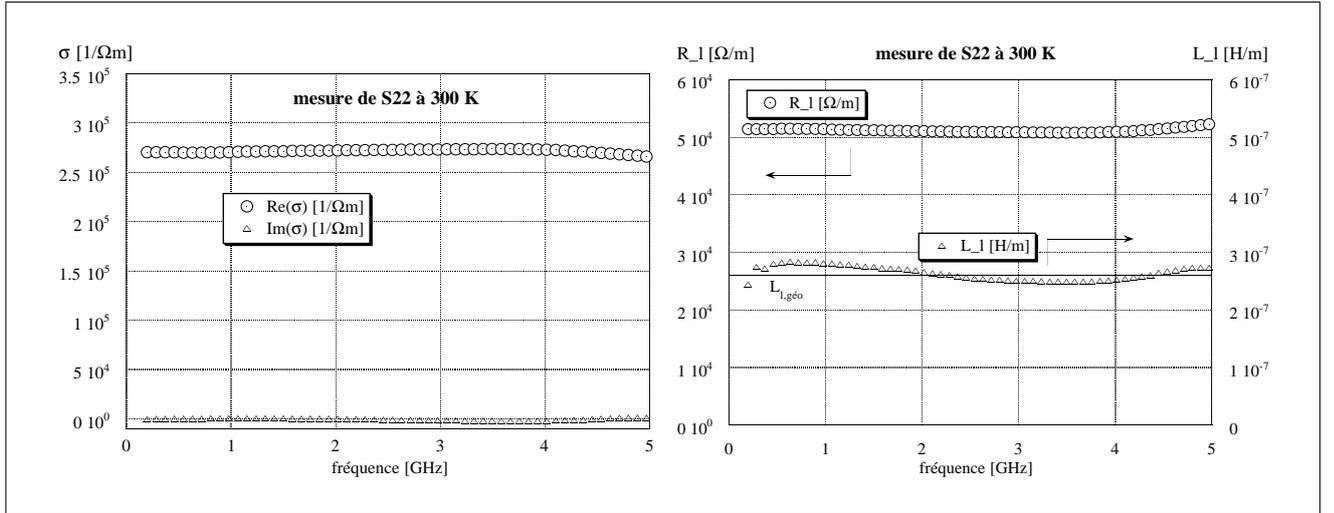


Figure 7.5: $\bar{\sigma}(\nu)$ et $\bar{Z}_l(\nu)$ à la température ambiante. $\text{Re}(\sigma) = 1/\rho_n$, $\text{Im}(\sigma)$ est nulle et les deux sont indépendantes de la fréquence. Dans \bar{Z}_l nous retrouvons la valeur géométrique de L_l , mis à part une légère oscillation résiduelle. R_l est à un facteur de géométrie près ρ_n .

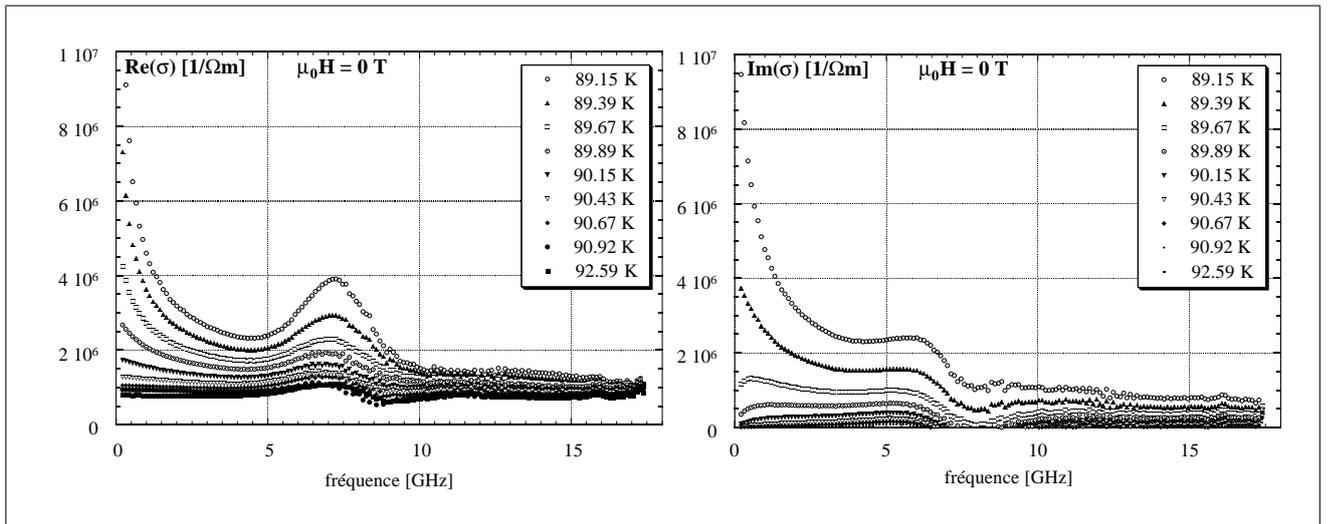


Figure 7.6: $\bar{\sigma}(\nu)$ à différentes températures proches de la transition sans champ. On voit l'augmentation importante de $\text{Re}(\sigma)$ et $\text{Im}(\sigma)$ dans la région des fluctuations. De même, on voit que nous avons une résonance géométrique résiduelle entre 5 et 10 GHz qui rend toute utilisation de cette gamme de fréquences virtuellement impossible.

$\text{Im}(\sigma)$ augmente d'une très faible valeur (à priori nulle, mais nous verrons cela plus loin) au dessus de la transition jusqu'à sa valeur basse température ($\sim 10^9$ [1/Omega*m]). La dépendance en fréquence de $\bar{\sigma}(\nu)$ est hautement non-triviale.

Il est surprenant que la figure 7.7 montrant $\bar{\sigma}$ en fonction de la fréquence à fort champ, ait une allure générale très proche de celle que nous venons de voir. Toutefois, comme attendu, la gamme de températures sur laquelle transite la ligne microruban est nettement plus élevée que sans champ. Cela facilite l'utilisation d'un plus grand pas en température

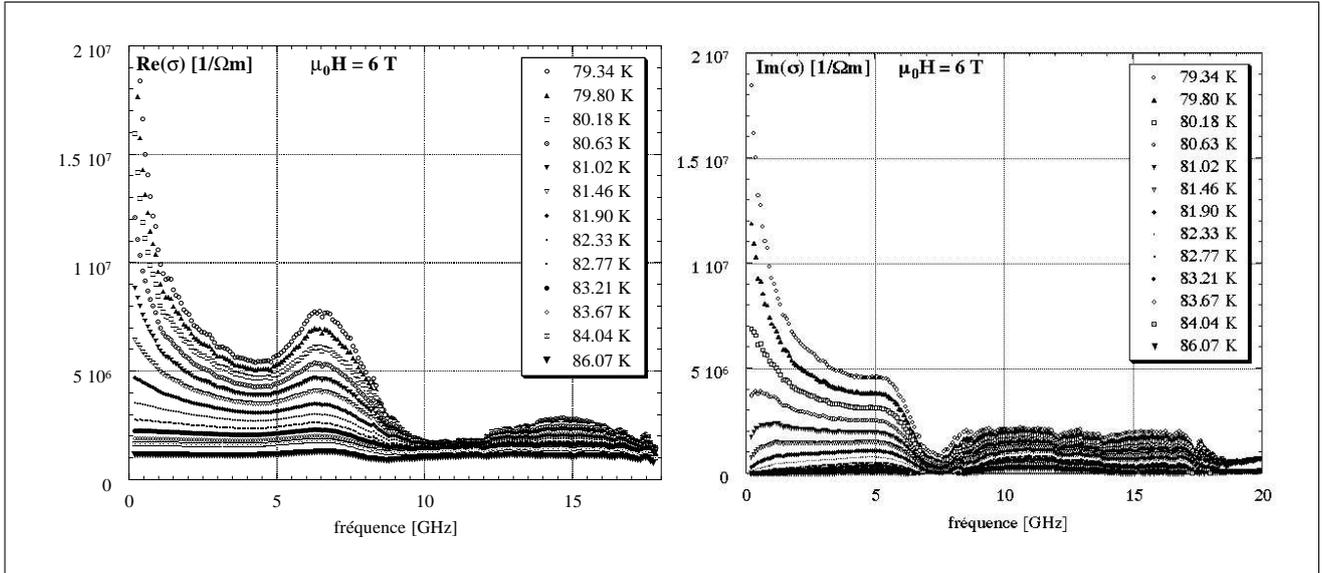


Figure 7.7: $\bar{\sigma}(\nu)$ à travers la transition à 6 T. Le comportement est étonnamment proche de celui observé à champ nul. Ici aussi nous remarquons la résonance géométrique résiduelle entre 5 et 10 GHz.

(car dans notre technique, le pas n'est modifiable qu'à condition de refaire l'ensemble des mesures d'étalonnage (cf. chapitre 3)).

Sur les deux figures 7.6 et 7.7, on voit très clairement une résonance géométrique résiduelle entre 5 et 10 GHz, que nous n'avons pas réussi à enlever entièrement lors du traitement des mesures brutes. Cela rend malheureusement l'exploitation de cette gamme de fréquences virtuellement impossible. Nous nous limiterons donc dans ce qui suivra aux fréquences entre 0.16 et 5 GHz et ensuite entre 10 et 18 GHz, ce qui nous permettra malgré tout de répondre à un certain nombre de questions.

Nous avons finalement tracé la partie réelle et imaginaire de la conductivité en fonction de la température, (cf. FIG. 7.8) avec et sans champ magnétique (0 et 1 T).

Comme nombre d'autres auteurs ([26, 75, 88, 133]), nous observons un pic en fonction de la température, qui se déplace vers des températures plus basses sous champ. Ce pic est dans notre cas assez large, quoique comparable à celui trouvé par P. Xavier [190]. L'interprétation de ce pic n'est toujours pas claire. Il pourrait être expliqué par une distribution de T_c [133], ou bien par des fluctuations [76].

Mais un pic provoqué par des fluctuations devrait être centré par rapport à T_c . Cela est effectivement observé dans des monocristaux purs [5] et une analyse en terme de fluctuations donne des résultats intéressants.

Cependant, dans les films minces, le pic se situe nettement au-dessous de la température critique contrairement au cas des monocristaux. Une interprétation utilisant une distri-

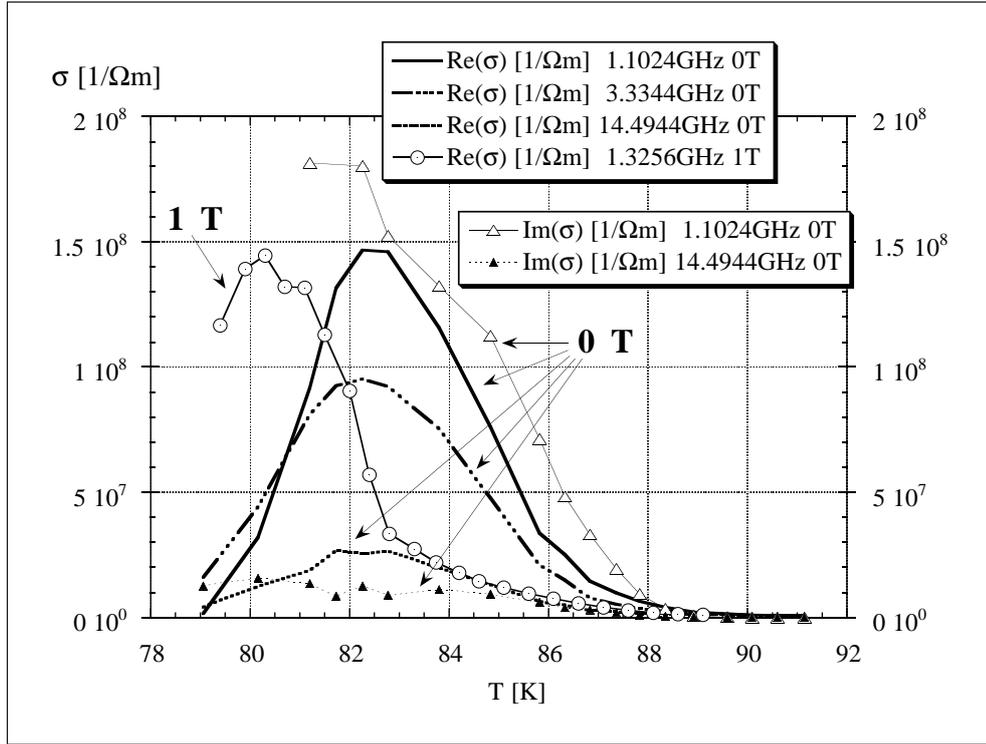


Figure 7.8: Variation de la conductivité à haute fréquence à 0 T et 1 T. Nous observons (comme nombre d'auteurs) un pic dans $\text{Re}(\bar{\sigma})$, qui se déplace sous champ vers des plus basses températures. De même nous constatons que $\text{Im}(\bar{\sigma})$ augmente fortement quand on diminue la température. Par ailleurs $\text{Im}(\bar{\sigma})$ diminue quand on augmente la fréquence.

bution de T_c semble donc plus adaptée [26].

La partie imaginaire de $\bar{\sigma}$ montre une forte augmentation quand on diminue la température. Par ailleurs elle diminue quand on augmente la fréquence.

7.3.3 $R_l(T)$ et $L_l(T)$ à 1 T et quelques fréquences

Dans un premier temps nous montrons juste la dépendance en température de R_l et L_l à 1 T sans interprétation. Nous constatons d'abord pour R_l la chute caractéristique lors de la transition supraconductrice. Mais nous voyons également un élargissement important de la transition. Les pertes augmentent comme attendu quand on augmente la fréquence.

Dans L_l il apparaît un pic que l'on pourrait à priori attribuer à la divergence de la longueur de pénétration $\lambda(T)$ (elle-même liée à l'inductance cinétique). Mais le pic ne coïncide ni avec T_g , ni avec T_c , mais se trouve entre les deux. Il est clair que ce pic n'est pas lié au pic dans la partie réelle de $\bar{\sigma}$, qui rappelons-le, est à beaucoup plus basse température (cf. FIG. 7.8). On a souvent observé un pic dans la partie imaginaire de la susceptibilité alternative. Ce pic est lié aux conditions géométriques [199], quand l'épaisseur e du matériau vaut environ $2\delta_e$, l'épaisseur de peau. A 1 T et 0.2 GHz, nous

avons $\rho \approx 10^{-7} \Omega\text{m}$, donc $\delta_e \approx 10 \mu\text{m}$ et $\delta_{ff} \approx 6 \mu\text{m}$. Les deux valeurs sont beaucoup plus grandes que l'épaisseur du ruban (130 nm), mais beaucoup plus petites que la largeur du ruban (600 μm). En outre la fréquence varie d'un facteur 10, tandis que le pic n'évolue que très peu en température.

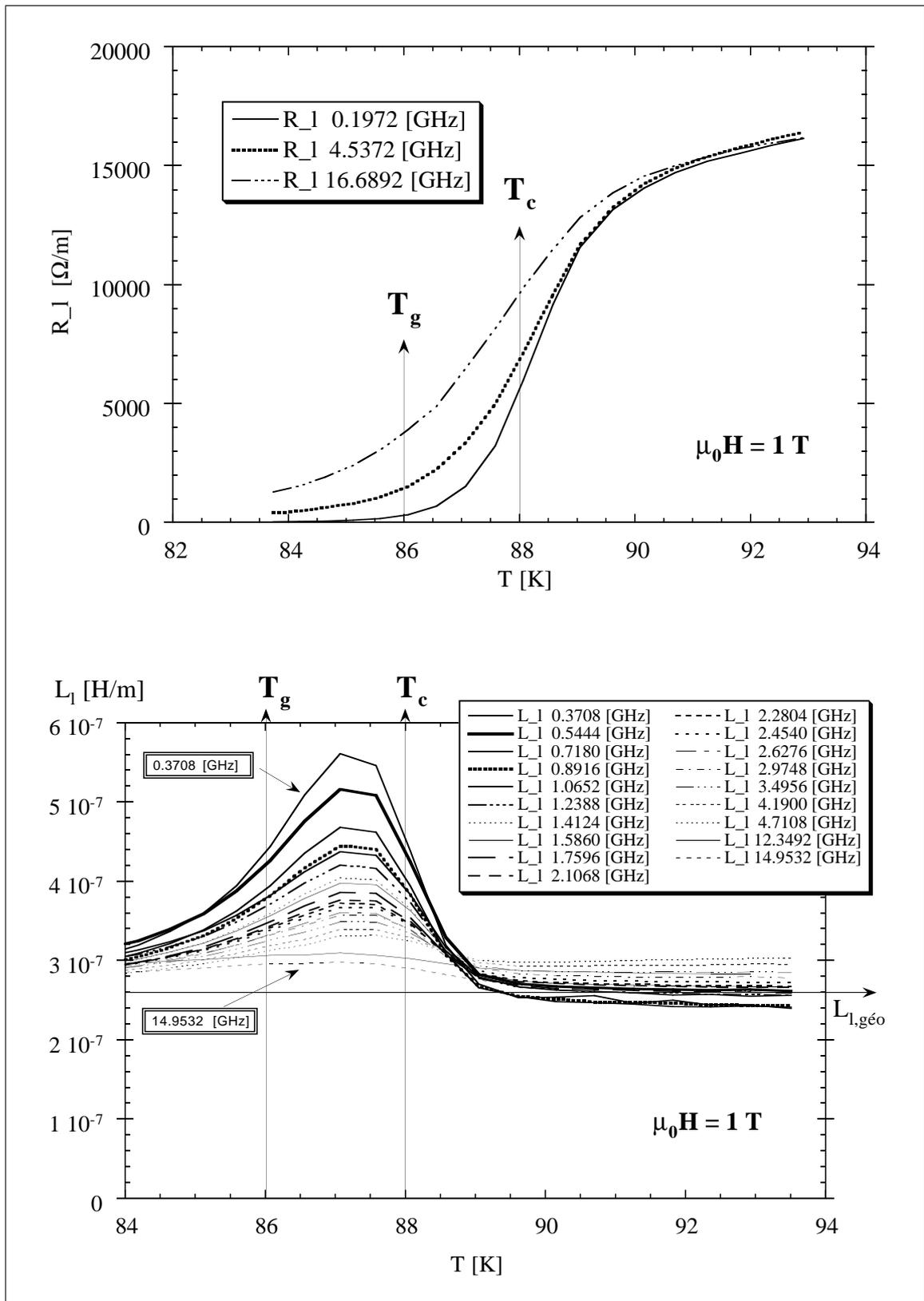
Par ailleurs, nous constatons une augmentation considérable de L_l avec la fréquence pour des températures supérieures à environ 89 K. Cette augmentation est nettement plus importante que ne le prédit la dispersion (une augmentation de seulement $\sim 6 \text{ nH/m}$ entre 0.16 et 20 GHz). Nous allons y revenir à la fin de ce chapitre. Par contre dû aux oscillations résiduelles en fonction de ν , nous n'avons pas une bonne précision sur la valeur absolue de $L_l(\nu)$ pour $\nu > 10 \text{ GHz}$. En conséquence, le fait que $L_l(\nu > 10\text{GHz}) < L_l(\nu < 4.7\text{GHz})$ n'est pas un effet physique.

La figure 7.10 confirme nos observations à 1 T. En effet nous trouvons également à un champ magnétique de 6 T ce pic important dans $L_l(T)$. A nouveau la température de ce pic est entre T_g (déterminée par les lois d'échelle) et T_c .

7.3.4 $\bar{Z}_l(H)$ à différentes températures

Nous traçons dans la figure 7.11 $\Delta R_l(H) = R_l(H) - R_l(0)$ à différentes températures. On voit le changement de comportement suivant : à basse température (80.2 K, 82.8 K) ΔR_l augmente de façon strictement monotone avec $\Delta R_l(H) \propto H^n$ où $n > 1$; à 85.6 K apparaît un point d'inflexion dans la courbe, et à 88.1 K $\Delta R_l(H) \propto H^n$ où $n < 1$.

De même, quand nous regardons l'inductance linéique ($L_l = X_l/\omega$) dans la figure 7.12, nous pouvons constater qu'il y a comme pour Hui Wu *et al.*[188], un maximum en fonction du champ magnétique. Ce maximum est d'autant plus bas que la fréquence est élevée. Nous avons indiqué sur les graphes la valeur de l'inductance linéique géométrique (les variations dues à la dispersion sont petites devant cette échelle), la valeur notée est celle correspondant à $\nu \sim 1 \text{ GHz}$.

Figure 7.9: $R_l(T)$ et $L_l(T)$ à 1 T

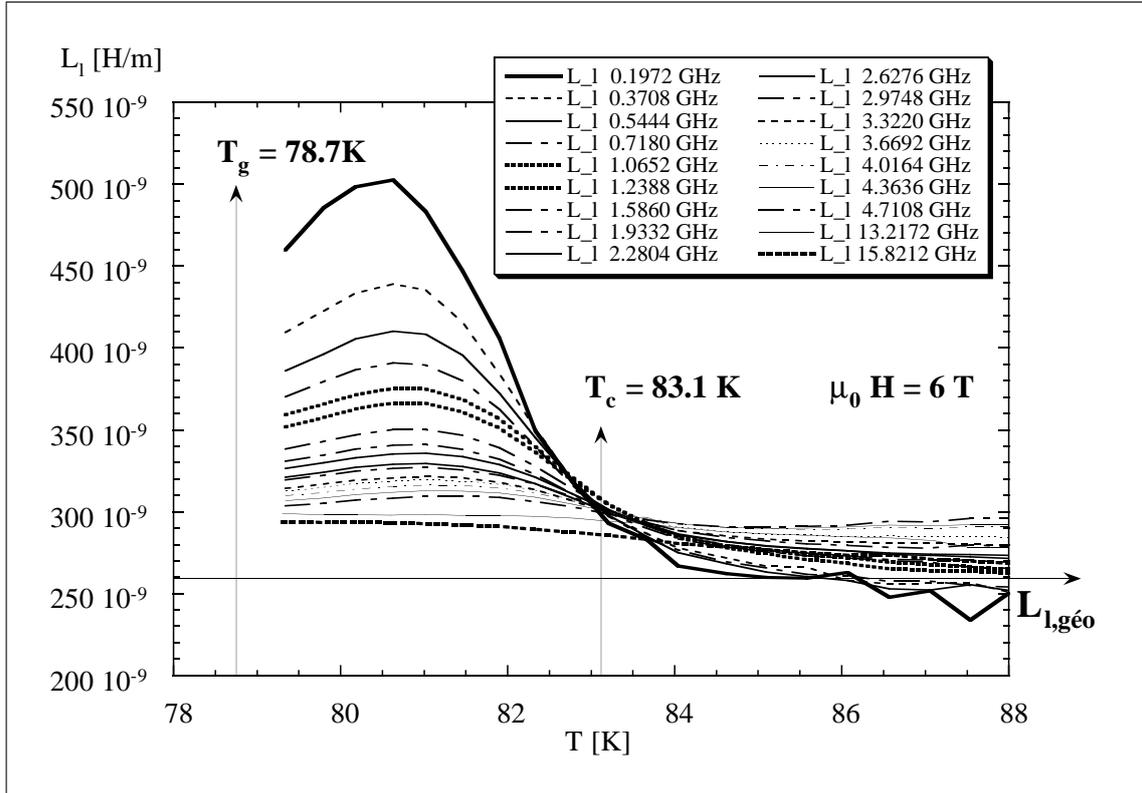


Figure 7.10: $L_l(T)$ à 6 T. Nous observons comme à 1 T un pic important dans $L_l(T)$ à une température intermédiaire entre T_g et T_c .

7.4 Comparaison entre les résultats et le modèle MBCC

Dans ce paragraphe, nous essaierons de répondre aux questions que nous nous sommes posées à la fin du paragraphe 6.5.2 donnant l'état des lieux sur le sujet. Nous présenterons tous les résultats sous la forme de \bar{Z}_l , puisque c'est une grandeur très proche de la résistivité rencontrée dans la littérature.

Nous avons effectué les "fits" toujours sur les parties réelle et imaginaire en même temps, avec la totalité des paramètres (η , κ et U_{cc}). La méthode d'optimisation était à nouveau le "recuit numérique" en combinaison avec l'algorithme du "downhill-simplex" [144]. Compte tenu des grandes différences entre $R_l \sim 10^3$ et $L_l \sim 10^{-7}$, nous avons utilisé la fonction d'erreur à minimiser suivante :

$$f = \frac{|\log(1 + |R_{l,mes} - R_{l,calc}|)| + |\log(1 + |L_{l,mes} - L_{l,calc}| * 2\pi\nu)|}{|\log(1 + |R_{l,mes}|)| + |\log(1 + |L_{l,mes}| * 2\pi\nu)|} \quad (7.4)$$

Nous avons rajouté 1 dans le logarithme pour éviter que les petites valeurs, où nous n'avons pas beaucoup de précision, prennent trop d'importance.

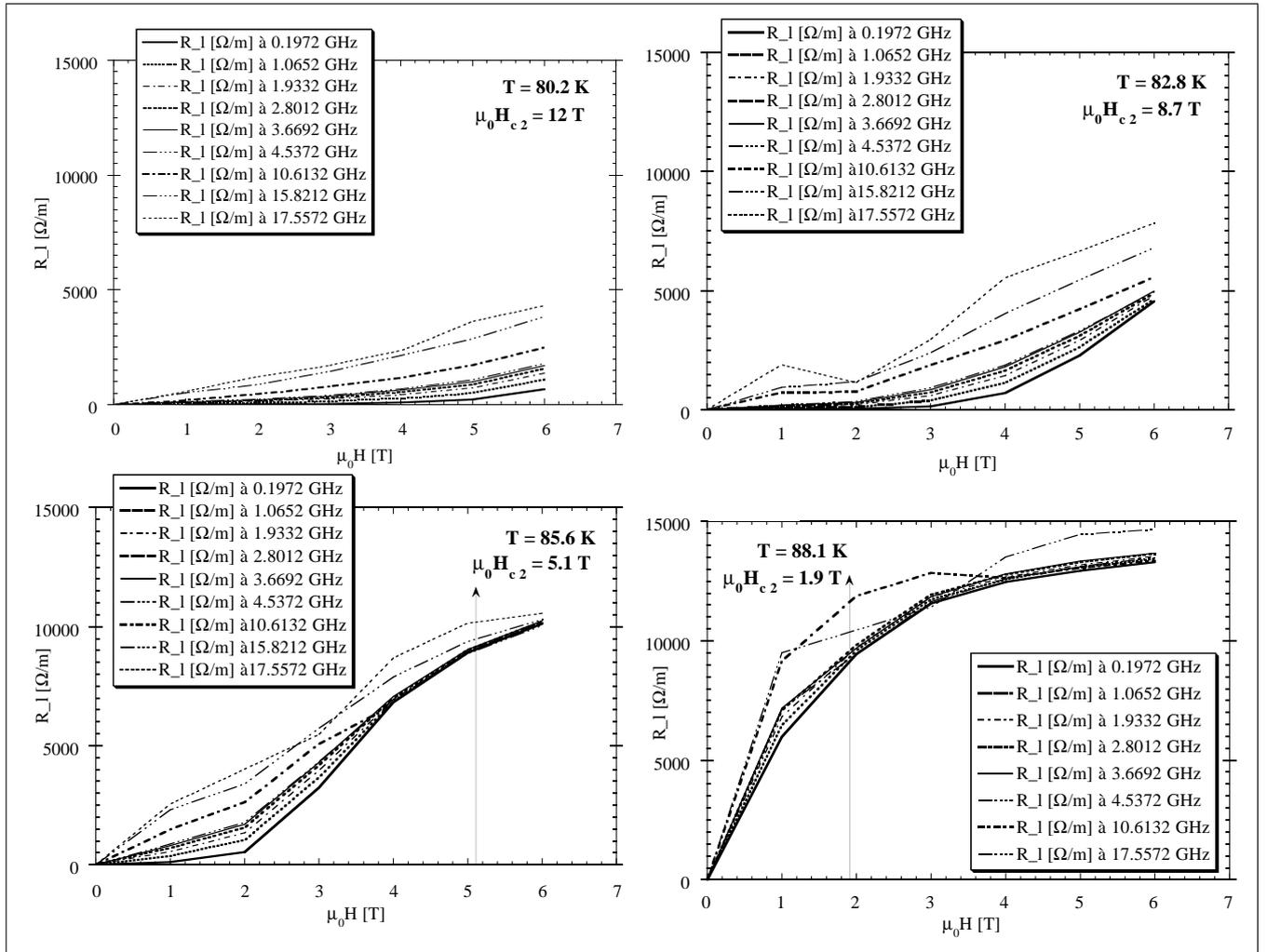


Figure 7.11: $R_l(H)$ à différentes températures. Nous indiquons également H_{c2} calculé d'après $H_{c2}(T) = 115(1 - t_{T_c})$.

7.4.1 Etude de $\bar{Z}_l(\nu)$ en fonction de la fréquence

La figure 7.13 indique dans le diagramme de phase que nous allons constituer durant l'analyse des lois d'échelle au paragraphe 7.5 où se situent les mesures présentées dans la suite de ce paragraphe. Nous allons, après une mesure dans l'état solide *en-dehors* de la zone critique (1 dans la figure 7.13), suivre la ligne indiquée par la flèche à 4 T. Cela nous permettra de tester le modèle MBCC dans tous les états de la "matière vortex".

Dans la mesure où nous attendons qu'à basse température (basse par rapport à T_g) le modèle MBCC donne des résultats satisfaisants, nous avons commencé par regarder $\bar{Z}_l(\nu)$ à 82.36 K et 1 T, sachant que $T_g(1T) = 86.7$ K. Pour mieux faire apparaître les différences, nous nous sommes d'abord limités aux fréquences inférieures à 5 GHz.

La figure 7.14 montre la résistance linéique ainsi que l'inductance linéique de l'échantillon

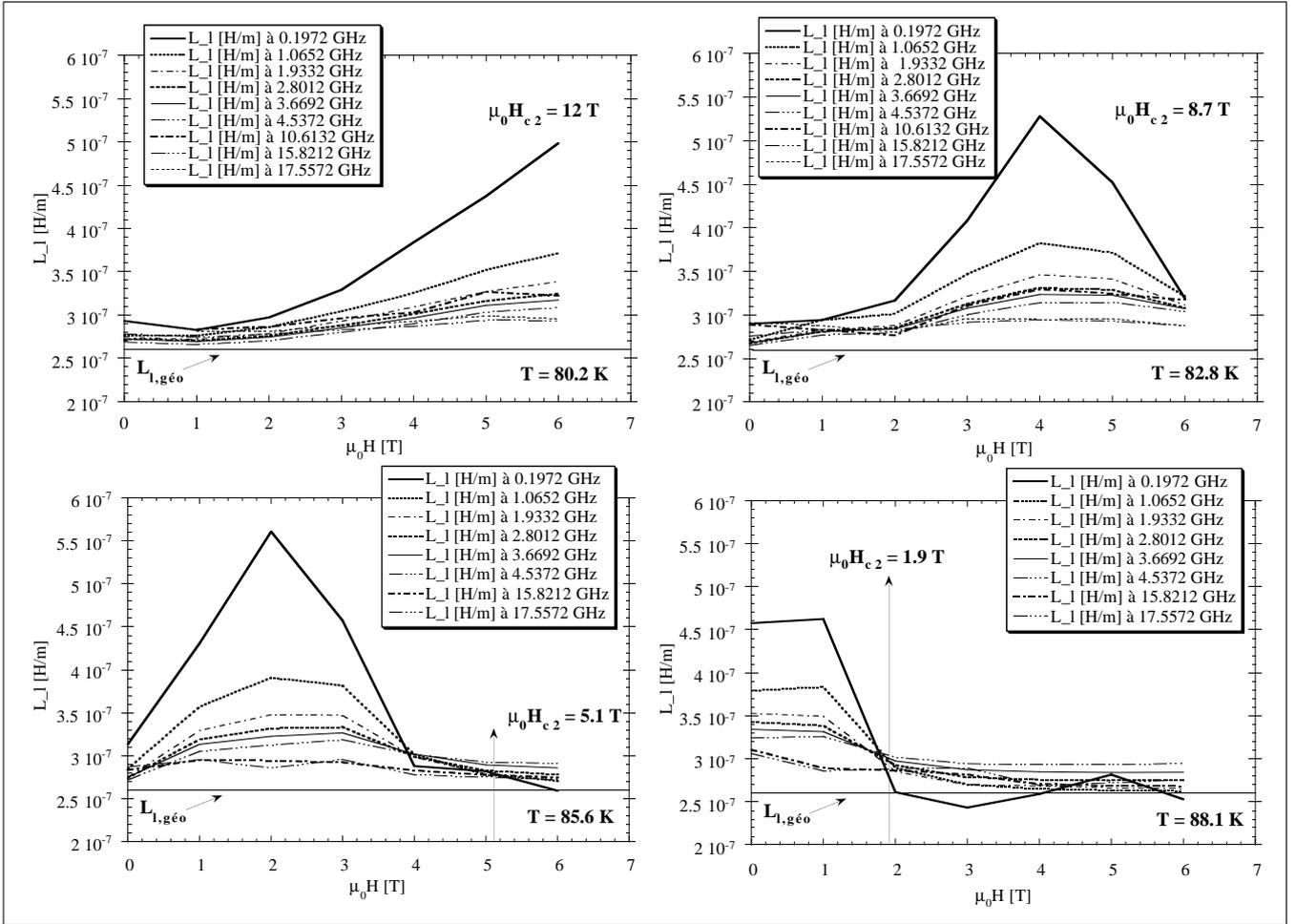


Figure 7.12: $L_l(H)$ à différentes températures. Nous avons également indiquée la valeur de l'inductance géométrique $L_{l,géo}$, calculée d'après eqn. (5.29) et le champ magnétique critique $H_{c2}(T) = 115/\mu_0(1-t_{T_c})$.

S22. L'accord entre la mesure et l'optimisation semble bon, si on suppose que la légère déviation à basse fréquence entre l'optimisation et la mesure n'est pas significative. Par contre, si on regarde la figure 7.15, on s'aperçoit que cette déviation est fortement augmenté pour une optimisation sur toute la gamme de fréquence.

Les paramètres du calcul changent aussi considérablement (cf. TAB. 7.1).

gamme de fit	η 10^{-8} [Pa.sec]	κ_p [Pa]	U_{cc} [K]	ϵ_{fc}	τ 10^{-12} [s.rad $^{-1}$]
0-4 GHz	10.9	2000	460	0.06	64
0-17 GHz	1.0	1016	514	0.03	6.4

Table 7.1: Paramètres obtenus par "fit" à basse température ($T = 82.36$ K \ll 86.7 K = T_g).

η , κ_p et U_{cc} sont assez faibles, mais tout à fait dans l'ordre de grandeur trouvé dans la

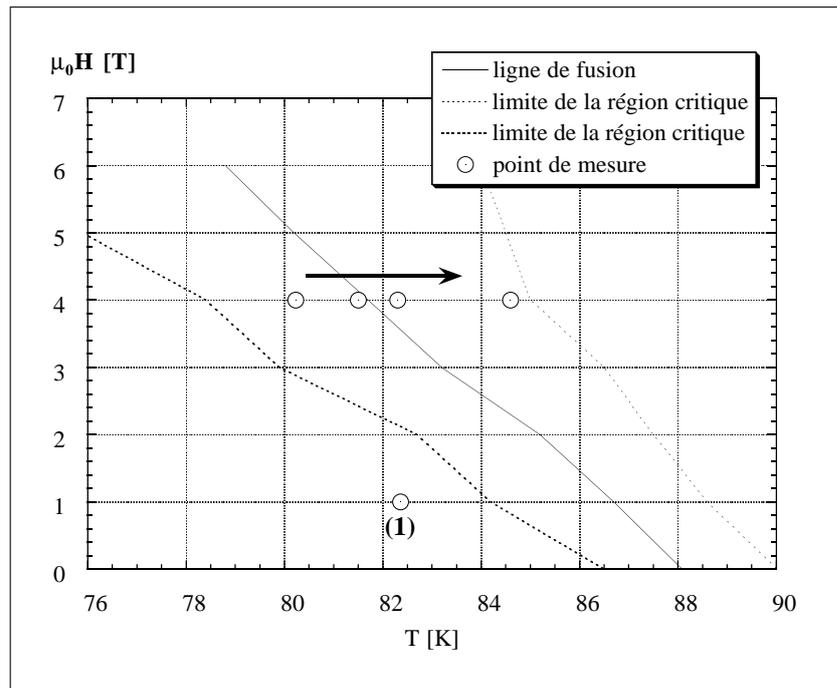


Figure 7.13: Diagramme de phase H-T de S22 comme déterminé au paragraphe 7.5.4, les cercles situent les mesures que nous allons montrer dans la suite.

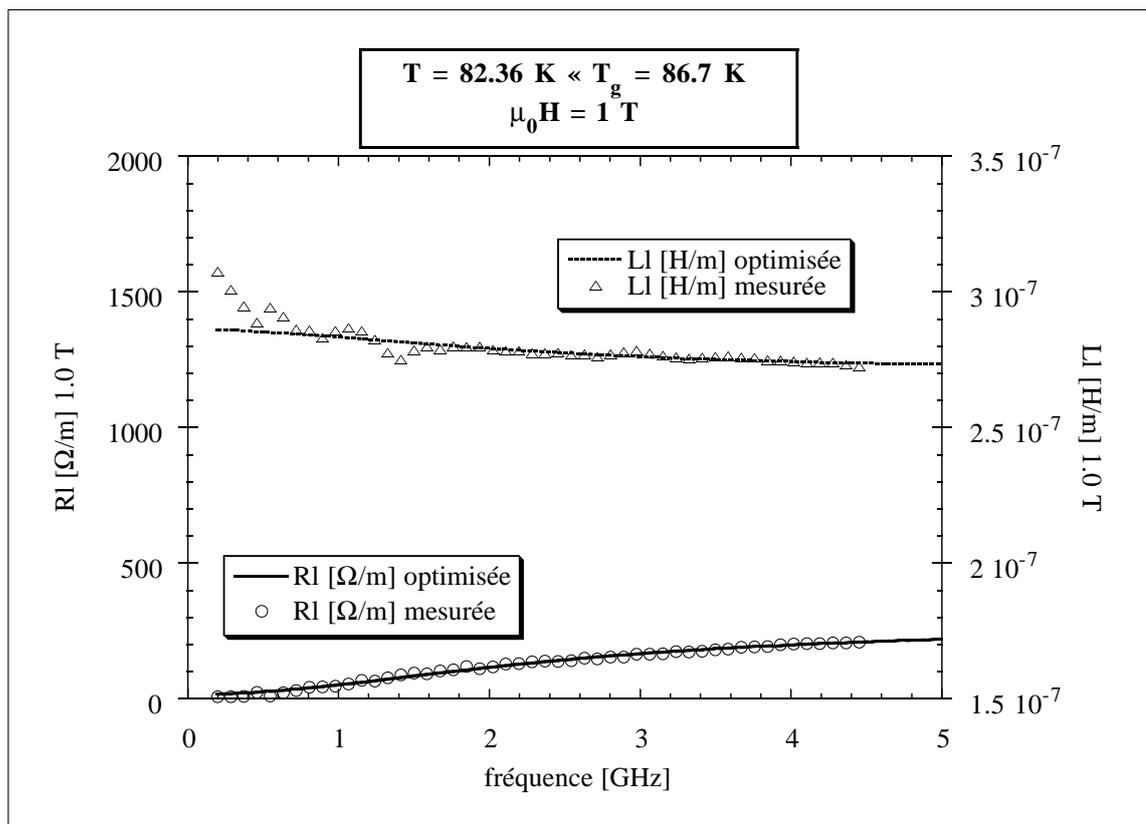


Figure 7.14: \bar{Z}_l mesurée et calculée à 82.36 K, 1 T, entre 0 et 5 GHz. Les paramètres indiqués sont issus de l'optimisation par rapport au modèle MBCC.

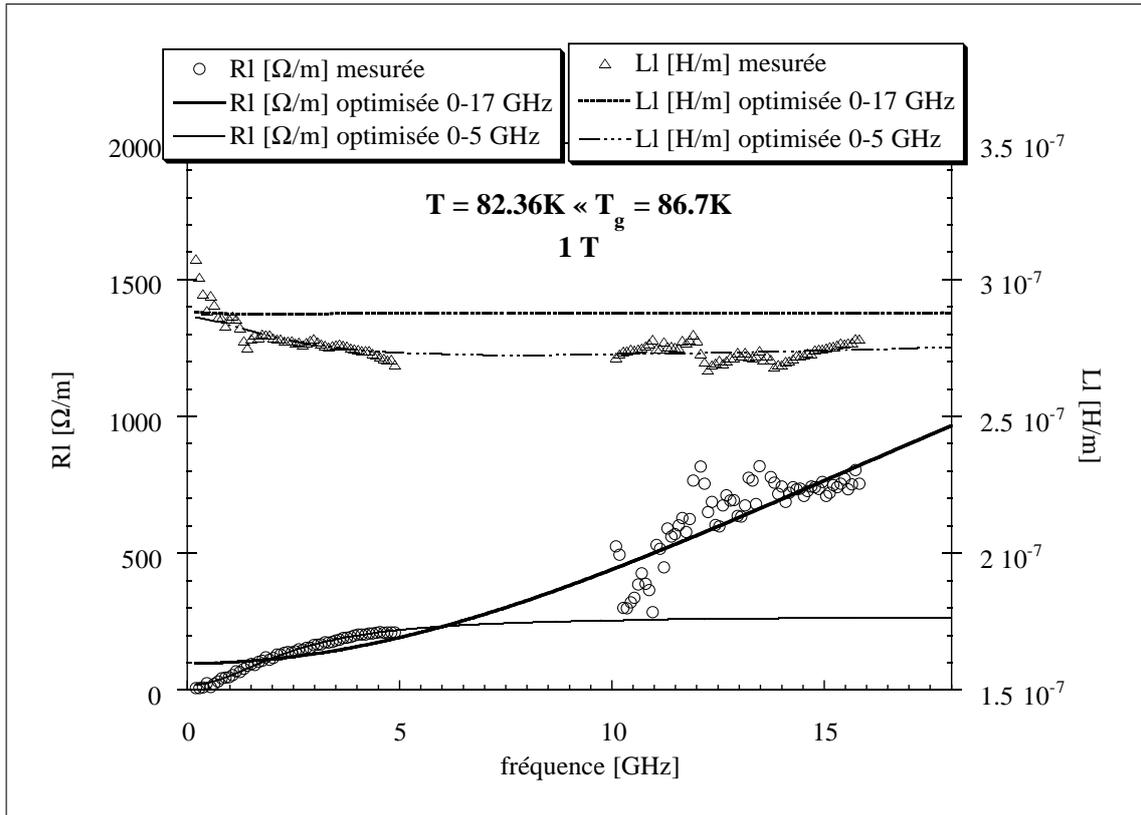


Figure 7.15: \bar{Z}_l mesurée et calculée à 82.36 K, 1 T, et entre 0 et 17 GHz. L'accord basse fréquences est entièrement détruit, même si on dirait que l'accord haute fréquence n'est pas mal.

littérature.

En comparant nos résultats avec les courbes présentées par Dong-Hu Wu *et al.*, nous pouvons constater que l'accord basse fréquence est encore moins bon avec nos résultats. Mais puisqu'il est possible de trouver un accord pour les hautes fréquences, nous ne pouvons pas pour le moment décider si le modèle MBCC peut expliquer le comportement haute fréquence à basse température.

Nous allons maintenant traverser la transition de fusion à 4 T et essayer de trouver les paramètres du modèle MBCC. Ce sera pour les températures 80.23, 81.5, 82.3 et 84.6 K.

Pour cela, nous présentons à nouveau les mesures jusqu'à 5 GHz. La figure 7.16 montre ces mesures effectuées aux températures mentionnées. Les paramètres correspondants sont indiqués au tableau 7.2.

Si l'on regarde la figure 7.16, on s'aperçoit que même avec une optimisation restreinte aux basses fréquences, il y a un net désaccord aussi bien pour R_l que pour L_l entre les mesures et la courbe théorique. Si l'on essaie d'optimiser sur toute la gamme de fréquences (cf. FIG. 7.17) on constate un désaccord encore plus flagrant vers les basses fréquences.

Une optimisation uniquement sur les hautes fréquences ne semble pas assez précise pour être relevante. Néanmoins, le fait qu'à T_g la phase de la conductivité reste constante même à haute fréquence (cf. FIG. 7.32) nous renforce dans l'idée qu'à cette température le modèle de champ moyen (MBCC) n'est pas applicable, même aux plus hautes fréquences. Par ailleurs, les mesures de $Z_l(H)$ à température et fréquence constantes reportées dans le paragraphe suivant nous confortent dans cette analyse.

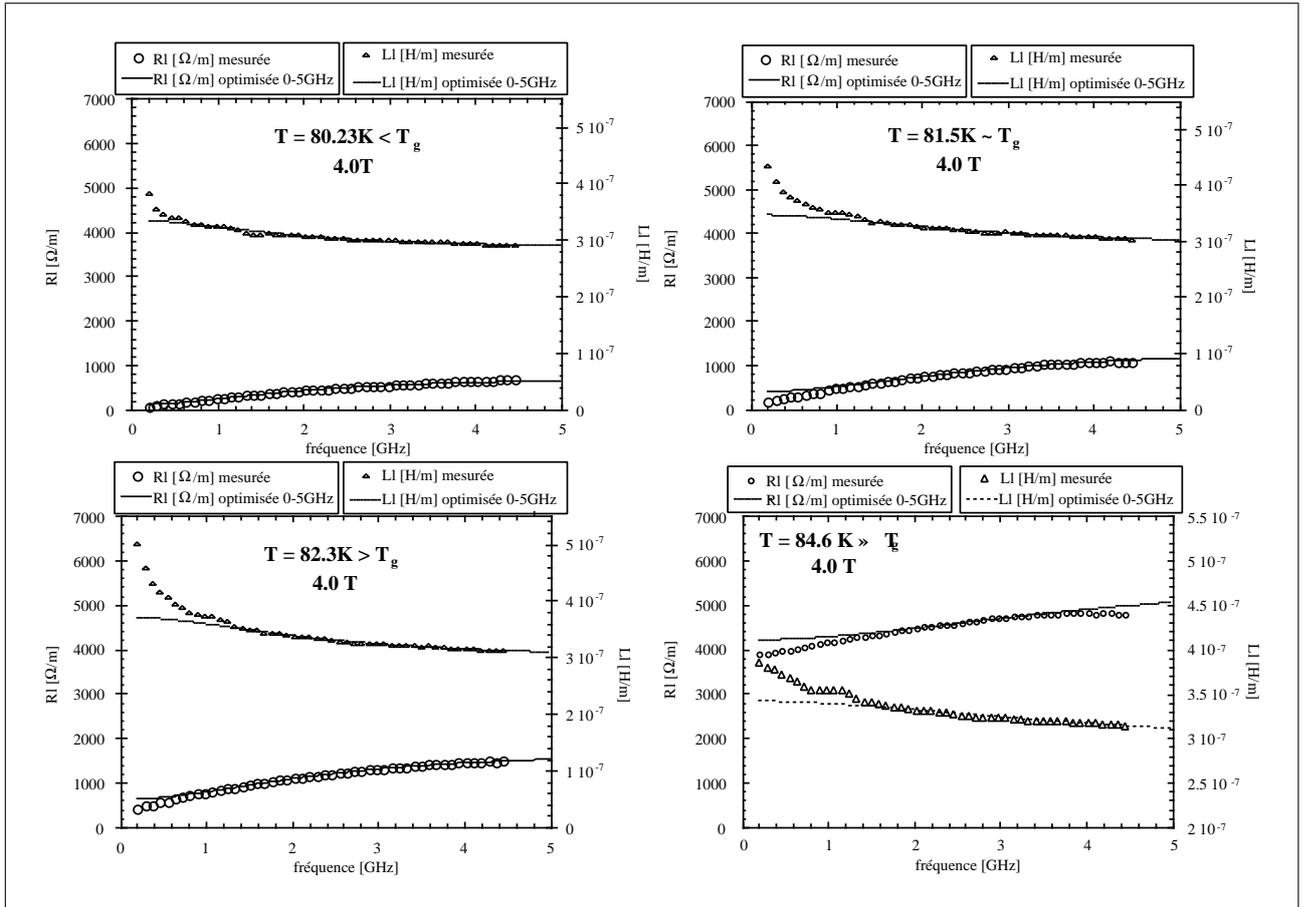


Figure 7.16: $R_l(\nu)$ et $L_l(\nu)$ à 4 T, basse fréquence. En haut : dans la région critique au-dessous de T_g (à gauche) et à T_g (à droite). En bas : dans la région critique au-dessus de T_g (à gauche) et très au-dessus de T_g (à droite).

Il est intéressant de noter que le comportement des paramètres en fonction de la température montre un comportement “physique”. η , κ et U_{cc} diminuent tandis que ϵ_{fc} et τ augmentent. Mais compte tenu du faible accord des “fits”, il faut s’interroger sur la validité du comportement en T de ces paramètres. Cela est encore renforcé par le fait que les paramètres ne sont pas très consistants. En effet, les paramètres à $T = 81.5$ K sortent du comportement montré par les autres températures.

Cette question de la validité apparaîtra encore plus clairement dans les mesures de

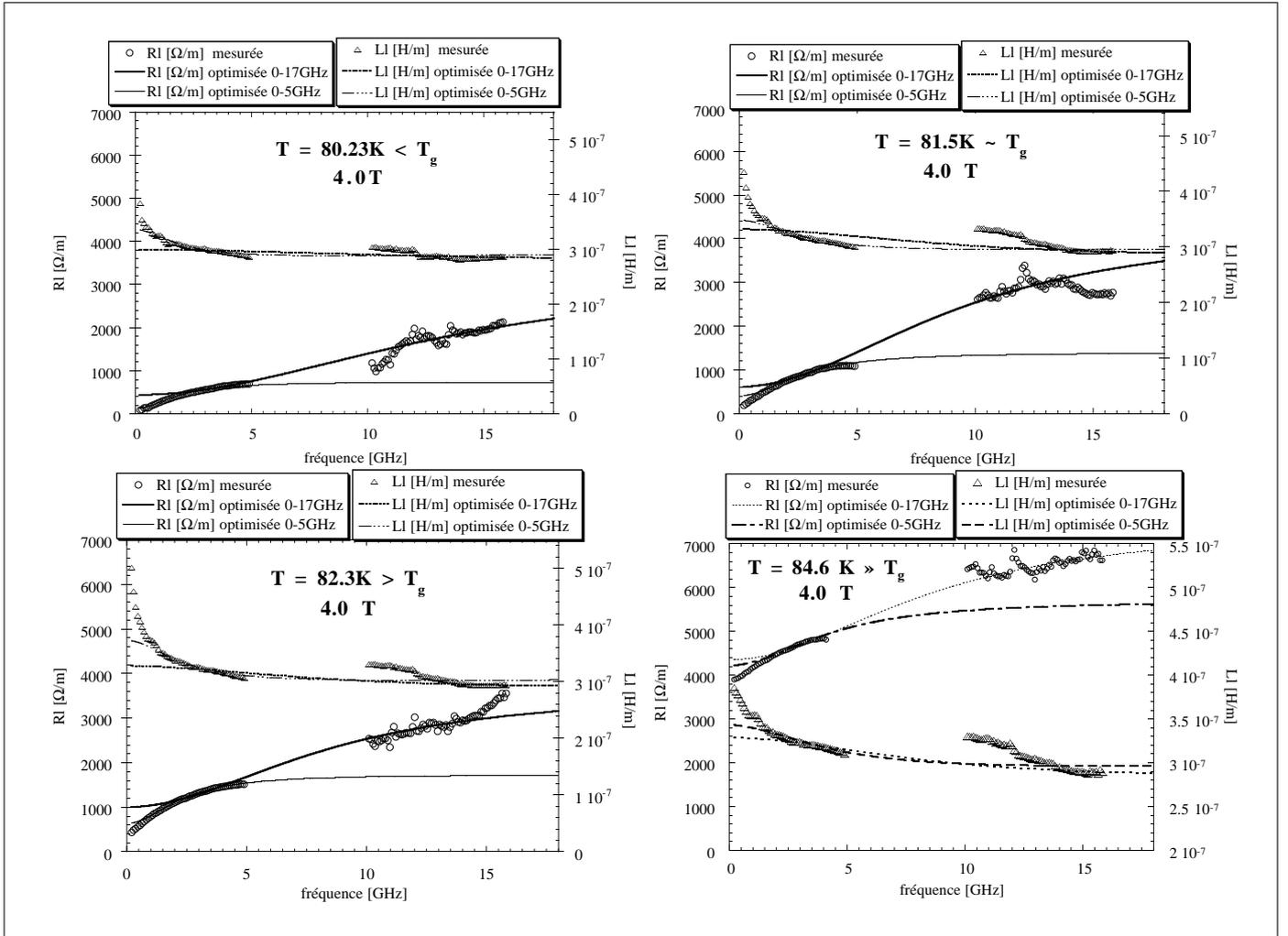


Figure 7.17: $R_l(\nu)$ et $L_l(\nu)$ à 4 T pour toutes les fréquences. En haut : dans la région critique au-dessous de T_g (à gauche) et à T_g (à droite). En bas : dans la région critique au-dessus de T_g (à gauche) et très au-dessus de T_g (à droite).

$\bar{Z}_l(H)$ à fréquence fixe.

T [K]	η 10^{-8} [Pa.sec]		κ_p [Pa]		U_{cc} [K]		ϵ_{fc}		τ 10^{-12} [s.rad $^{-1}$]	
	0-5 GHz	0-17 GHz	0-5 GHz	0-17 GHz	0-5 GHz	0-17 GHz	0-5 GHz	0-17 GHz	0-5 GHz	0-17 GHz
80.23	7.9	1.8	1106	1852	337	361	0.17	0.13	8.33	11.5
81.5	4.2	1.36	397	480	359	277	0.29	0.14	117	33
82.3	3.4	1.6	520	959	247	284	0.37	0.28	69	18.6
84.6	1.0	0.79	98.5	189	134	182	0.79	0.58	74	37

Table 7.2: Ensemble des paramètres trouvés par "fit" du modèle MBCC pour un champ magnétique de 4 T.

7.4.2 Etude de \bar{Z}_l en fonction du champ magnétique

Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser à l'impédance linéique en fonction du champ magnétique. Nous montrerons comment le modèle MBCC réussit (ou non) à reproduire ces mesures.

7.4.2.1 Essai d'interprétation de $\bar{Z}_l(H)$ par le modèle MBCC

L'optimisation a été faite comme avant sur les parties réelle et imaginaire simultanément. Pour le calcul de $L_l(H)$ intervient la longueur de pénétration à température 0 K (cf. eqn. (6.13)). λ ne joue pas un rôle important dans nos "fits" mais dans la mesure où nous ne connaissons pas sa valeur, nous l'avons laissée comme paramètre ajustable (entre 200 et 300 nm).

Commençons par regarder à nouveau à basse température, c'est-à-dire à 80 K. Dans la mesure où nous modifions le champ magnétique, et non plus la température, la hauteur de la barrière de piégeage est maintenant normalisée par rapport à H . Donc dans le cas "standard" de barrières élastiques, nous avons $\tilde{\nu} = H^*/H$, et dans le cas des barrières plastiques, cette hauteur devient $\tilde{\nu} = H^*/\sqrt{H}$ (H^* est un champ de normalisation). Rappelons également que dans la plupart des mesures, η et κ_p sont supposés indépendants du champ magnétique, même si nous pouvons éventuellement attendre une dépendance de η en \sqrt{H} [138]. κ_p finalement peut-être $\propto H$ dans le modèle de piégeage collectif [17], mais la dépendance mesurée à faible champ ($\mu_0 H < 1$ T) était de $\propto \sqrt{H}$ [59].

La figure 7.18 montre la partie réelle et imaginaire avec les "fits" d'après les équations (6.13) et (6.14). Aussi bien η que κ_p sont supposés indépendants du champ magnétique. De plus, $\tilde{\nu} = H^*/H$. Nous supposons donc des barrières élastiques.

Un premier constat est que R_l se laisse aussi bien "fitter" par un calcul à basse qu'à haute fréquence, même si la petite "bosse" autour de 1 T n'est pas contenue dans la simulation. En ce qui concerne l'inductance linéique à basse fréquence par contre, il n'y a même pas un accord qualitatif puisque la courbure ne va pas dans le bon sens. A haute fréquence, l'image est légèrement différente. On dirait effectivement que le calcul est capable de suivre les points expérimentaux de $L_l(H)$, si on suppose que le maximum à 5 T est un artefact. Mais dans la mesure où nous (et d'autres auteurs) ont vu justement un maximum dans $L_l(H)$, qui apparaît à plus haute température (ou plus fort champ) mais qui est d'autant plus atténué que la fréquence est élevée, nous sommes plutôt convaincus que ce pic est réel.

Pour tenir compte de la petite "bosse" à faible champ qui est si bien "fittée" par les

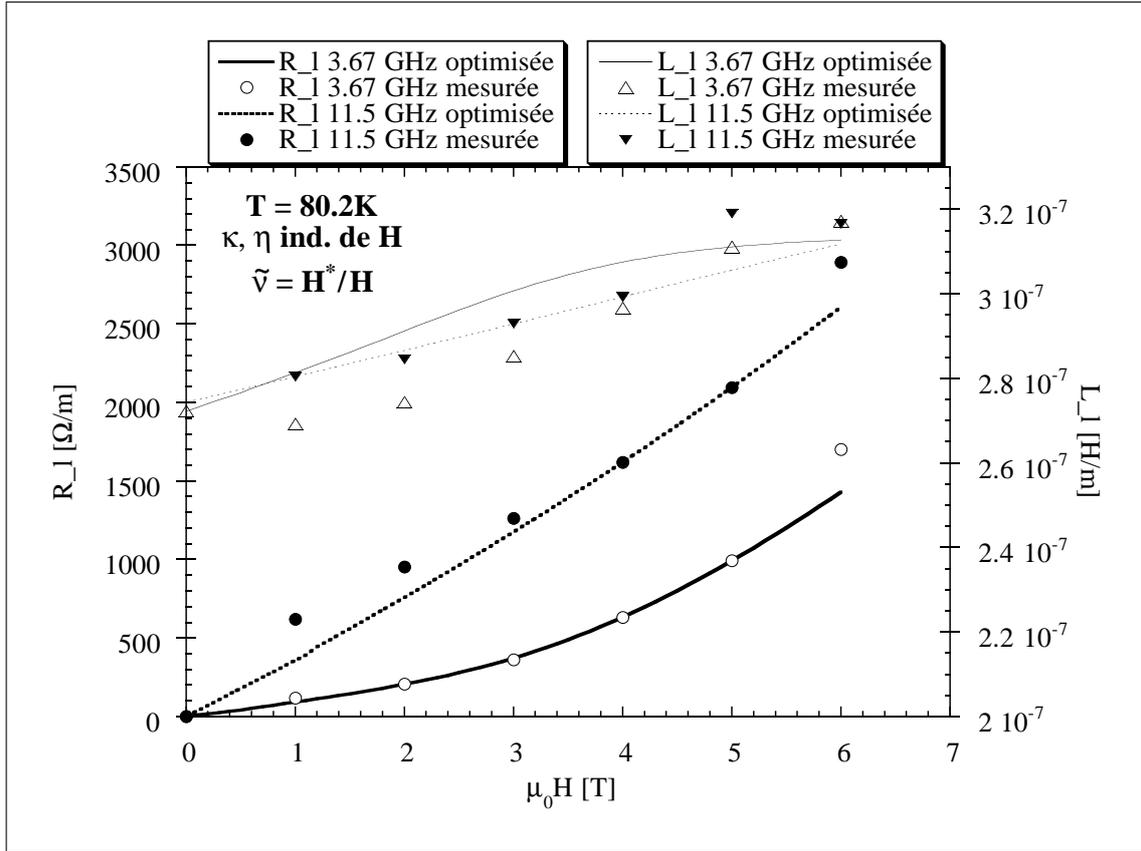


Figure 7.18: $Z_l(H)$ à 80.2 K avec calcul MBCC. η et κ_p sont pris indépendants du champ magnétique.

$\tilde{\nu} = H^*/H$: barrières élastiques						
	η 10^{-8} [Pa.s]		κ_p [Pa]		H^* [T]	
η, κ_p	3.67 GHz	11.5 GHz	3.67 GHz	11.5 GHz	3.67 GHz	11.5 GHz
constants	5.8	3.6	3000	2940	9.2	19
$\propto \sqrt{H}$	3.0	1.5	2000	1660	7.4	10.9

Table 7.3: Paramètres MBCC pour $Z_l(H)$ à 80.2 K des figures 7.18 et 7.19.

calculs de Dong-Hu Wu, nous avons introduit une dépendance en \sqrt{H} pour η et κ_p . Les essais pour mettre une dépendance uniquement dans un des deux paramètres n'a pas donné de bons résultats. La figure 7.19 montre donc les mêmes points expérimentaux que la figure précédente, mais avec un calcul différent.

Nous voyons qu'effectivement nous arrivons à simuler le comportement de R_l à faible champ. Malheureusement, nous payons cela au niveau de L_l car le désaccord entre la courbure de la mesure et celle de la simulation devient beaucoup plus important, aussi bien à haute qu'à basse fréquence.

Pour compléter l'étude, nous avons regardé une optimisation pour une hauteur "plastique" en $1/\sqrt{H}$. L'optimisation donne exactement le même résultat que pour une dépendance

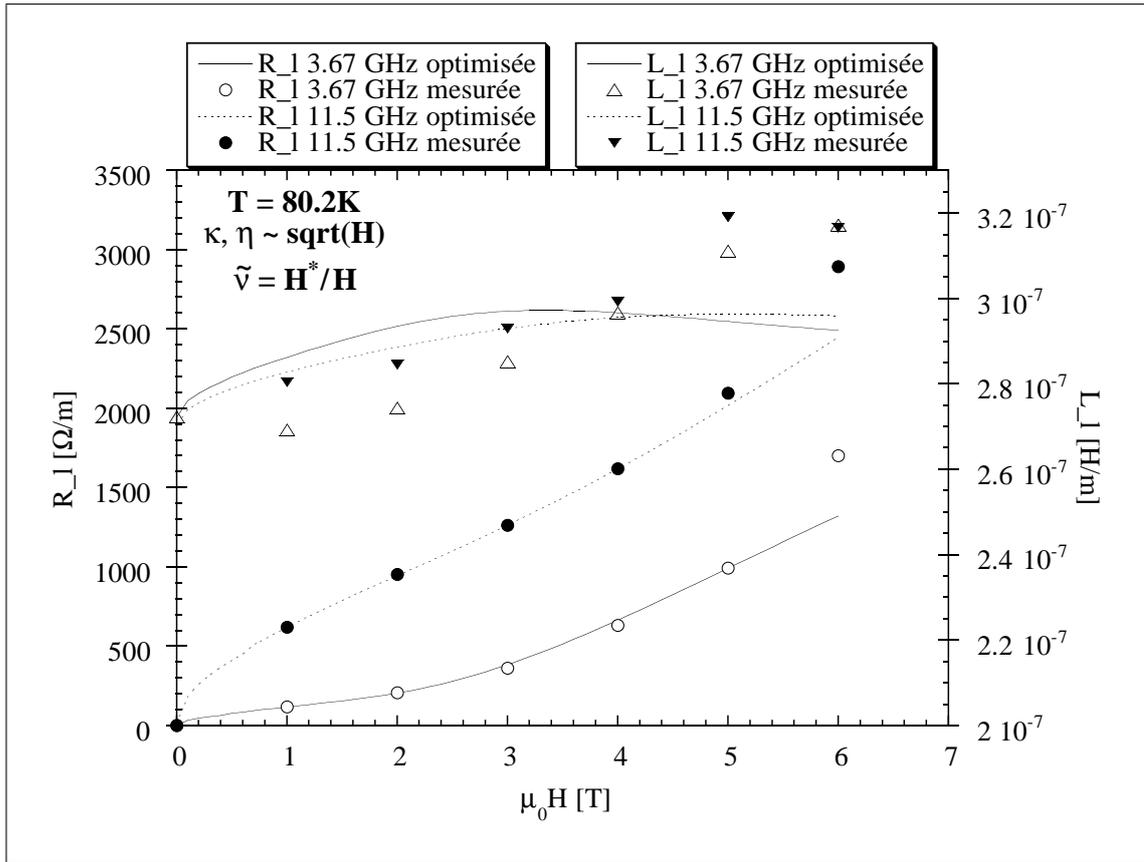


Figure 7.19: $Z_l(H)$ à 80.2 K avec calcul MBCC. η et κ_p du calcul sont proportionnels à \sqrt{H} .

dance de $\tilde{\nu} \propto 1/H$. L'activation thermique n'est en effet pas encore suffisamment élevée pour faire apparaître une différence au niveau de la hauteur de la barrière de piégeage. Les vortex restent bien piégés dans des puits de piégeage profonds. Nous devons donc reprendre cette discussion à quand nous regarderons des températures plus élevées.

Augmentons maintenant la température à 85.6 K. La figure 7.20 montre $Z_l(H)$ à 3.67 GHz et 15.82 GHz et les "fits" MBCC. En haut, nous avons laissés η et κ_p indépendants du champ magnétique. Remarquons d'abord qu'au moment où $H > H_{c2}$, nous récupérons effectivement la valeur géométrique de L_l . Par contre, la divergence (qui vient de la divergence de la longueur de pénétration) n'est pas observable. Au contraire, L_l décroît avant d'arriver au champ H_{c2} .

Nous n'avons eu aucune difficulté particulière pour ajuster les paramètres du modèle, même pour des champs largement plus élevés que $H/H_{c2} \approx 0.2$. Il est toutefois intéressant de noter que la mesure à basse fréquence se laisse aussi bien (ou mal) ajuster par le modèle que la mesure à 15.8 GHz. Seul le point de mesure à 6 T sort de l'ensemble et ne peut

$\tilde{\nu} = H^*/H$: barrières élastiques						
	$\eta \cdot 10^{-8}$ [Pa.s]		κ_p [Pa]		H^* [T]	
η, κ_p	3.67 GHz	15.82 GHz	3.67 GHz	15.82 GHz	3.67 GHz	15.82 GHz
constants	1.4	1.4	1065	4350	2.78	1.32
$\propto \sqrt{H}$	0.54	0.6	877	1450	3.9	2.9
$\tilde{\nu} = H^*/\sqrt{H}$: barrières plastiques						
	$\eta \cdot 10^{-8}$ [Pa.s]		κ_p [Pa]		H^* [\sqrt{T}]	
η, κ_p	3.67 GHz	15.82 GHz	3.67 GHz	15.82 GHz	3.67 GHz	15.82 GHz
constants	1.35	1.35	593	3990	1.8	0.9
$\propto \sqrt{H}$	0.4	0.6	776	5950	2.5	1.3

Table 7.4: Paramètres MBCC pour $Z_l(H)$ à 85.6 K des figures 7.20 et 7.21.

être approché par le calcul que dans le cas où η et κ_p dépendent du champ. Par contre, les paramètres extraits de ces “fits” montrent de sérieuses inconsistances en ce qui concerne la constante de rappel κ_p (cf. TAB. 7.4). Concrètement, il semble impossible de trouver simultanément une valeur pour les hautes et les basses fréquences, et cela indépendamment du type de la barrière (plastique ou élastique).

Ce qui nous amène à la figure 7.21, où nous avons tracé à nouveau les données expérimentales de $Z_l(H)$ à 85.6 K et 3.67 et 15.8 GHz, mais cette fois-ci avec une optimisation pour des hauteurs de barrières plastiques, donc $\tilde{\nu} = H^*/\sqrt{H}$.

Il apparaît que $L_l(H)$ n’est pas moins bien ajustée que dans le cas des potentiels élastiques, indépendamment de la dépendance de η et κ_p en fonction du champ magnétique.

Par contre, les barrières plastiques semblent incapables de reproduire la courbure de $R_l(H)$. Comme pour L_l , le fait de changer la dépendance de η et κ_p ne joue aucun rôle. Cela dit nous rencontrons à nouveau le même type d’inconsistance que dans le cas des barrières élastiques. La constante de rappel change ici encore plus que dans le cas des barrières élastiques.

Ainsi en comparant les paramètres tels qu’ils sont indiqués au tableau 7.4, il apparaît qu’une dispersion moindre peut être trouvée dans le cas des barrières élastiques où η et κ_p sont proportionnels au champ magnétique.

Finalement, nous avons porté R_l et L_l à haute température ($T = 88.2$ K) à 3.67 et 15.8 GHz (cf. FIG. 7.22). La validité du modèle MBCC doit être questionnée par des températures aussi élevées ($H \gg 0.2 H_{c2}$).

Remarquons à nouveau que nous récupérerons la valeur de l’inductance linéique sous fort

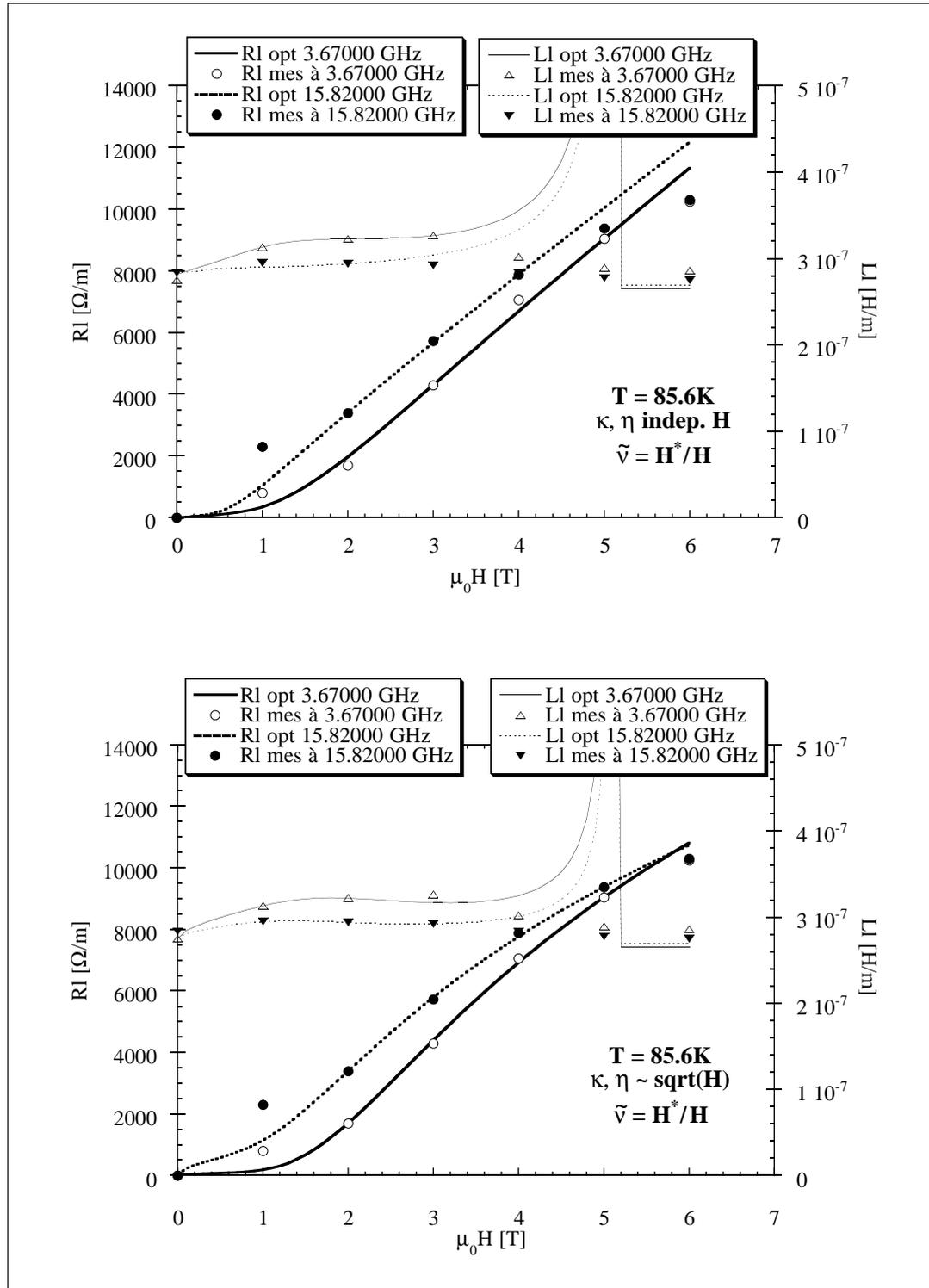


Figure 7.20: $Z_l(H)$ à 3.6 et 15.8 GHz et 85.6 K. Les traits représentent les calculs d'après le modèle MBCC.

champ. Comme nous l'attendons, la viscosité et H^* sont très petits. Par contre, la constante de piégeage κ_p est anormalement élevée. En fait, elle est plus élevée qu'à n'importe quelle autre température (cf. TAB. 7.2 et 7.4). Comme nous l'avons déjà remarqué, cela

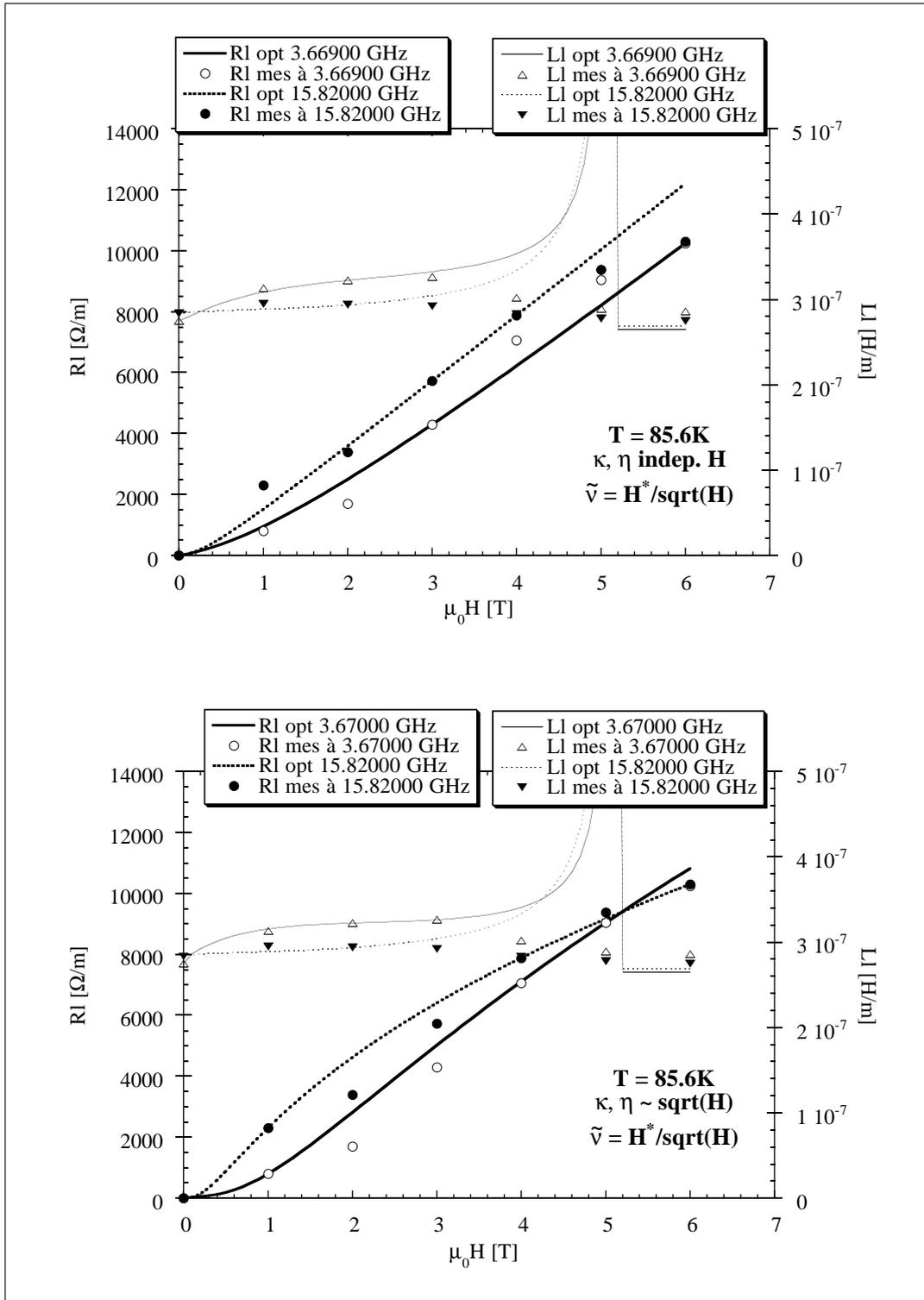


Figure 7.21: $Z_l(H)$ à 3.6 et 15.8 GHz et 85.6 K pour des barrières plastiques.

est en complet désaccord avec les valeurs de la littérature. Par ailleurs, il est clair que dans le cas où η et κ_p sont supposés constants, la courbure de $R_l(H)$ n'est pas du tout reproduite. Nous pouvons donc sans trop de risque supposer que nous sommes sortis des

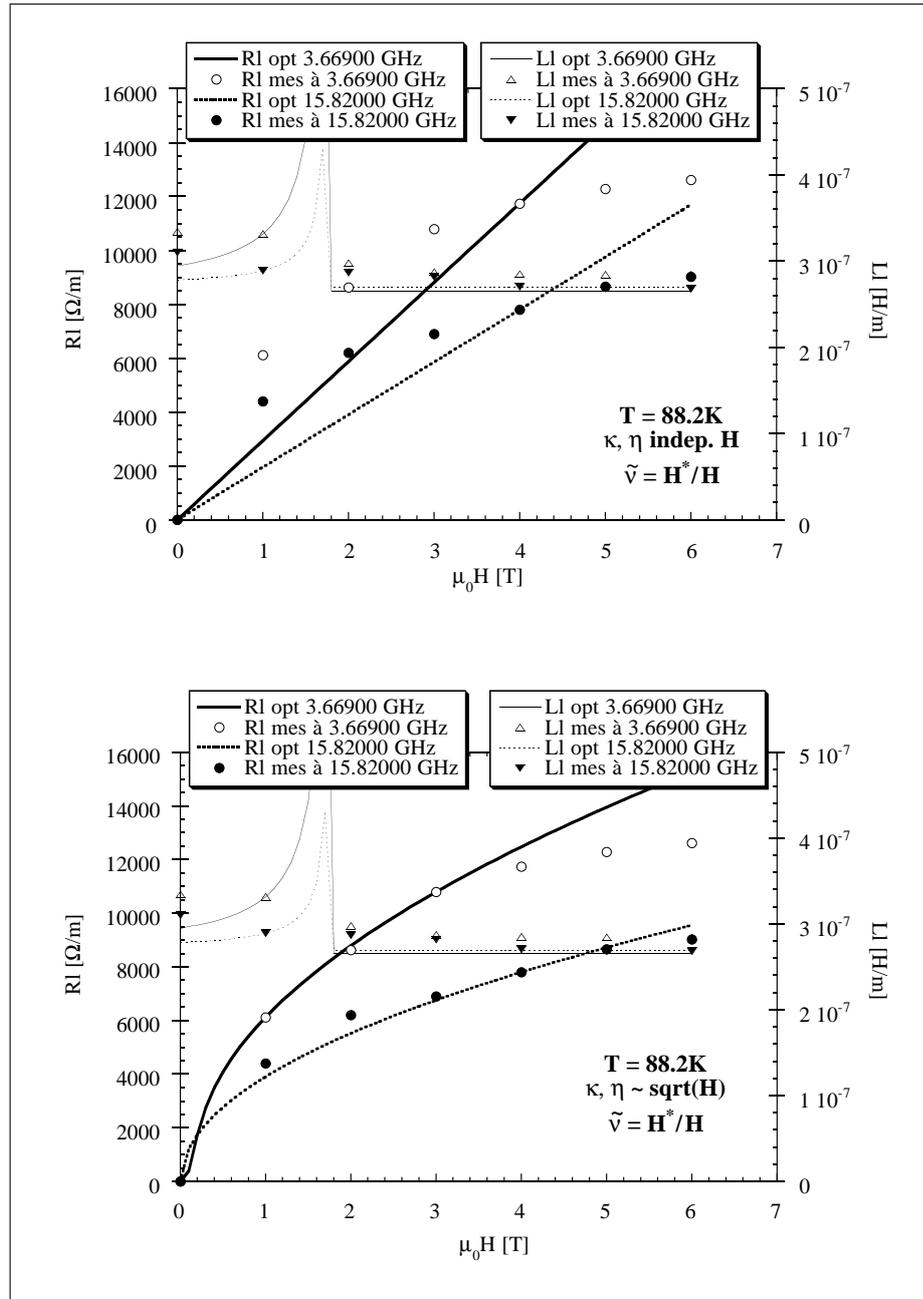


Figure 7.22: $Z_l(H)$ à 3.6 et 15.8 GHz et 88.2 K. Les traits représentent les résultats des calculs d'après le modèle MBCC.

$\tilde{\nu} = H^*/H$: barrières élastiques						
	η 10 ⁻⁸ [Pa.s]		κ_p [Pa]		H^* [T]	
η, κ_p	3.67 GHz	15.82 GHz	3.67 GHz	15.82 GHz	3.67 GHz	15.82 GHz
constants	1	1.5	4077	7200	0.04	0.007
$\propto \sqrt{H}$	0.47	0.75	9980	10000	0.02	0.018

Table 7.5: Paramètres MBCC pour $Z_l(H)$ à 88.2 K de la figure 7.22.

limites du modèle MBCC.

7.4.3 Discussion de l'interprétation MBCC

Il est important de noter au préalable :

1. que nos résultats $\bar{Z}_l(\nu)$ ou $\bar{Z}_l(B)$ sont qualitativement identiques à ceux qui sont présentés dans la littérature.
2. que l'ordre de grandeur et le comportement en fonction de la température des paramètres du modèle MBCC sont cohérents avec les valeurs trouvées dans la littérature (cf. FIG. 7.23¹, même s'il faut se poser la question de leur pertinence compte tenu du faible accord entre le calcul et la mesure.

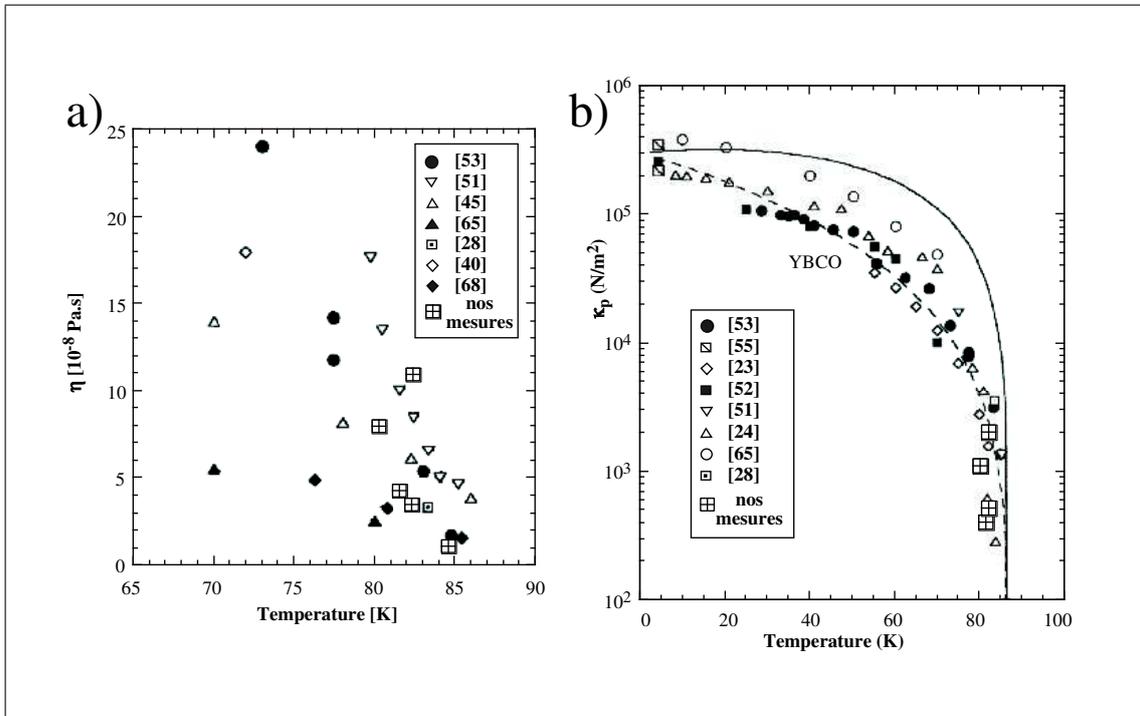


Figure 7.23: Comparaison de nos valeurs pour η et κ_p (cf. TAB. 7.1 et TAB. 7.2, valeurs basse fréquence) avec celles d'autres auteurs. Nous avons rajouté nos valeurs à celles données par Golosovsky *et al.* [66]. Attention, les références indiquées sont celles de Golosovsky.

Il faut distinguer l'analyse à H et T constants et fréquence variable où l'on impose par le champ un type de piégeage de l'analyse plus compliquée à température et fréquence fixes mais à champ magnétique variable où l'on peut passer d'un type de piégeage à un autre en faisant varier le champ H .

¹Les valeurs indiquées pour nos mesures sont extraites des TAB. 7.1 et 7.2 à basses fréquences.

7.4.3.1 Analyse de $\bar{Z}_l(\nu)$

Même dans les conditions où le champ est fixé, on s'aperçoit que pour des températures et des champs où le modèle MBCC devrait être bien suivi, on n'arrive pas à avoir un bon accord à basses fréquences ($\nu < 5$ GHz), surtout pour L_l . Si on essaie d'avoir un accord sur toute la gamme de fréquences (0 à 17 GHz), le désaccord basse fréquence est encore plus important. Néanmoins, comme nous l'avons déjà mentionné, les valeurs de η et κ_p obtenues en se limitant à 5 GHz sont cohérentes, et bien dans la gamme des valeurs trouvées dans la littérature.

7.4.3.2 Analyse de $\bar{Z}_l(H)$

- Etude de l'allure des courbes $R_l(H)$

Comme nous avons déjà mentionné, R_l , ρ_1 et R_s représentent, à des constantes près, la même grandeur. Quand on compare $\Delta R_l(H)$ dans nos mesures (cf. FIG. 7.18 ou FIG. 7.20) avec $\rho_1(H)$ à 83.5 K d'après D.H. Wu [186] et $\Delta R_s(H)$ à 81.2 K d'après Owliaei [135] (cf. FIG. 6.6), on constate que le comportement général de cette quantité est toujours le même, malgré une géométrie différente dans les trois mesures, qui fait intervenir une coth ou non (cf. paragraphe 6.5.2). Il est donc clair que ce comportement n'est pas lié à la géométrie de l'échantillon. Par contre, dans la mesure où les trois films ont une température critique assez proche et pourraient donc être similaires au niveau de leurs défauts, nous ne pouvons pas dire s'il s'agit d'un comportement extrinsèque ou intrinsèque du supraconducteur. Comme nous avons vu à basse température, ce comportement ne peut être expliqué par une dépendance de η et κ_p en \sqrt{H} puisque la partie imaginaire ne le permet pas. Owliaei *et al.* ne mesurent que R_s , ils n'ont donc pas la possibilité de vérifier les paramètres par la mesure d'une seconde variable indépendante. Néanmoins, l'allure des courbes montrées dans la figure 7.11 indique des changements dans la courbure de $R_l(H)$ qui pourraient provenir d'un changement du type de piégeage, mais pas forcément de celui indiqué par Owliaei *et al.*

- Barrières plastiques contre barrières élastiques

L'essai d'interpréter nos résultats avec des barrières plastiques, c'est-à-dire avec $\bar{\nu} \propto 1/\sqrt{H}$ n'a pas été concluant. En effet, à basse température (80.2 K) nous n'avons pas pu voir une différence entre un comportement plastique et élastique. Aux températures intermédiaires, l'accord avec la barrière plastique était légèrement

moins bon qu'avec une barrière élastique. Nous pouvons donc dire que les barrières plastiques ne semblent pas jouer un rôle important dans notre type de mesure, tout au moins sous cette forme.

• Dépendance de η et κ_p en fonction du champ

Concernant la dépendance de η et κ_p en fonction du champ, nous avons pu constater trois choses :

1. Seules deux combinaisons de dépendances, notamment η, κ_p constants et $\eta, \kappa_p \propto \sqrt{H}$ ont donné des courbes calculées acceptables pour nos mesures.
2. A basse température, nous avons trouvé un meilleur accord sur $R_l(H)$ en introduisant une dépendance $\propto \sqrt{H}$ dans κ_p et η . Malheureusement pour L_l les courbes calculées n'étaient plus du tout sur les points de mesures. Le meilleur compromis semble donc plutôt de garder η et κ_p indépendant du champ magnétique.
3. Aux températures intermédiaires ($T = 85.6$ K), nous trouvons l'inverse : dans la mesure où L_l ne semble pas affectée par une dépendance en \sqrt{H} , la légère amélioration du "fit" dans R_l semble indiquer qu'il faudrait plutôt introduire une dépendance en fonction du champ.

Autant il ne serait pas très surprenant de voir un changement de comportement dans κ_p , autant η ne devrait pas changer de dépendance. En effet, nous avons vu que cette dépendance pourrait être liée à une symétrie de type d . Or un changement de symétrie dû au champ magnétique n'est pas envisageable. Un autre problème se pose du fait qu'une dépendance de κ_p indiquerait un piégeage collectif. Or nous attendons à plus haute température où le solide est déjà très "mou" plutôt à un comportement individuel, donc $\kappa_p = const.$, ce que nous n'avons pas trouvé.

7.4.3.3 Test croisé des mesures $\bar{Z}_l(\nu)$ et $\bar{Z}_l(H)$

Pour réellement tester la cohérence du modèle MBCC, il faut comparer les valeurs trouvées pour η et κ_p en fonction du champ avec celles trouvées en fonction de la fréquence. Puisque nous avons vu que MBCC donnait de meilleurs résultats à basse température, nous avons pris les mesures à 82.36 K et les paramètres correspondants déterminés en fonction de la fréquence (cf. FIG. 7.14 et TAB. 7.1) et nous avons imposé ces paramètres pour l'optimisation en fonction du champ magnétique. Dans la mesure où seulement les

dépendances $\eta, \kappa_p = \text{const}$ et $\eta, \kappa_p \propto \sqrt{H}$ avait donné un bon accord pour l'optimisation, nous nous sommes limités à ces deux dépendances. Le résultat est présenté à la figure 7.24.

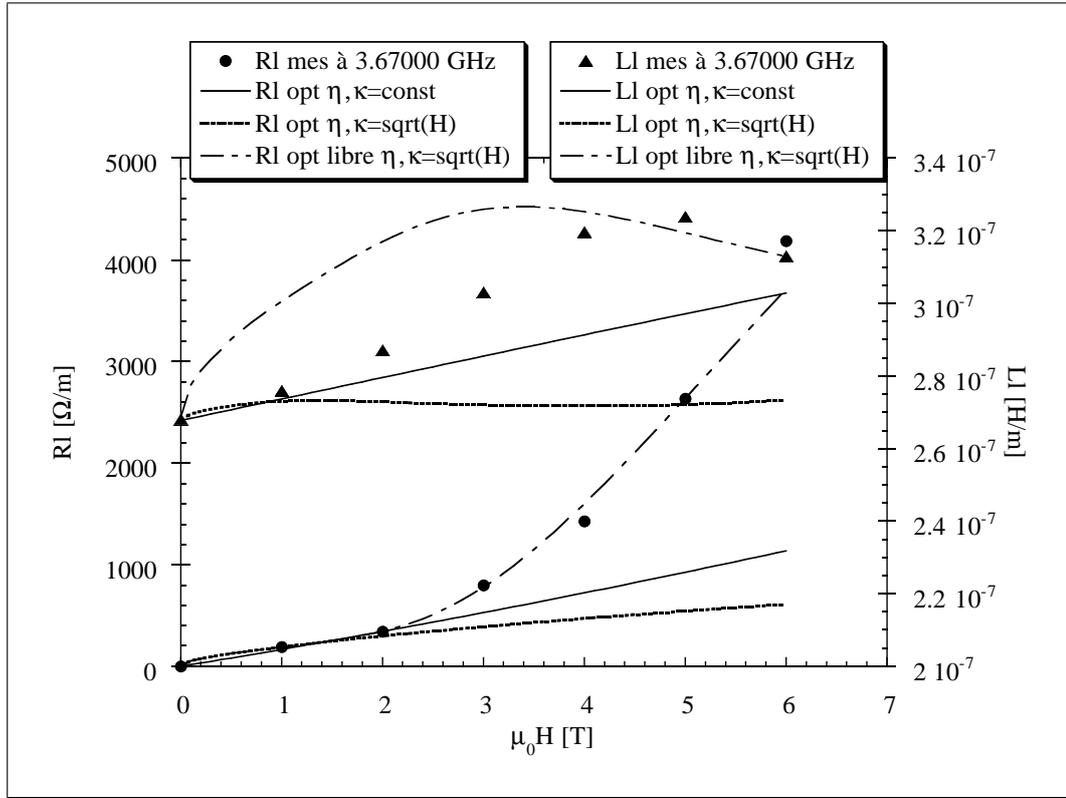


Figure 7.24: Comparaison entre $Z_l(H)$ et des optimisations où η et κ_p ont été fixées aux valeurs trouvées pour $Z_l(\nu)$. “libre” indique que les paramètres ont été optimisés.

Nous avons tracé trois optimisations : pour les deux premières, η et κ_p sont effectivement fixés, tandis que pour la troisième nous les avons laissées varier. Comme nous pouvons le constater aussi bien au niveau des valeurs (cf. TAB. 7.6) qu’au niveau de la courbe il n’y a aucun accord, même pas qualitatif, entre les optimisations si nous imposons les valeurs issues des mesures en fréquence pour les mesures en fonction du champ. Logiquement, les η et κ_p sont *très* différents quand nous les cherchons “librement”. Cela nous montre à quel point il est important de ne pas négliger une des possibles dépendances de $\bar{Z}_l(B, \nu)$.

	η 10^{-8} [Pa.s]	κ_p [Pa]	H^* [T]
$\eta, \kappa_p = \text{const.}$	10.9	2000	17.1
$\eta, \kappa_p = \text{sqrt}(H)$	10.9	2000	2.7
libre $\eta, \kappa_p = \text{sqrt}(H)$	0.9	900	7.9

Table 7.6: Comparaison de η , κ_p et H^* obtenus en fonction de ν et de H

Toutes ces inconsistances posent donc la question de la validité du modèle MBCC, surtout dans la zone que nous étudions. Une dépendance en fréquence de κ_p et (ou) de la hauteur de la barrière de potentiel U_{cc} pourrait à notre avis être envisagée. Signalons qu'une amélioration du modèle MBCC en introduisant une distribution de hauteurs des barrières d'énergie [143] ne permet pas d'obtenir un meilleur accord.

Notons finalement qu'à 88 K nous avons très clairement quitté le domaine de validité de MBCC, dans la mesure où H est toujours supérieur à $0.2 H_{c2}$.

7.5 Les lois d'échelle

Ce paragraphe va expliciter l'étude de la (para-)conductivité sans champ due aux fluctuations avant de présenter l'étude de la conductivité sous champ.

Le verre de Bose ne semble pas exister dans des films minces non-irradiés [183]. Mais pour en être sûr, il faudrait faire des mesures en variant l'angle que fait le champ magnétique avec la surface de l'échantillon. Ceci représente une étude à part entière qui sera intéressante à mener ultérieurement. La discussion des mesures sous champ se limitera donc au verre de vortex.

7.5.1 La conductivité de fluctuations sans champ

Comme mentionné à champ nominal nul nous avons un champ résiduel d'environ 10^{-3} T. Vu le fort coefficient de champ démagnétisant [176] de notre couche mince, nous sommes au-dessus du champ de première aimantation H_{c1} . Il y a donc quelques vortex présents, même à champ nominal nul.

7.5.1.1 Détermination de la conductivité indépendante de la fréquence

Pour extraire la conductivité de fluctuations $\bar{\sigma}^{fl}(T, \nu)$ (ou fluctuante) de la mesure totale $\bar{\sigma}^{tot}(T, \nu)$, nous écrivons la conductivité comme la somme d'une contribution réelle indépendante de la fréquence $\sigma^{cm}(T)$ (de type champ moyen) et d'une contribution fluctuante complexe $\bar{\sigma}^{fl}(T, \nu)$, qui elle dépend de la fréquence, $\bar{\sigma}^{tot}(T, \nu) = \sigma^{cm}(T) + \bar{\sigma}^{fl}(T, \nu)$.

Pour commencer, nous avons mesuré la conductivité en courant continu (2 fils) de la température ambiante jusqu'au-dessous de la transition. Cette mesure s'est avérée très proche de celle à 200 MHz. Même en deux fils, la précision semble donc ici suffisante.

Plusieurs modèles de la conductivité fluctuante ont été proposés. Mentionnons surtout celui de Lawrence et Doniach [104], qui a la particularité de permettre le passage de

manière continue d'une description tridimensionnelle à une description bidimensionnelle. L'équation (7.5) donne l'expression de la conductivité totale :

$$\bar{\sigma}^{tot}(T, \nu = 0) = \frac{1}{aT + b} + \frac{c}{\sqrt{\varepsilon^2 + d\varepsilon}} \quad (7.5)$$

avec $\varepsilon = \ln T/T_c$ et a , b , c et d les paramètres du fit. Ce modèle considère alors comme cas limites ceux d'Aslamazov et Larkin [7], qui proposent des formules pour les cas 3D et 2D séparément.

Pour trouver la contribution indépendante de la fréquence, nous avons adopté une approche proposée par Hagen *et al.* [71]. Elle consiste à adapter les paramètres du modèle complet à la mesure de $\bar{\sigma}^{tot}$, plutôt que de soustraire dès le début une contribution champ moyen (comme par exemple une extrapolation linéaire de la résistivité linéaire à haute température).

Mais puisque tous ces modèles donnent à quelques pour cent près la même expression pour $\sigma^{cm}(T)$ nous ne détaillerons pas plus le procédé d'extraction, d'autant que les résultats qui suivront ne dépendent pas du tout du choix de σ^{cm} . L'équation (7.6) montre la dépendance en température pour σ^{cm} que nous avons utilisée dans la suite :

$$\sigma^{cm}(T) = \frac{1}{(1.23T + 45.97) 10^{-8}} \quad (7.6)$$

Pour déterminer $\bar{\sigma}^{fl}(T, \nu)$ nous soustrayons $\sigma^{cm}(T)$ à chaque température et à chaque champ magnétique. La figure 7.25 montre la mesure de la résistivité en fonction de la

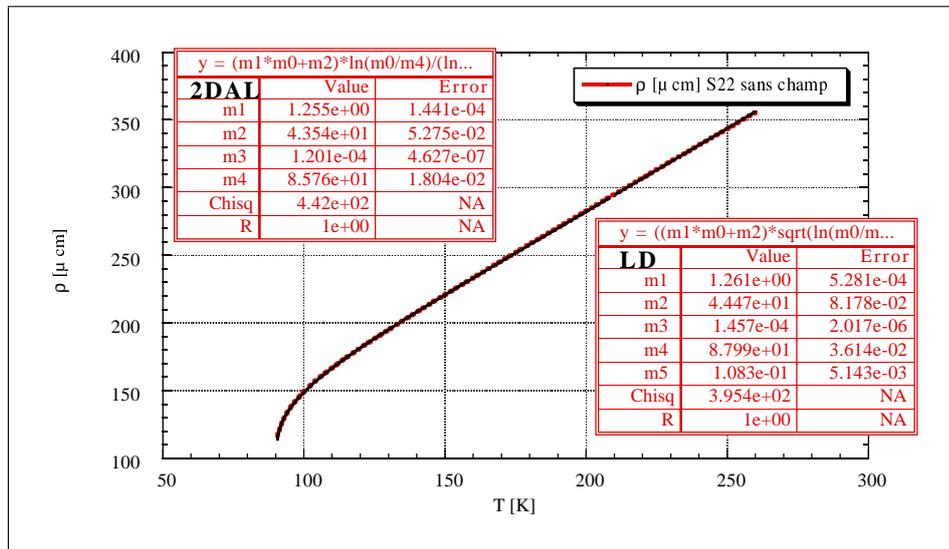


Figure 7.25: Résistivité mesurée à basse fréquence et courbes ajustées d'après Lawrence-Doniach (LD) et Aslamazov-Larkin (2DAL). Les courbes ajustées sont confondues.

température avec les "fits" mentionnés. Comme proposé par Hagen, ce fit est calculé à partir de $T_c + 1$ K.

7.5.1.2 Les lois d'échelle sans champ magnétique

Comme nous avons vu au paragraphe 6.2, il est prédit que la phase $\Phi_\sigma = \arctan \sigma_2/\sigma_1$ de la conductivité fluctuante augmente avec la fréquence pour $T > T_g$, soit constante à $T = T_g$ et décroisse pour $T < T_g$. De plus, à T_g , le module de $\bar{\sigma}^{fl}$ doit montrer un comportement en loi de puissance.

Nous allons donc dans un premier temps analyser les isothermes de la phase et du module de $\bar{\sigma}^{fl}$ en nous limitant aux fréquences inférieures à 5 GHz. En effet, après une première montée importante à basse fréquence, la phase devient ensuite très peu dépendante de la fréquence.

La figure 7.26 montre la phase et le module en fonction de la fréquence à différentes températures. On constate un comportement similaire à celui prédit par les lois d'échelle. En supposant que la dimensionalité du film mince est $d = 3$ [20], nous trouvons :

<p>- $\Phi_\sigma = 62 \pm 2^\circ \rightarrow z_s = 90/(90 - \Phi_\sigma) = 3.2 \pm 0.2$</p> <p>- $T_g = 88 \pm 0.3 \text{ K}$</p>

L'incertitude sur z_s et T_g provient essentiellement du pas en température. En effet nous pouvons seulement dire qu'à 87.52 K la phase décroît et qu'à 88.1 K la phase augmente très légèrement, ce qui nous donne une valeur de $62 \pm 2^\circ$ pour la phase et donc 3.2 ± 0.2 pour z_s . Par ailleurs, il faut tenir compte de l'accord entre la valeur de z_s trouvée par l'analyse de la phase et celle trouvée par la pente du module. Comme nous pouvons le constater, la pente des isothermes à 88 K confirme à 0.2 près la valeur de z_s . L'incertitude sur cette valeur, très difficile à évaluer, est au moins aussi importante que sur la phase. Nous avons également indiqué qu'une dépendance en $\propto 1/\nu$ est attendue quand $\sigma_1 \ll \sigma_2$, c'est-à-dire à basse température. Nous observons effectivement cette dépendance à basse température pour le module de $\bar{\sigma}^{fl}$.

L'exposant critique statique ν_s peut être évalué en essayant par approximations successives de faire coïncider les courbes $\bar{\sigma}_{fl}(T, \nu)$ comme proposé par les équations (6.5). Nous trouvons $\nu_s = 2.0 \pm 0.2$. L'incertitude sur cet exposant peut être évaluée en regardant à partir de quel ν_s les courbes ne coïncident plus de manière satisfaisante (ce qui est bien entendu un critère très subjectif).

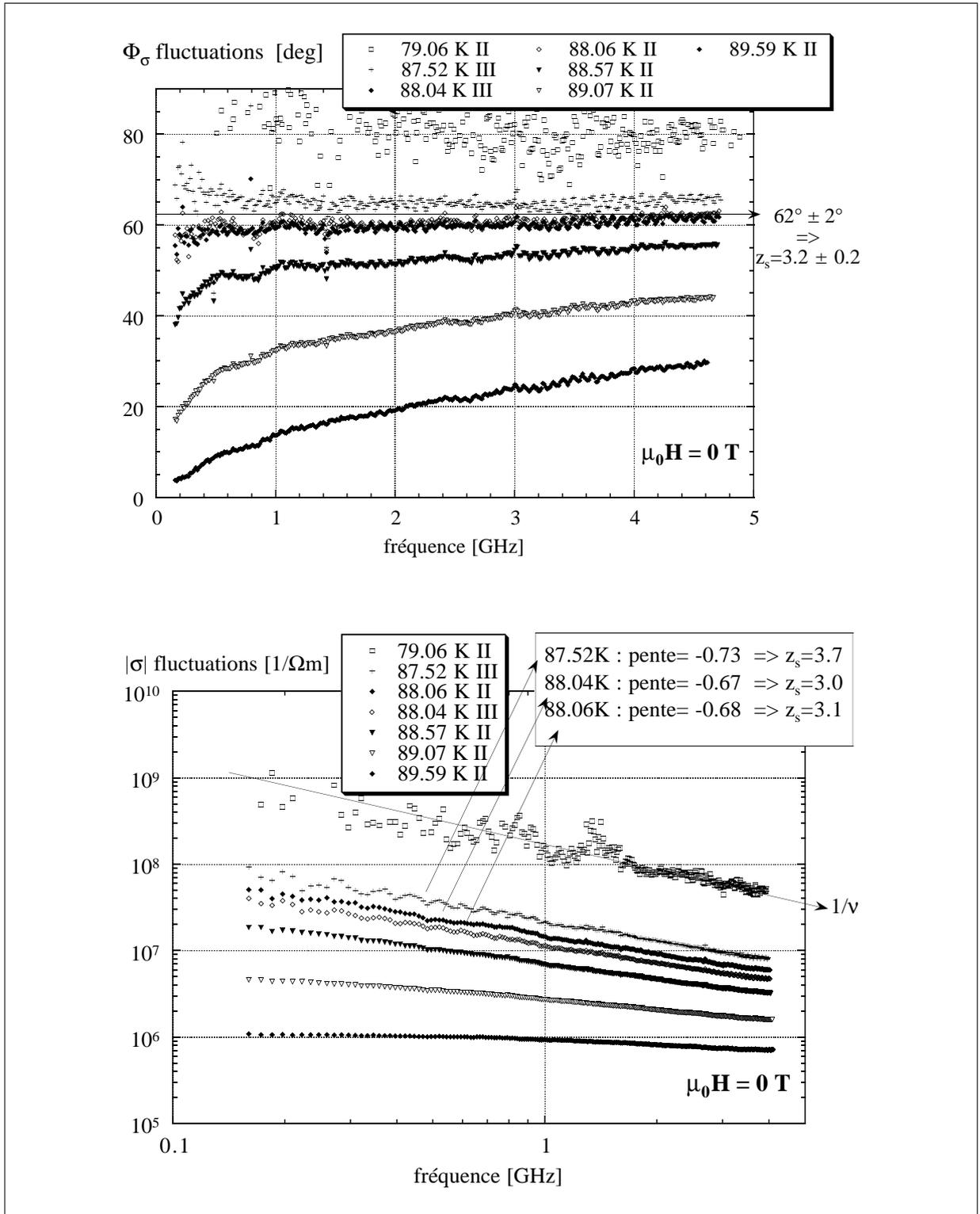


Figure 7.26: Analyse des isothermes de $\bar{\sigma}^{fl}$ sans champ. Nous avons indiqué la valeur de la phase constante et de l'exposant critique dynamique correspondant ($z_s = 3.2 \pm 0.2$). Cette valeur se retrouve comme exposant dans le module. A basse température ($T = 79 \text{ K}$), nous pouvons observer le comportement attendu pour un supraconducteur London ($|\bar{\sigma}^{fl}| \propto 1/\nu$). Les chiffres II et III correspondent à deux compagnes de mesures effectuées à trois semaines d'intervalle.

Cette méthode d'approximations successives nous permet en plus de déterminer la région critique dans laquelle nous pouvons effectuer une mise à l'échelle. Afin de démontrer qu'il y a réellement des limites (ce qui est plutôt rassurant...), nous avons inclus une température que nous considérons en dehors de la région critique dans la figure 7.27 ($T = 90.6$ K). Cette limite est surtout bien définie en allant vers les plus hautes températures car à basse température, nous sommes vite limités par des pertes très faibles qui caractérisent la région du solide de vortex.

La figure 7.27 montre la conductivité de fluctuations mise à l'échelle. Elle appelle quelques commentaires. D'abord, le jeu de mesures IV a été réalisé six mois après les trois autres. Entre temps, la température critique a baissé d'environ 1 K. La température T_g n'a pas autant bougé car nous trouvons $T_g^{IV} = 87.6$ K par l'analyse des isothermes. Les exposants critiques quant à eux sont restés les mêmes.

Nous avons inséré dans la figure du haut (montrant le module de $\bar{\sigma}$) une comparaison de quatre températures (89.1 K à 90.6 K) qui ont été traitées avec un exposant critique statique légèrement supérieur, puis légèrement inférieur. Les flèches indiquent l'endroit où le recouvrement entre la mesure 89.1 et 89.6 K se fait, une fois 89.1 sur 89.6 K (pour $\nu_s = 1.8$) et l'autre fois 89.6 sur 89.1 K ($\nu_s = 2.2$). Compte tenu du fait, que les mesures se recouvrent bien pour $\nu_s = 2.0$, cela nous indique que nous avons réellement l'incertitude de ± 0.2 , donnée auparavant.

En ce qui concerne la température limite, elle n'est pas affectée par le changement de ν_s . Elle reste pour les deux cas en dehors de la région du scaling.

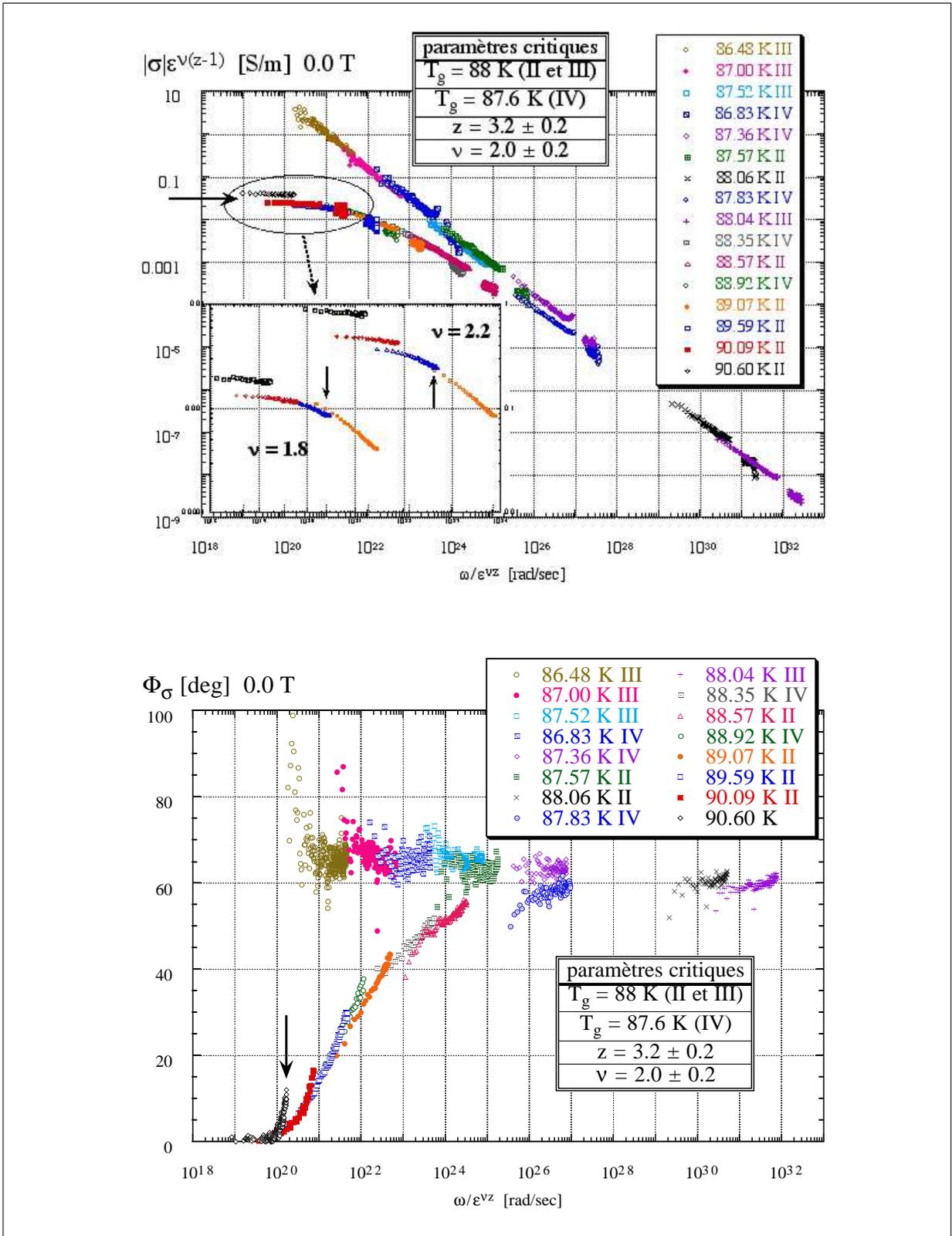


Figure 7.27: Conductivité de fluctuations $\bar{\sigma}^{fl}$ mise à l'échelle à champ nul. Les flèches indiquent la température limite supérieure (90.09 K) pour le scaling. L'insert dans le module montre les températures 89.1-90.6 pour $\nu_s = 1.8$ et $\nu_s = 2.2$. Pour le jeu de mesures IV, la température de transition est légèrement plus basse (cf. texte). Rappelons que $\varepsilon = \ln(T/T_g)$.

7.5.2 Les lois d'échelle sous champ

Après avoir vu que les mesures sans champ nominal se laissent sans problème mettre à l'échelle, passons maintenant à l'étude sous champ. Précisons tout de suite que *toutes* les mesures montrées sous champ seront issues du jeu II.

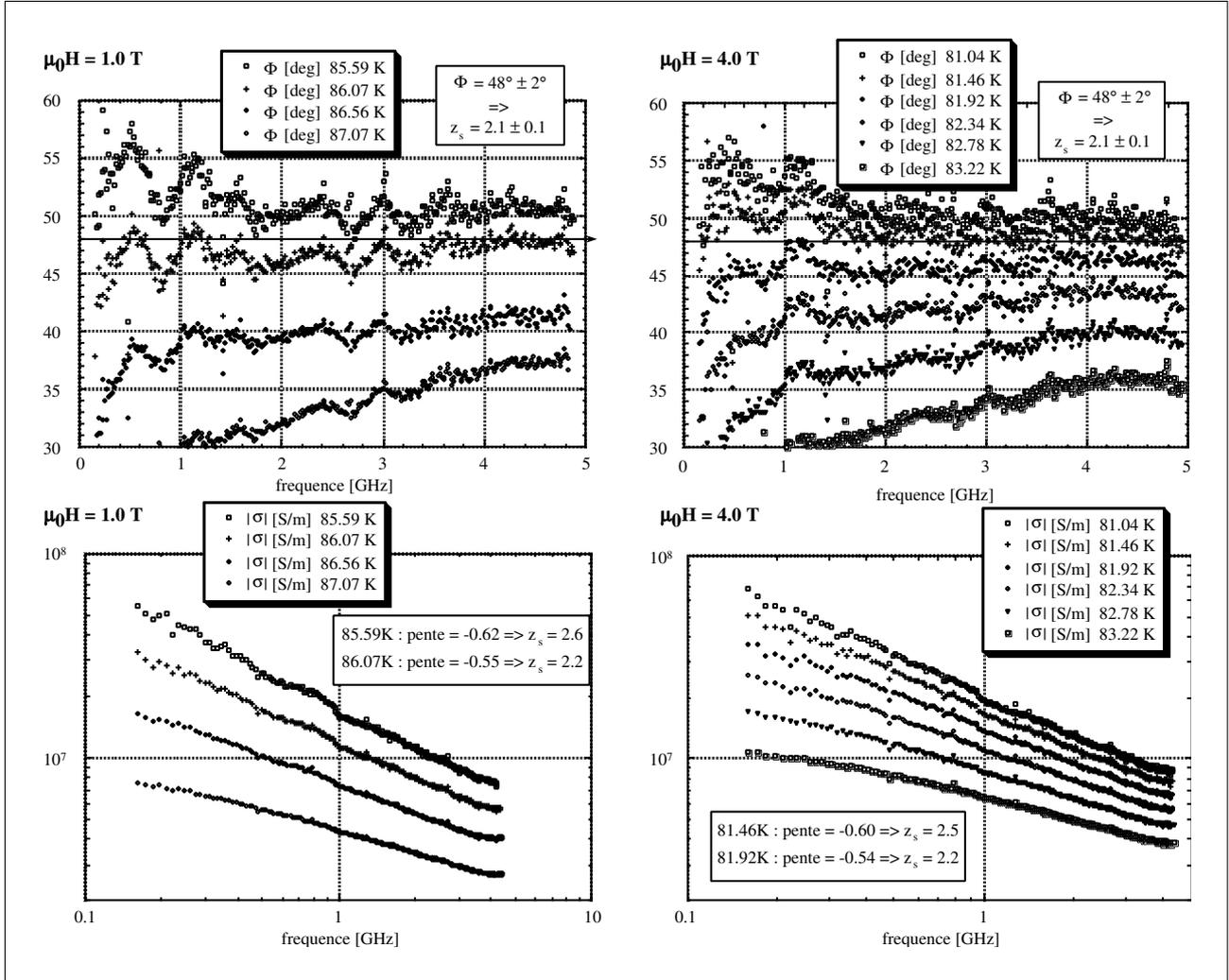


Figure 7.28: Analyse des isothermes de $\bar{\sigma}^{fl}$ à 1 T (à gauche) et 4 T (à droite). Il est évident que la phase critique a changé par rapport à 0 T. En effet, $z_s = 2.1 \pm 0.1$.

La figure 7.28 montre l'analyse des isothermes à 1 et 4 T (les autres mesures sous champ sont tout à fait du même type). Comme sans champ, nous trouvons le comportement prédit avec une phase constante et un module en loi de puissance. Par contre, l'exposant critique change sensiblement :

- $\Phi_\sigma = 48 \pm 2^\circ \rightarrow z_s = 2.1 \pm 0.2$
- $T_g = 86 \pm 0.3$ K à 1T et $T_g = 81.7 \pm 0.2$ K à 4T

Comme pour les mesures sans champ, la valeur de z_s est confirmée par l'exposant du module de $\bar{\sigma}^{fl}$, même si elle paraît ici légèrement plus élevée avec $z_s = 2.3 \pm 0.2$.

La figure 7.29 montre la mise à l'échelle de tous les champs magnétiques après avoir effectué une analyse des isothermes analogue à celle présentée pour 1 et 4 T. Nous pouvons remarquer le décalage entre les différents champs magnétiques. Comme dans le cas du champ nul, nous cherchons l'exposant statique ν_s qui permette de faire coïncider les différentes fréquences et températures (nous ne nous occupons pas pour le moment d'un scaling en champ). Cela nous donne $\nu_s = 2.8 \pm 0.2$.

L'analyse des autres champs magnétiques est résumée dans le tableau 7.7. Nous trouvons pour tous les champs ($\neq 0$ T) les mêmes coefficients critiques.

$\mu_0 H$ [T]	T_{min} [K]	T_g [K]	T_{max} [K]	z_s	ν_s	$\max(d\rho/dT)$
0	86.5	88	90	3.2 ± 0.2	2.0 ± 0.2	89.6 ± 0.2
1	84.2	86.0	89.0	2.1 ± 0.2	2.8 ± 0.2	88.15 ± 0.3
2	83.6	84.7	87.5	-“-	-“-	87.1 ± 0.3
3	?	83.3	86.5	-“-	-“-	86.1 ± 0.4
4	?	81.7	85	-“-	-“-	85.1 ± 0.5
5	?	80.2	84.5	-“-	-“-	—
6	?	78.7*	84	-“-	-“-	82.6 ± 0.6

*extrapolation vers les plus basses températures

Table 7.7: Ce tableau indique les valeurs numériques de la région dans laquelle nous avons pu effectuer une mise à l'échelle pour les mesures de l'échantillon S22. L'incertitude sur T_g est de 0.3 K, celle sur T_{max} est de 0.6 K. La limite basse température est mal définie à cause des faibles pertes dans cette région de solide de vortex.

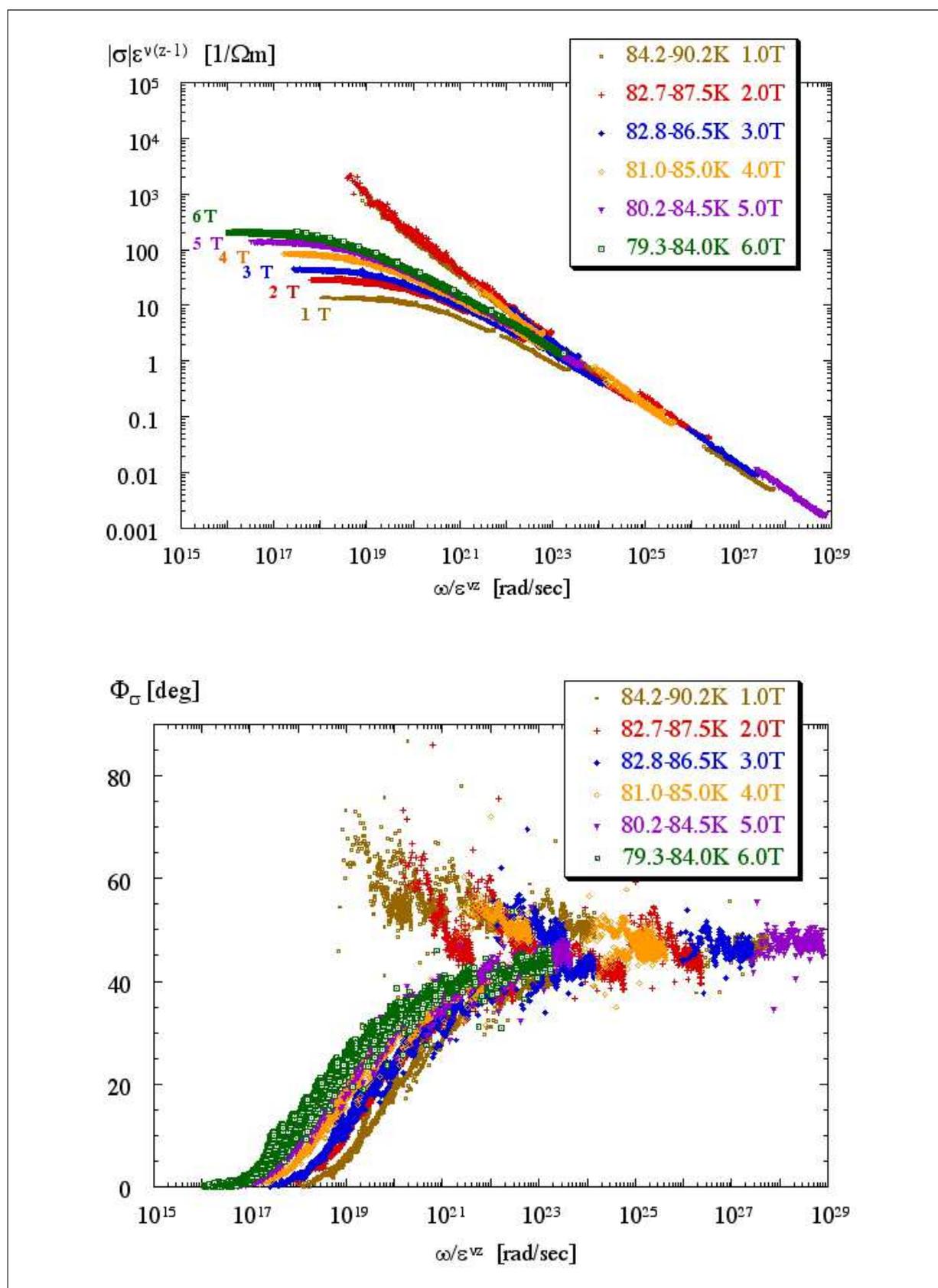


Figure 7.29: $|\sigma|$ et Φ_σ mis à l'échelle, pour différents champs magnétiques.

7.5.2.1 La mise à l'échelle à différents champs magnétiques

Quand on regarde les courbes de la figure 7.29, on remarque que la forme des courbes d'échelle pour les champs entre 1 et 6 T est très similaire. Cela suggère fortement qu'une mise à l'échelle en fonction du champ magnétique devrait être possible.

Nous avons alors, comme proposé par Kötzler *et al.* [95], cherché des facteurs α_g et β_g , qui permettent de faire coïncider l'ensemble des courbes sous champ.

La figure 7.30 montre les facteurs utilisés en fonction du champ magnétique. Les deux droites correspondent aux essais effectués pour trouver des lois de puissances en $H^{\alpha',\beta'}$. Cela n'a été possible, qu'en excluant le champ à 1 T.

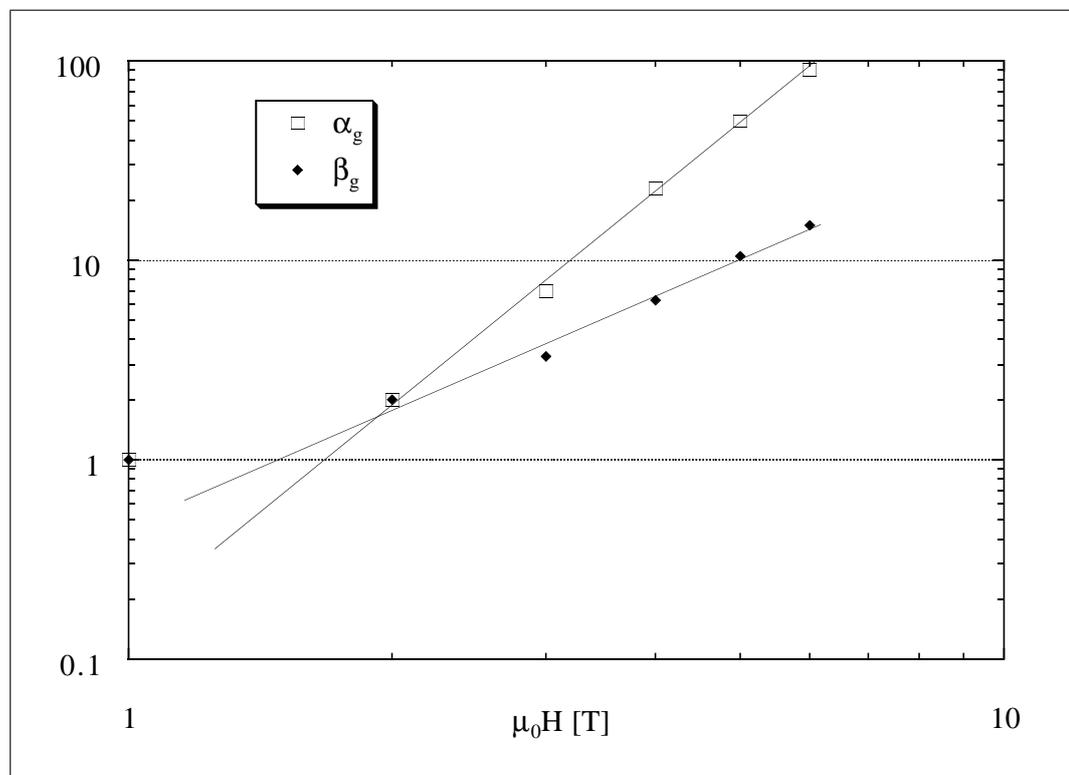


Figure 7.30: Préfacteurs de la mise à l'échelle en fonction du champ. Les droites indiquent des lois de puissances simples en $H^{\alpha',\beta'}$, en excluant le champ de 1 T.

Le fait qu'il faut exclure la mesure à 1 T, nous pose le problème d'un changement de comportement à bas champ, ici entre 1 et 2 T.

L'ensemble des résultats sans champ et sous champ est finalement présenté dans la figure 7.31 avec la mise à l'échelle sous champ discutée plus haut.

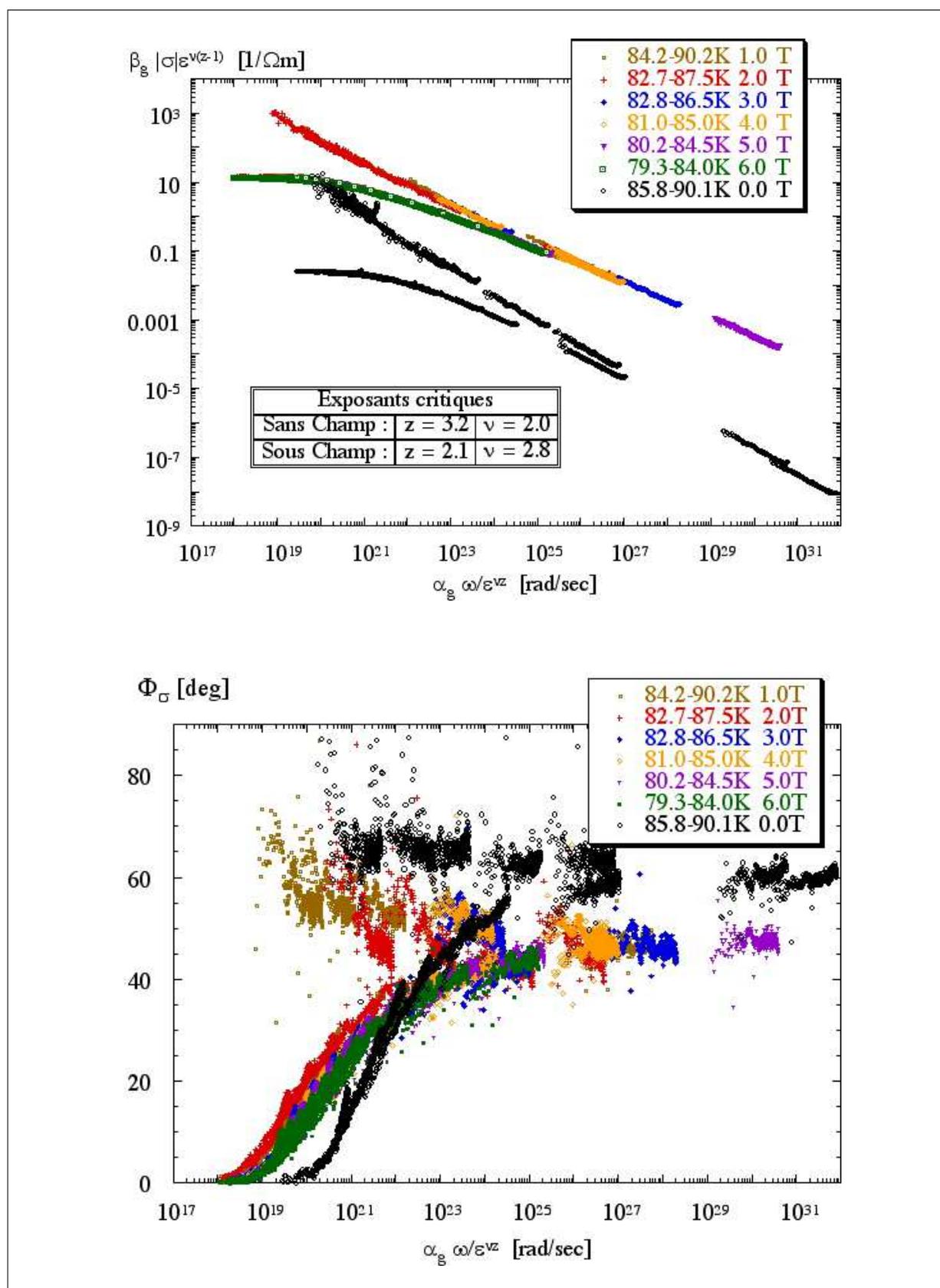


Figure 7.31: Conductivité mise à l'échelle en fonction de T , ν et H . Nous avons également inclus la mesure sans champ magnétique.

7.5.3 Les lois d'échelle à haute fréquence

Pour clore ce paragraphe sur les lois d'échelle, il reste à éclaircir une dernière question : celle de la validité ou non d'une approche de type loi d'échelle au-dessus de 10 GHz.

Nous avons tracé à la figure 7.32 les phases de la conductivité de fluctuations en fonction de la fréquence, à champ nul et sous champ, toujours à la température de transition T_g correspondante. Malgré le fait que les oscillations parasites augmentent sensiblement avec la fréquence (il est en particulier plus difficile de séparer les mesures sous champ et sans champ), il est clair que dans notre gamme de fréquences, elle reste constante. Cela veut dire que contrairement aux affirmations de Wu *et al.* nous n'observons pas à T_g une décroissance de la phase avec la fréquence, et ceci quel que soit H ($\mu_0 H \lesssim 6$ T).

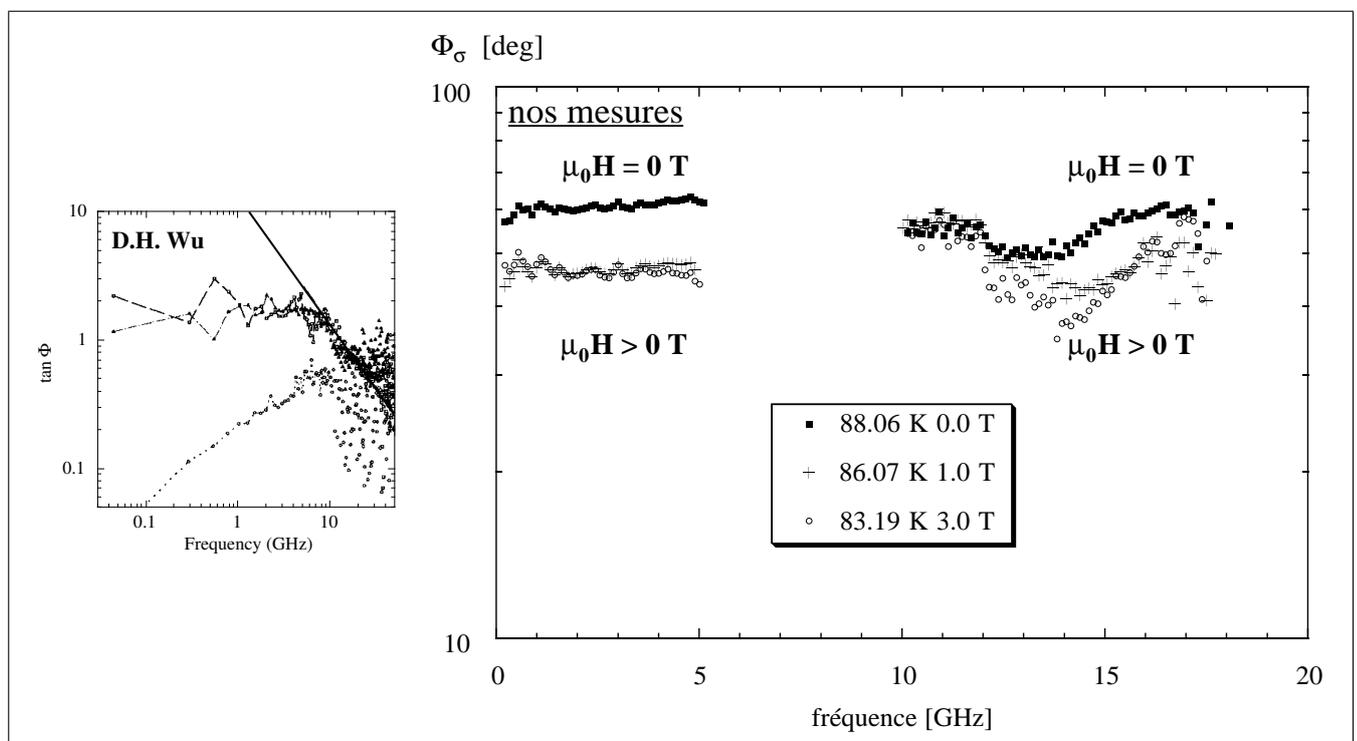


Figure 7.32: La phase de $\bar{\sigma}^{fl}$ à haute fréquence. La phase reste constante et différente sans champ et sous champ. A gauche nous avons inclut la figure de Wu *et al.* [186], où ils voient une chute importante de la phase.

7.5.4 Discussion des lois d'échelle

Nous avons vu qu'il était possible d'appliquer la théorie des lois d'échelle à nos mesures avec les paramètres indiqués dans le tableau 7.7 aussi bien sous champ qu'à champ nul. Cela est une évidence forte, que nous avons affaire à une transition de phase du second ordre. D'après la littérature, cette transition sous champ dans un échantillon non-irradié devrait être la transition verre de vortex liquide de vortex. En effet, nous avons trop de

défauts dans nos films minces pour avoir un verre de Bragg, et probablement pas assez de centres de piégeage forts et corrélés pour rencontrer un verre de Bose.

- Dans la mesure où nous avons trouvé des valeurs très basses pour des exposants critiques, il faut se demander jusqu'à quel point nous pouvons avoir confiance en nos mesures. Il est extrêmement difficile de faire une analyse exacte des erreurs systématiques et aléatoires par graphe de fluence par exemple. Mais nous pouvons estimer l'erreur que nous faisons à partir d'une mesure basse température sans champ où nous avons le comportement d'un "vrai" supraconducteur, à savoir $\sigma_2 \propto 1/\omega$ et $\sigma_1 = \text{const.}$.

Notons d'abord que la phase de Z_e est constante entre 0 et 4 GHz : $\arctan(\sigma_2/\sigma_1) = 89.5 \pm 0.5^\circ$ (cf. insert dans FIG. 7.33). Une erreur d'un degré sur la phase paraît alors surestimée. Mais pour démontrer l'influence d'une erreur d'un degré sur la phase, nous soustrayons 1° de la phase de l'impédance d'entrée Z_e après étalonnage à basse température (*sans* avoir déplacé le plan d'étalonnage cf. FIG. 5.6). La figure 7.33 montre l'impédance d'entrée avant (Z_e) et après (Z_e^{modif}) ce décalage de la phase.

Nous constatons que la différence à basse fréquence est importante. Quand nous extrayons de ces deux impédances d'entrée la conductivité correspondante $\bar{\sigma}$ et $\bar{\sigma}^{\text{modif}}$, nous voyons que la conductivité n'a plus le comportement "attendu" que nous avons mentionné. En effet, la dépendance avec la fréquence de σ_2 est plus faible que $1/\nu$ et σ_1 acquiert une dépendance en fréquence. Cela ne remplace bien entendu pas une analyse rigoureuse des erreurs mais constitue tout de même une évidence forte que nous pouvons mesurer la phase mieux qu'à un degré près. Or le décalage d'un degré sur les mesures autour de T_g entraîne un décalage d'environ 3 à 4° sur la phase Φ_σ . Donc nous pouvons avoir une certaine confiance en nos mesures :

- L'erreur sur Φ_σ est bien celle indiquée auparavant, à savoir $\pm 2^\circ$.
- La transition du second ordre change de classe d'universalité quand on met un champ ≥ 1 T.

Une autre possibilité d'interpréter nos mesures serait éventuellement en termes d'un verre de Bose. L'équation (6.6) nous donne en effet un z'_s deux fois plus grand que z_s et en conséquence un exposant critique statique plus petit. Il serait alors intéressant de tester s'il s'agit d'un verre de Bose en faisant varier l'angle entre le champ magnétique et la couche mince.

- Une autre remarque est liée au fait que la gamme de fréquence que nous montrons dans

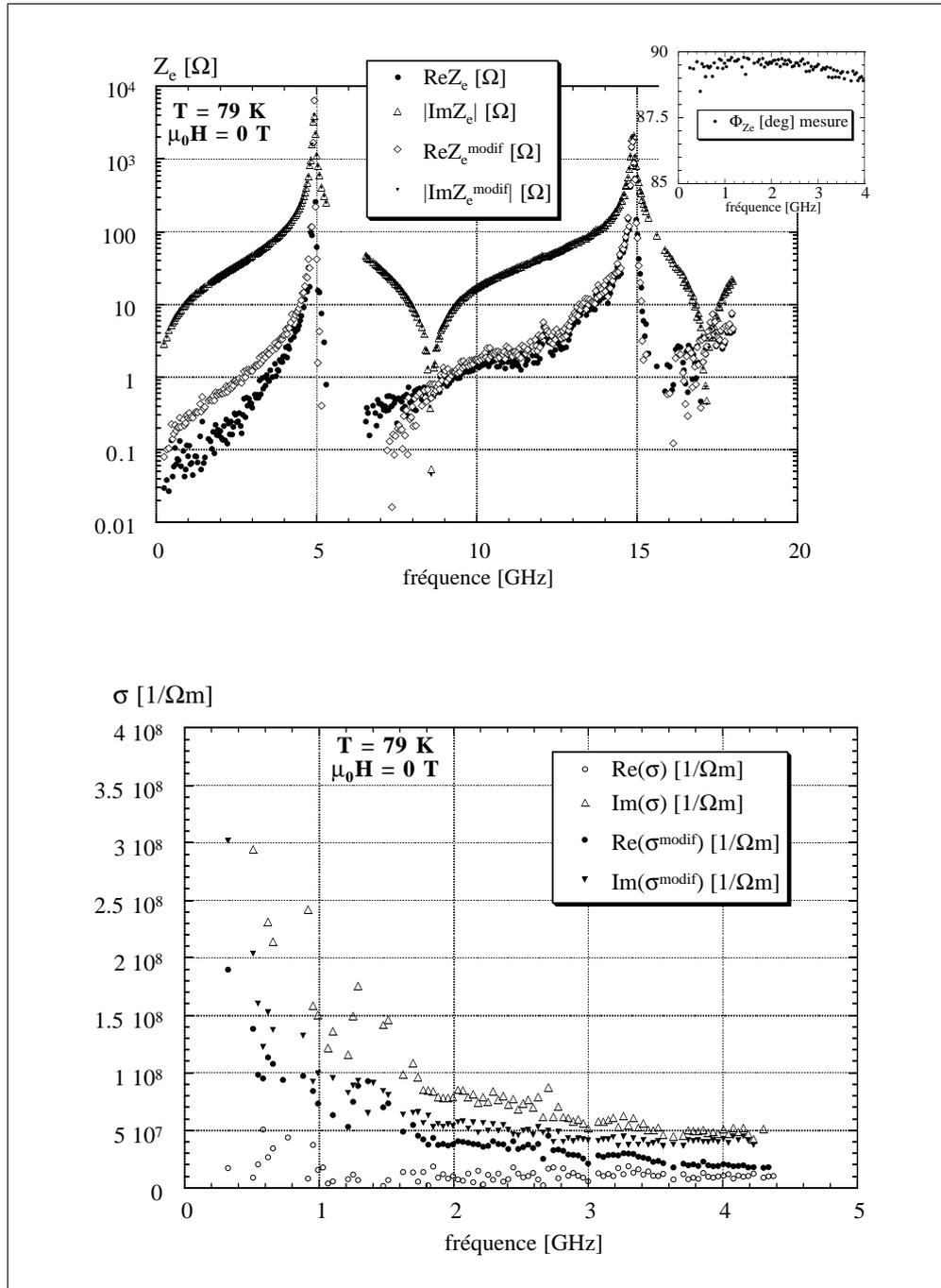


Figure 7.33: Effet sur Z_e et $\bar{\sigma}$ d'un décalage de la phase d'un degré. A gauche, l'impédance d'entrée Z_e après étalonnage ayant ou non décalé la phase d'un degré. A droite, la conductivité extraite des Z_e où nous avons indiqué un "fit" en $1/\nu$ pour σ_2 .

les figures 7.26 et 7.28 ne s'étend que sur un peu moins de deux décades ($0.16\text{GHz} \leq \nu \leq 5\text{GHz}$). Il se pourrait donc que nous soyons dans la partie "non-linéaire" de $\log|\bar{\sigma}(\log \omega)|$, où nous sous-estimons la pente et donc l'exposant critique. Par contre, la phase ne devrait pas être constante en fonction de la fréquence dans cette région, ce qui est le cas dans nos mesures.

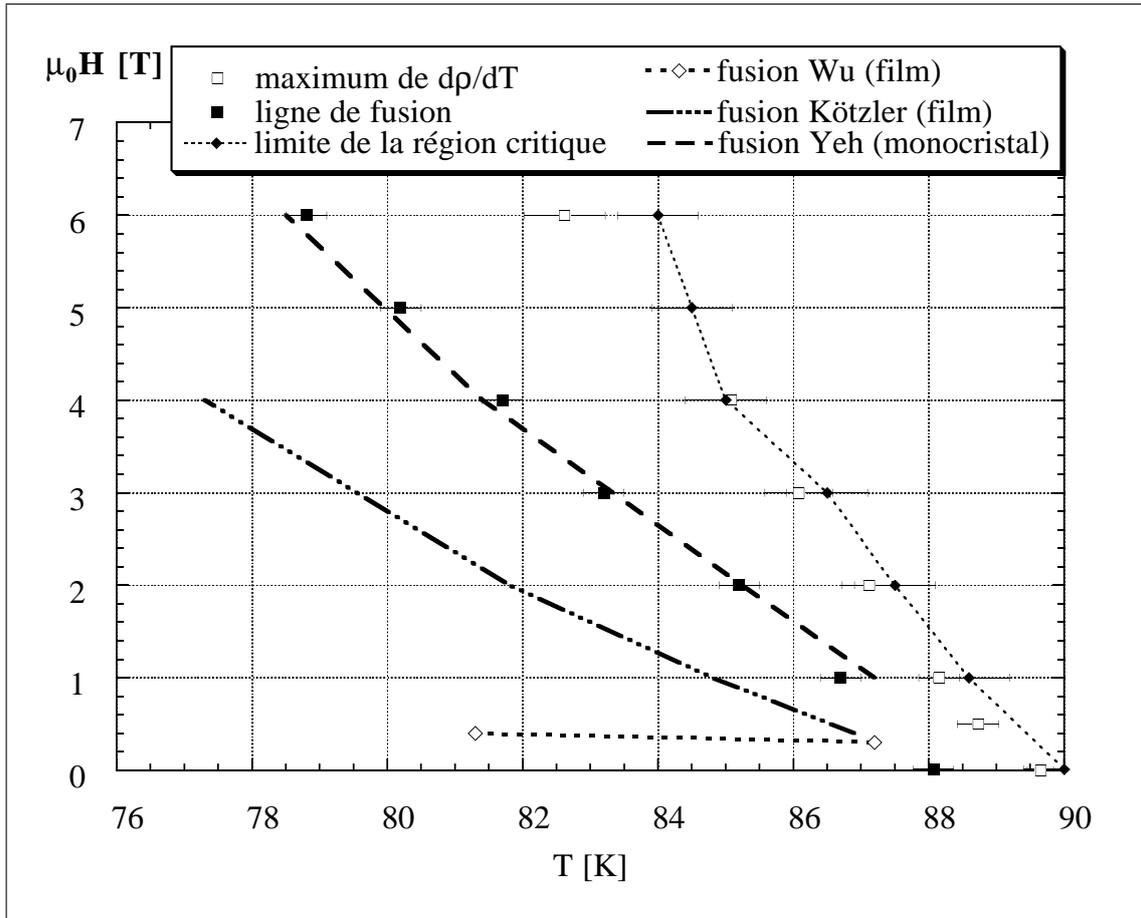


Figure 7.34: Diagramme de phase $H(T)$ de S22. Nous avons rajouté les courbes d'après Wu [186], Kötztler [96] toutes deux obtenues pour des films minces, ainsi que la courbe d'un monocristal d'après Yeh [195].

- La figure 7.34 montre le diagramme de phase comme il se présente dans notre échantillon S22. Nous y avons également reporté les lignes de fusions trouvées par Wu et Kötztler dans des films minces et par Yeh dans un monocristal. Toutes ces lignes ont été normalisées par rapport à notre température de transition (89.6 K). C'est peut-être un peu "osé" dans le cas du monocristal de Yeh ($T_c = 92.95$), mais il est important de noter que nous trouvons une ligne de fusion tout à fait "commune", contrairement à la ligne extrêmement plate de Wu *et al.*

Il est également intéressant de noter que les mesures de Kötztler, qui vont jusqu'à 50 MHz, donnent une ligne plus basse que la nôtre avec $z_s = 5.5$. Mais la région en température dans laquelle ils peuvent effectuer une mise à l'échelle est comme chez nous de ± 3 K autour de T_g . Nous constatons que sommes en parfait accord avec les mesures de Yeh (100 Hz à 1 MHz) dans un monocristal. En plus, le coefficient critique dynamique $z = 3 \pm 0.2$ trouvé par Yeh est assez proche du notre. D'une manière générale, notre valeur

de z_s est clairement plus proche des valeurs trouvées dans des monocristaux que dans des films minces (cf. TAB. 6.1). Mais de l'accord entre nos mesures et celles de Yeh, nous n'avons pas l'intention de déduire que nos échantillons sont de type monocristallin !

Par contre, notre exposant critique statique ν_s semble anormalement élevé aussi bien à champ nul que sous champ, en comparaison avec les valeurs publiées (cf. TAB. 6.1).

Un autre point important nous semble, que les lignes définies par le maximum de $d\rho/dT$ et par la limite de la région du "scaling" sont confondues à la précision de la mesure près. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe suivant.

- La mise à l'échelle en fonction du champ magnétique ne se fait pas aussi facilement que le propose Kötzer avec un seul exposant critique comme dépendance de $\xi_g(H)$. Il est en effet impossible de mettre tous les préfacteurs sur une même ligne (cf. FIG. 7.30).

Par contre ayant des z_s différents, nous ne trouvons pas la même classe d'universalité sous champ que sans champ. Comme dans les mesures du groupe de Maryland, z_s diminue quand on applique un champ magnétique. Serait-ce une caractéristique des hautes fréquences, puisque Roberts [155] observe le comportement inverse (cf. paragraphe 6.5.2) ?

- Finalement, en ce qui concerne la limite haute fréquence du "scaling" sous champ, nous sommes en clair désaccord avec les mesures de Wu *et al.*, puisque d'après nos résultats, la phase reste constante sur toute la gamme de fréquences.

7.6 Un comportement intrigant de la partie imaginaire de

$$\bar{\sigma}(T, \nu, H)$$

Pour terminer ce chapitre des résultats expérimentaux, nous souhaiterions présenter comme le titre l'indique un détail intrigant dans le comportement de la partie imaginaire de $\bar{\sigma}(T, \nu, H)$. Quand nous avons voulu vérifier à quelle température la partie imaginaire s'annulait, nous avons trouvé un changement de comportement de $\sigma_2(\nu)$.

La figure 7.35 montre $\sigma_2(T)$ pour différentes fréquences sous champ à 6 T. Il apparaît qu'après une région de "recouvrement" en température, $\sigma_2(\nu)$ **augmente** avec la fréquence. Dans la région du recouvrement le comportement de $\sigma_2(\nu)$ n'est plus monotone.

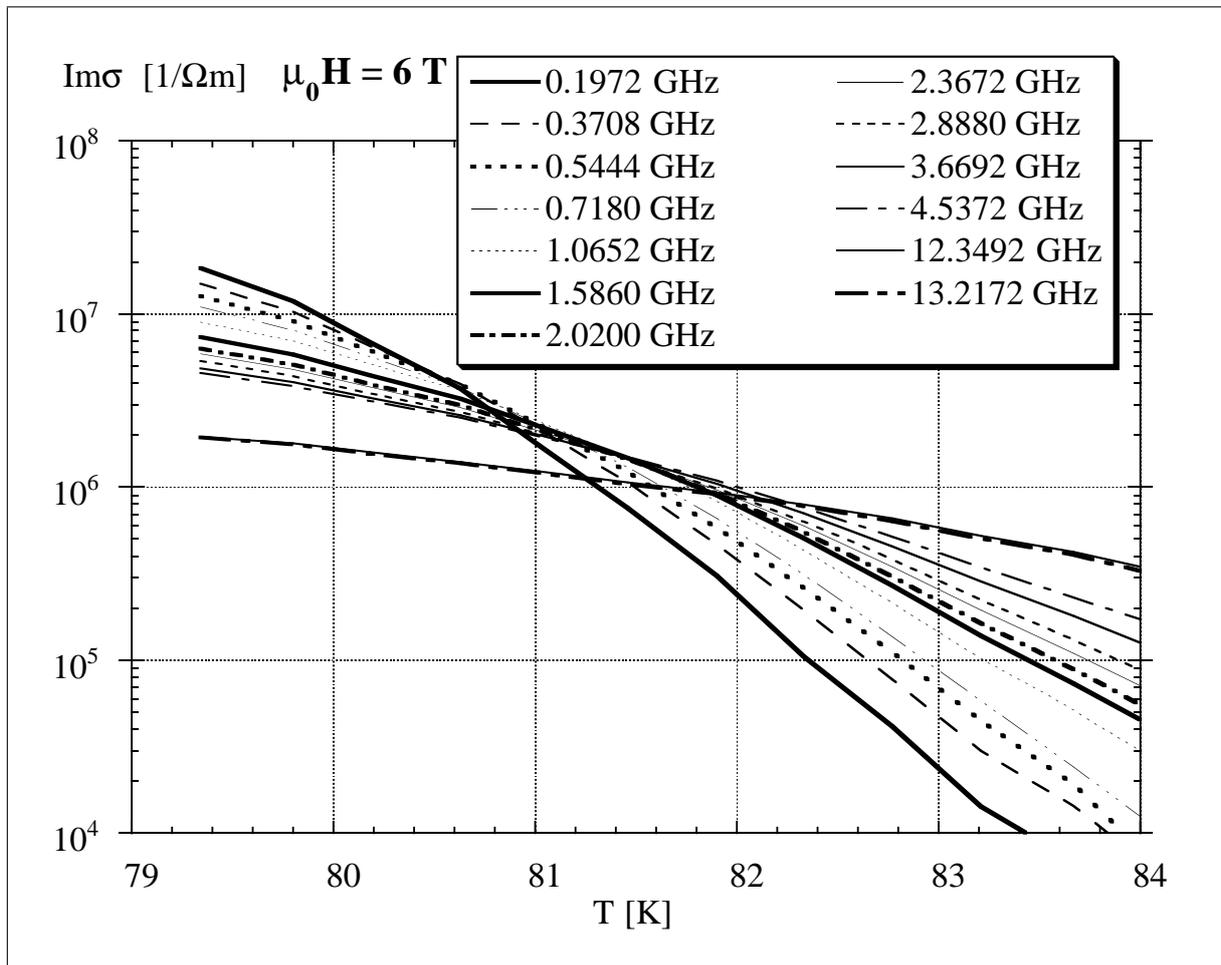
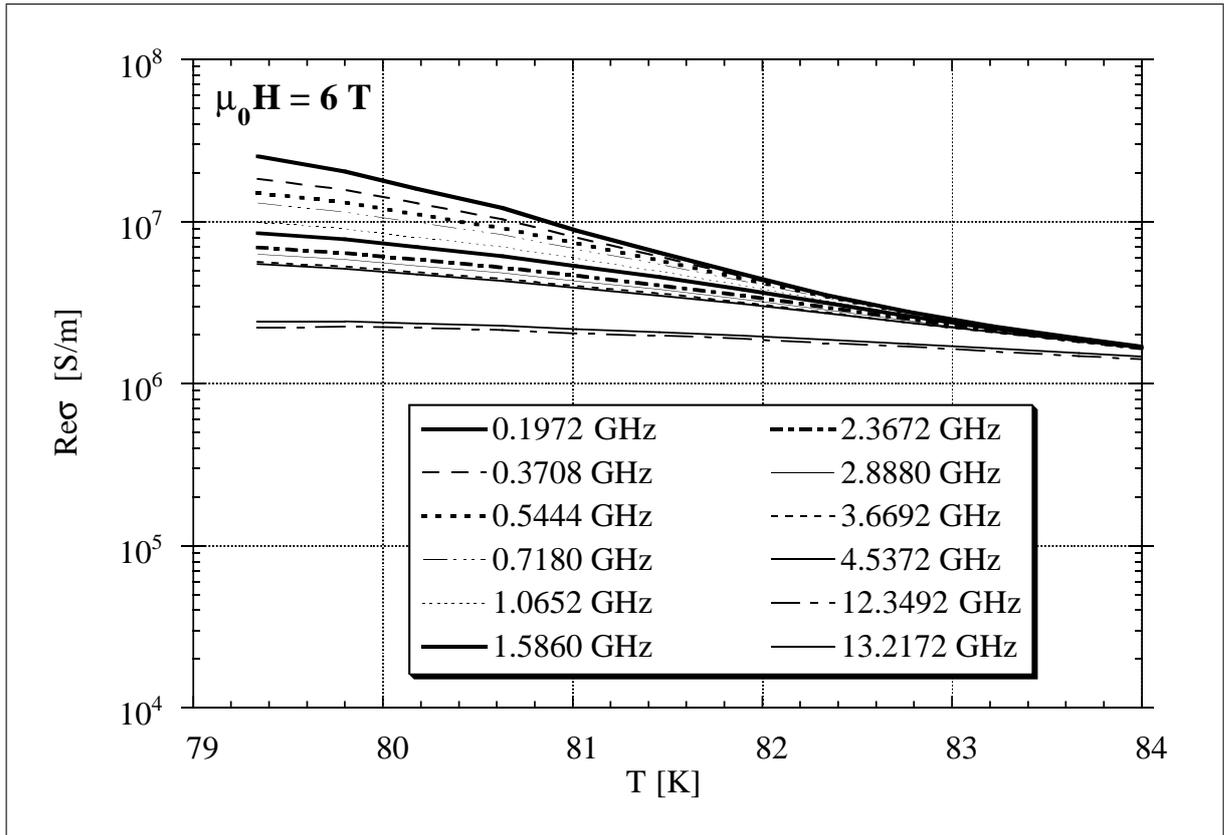


Figure 7.35: $\sigma_2(T)$ à différentes fréquences et 6 T

Par contre quand nous regardons la partie réelle de $\bar{\sigma}(\nu)$ nous ne voyons absolument rien de particulier dans cette zone comme nous le montre la figure 7.36.

Ce comportement peut être retrouvé pour tous les champs y compris le cas à champ nominal nul. Toutefois, la région du recouvrement se déplace vers des températures plus

Figure 7.36: $\sigma_1(T)$ à différentes fréquences et 6 T

élevées et des valeurs de σ_2 moins grandes quand on diminue le champ magnétique. En fait, cette zone de recouvrement est très proche de la courbe représentant le maximum de $d\rho/dT$ (cf. FIG. 7.39). A champ nul, nous pouvons encore retrouver le recouvrement, même si dans ce cas la valeur de σ_2 est suffisamment faible pour être à la limite de notre résolution. La limite haute fréquence (et haute température) de cette zone de recouvrement n'est pas très bien définie à cause des oscillations résiduelles.

7.6.1 Un problème de phase expliquerait-il ce comportement ?

La première question qui s'impose bien entendu est la précision que nous avons dans nos mesures sur la phase. En effet, si nous avons un décalage systématique dans nos mesures, nous pourrions faire une erreur importante sur la partie imaginaire à partir du moment où $\sigma_1 \gg \sigma_2$.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 7.5.4, nous pouvons supposer avoir une précision meilleure qu'un degré sur la phase dans nos mesures de l'impédance d'entrée. Mais cela ne nous renseigne pas encore sur l'erreur éventuellement introduite dans la mesure de

la conductivité, ou plus précisément de la phase Φ_σ . Nous avons donc à nouveau décalé *manuellement* la phase de l'impédance d'entrée d'un degré et nous avons refait l'extraction de la conductivité complexe.

La figure 7.37 montre le résultat de cette manipulation. Il apparaît clairement que la valeur absolue est affectée. Par contre, le *comportement en fréquence ne change pas*. Nous pouvons donc avoir une certaine confiance dans ce résultat.

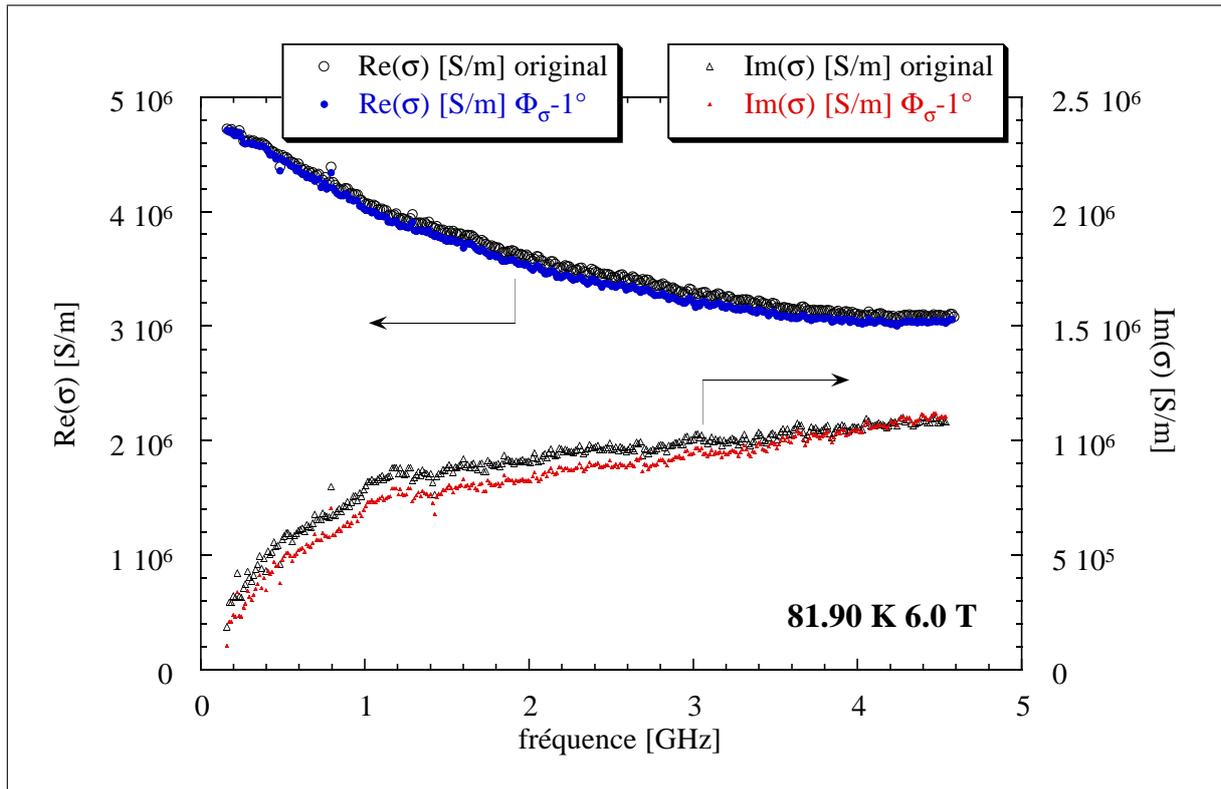


Figure 7.37: $\sigma(\nu)$ extraite après décalage de la phase sur \bar{Z}_e . L'échelle de la partie imaginaire est multipliée par deux pour mieux faire ressortir les différences.

7.6.2 Les mesures d'autres auteurs

Après avoir été convaincus de la réalité de cet effet, nous avons regardé d'autres mesures à haute fréquence. Nous avons en particulier digitalisé les points de mesures de Booth *et al.* [20] qui montrent à champ nominal nul la résistivité complexe puis ces points digitalisés ont été transformés en conductivité. La figure 7.38 montre le comportement général de la conductivité telle qu'elle a été mesurée par Booth en 1996 avec un dispositif ayant une géométrie très différente. Pour les deux températures, ils observent (sans le voir) le même comportement que nous. A 90.2 K, σ_1 et σ_2 sont encore du même ordre de grandeur. Il est donc peu probable qu'un problème de phase soit à l'origine de cette observation, ce qui

la rendrait factice. Comme pour nos mesures, on peut raisonnablement avoir confiance en leur mesure. Par contre, il est surprenant de voir que même à 105 K σ_2 augmente encore avec la fréquence, alors que σ_2 est beaucoup plus petite que σ_1 .

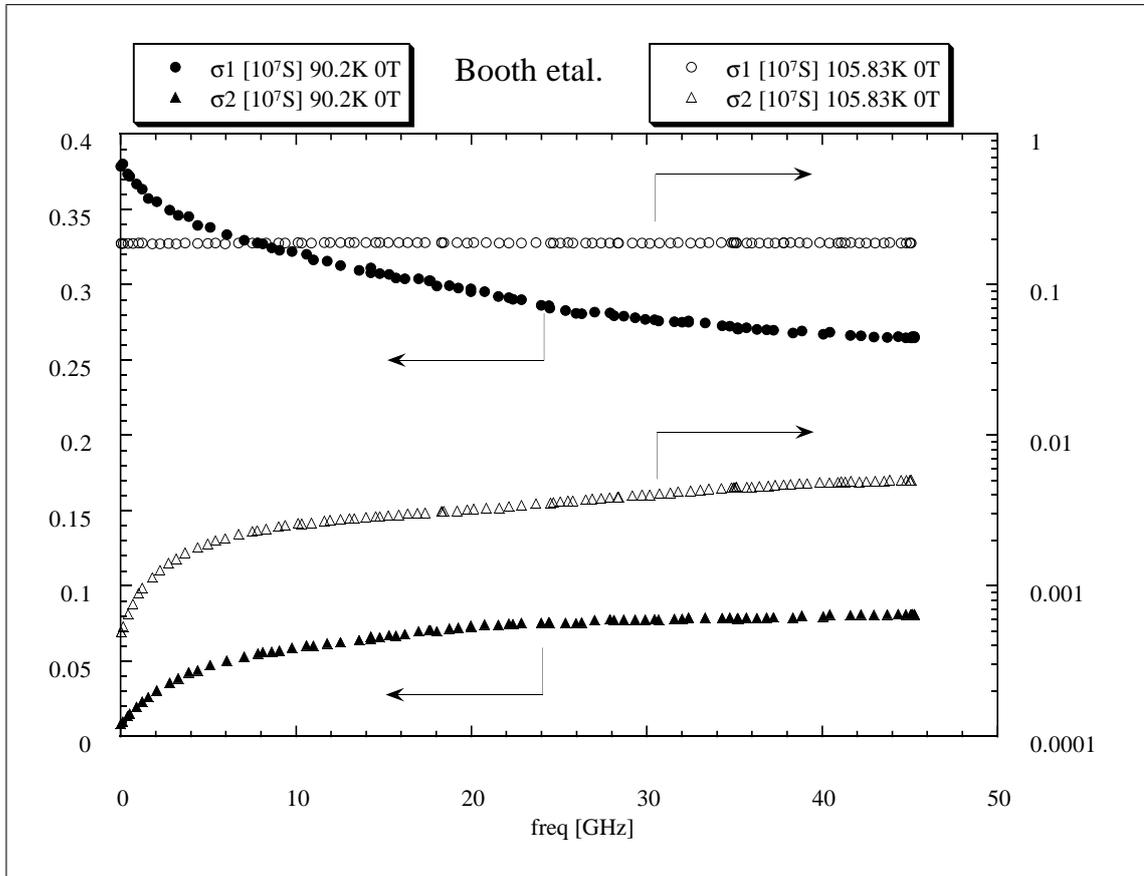


Figure 7.38: $\bar{\sigma}(\nu)$ d'après une digitalisation des mesures de Booth *et al.*.

7.6.3 Le diagramme de phase $H - T$

Quand nous rajoutons cette zone de recouvrement dans le diagramme de phase que nous avons vu au paragraphe 7.5.4, nous obtenons la figure 7.39.

La région de changement de comportement en fréquence se trouve dans la zone “liquide de vortex” et dans la zone où nous pouvons effectuer une mise à l'échelle, au-dessous mais très proche de la ligne définie par le maximum de $d\rho/dT$.

Dans la mesure où l'on attribue la partie imaginaire de la conductivité à la “supraconductivité”, il est très surprenant de voir “la supraconductivité renforcée” par un très faible courant haute fréquence. On attendrait plutôt que les hautes fréquences diminuent les fluctuations de la supraconductivité comme on peut le constater sur la partie réelle de la conductivité. Pour le moment nous n'avons pas d'explication à proposer pour ce

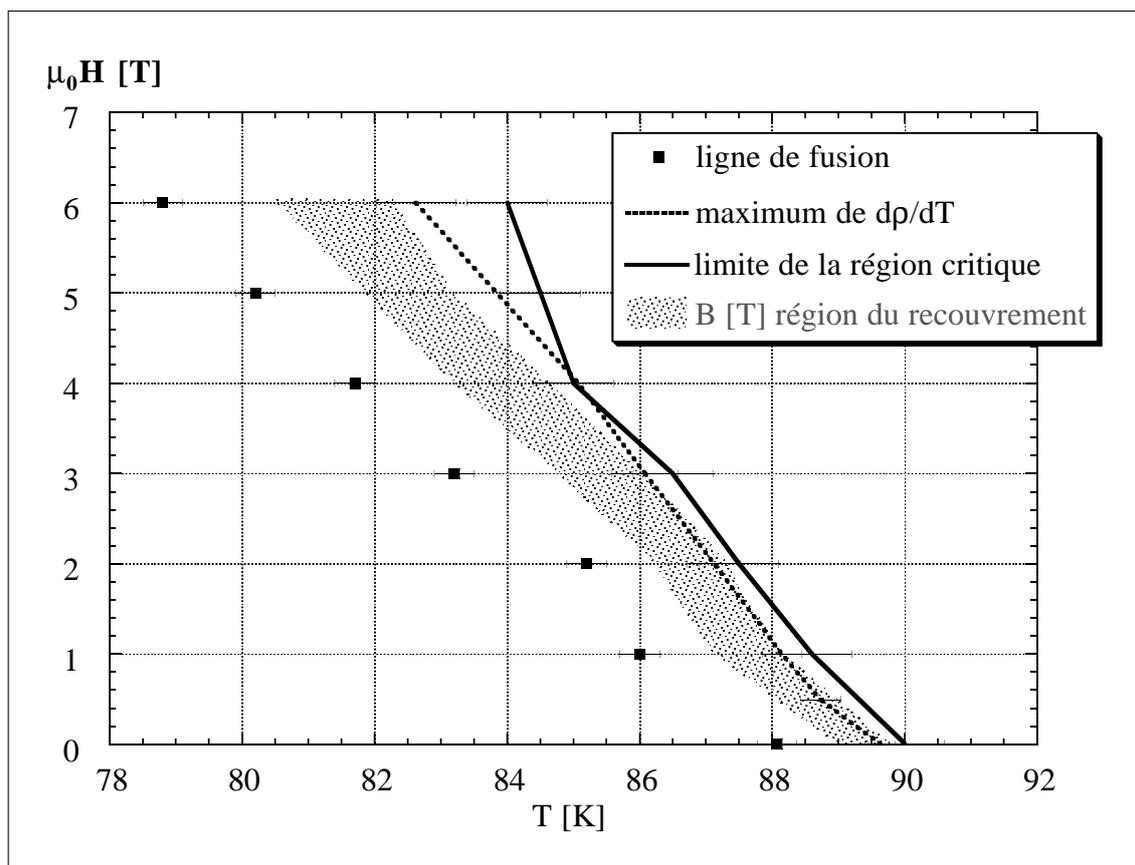


Figure 7.39: Diagramme de phase $H(T)$ avec région de recouvrement en fréquence. On dirait que cette région est au-dessous de la ligne définie par $d\rho/dT$, malgré les incertitudes importantes sur sa valeur.

comportement.

7.7 Conclusions sur les résultats expérimentaux

Nous sommes maintenant en mesure de répondre aux questions posées au début de ce chapitre après l'état des lieux sur le sujet :

1. Nous avons vu que la limite supérieure du “scaling” en fréquence, si elle existe, est en-dehors de notre gamme de fréquence. Elle devrait donc se trouver au-dessus de 18 GHz. De plus avec nos mesures, le “scaling” sous champ dans des films minces semble bien vérifié. Nous sommes donc en désaccord avec D.H. Wu *et al.* qui voient un changement de régime vers 8 à 9 GHz.
2. Une mise à l'échelle sous champ est possible, mais avec une dépendance de la longueur de cohérence plus compliquée que celle proposée par Kötzler *et al.*, donc plus élaborée qu'une simple loi de puissance. Néanmoins ξ_g dépendrait bien de T et de B .

3. Contrairement à ce qu'affirme le groupe de Hambourg, les transitions sous champ et sans champ n'appartiennent pas à la même classe d'universalité, puisque nous n'observons pas les mêmes exposants critiques dans nos échantillons sans champ et sous champ. Cependant, les valeurs que nous avons extraites pour ces exposants critiques sont basses pour z_s et élevées pour ν_s .
4. En ce qui concerne la validité du modèle MBCC, nous pensons qu'actuellement le modèle de type champ moyen MBCC n'est pas capable d'expliquer tous les résultats en champ, en fréquence et en température avec un seul jeu de paramètres η , κ_p et U_{cc} . Même à champ H fixe, le modèle ne rend pas compte correctement à la fois de R_l et de L_l . Nous pensons donc qu'une dépendance en fréquence est nécessaire sur κ_p et/ou sur U_{cc} . L'analyse à champ magnétique variable montre bien un changement de régime en fonction du champ qui n'est expliqué ni par η et κ_p variant en fonction du champ comme \sqrt{H} , (ou comme H pour κ_p), ni par des barrières plastiques ayant une dépendance en $1/\sqrt{H}$. Ce changement de régime provient vraisemblablement d'une modification du type de piégeage. La comparaison avec d'autres modèles comme celui de B. Plaçais *et al.* permettrait peut-être de clarifier cette situation.
5. Enfin, nous avons finalement obtenu des résultats originaux sur la dépendance en fréquence de σ_2 (la partie imaginaire de la conductivité $\bar{\sigma}$). Au-delà d'une certaine température proche de la température où $d\rho/dT$ est maximale, le comportement en fréquence de $\sigma_2(\nu)$ s'inverse, c'est-à-dire que σ_2 augmente quand ν augmente. Ce comportement tout à fait anormal se produit dans la zone liquide de vortex, peu décrite par la théorie. Nous n'avons actuellement pas d'explication pour ce phénomène.

CONCLUSION

Le but que nous nous étions fixés au début de ce travail était l'étude de la dynamique des vortex dans des couches minces au voisinage de la transition "solide de vortex - liquide de vortex". Cette région du diagramme de phase ($H \leq 6$ T, $80 \leq T \leq 100$ K) a largement été étudiée par des mesures en courant continu ou à basses fréquences ($\nu < 50$ MHz) mais très peu d'études ont été menées dans notre gamme de fréquences, c'est-à-dire de 0.2 à 18 GHz.

Pour mener à bien ce travail, il nous a fallu mettre en œuvre une technique de réflectométrie large bande travaillant à basse température. Nous avons pour cela mis au point un nouvel étalonnage secondaire fonctionnant à basse température. La comparaison avec un type d'étalonnage basse température largement utilisé montre les améliorations apportées. Nous avons étudié minutieusement tous les problèmes liés à l'optimisation des connecteurs et à celle d'une ligne microruban analogue à la ligne supraconductrice. Nous avons en particulier mis au point un modèle électrique de la ligne microruban dont la quasi-totalité des éléments ont une signification physique. Lors des mesures de validation, nous avons pu mettre en évidence l'importance de la répartition des températures dans les câbles coaxiaux, ce qui nous a imposé d'avoir un niveau d'hélium parfaitement connu. Ainsi, pour obtenir des mesures précises, il faut fixer un protocole d'expérience strict et reproductible.

L'aspect technologique étant résolu, il a fallu mettre au point un logiciel d'acquisition et de traitement des données adapté à notre problème.

L'ensemble de ces travaux a ensuite été validé sur des lignes microrubans métalliques très résistives.

Malgré toutes les précautions que nous avons prises, nous obtenons néanmoins des os-

cillations importantes dans la gamme 5 à 10 GHz. Aussi l'analyse de nos résultats est conduite dans les gammes 0.2 à 5 GHz et 10 à 17 GHz.

L'analyse des résultats est effectuée dans le cadre d'une théorie de champ moyen de la réponse ac des vortex et dans le cadre de la théorie des lois d'échelle au voisinage de la température de transition T_g . L'analyse à l'aide du modèle de champ moyen MBCC n'arrive pas à rendre compte de façon cohérente des résultats si l'on veut expliquer à la fois la variation en fréquence et en champ de la partie réelle et imaginaire de l'impédance linéique \bar{Z}_l . C'est à notre connaissance la première fois qu'une étude a été réalisée en tenant compte à la fois des dépendances en fréquence, en champ et en température aussi bien de la partie réelle que de la partie imaginaire de \bar{Z}_l . Nous concluons que le modèle est encore trop simple, du moins dans l'absence de dépendance en champ et en fréquence des paramètres η et κ_p . Nous attribuons le succès de ce modèle en haute fréquence au regard "fragmentaire", c'est-à-dire non complet, qu'ont porté les mesures en résonateur.

L'analyse de type "lois d'échelle" semble bien vérifiée à T_g . En particulier la phase $\Phi_\sigma(\omega)$ de la conductivité complexe $\bar{\sigma}(\omega)$ est comme attendu indépendante de la fréquence dans les deux gammes de fréquences étudiées. Cela est en totale contradiction avec les seules mesures effectuées dans cette gamme de fréquences par le groupe de S. Anlage. Les exposants critiques obtenus sans champ et sous champ étant nettement différents, nous pouvons en déduire que les classes d'universalité sont différentes.

Nous avons finalement mis en évidence un comportement original de la partie imaginaire de la conductivité σ_2 avec la fréquence. En effet, au-delà d'une certaine température proche de la température où $d\rho/dT$ est maximale, $\sigma_2(\omega)$ augmente quand on augmente la fréquence, contrairement à ce qui se passe aux plus basses températures où $\sigma_2(\omega)$ diminue quand la fréquence augmente. Ce comportement s'observe quelque soit le champ H , mais la température d'apparition de cet effet évolue en suivant la ligne où $d\rho/dT$ est maximale. Ce phénomène attend pour le moment une explication théorique.

ANNEXE

A.1 Les Quadripôles et leurs matrices A

Les caractéristiques d'un réseau de quadripôles linéaires peuvent être décrites de plusieurs façons. L'une d'entre elles est le formalisme des matrices A . Elles relient le courant et la tension à l'entrée d'un quadripôle au courant et la tension à la sortie de ce quadripôle (cf. FIG. A.1 a)) :

$$\begin{pmatrix} V_e \\ I_e \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} V_s \\ I_s \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

Les matrices A sont particulièrement pratiques pour analyser plusieurs quadripôles connectés en série, puisque la matrice A_{total} de tous les quadripôles est simplement le produit des matrices individuelles.

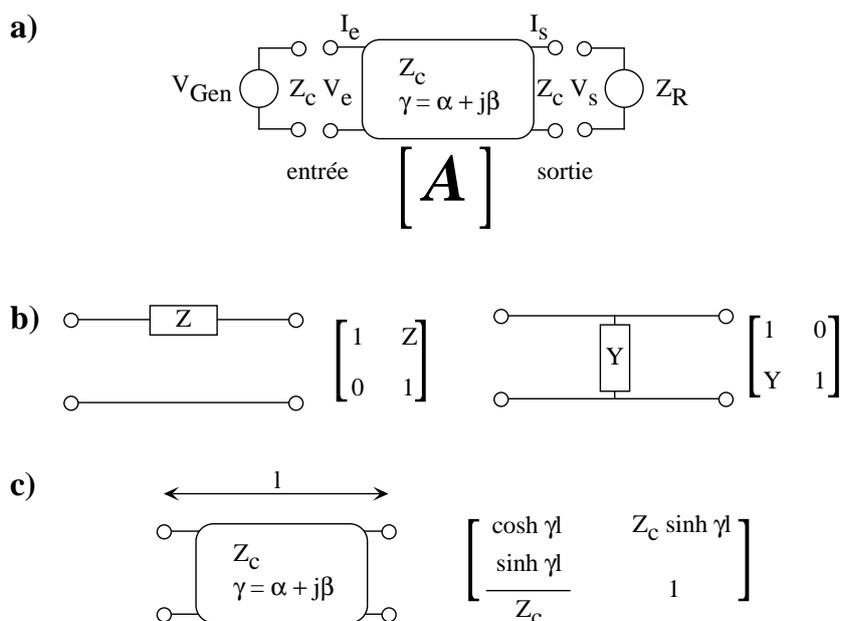


Figure A.1: Les matrices A de quelques quadripôles. La représentation des modèles électriques repose sur ces schémas.

La figure A.1 montre les représentations des quelques quadripôles considérés dans ce manuscrit. Les éléments ponctuels sont directement représentés en série ou bien en parallèle (b). Les éléments distribués sont schématisés par un carré (c).

A.2 Formules d'analyse pour un microruban

A.2.1 Formules de Pucel pour le facteur géométrique G

Pour le microruban seul, le facteur géométrique est donné par :

$$G = \begin{cases} \frac{1}{\pi h} \left[1 - \left(\frac{W_e}{4h} \right)^2 \right] \left[0.5 + \frac{h}{W_e} + \frac{1.25h}{\pi W_e} \left\{ \ln \frac{4\pi W}{e} + \frac{e}{W} \right\} \right] & (W/h \leq 1/2\pi) \\ \frac{1}{\pi h} \left[1 - \left(\frac{W_e}{4h} \right)^2 \right] \left[0.5 + \frac{h}{W_e} + \frac{1.25h}{\pi W_e} \left\{ \ln \frac{2h}{e} - \frac{e}{h} \right\} \right] & (1/2\pi \leq W/h \leq 2) \\ \frac{2}{h \left\{ \frac{W_e}{h} + \frac{2.5}{\pi} \ln (2\pi e_{Euler} \left[\frac{W_e}{2h} + 0.94 \right]) \right\}^2} \left[\frac{W_e}{h} + \frac{1.25W_e/(\pi h)}{W_e/(2h) + 0.94} \right] + \left[0.5 + \frac{h}{W_e} + \frac{1.25h}{\pi W_e} \left\{ \ln \frac{2h}{e} - \frac{e}{h} \right\} \right] & (2 \leq W/h) \end{cases}$$

et pour le plan de masse seul :

$$G = \begin{cases} \frac{1}{2\pi h} \left[1 - \left(\frac{W_e}{4h} \right)^2 \right] & (W/h \leq 2) \\ \frac{2}{h \left\{ \frac{W_e}{h} + \frac{2.5}{\pi} \ln (2\pi e_{Euler} \left[\frac{W_e}{2h} + 0.94 \right]) \right\}^2} \left[\frac{W_e}{h} + \frac{1.25W_e/(\pi h)}{W_e/(2h) + 0.94} \right] & (2 \leq W/h) \end{cases}$$

A.2.2 Formules de dispersion proposées par Kobayashi

$$\varepsilon_{re}(\nu) = \varepsilon_r - \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_{re}(0)}{1 + (\nu/\nu_{50})^m} \quad (\text{A.2})$$

$$\nu_{50} = \frac{\nu_{K, TM_0}}{0.75 + \left[0.75 - \frac{0.332}{\varepsilon_r^{1.73}} \right] u} \quad (\text{A.3})$$

$$\nu_{K, TM_0} = \frac{c_0 \arctan \left(\varepsilon_r \sqrt{\frac{\varepsilon_{re}(0) - 1}{\varepsilon_r - \varepsilon_{re}(0)}} \right)}{2\pi h \sqrt{\varepsilon_r - \varepsilon_{re}(0)}} \quad (\text{A.4})$$

et

$$m = m_0 m_c \quad (\leq 2.32) \quad (\text{A.5})$$

$$m_0 = 1 + \frac{1}{1 + \sqrt{u}} + 0.32 \left[\frac{1}{1 + \sqrt{u}} \right]^3 \quad (\text{A.6})$$

$$m_c = \begin{cases} 1 + \frac{1.4}{1+u} \left\{ 0.15 - 0.235 \exp\left(-\frac{0.45\nu}{\nu_{50}}\right) \right\} & (u \leq 0.7) \\ 1 & (u \geq 0.7) \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

$\varepsilon_{re}(0)$ est la constante diélectrique calculée à fréquence nulle, c'est-à-dire dans le cas quasi-statique; ε_r est la constante diélectrique pour le matériau; $u = W/h$ est la largeur normalisée du ruban par rapport à la hauteur h du substrat; enfin, c_0 est la vitesse de la lumière dans le vide.

A.2.3 Formules de dispersion proposées par Jansen et Kirschning

Jansen et Kirschning [86, 84] proposent en 1982 et 1983 ces formules pour tenir compte de la dispersion dans la géométrie inhomogène du microruban. Elles sont obtenues en ajustant $\varepsilon_{re}(\tilde{\nu})$ et $Z_c(\nu)$ aux résultats numériques. La structure mathématique est identique à celle de Getsinger [58], mais le terme correctif $P(\nu)$ est différent.

$$\varepsilon_{re}(\tilde{\nu}) = \varepsilon_r - \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_{re}(0)}{1 + P(\tilde{\nu})} \quad (\text{A.8})$$

où

$$P(\tilde{\nu}, u, \varepsilon_r) = P_1(\tilde{\nu}, u) P_2(\varepsilon_r) [(0.1844 + P_3(u, \tilde{\nu}) P_4(\varepsilon_r)) 10\tilde{\nu}]^{1.5763} \quad (\text{A.9})$$

$$\text{avec} \quad (\text{A.10})$$

$$P_1 = 0.27488 + (0.6315 + \frac{0.525}{(1 + 0.157\tilde{\nu})^{20}}) u - 0.065683 \exp(-8.7513 u) \quad (\text{A.11})$$

$$P_2 = 0.33622 [1 - \exp(-0.03442 \varepsilon_r)] \quad (\text{A.12})$$

$$P_3 = 0.0363 \exp(-4.6 u) \left\{ 1 - \exp\left(-\left[\frac{\tilde{\nu}}{3.87}\right]^{4.97}\right) \right\} \quad (\text{A.13})$$

$$P_4 = 1 + 2.751 \left\{ 1 - \exp\left(-\left[\frac{\varepsilon_r}{15.916}\right]^8\right) \right\} \quad (\text{A.14})$$

$\tilde{\nu} = \nu[\text{GHz}] \times h[\text{cm}]$ est la fréquence normalisée en GHz.cm. Remarquons que $\tilde{\nu} \sim h/\lambda_0$, où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide. En comparant ces formules avec des résultats de simulations numériques "exactes", les auteurs concluent qu'elles sont valables avec une précision meilleure que 0.6% dans la gamme de $0.1 \leq u \leq 100$, $1 \leq \varepsilon_r \leq 20$ et $0 \leq h/\lambda_0 \leq 0.13$.

Pour l'impédance, Jansen et Kirschning ont proposé cette formule longue, mais simple à programmer :

$$Z_c(\nu) = Z_c^\infty \left(\frac{R_{13}}{R_{14}} \right)^{R_{17}} \quad (\text{A.15})$$

$$\begin{aligned}
R_1 &= 0.03891 \varepsilon_r^{1.4} \\
R_2 &= 0.267 u^{7.0} \\
R_3 &= 4.766 \exp(-3.228 u^{0.641}) \\
R_4 &= 0.016 + (0.0514 \varepsilon_r)^{4.524} \\
R_5 &= (f_n/28.842)^{12.0} \\
R_6 &= 22.20 u^{1.92}
\end{aligned} \tag{A.16}$$

et

$$\begin{aligned}
R_7 &= 1.206 - 0.3144 [1 - \exp(-R_2)] \exp(-R_1) \\
R_8 &= 1 + 1.275 \{1 - \exp[-0.004625 R_3 \varepsilon_r^{1.674} (f_n/18.365)^{2.745}]\} \\
R_9 &= 5.086 R_4 \frac{R_5}{0.3838 + 0.386 R_4} \frac{\exp(-R_6)}{1 + 1.2992 R_5} \frac{(\varepsilon_r - 1)^6}{1 + 10(\varepsilon_r - 1)^6}
\end{aligned} \tag{A.17}$$

et

$$\begin{aligned}
R_{10} &= 0.00044 \varepsilon_r^{2.136} + 0.0184 \\
R_{11} &= (f_n/19.47)^6 / (1 + 0.0962(f_n/19.47)^6) \\
R_{12} &= (1 + 0.00245 u^2)^{-1}
\end{aligned} \tag{A.18}$$

et

$$\begin{aligned}
R_{13} &= 0.9408 (\varepsilon_{re}(f_n))^{R_8} - 0.9603 \\
R_{14} &= (0.9408 - R_9) \varepsilon_{re}(0)^{R_8} - 0.9603 \\
R_{15} &= 0.707 R_{10} (f_n/12.3)^{1.097} \\
R_{16} &= 1 + 0.0503 \varepsilon_r^2 R_{11} \{1 - \exp(-[u/15]^6)\} \\
R_{17} &= R_7 [1 - 1.1241 (R_{12}/R_{16}) \exp(-0.026 f_n^{1.15656} - R_{15})]
\end{aligned} \tag{A.19}$$

$f_n = \nu[\text{GHz}] \times h[\text{mm}]$ est la fréquence en GHz normalisée par rapport à la hauteur en mm du substrat, $u = W/h$ est la largeur normalisée du microruban et Z_c^∞ et $\varepsilon_{re}(0)$ sont l'impédance caractéristique et la constante diélectrique quasi-statique (cf. eqn. (5.13) et eqn. (5.14)). $\varepsilon_{re}(f_n)$ représente enfin la constante diélectrique avec dispersion évaluée à la fréquence f_n (cf. eqn. (5.25)).

A.3 Méthodes numériques

A.3.1 L'algorithme de Newton-Raphson

Nous avons choisi l'algorithme de Newton-Raphson [144] parce qu'il converge quadratiquement, donc rapidement. Par ailleurs, nous avons ici accès analytiquement à la dérivé \bar{f}'_ν de \bar{f}_ν . Si nous appliquons cet algorithme à notre fonction \bar{f}_ν , nous pouvons donc effectuer les itérations successives suivantes:

$$\bar{\gamma}_{i+1} = \bar{\gamma}_i - \frac{\bar{f}(\bar{\gamma}_i)}{\bar{f}'(\bar{\gamma}_i)} \quad \text{où } \bar{f}' = \frac{d\bar{f}}{d\bar{\gamma}} \quad (\text{A.20})$$

Comme nous l'avons déjà remarqué, $\bar{\gamma} = 0_{\mathbb{C}}$ est une solution de \bar{f}_ν . Pour éviter que l'algorithme nous donne cette solution, nous l'avons éliminée de l'eqn. (5.36) en divisant par $\bar{\gamma}$:

$$\bar{g}(\bar{z}) = \bar{f}(\bar{\gamma})/\bar{\gamma} \quad (\text{A.21})$$

Nous avons alors une fonction \bar{g} qui ne s'annule pas en zéro, et qui a les mêmes zéros que la fonction originale \bar{f}_ν . La formule générale (A.20) s'écrit alors:

$$\bar{\gamma}_{i+1} = \bar{\gamma}_i - \frac{f(\bar{\gamma}_i)}{f'(\bar{\gamma}_i) - \bar{f}(\bar{\gamma}_i)/\bar{\gamma}_i} \quad (\text{A.22})$$

En prenant une condition initiale $\bar{\gamma} = \bar{\gamma}_0$ dans le premier quadrant du plan complexe, proche de $0_{\mathbb{C}}$, nous obtenons à chaque fréquence une solution non nulle. Par contre il est impératif de vérifier qu'il s'agit de la solution physique.

En effet, même si la condition initiale est dans le bassin de convergence de la solution qui nous intéresse à *basse fréquence*, la suite $(\bar{\gamma}_i)_{i \in \mathbb{N}}$, qui sert à déterminer la solution à plus haute fréquence, peut osciller entre deux solutions de (5.36) qui ne sont peut-être même pas les solutions physiques recherchées. Ainsi, à chaque fréquence ν , il faut déterminer une condition initiale suffisamment proche de la solution physique afin d'être dans le bon bassin de convergence. Compte tenu du fait que la solution à une fréquence ν ne varie pas beaucoup pour une petite variation de fréquence $\Delta\nu$, nous avons utilisé la solution $\bar{\gamma}_\nu$ comme condition initiale pour le calcul de $\bar{\gamma}_{\nu+\Delta\nu}$.

A.3.2 Les erreurs de mesure et celles du modèle électrique

En appliquant l'algorithme de Newton-Raphson à des mesures de l'impédance d'entrée d'un microruban en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ très résistif dans l'état normal, nous étions confrontés à des résultats semblables à ceux présentés à la figure A.2. Ces résultats ont été obtenu avant que nous nous rendions compte de l'importance de $R(\nu)$, donc le traitement s'est fait sans $R(\nu)$.

Le but principal de ce paragraphe est de montrer que la chute brutale de \bar{Z}_l à 3.5 GHz est un artefact dû aux imperfections du modèle utilisé pour le microruban. De plus nous verrons une justification de l'utilisation d'une résistance phénoménologique $R(\nu)$.

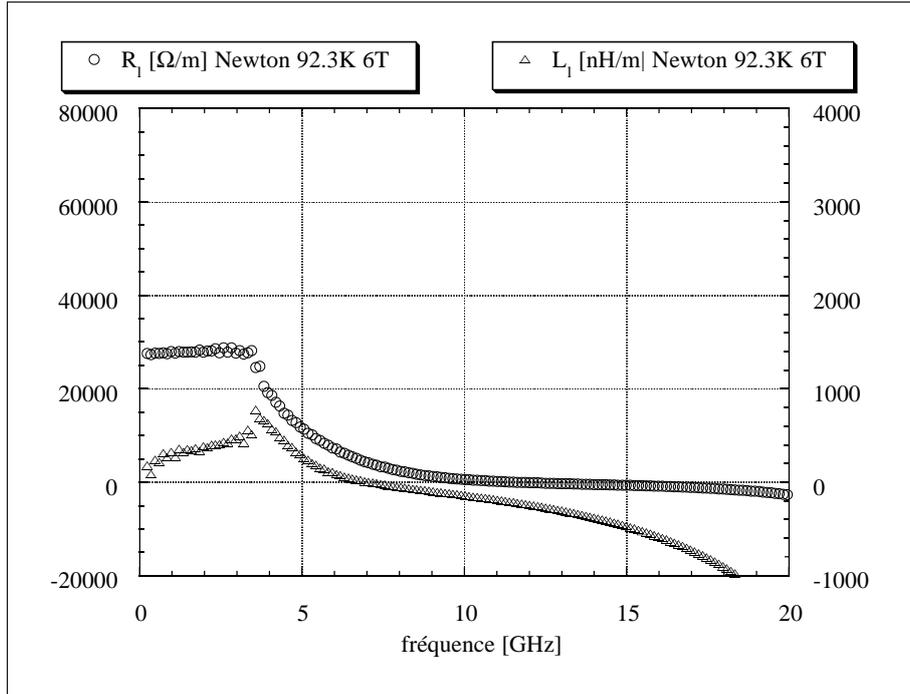


Figure A.2: Premiers résultats de $\bar{Z}_l (= R_l + j \omega L_l)$ pour un échantillon supraconducteur à forte résistivité après le traitement selon l’algorithme de Newton. La chute brutale observée à 3.5 GHz en $\text{Re}\bar{Z}_l$ et $\text{Im}\bar{Z}_l$ est un artefact de traitement dû aux imperfections du modèle électrique utilisé (cf. texte).

En effet il est possible de simuler qualitativement cette chute :

1. D’abord nous calculons l’impédance d’entrée \bar{Z}_e d’un microruban à forte perte $\rho = 500 \mu\Omega\text{cm}$ en utilisant le modèle complet indiqué à la figure 5.6, une fois avec une résistance $R_{\nu,2} = 10^{-19} \Omega\text{Hz}^{-2}$, la seconde fois sans cette résistance¹. Ceci nous donne des points “pseudo-”expérimentaux.
2. Ensuite nous avons traité ces points comme s’il s’agissait de mesures avec l’algorithme présenté dans le paragraphe précédent. Le modèle de “de-embedding” pour déplacer le plan d’étalonnage vers le début du microruban (c’est-à-dire \bar{Z}_e vers \bar{Z}'_e , cf. FIG. 5.6 page 121) est le même que celui utilisé pour le calcul de \bar{Z}_e détaillé dans le premier point, mais sans la résistance $R_{\nu,2}$.

La figures A.3 montre les résultats obtenus.

Nous observons pour \bar{Z}_l le même type de comportement en fréquence que pour les véritables mesures de la figure A.2 à partir du moment où $R_{\nu,2}$ n’est pas prise en compte dans le calcul de \bar{Z}'_e , alors qu’elle est prise en compte pour le calcul des points pseudo-expérimentaux. Par contre, nous avons constaté que l’influence de la résistance $R_{\nu,2}$ sur l’impédance linéique extraite des mesures est beaucoup plus importante dans le cas d’un microruban à forte perte que dans le cas d’un microruban à faible perte. En effet dans le cas de faible perte, nous n’arrivons pas à observer la chute.

Il nous était impossible d’obtenir cette chute en changeant les autres paramètres de désadaptation dans une gamme de valeurs physiquement raisonnable. Cela indique que

¹Pour cet exemple nous avons choisi $R_{\nu,2}$, mais $R_{\nu,3}$ donne le même résultat.

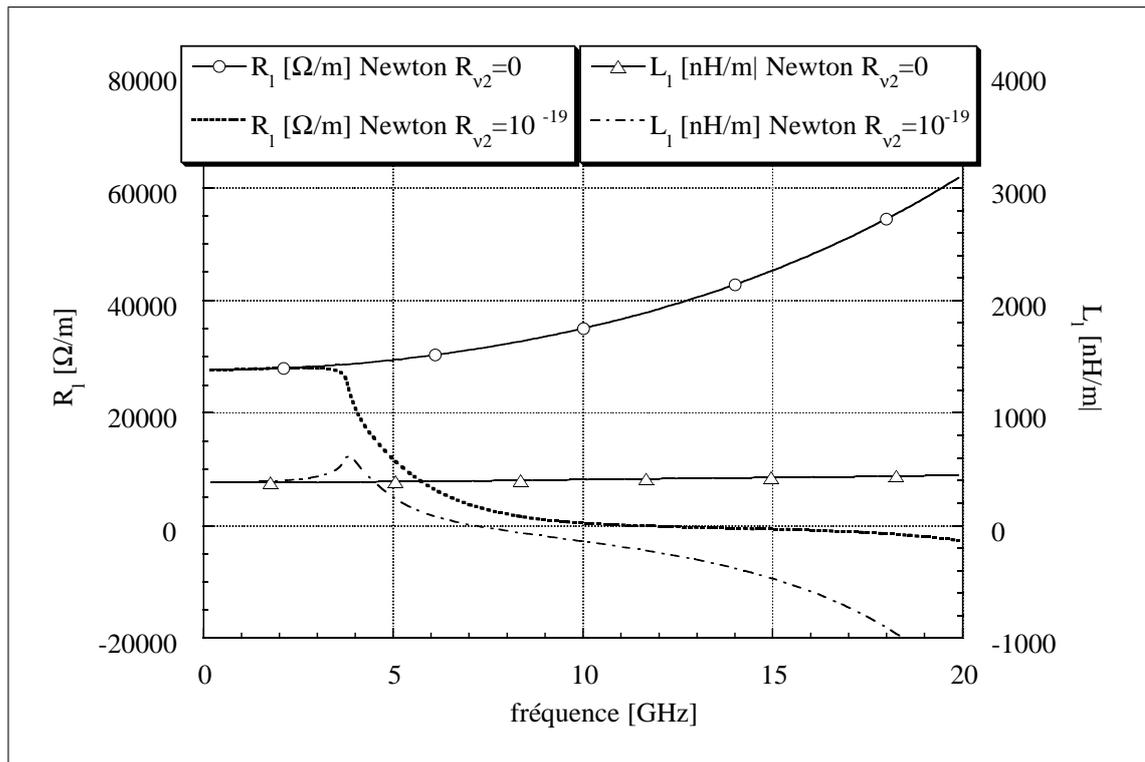


Figure A.3: Impédance linéique $\bar{Z}_l (= R_l + j\omega L_l)$, calculée à partir de “pseudo”-mesures. La résistivité du microruban dont on cherche à déterminer \bar{Z}_l est de $500 \mu\Omega\text{cm}$.

l’existence de $R(\nu)$ semble justifiée.

Un autre problème est celui du bruit de la mesure. Il est issu de l’instrumentation, et même s’il est de faible amplitude, il est possible que cela perturbe la méthode de calcul de sorte qu’il diverge ou bien converge vers une autre solution. Nous sommes donc confrontés au problème suivant :

Sachant que le bruit de la mesure éloigne d’une certaine distance la solution de la valeur théorique, comment cela va-t-il modifier la convergence de la suite des solutions dans l’algorithme de Newton ? En théorie, il est possible que cette perturbation décentre l’algorithme du bassin de convergence, et le fasse soit démarrer depuis une zone où la solution va osciller en fréquence entre deux ou même plusieurs solutions, soit l’amène dans un autre bassin de convergence. Pour répondre à cette question, nous avons développé l’algorithme “Trouvenuage” qui n’est pas soumis à ce type de difficulté puisque de toute façon il calcule *toutes* les solutions dans un rectangle donnée du plan complexe. En anticipant à la réponse de la question, notons que dans notre cas, le bruit s’est avéré suffisamment faible pour ne pas perturber l’algorithme de Newton.

A.3.3 L’algorithme “Trouvenuage”

Comme nous l’avons remarqué précédemment, les imperfections du modèle électrique peuvent écartier l’algorithme numérique de la solution physique (cf. FIG. A.2).

Pour avoir accès à *toutes* les solutions de (5.36) situées dans un parallélogramme pré-

défini dans le plan complexe, nous avons développé un algorithme assez lourd basé sur le calcul des résidus (le calcul de 200 fréquences prend environ 15 minutes sur un Macintosh G3 à 266 MHz).

Cet algorithme utilise le *principe de l'argument* [103] qui s'énonce de la façon suivante : Soit $\bar{f}(z)$ une fonction analytique dans un domaine D , sauf en un nombre fini de pôles, continue sur la frontière C de ce domaine et ne s'annulant pas sur C ; supposons encore que $\bar{f}'(z)$ soit continue sur \mathbb{C} . Alors la différence entre le nombre des zéros N et le nombre des pôles P de cette fonction dans D est égale à la somme des résidus logarithmiques de $\bar{f}(z)$ dans D :

$$N - P = \frac{1}{2\pi j} \int_C \frac{\bar{f}'(z)}{\bar{f}(z)} dz \quad (\text{A.23})$$

D'après notre discussion dans le paragraphe 5.7.2, \bar{f}_ν est conforme aux suppositions de ce théorème si le contour de l'intégrale est bien choisi. L'implémentation numérique consiste alors à utiliser l'éqn. (A.23) pour construire un algorithme de dichotomie en deux dimensions. Nous divisons le parallélogramme du début en surfaces de plus en plus petites et nous calculons pour chaque surface le nombre de zéros qu'elle contient. L'algorithme s'arrête quand la surface est devenue suffisamment petite. Nous l'avons choisie arbitrairement de 0.7×0.7 [1/m] (même longueur d'intervalle en partie réelle et en partie imaginaire de $\bar{\gamma}$) pour limiter le temps de calcul. Cette précision est suffisante dans la mesure où les parties réelle et imaginaire de $\bar{\gamma}$ varient entre 90 et 2000. La comparaison avec l'algorithme de Newton-Raphson a montré une différence inférieure à 1 %.

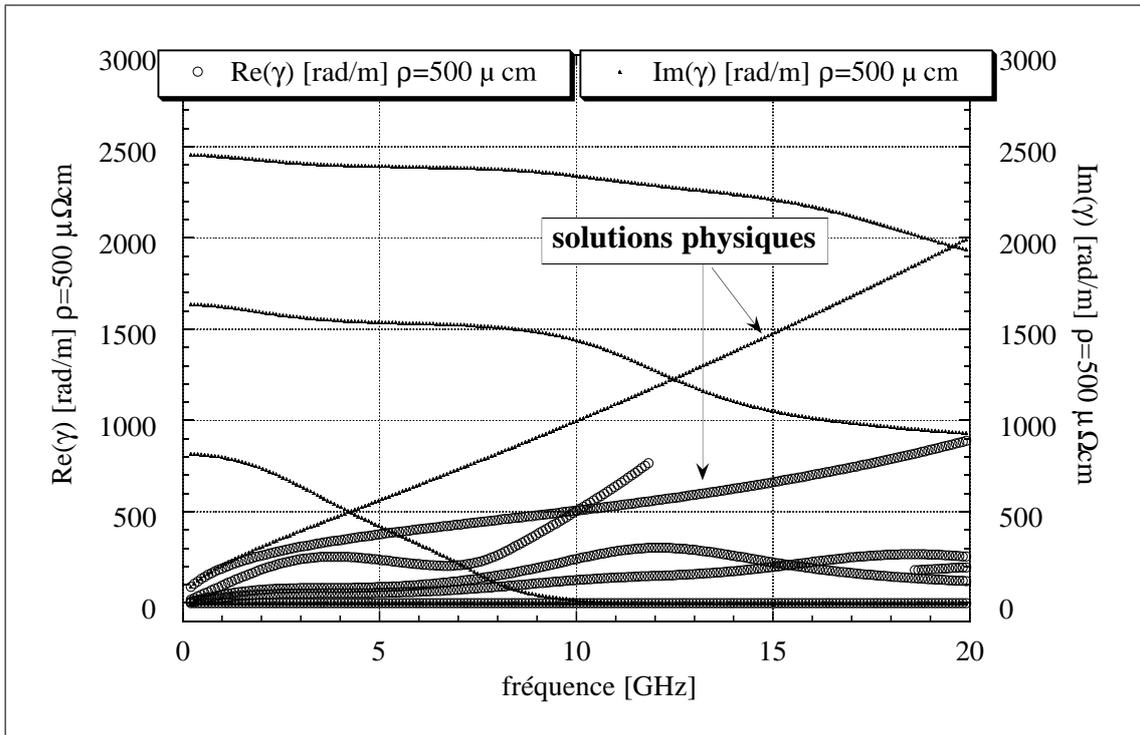


Figure A.4: Tous les zéros de \bar{f}_ν dans un parallélogramme de 3000×3000 [1/m] dans le plan complexe pour des fréquences entre 0 et 20 GHz. Ces courbes sont issues des simulations décrites au paragraphe A.3.2.

La figure A.4 montre tous les zéros de \bar{f}_ν dans un parallélogramme de 3000×3000 [1/m] en traitant une de courbe issue des simulations décrites au paragraphe A.3.2. Con-

trairement aux autres graphes de ce manuscrit, nous montrons ici $\bar{\gamma}$, la variable que nous utilisons pour les calculs. Cela nous permet de montrer entièrement le parallélogramme dans lequel les zéros ont été cherchés. En effet les solutions non-physiques de $\text{Re}(\bar{Z}_l)$ divergent à basse fréquence.

A.4 *Les publications*

A.5 Paramètres cristallographiques et électriques de quelques substrats

substrat	paramètres cristallographiques à 300 K [Å]	type à 300 K	coefficient de dilatation thermique [1/K]
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	^{10),15)} a = 3.82 ^{10),15)} b = 3.89 ^{10),15)} c = 11.69	^{2),9)} orthorhombique	⁸⁾ 11 – 13 10 ⁻⁶ ¹⁶⁾ 14 – 16 10 ⁻⁶ ¹⁰⁾ 25 [†] 10 ⁻⁶
NdGaO ₃	^{10),16)} a = 5.426 ^{10),16)} b = 5.502 ^{10),16)} c = 7.706	^{10),16)} orthorhombique	⁸⁾ 10 10 ⁻⁶ ¹³⁾ 9.3 (5.8 [†]) 10 ⁻⁶ ¹⁶⁾ 9 10 ⁻⁶
LaAlO ₃	²⁾ a = b = c = 5.377 ⁸⁾ a = b = c = 3.793 (T > 530°C) ⁵⁾ a = b = c = 7.58	^{2),5)} rhomboédrique ⁵⁾ (pseudo-cubique)	⁸⁾ 11 – 12 10 ⁻⁶ ¹³⁾ 9.2 10 ⁻⁶
MgO	^{8),9),10)} a = b = c = 4.213	^{9),10)} cubique ⁹⁾ monocristal type NaCl	⁸⁾ 8 – 12 10 ⁻⁶ ¹³⁾ 12.8 10 ⁻⁶ ⁹⁾ 8 – 13.8 10 ⁻⁶
Saphir Al ₂ O ₃	¹⁴⁾ a = 4.765 ¹⁴⁾ c = 13	Hex-Rhomb	¹³⁾ 7.7 (8.3 [†]) 10 ⁻⁶ ¹⁶⁾ 5 10 ⁻⁶
SrTiO ₃	^{8),11)} a = 3.905	^{2),10)} cubique	⁸⁾ 9.4 – 11 10 ⁻⁶

[†] parallèle à l'axe *c*

Table A.1: Paramètres cristallographiques de quelques substrats et leurs coefficients de dilatation. Pour les références, cf. tableau A.2.

Paramètres électriques de différents substrats											
substrat		ε_r				tan δ				const. en ν	
		300 K	100 K	77 K	const.	300 K	100 K	77 K	autre		
LaAlO ₃	(100)	¹⁾ 24.2 _{HF}	¹⁾ 23.85	¹⁾ 23.7 ²⁾ 23.7	¹⁾ 70K	¹⁾ 10 ⁻⁴	¹⁾ 7.10 ⁻⁵	¹⁾ 4.10 ⁻⁵		¹⁾ oui 24.2 : 300K	
		⁵⁾ 24.95 _{HF} ¹¹⁾ 15 _{1kHz} ¹³⁾ 24.0 _{HF}	⁵⁾ 24.5 ¹³⁾ 23.73	⁵⁾ 24.4 ¹³⁾ 23.7	⁵⁾ 40K : 24.47 ¹³⁾ 50K : 23.7	⁵⁾ 4.10 ⁻⁴ ¹¹⁾ 5.8.10 ⁻⁴	⁵⁾ 4.10 ⁻⁴ ¹³⁾ \lesssim 10 ⁻⁴ †	⁵⁾ 4.10 ⁻⁴ ¹¹⁾ 8.3.10 ⁻⁵ ¹¹⁾ 8.3.10 ⁻⁵	¹¹⁾ 4K 5.10 ⁻⁶ ¹¹⁾ 4K 5.10 ⁻⁶		
		¹³⁾ isotrope									
NdGaO ₃ **	(001)	¹⁾ 22.8 ⁸⁾ 26 ¹³⁾ 21.83	¹⁾ 22.1 ¹³⁾ 21.3	¹⁾ 22.0 ¹³⁾ 21.25	¹⁾ 90K : 22.0	¹⁾ 7.10 ⁻³ ¹³⁾ 1.6.10 ⁻⁴	¹⁾ 5.10 ⁻³ ¹³⁾ 5.10 ⁻⁴	¹⁾ 6.10 ⁻³ ^{2),12)} 3.10 ⁻³ ¹³⁾ 3.10 ⁻³	¹²⁾ 22K 1.7.10 ⁻³	¹⁾ oui 22.8 : 300K	
		¹³⁾ anisotropie de 2% : $\varepsilon_c > \varepsilon_{ab}$									
MgO	(100)	⁴⁾ 9.3 ⁸⁾ 12 ¹³⁾ 9.85	⁴⁾ 9.14 ¹³⁾ 9.72	⁴⁾ 9.14 ¹³⁾ 9.7	⁴⁾ 80K : 9.14 ¹³⁾ 70K : 9.7	⁴⁾ 1.9.10 ⁻⁵ ⁸⁾ 9.1.10 ⁻³	⁴⁾ 1.4.10 ⁻⁵	⁴⁾ 1.4.10 ⁻⁵ ¹³⁾ 3.10 ⁻⁶	^{42K} : 8.5.10 ⁻⁷ ‡	¹⁾ oui 9.9 : 300K	
		¹³⁾ isotrope									
saphir Al ₂ O ₃	ε_{rab}	^{6),14)} 11.59 ¹³⁾ 11.5 ¹⁴⁾ 11.6	⁶⁾ 11.35 ¹³⁾ 11.3 ¹³⁾ 11.3	⁶⁾ 11.34 ¹³⁾ 11.29 ¹³⁾ 11.29	⁶⁾ 40K : 11.34 ⁷⁾ 60K : 11.26	¹⁴⁾ 3.10 ⁻⁵ _{10GHz}				¹³⁾ oui*	
	ε_{rc}	⁶⁾ 9.4 ^{7),13),14)} 9.4	⁶⁾ 9.27 ¹³⁾ 9.3	⁶⁾ 9.26 ^{7),13)} 9.3	¹³⁾ 100K : 9.3 ⁶⁾ 40K : 9.26	¹⁴⁾ 8.5.10 ⁻⁵ _{10GHz}					

1) Konopka *et al.* 1992 [93]2) Young *et al.* 1991 [202]3) Yates *et al.* 1972 [194]4) Kobayashi *et al.* 1989 [91]

† deux ordres de grandeur de différence entre les substrats, provenant du même fournisseur, mais fabriqués différemment.

‡ linéaire entre 77 K et 42 K.

* vérifié avec deux modes du résonateur (18 GHz, 36 GHz).

** pas de propriétés magnétiques mesurables¹³⁾.

5) Samara 1990 [158]

6) Shelby *et al.* 1979 [164]7) Loewenstein *et al.* 1973 [109]8) Scheel *et al.* 1991 [161]

9) Xavier 1994 [190]

10) Mossang 1993 [123]

11) Simon *et al.* 1988 [165]12) To *et al.* 1992 [173]

13) Krupka 1994[98]

14) Crystar 1995 [38]

15) Ingold 1990 [81]

16) Flechet 1991 [52]

BIBLIOGRAPHY

- [1] N. ANAND AND M. TINKHAM. “Angular dependence of microwave dissipation by vortices in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ thin films”. *Phys. Rev. B*, **52** (5), p. 3784–3789, August 1995 (cf. p. 87)
- [2] P.W. ANDERSON AND Y.B. KIM. *Rev. Mod. Phys.*, **36**, p. 39–, 1964 (cf. p. 30)
- [3] YOICHI ANDO, HIROSHI KUBOTA, AND SHOJI TANAKA. “Size effect in the vortex-glass transition in sub-micron $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ strips: Evidence for softening of vortex matter”. *Phys. Rev. Letters*, **69** (19), p. 2851–2854, November 1992 (cf. p. 147).
- [4] D. ANDREONE, L. BRUNETTI, C. GIORDANINO, AND M. PETRIZZELLI. “Calorimetric Measurements of Microwave Resistance at Cryogenic Temperatures”. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, **46** (2), p. 535–538, April 1997 (cf. p.35).
- [5] S.M. ANLAGE, J. MAO, J.C. BOOTH, DONG HO WU, AND J.L. PENG. “Fluctuations in the microwave conductivity of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals in zero dc magnetic field”. *Phys. Rev. B*, **53** (5), p. 2792–2796, February 1996 (cf. p. 160).
- [6] VINCENT D. ARP AND ROBERT D. MCCARTY. “Thermophysical properties of helium-4 from 0.8 to 1500 K with pressures to 2000 MPa”. NIST Technical note 1334, US Departement of commerce / National Institute of Standards and Technology (cf. p. 52).
- [7] L.G. ASLAMAZOV AND A.I. LARKIN. *Phys. Lett.*, **26A**, p. 238–, 1968 (cf. p. 127).
- [8] BAHL AND PRAKASH. *Microwave Solid State Circuit Design*. Wiley Interscience, 1988 (cf. p. 92, 94).
- [9] I.J. BAHL AND RAMESH GARG. “Simple and accurate formulas for microstrip with finite strip thickness”. *Proc. IEEE*, **65**, p. 1611–1612, 1977 (cf. p. 109).
- [10] J. BARDEEN, L.N. COOPER, AND J.R. SCHRIEFFER. “Theory of superconductivity”. *Phys. Rev.*, **108** (5), p. 1175–1204, December 1957 (cf. p. xxv).
- [11] J. BARDEEN AND M.J. STEPHEN. “Theory of Motion of Vortices in Superconductors”. *Physical Review*, **140** (4a), p. 1197–1207, November 1965 (cf. p. 21, 138).
- [12] ANNE BAUDOT. “Cryopréservation d’organes par vitrification, mesures calorimétriques et mesures diélectriques”. thèse doctorale, Institut National Polytechnique de Grenoble, February 1997 (cf. p. 124).
- [13] N. BELK, D.E. OATES, D.A. FELD, G. DRESSELHAUS, AND M.S. DRESSELHAUS. “Frequency and temperature dependence of the microwave surface impedance of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ thin films in a dc magnetic field : Investigation of vortex dynamics”. *Phys. Rev. B*, **53** (6), p. 3459–3470, February 1996 (cf. p. 150).
- [14] N. BELK, D.E. OATES, D.A. FELD, G. DRESSELHAUS, AND M.S. DRESSELHAUS. “Linear and nonlinear microwave dynamics of vortices in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ thin films”. *Phys. Rev. B*, **56** (18), p. 11966–11978, November 1997 (cf. p. 36).
- [15] BERTAND BILLON. “Etude microcalorimétrique et magnétique du diagramme de phase des composés $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ et $HgBa_2CuO_{4+\delta}$ ”. thèse doctorale, Université Joseph Fourier - Grenoble I, October 1998 (cf. p. 140).
- [16] K. BINDER AND A.P. YOUNG. “Spin glasses : Eperimental facts, theoretical concepts, and open questions”. *Rev. Mod. Phys.*, **58** (4), p. 801–965, October 1986 (cf. p. 130).
- [17] G. BLATTER, M.V. FEIGELMANN, V.B. GESHKENBEIN, A.I. LARKIN, AND V.M. VINOKUR. “Vortices in high temperature superconductors”. *Rev. Mod. Phys.*, **66**, p. 1125–, 1994 (cf. p. 138, 138).
- [18] G. BLATTER, V.B. GESHKENBEIN, AND A.I. LARKIN. “From Isotropic to Anisotropic Superconductors: A Scaling Approach”. *Phys. Rev. Letters*, **68** (6), p. 875–878, February 1992 (cf. p. 24).

- [19] D.A. BONN, R. LIANG, P. DOSANJH, AND W.N. HARDY. "Evidence for Rapid Suppression of Quasiparticle Scattering below T_c in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ". *Phys. Rev. Letters*, **68** (15), p. 2390–2393, April 1992 (cf. p. 18).
- [20] J.C. BOOTH, D.H. WU, S.B. QADRI, E.F. SKELTON, M.S. OSOFSKY, ALBERTO PIQUÉ, AND S.M. ANLAGE. "Large dynamical fluctuations in the microwave conductivity of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ above T_c ". *Phys. Rev. Letters*, **77** (21), p. 4438–4441, November 1996 (cf. p. 142, 146, 200).
- [21] J.C. BOOTH, DONG HO WU, AND STEVEN M. ANLAGE. "A broadband method for the measurement of the surface impedance of thin films at microwave frequencies". *Rev.Sci.Instrum.*, **65** (6), p. 2082–2090, June 1994 (cf. p. 75, 142).
- [22] E.H. BRANDT. "Penetration of magnetic ac fields into type-II Superconductors". *Phys. Rev. Letters*, **67** (16), p. 2219–2222, October 1991 (cf. p. 134).
- [23] ERNST HELMUT BRANDT. "The flux-line lattice in superconductors". *Rep. Prog. Phys.*, **58**, p. 1465–1594, 1995 (cf. p. 31).
- [24] R.J. CAVA, B. BATLOGG, J.J. KRAJEWSKI, R. FARROW, L.W. RUPP JR., W.E. WHITE, K. SHORT, W.F. PECK JR., AND T. KOMETANI. "Superconductivity near 30 K without Copper : the $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO$ perovskite". *Nature*, **332**, p. 814–816, April 1988 (cf. p. 15).
- [25] R.J. CAVA, A.W. HEWAT, E.A. HEWAT, B. BATLOGG, M. MAREZIO, K.M. RABE, J.J. KRAJEWSKI, W.F. PECK JR., AND L.W. RUPP JR. "Structural Anomalies, Oxygen Ordering and Superconductivity in Oxygen Deficient $Ba_2YCu_3O_x$ ". *Physica C*, **165**, p. 419–433, 1990 (cf. p. 14).
- [26] D. CHAMBONNET, F. MEHRI, S. DEGOY, P. LEDERER, C. BELOUET, C. FAGES, D. KELLER, J.C. CARRU, AND L. CORRERA. "Microwave properties of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ thin films grown on MgO or Al_2O_3 substrates". *Physica C*, **271** (1-2), p. 67–78, November 1996 (cf. p. 160).
- [27] W.H. CHANG. "The inductance of a superconducting strip transmission line". *J. Appl. Phys.*, **50** (12), p. 8120–8134, December 1979 (cf. p. 107).
- [28] M. CHARALAMBOUS, J. CHAUSSY, AND P. LEJAY. "Evidence from resistivity measurements along the c axis for a transition within the vortex state for $H \parallel ab$ in single-crystal $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ". *Phys. Rev. B*, **45** (9), p. 5091–5094, March 1992 (cf. p. 23).
- [29] M. CHARALAMBOUS, O. RIOU, P. GANDIT, B. BILLON, P. LEJAY, J. CHAUSSY, W.N. HARDY, D.A. BONN, AND RUIXING LIANG. "Asymmetry of critical exponents in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ". *Phys. Rev. Letters*, **83**, p. 2042–2045, September 1999 (cf. p. 140).
- [30] J.R. CLEM AND M. W. COFFEY. "Radio-Frequency surface impedance of type-II superconductors: Dependence upon the magnitude and angle of an applied static magnetic field". *Physica C*, **185-186**, p. 1915–1916, 1991 (cf. p. 133).
- [31] J.R. CLEM AND M. W. COFFEY. "Unified Theory of Effects of Vortex Pinning and flux Creep upon the rf Surface Impedance of type-II superconductors". *Phys. Rev. Letters*, **67** (3), p. 386–389, July 1991 (cf. p. 134).
- [32] J.R. CLEM AND M. W. COFFEY. "Theory of high-frequency linear response of isotropic type-II superconductors in the mixed state". *Phys. Rev. B*, **46** (18), p. 11757–11764, November 1992 (cf. p. 135).
- [33] J.R. CLEM AND M. W. COFFEY. "Vortex dynamics in a type-II superconducting film and complex linear-response functions". *Phys. Rev. B*, **46** (22), p. 14662–14674, December 1992 (cf. p. 133).
- [34] P. CLERC AND P. XAVIER. *Principes fondamentaux des Télécommunications*. ellipses / éditions marketing S.A., 32, rue Bargue, Paris (15^e), 1998. synthétiseur de fréquence : Annexe B (cf. p. 41).
- [35] PAUL F. COMBES. *Transmission en espace libre et sur les lignes*. Dunod université, 1983 (cf. p. 124).
- [36] COMMONWEALTH SCIENTIFIC CORPORATION, 500, Pendleton Street, Alexandria Virginia 22314. *Periodic table of the elements with ion beam etch and sputtering rates* (cf. p. 89).
- [37] R.R. CONTE. *Éléments de Cryogénie*. Masson et Companie, 120, blv. St. Germain Paris-VI, 1970 (cf. p. 38).

- [38] CRYSTAR. "Sapphire semiconductor substrates". 721 Vanalman Avenue Victoria, BC, Canada, V8Z 3B6 technical note, 1995 (cf. p. 225).
- [39] J. DEAK, M. McELFRESH, R. MUENCHHAUSEN, S. FOLTYN, AND R. DYE. "Frequency independence of the vortex-glass transition in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ thin films". *Phys. Rev. B*, **48** (2), p. 1337–1340, July 1993 (cf. p. 147).
- [40] C. DEKKER, W. EIDELLOTH, AND R. H. KOCH. "Measurement of the exponent μ in the low-temperature phase of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ films in a magnetic field: Direct evidence for a vortex-glass phase". *Phys. Rev. Letters*, **68** (22), p. 3347–3350, June 1992 (cf. p. 147).
- [41] C. DEKKER, P.J. WÖLTGENS, R.H. KOCH AN B.W. HUSSEY, AND A. GUPTA. "Absence of a Finite-Temperature Vortex-Glass Phase Transition in Two-Dimensional $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Films". *Phys. Rev. Letters*, **69** (18), p. 2717–2720, November 1992 (cf. p. 130).
- [42] K. DELIGIANNIS, P.A.J. DE GROOT, M. OUSSENA, S. PINFORD, R. LANGAN, R. GANGON, AND L TAILLEFER. "New features in the vortex phase diagram of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ". *Phys. Rev. Letters*, **79**, p. 2121, 1997 (cf. p. 132).
- [43] KONSTANTINOS DELIGIANNIS. "Investigation of the vortex phase diagramm and pinning in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals". thèse doctorale, University of Southhampton, January 1998 (cf. p. 132).
- [44] A. DORSEY, M. HUANG, AND M.P.A. FISHER. "Dynamics of the normal to vortex-glass transition : Mean-field theory and fluctuations". *Phys. Rev. B*, **45** (1), p. 523–526, January 1992 (cf. p. 147).
- [45] A.T. DORSEY. "Linear and nonlinear conductivity of a superconductor near T_c ". *Phys. Rev. B*, **43** (10), p. 7575–7585, April 1991 (cf. p. 128).
- [46] R.A. DOYLE, D. LINEY, W.S. SEOW, AND A.M. CAMPBELL. "First-order transition in the vortex lattice of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ from local mutual inductance measurements". *Phys. Rev. Letters*, **75** (24), p. 4520–4523, December 1995 (cf. p. 23).
- [47] A.S. DZURAK, B.E. KANE, R.G. CLARK, N.E. LUMPKIN, J. O'BRIEN, H. NAKAGAWA, AND N. MIURA *et al.* "Transport measurements of in-plane critical fields in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ to 300 T". *Phys. Rev. B*, **57** (22), p. 14084–14087, June 1998 (cf. p. 138).
- [48] T.C. EDWARDS AND R.P. OWENS. "2-18GHz dispersion measurements on 10-100 ohm microstrip line on Sapphire". *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **76**, p. 506–513, 1976 (cf. p. 112).
- [49] J.A. FENDRICH, W.K. KWOK, J. GIAPINTZAKIS, C.J. VAN DER BEEK, V.M. VINOKUR, U. WELP, H.K. VISWANATHAN, AND G.W. CRABTREE. "Vortex Liquid State in an Electron Irradiated Untwinned $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Crystal". *Phys. Rev. Letters*, **74** (7), p. 1210–1213, February 1995 (cf. p. 140).
- [50] ALP T. FINDIKOGLU, T. NAKAMURA, H. TOKUDA, AND M. IYAMA. "A noncontact cryogenic microwave measurement system for superconducting device characterization". *Rev.Sci.Instrum.*, **65** (9), p. 2912–2915, September 1994 (cf. p. 37).
- [51] D.S. FISHER, M.P.A FISHER, AND D.A. HUSE. "Thermal fluctuations, quenched disorder, phase transitions, and transport in type-II-superconductors". *Phys. Rev. B*, **43** (1), p. 130–159, January 1991 (cf. p. 26, 128).
- [52] BERNARD FLECHET. "Interconnexions en materiaux supraconducteur (haute température critique) et conducteur normal. Performances comparées pour les applications en electronique rapide". thèse doctorale, Institut National Polytechnique de Grenoble, February 1991 (cf. p. 35).
- [53] B. FROPIER AND O. CRONE. "Réalisation d'un Kit de Calibration pour Analyseur vectoriel pour des mesures à très basses températures et en hyperfréquences". Rapport de stage de DUT Génie électrique, Université Joseph Fourier, June 1993 (cf. p. 73).
- [54] JOHN GALLOP. "Microwave applications of high-temperature superconductors". *Supercond. Sci. Technol.*, **10**, p. A120–A141, October 1997 (cf. p. 16).
- [55] P.L. GAMMEL, L.F. SCHNEEMEYER, AND D.J. BISHOP. "SQUID picovoltmetry of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals : Evidence for a finite-temperature phase transition in the high-field vortex state". *Phys. Rev. Letters*, **66** (7), p. 953–956, February 1991 (cf. p. 147).

- [56] P.L. GAMMEL, L.F. SCHNEEMEYER, J.V. WASZCZAK, AND D.J. BISHOP. "Evidence from mechanical measurements for flux-lattice melting in single-crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{Bi}_{2.2}\text{Sr}_2\text{Ca}_{0.8}\text{Cu}_2\text{O}_8$ ". *Phys. Rev. Letters*, **61** (14), p. 1666–1669, October 1988 (cf. p. 23).
- [57] V. B. GESHKENBEIN, V. M. VINOKUR, AND R. FEHRENBACHER. "ac absorption in the high- T_c superconductors: Reinterpretation of the irreversibility line". *Phys. Rev. B*, **43** (4), p. 3748–3751, February 1991 (cf. p. 138).
- [58] W.J. GETSINGER. "Microstrip dispersion model". *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **21**, p. 34–39, 1973 (cf. p. 111).
- [59] I.S. GHOSH, L.F. COHEN, AND J.C. GALLOP. "The field dependence of the microwave vortex pinning parameters : evidence for collective pinning effects and unconventional frictional damping". *Supercond. Sci. Technol.*, **10**, p. 936–943, 1997 (cf. p. 138, 149, 171).
- [60] T. GIAMARCHI AND P. LE DOUSSAL. "Elastic theory of flux lattices in the presence of weak disorder". *Phys. Rev. B*, **52** (2), p. 1242–1270, July 1995 (cf. p. 132).
- [61] J.I. GITTLEMAN AND B. ROSENBLUM. "Radio-frequency resistance in the mixed state for subcritical currents". *Phys. Rev. Letters*, **16** (17), p. 734–736, April 1966 (cf. p. 133).
- [62] J.I. GITTLEMAN AND B. ROSENBLUM. "The Pinning Potential and High-Frequency Studies of Type-II superconductors". *J. Appl. Phys.*, **39** (6), p. 2617–2621, May 1968 (cf. p. 31, 133).
- [63] M. GOLOSOVSKY, D. DAVIDOV, E. FARBER, T. TSACH, AND M. SCHIEBER. "Microwave transmission and harmonic generation in granular high- T_c superconducting films: Evidence for flux motion and weak links". *Phys. Rev. B*, **43** (13), p. 10390–10398, May 1991 (cf. p. 36).
- [64] M. GOLOSOVSKY, Y. NAVEH, AND D. DAVIDOV. "Fluxon viscosity in high- T_c superconductors". *Phys. Rev. B*, **45** (13), p. 7495–7498, April 1992 (cf. p. 36).
- [65] M. GOLOSOVSKY, M. TSINDLEKHT, H. CHAYET, AND D. DAVIDOV. "Vortex depinning frequency in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ superconducting thin films - Anisotropy and temperature dependence". *Phys. Rev. B*, **50** (1), p. 470–477, July 1994 (cf. p. 150).
- [66] M. GOLOSOVSKY, M. TSINDLEKHT, AND D. DAVIDOV. "High-frequency vortex dynamics in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ". *Supercond. Sci. Technol.*, **9**, p. 1–15, 1996 (cf. p. 8, 178).
- [67] GORTER AND CASIMIR. *Phys. Z.*, **35**, p. 963–, 1934 (cf. p. 18).
- [68] S.A. GRIGERA, E. MORRÉ, E. OSQUIGUIL, C. BALSEIRO, G. NIEVA, AND F. DE LA CRUZ. "Bose-Glass Phase in Twinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ". *Phys. Rev. Letters*, **81** (11), p. 2348–2351, September 1998 (cf. p. 132).
- [69] K.C. GUPTA, R. GAHL, AND I.J. BAHL. *Microstrip lines and slotlines*. Artech House Inc., 685 Canton St. Norwood, MA 02062, 1979 (cf. p. 107, 109).
- [70] K.C. GUPTA, R. GAHL, AND I.J. BAHL. *Microstrip lines and slotlines*. Artech House Inc., 1996 (cf. p. 105).
- [71] S.J. HAGEN, Z.Z. WANG, AND N.P. ONG. "Anomalous in-plane paraconductivity in single-crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ". *Phys. Rev. B*, **38** (10), p. 7137–7140, October 1988 (cf. p. 183).
- [72] E. HAMMERSTAD AND Ø. JENSEN. "Accurate models for microstrip computer-aided design". *IEEE MTT-S Digest*, p. 407–409, 1980 (cf. p. 108, 109).
- [73] A.F. HEBARD, P.L. GAMMEL, C.E. RICE, AND A.F.J. LEVI. "Pair-breaking description of the vortex-depinning critical field in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films". *Phys. Rev. B*, **40** (7), p. 5243–5246, September 1989 (cf. p. 138).
- [74] T. HOCQUET, P. MATHIEU, AND Y. SIMON. "Continuum theory of the mixed-state and surface Joule effects in type-II superconductors". *Phys. Rev. B*, **46** (2), p. 1061–1074, July 1992 (cf. p. 133).
- [75] K. HOLCZER, L. FORRO, L. MIHALY, AND G. GRÜNER. "Observation of the conductivity coherence peak in superconducting $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ single crystals". *Phys. Rev. Letters*, **67** (1), p. 152–155, July 1993 (cf. p. 160).

- [76] M.L. HORBACH, W. VAN DER SAARLOOS, AND D.A. HUSE. "Comment on "observation of the conductivity coherence peak in superconducting $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ single crystals"". *Phys. Rev. Letters*, **67** (24), p. 3464, December 1991 (cf. p. 160).
- [77] LIFANG HOU, J. DEAK, P. METCALF, AND M. MCELFRISH. "Effect of oxygen stoichiometry on the vortex-glass phase transition in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films". *Phys. Rev. B*, **50** (10), p. 7226–7229, September 1994 (cf. p. 147).
- [78] M.C. HSIEH, T.Y. TSENG, K.H. WU, J.Y. JUANG, T.M. UEN, AND Y.S. GOU. "Microwave properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ deposited on MgO substrats". *Physica C*, **282-287**, p. 1573–1574, 1997 (cf. p. 12, 87).
- [79] D.A. HUSE, M.P.A. FISHER, AND D.S. FISHER. "Are superconductors really superconducting". *Nature*, **358**, p. 553–559, August 1992 (cf. p. 131).
- [80] N.E. HUSSEY, H. TAKAGI, N. TAKESHITA, N. MORI, AND Y. IYE. "Melting of the vortex lattice in $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ in parallel fields". *Phys. Rev. B*, **59** (18), p. 6150–6153, May 1999 (cf. p. 28).
- [81] MICHÈLE INGOLD. "Synthèse, études microstructurales et texturale d'oxydes supraconducteurs à haute température critique Y-Ba-Cu-O". thèse doctorale, Université Joseph Fourier - Grenoble I, December 1990 (cf. p. 225).
- [82] R.A. PUCEL *et al.* "Losses in microstrip". *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **16**, p. 342–350/1064, 1968 (cf. p. 110).
- [83] J.D. JACKSON. *Klassische Elektrodynamik*. Walter de Gruyter, 1982 (cf. p. 52).
- [84] R.H. JANSEN AND M. KIRSCHNING. "Arguments and an accurate model for the power-current formulation of microstrip characteristic impedance". *AEÜ*, **37** (3/4), p. 108–112, 1983 (cf. p. 112).
- [85] H.R. KAUFMANN, R.S. ROBINSON, AND W. E. HUGHES. *Characteristics Capabilities and Applications of Broad-Beam Sources*. Commonwealth Scientific Corporation, 500 Pendleton Street Alexandria, Virginia 22314, 1987 (cf. p. 88).
- [86] M. KIRSCHNING AND R.H. JANSEN. "Accurate model for effective dielectric constant of microstrip with validity up to millimetre-wave frequencies". *Electronics Letters*, **18** (6), p. 272–273, March 1982 (cf. p. 112).
- [87] K. KITAZAWA, H. TAKAGI, K. KISHIO, T. HASEGAWA, S. UCHIDA, S. TAJIMA, S. TANAKA, AND K. FUEKI. "Electronic properties of cuprate superconductors". *Physica C*, **153-155**, p. 9–14, 1988 (cf. p. 17).
- [88] N. KLEIN, U. DÄHNE, U. POPPE, N. TELLMANN, K. URBAN, S. ORBACH, S. HENSEN, G. MÜLLER, AND H. PIEL. "Microwave surface resistance of epitaxial $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films at 18.7 GHz measured by a dielectric resonator technique". *J. Superconductivity*, **5** (2), p. 195–201, April 1992 (cf. p. 160).
- [89] T. KLEIN, A. CONDE-GALLARDO, I. JOUMARD, J. MARCUS, C.J. VAN DER BEEK, AND M. KONCZYKOWSKI. "Bose-glass melting in the cubic (K,Ba)BiO₃ high- T_c oxide with columnar defects". *Phys. Rev. B*, **61** (6), p. R3830–R3833, February 2000 (cf. p. 132).
- [90] M. KOBAYASHI. "A dispersion formula satisfying recent requirements in microstrip CAD". *IEEE MTT*, **36** (8), p. 1246–1250, August 1988 (cf. p. 112).
- [91] Y. KOBAYASHI, J. SATOT, AND K. YAJIMA. "Microwave measurement of low Temperature Dependence of Complex Permittivity for MgO and SrTiO₃ Substrates". *Transactions of the IEICE*, **E72** (4), p. 290–292, April 1989 (cf. p. 225).
- [92] R.H. KOCH, V. FOGLIETTE, W.J. GALLAGHER, G. KOREN, A. GUPTA, AND M.P.A. FISHER. "Experimental evidence for Vortex-Glass Superconductivity in YBaCuO ". *Phys. Rev. Letters*, **63** (14), p. 1511–1514, October 1989 (cf. p. 147).
- [93] J. KONOPKA AND I. WOLFF. "Dielectric Properties of Substrates for Deposition of High- T_c Thin Films Up to 40 GHz". *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **40** (12), p. 2418–2423, December 1992 (cf. p. 225).
- [94] G. KOREN, E. POLTURAK, N. LEVY, G. DEUTSCHER, AND N.D. ZAKHAROV. "Nanocrack junctions in unidirectionally twinned thin films of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ on (001) NdGaO_3 ". *Appl. Phys. Lett.*, **73** (25), p. 3763–3765, December 1998 (cf. p. 87).

- [95] J. KÖTZLER, M. KAUFMANN, G. NAKIELSKI, R. BEHR, AND W. ASSMUS. “Anisotropic dynamical scaling near the Vortex-Glass transition of twinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ”. *Phys. Rev. Letters*, **72** (13), p. 2081–2084, March 1994 (cf. p. 191).
- [96] J. KÖTZLER, G. NAKIELSKI, M. BAUMANN, R. BEHR, F. GOERKE, AND E.H. BRANDT. “Universality of frequency and field scaling of the conductivity measured by ac susceptibility of a $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ film”. *Phys. Rev. B*, **50** (5), p. 3384–3391, August 1994 (cf. p. 141, 148, 196).
- [97] E. KREYSZIG. *Advanced engineering mathematics*. John Wiley and Sons, New York, 4th edition, 1979 (cf. p. 44).
- [98] J. KRUPKA, R.G. GEYER, M. KUHN, AND J.H. HINKEN. “Dielectric Properties of Single Crystals of Al_2O_3 , LaAlO_3 , NdGaO_3 , SrTiO_3 and MgO at Cryogenic Temperatures”. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **42** (10), p. 1886–1890, October 1994 (cf. p. 225).
- [99] W.K. KWOK, S. FLESHLER, U. WELP, V.M. VINOKUR, J. DOWNEY, AND G.W. CRABTREE. “Vortex Lattice Melting in Untwinned and Twinned Single Crystals of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ”. *Phys. Rev. Letters*, **69** (23), p. 3370–3373, December 1992 (cf. p. 23).
- [100] R. LABUSCH. “Elastic constants of the fluxoid lattice near the upper critical field”. *Phys. Stat. Sol.*, **32**, p. 439–442, 1969 (cf. p. 135).
- [101] D. LADRET, B. CABON, J. CHILO, P. XAVIER, J. RICHARD, AND O. BUISSON. “Penetration depth extraction in high temperature superconducting microwave transmission lines”. *Journal-de-Physique-IV-(Colloque)*, **4** (C6), p. C6/211–16, June 1994 (cf. p. 9).
- [102] A.I. LARKIN AND Y.V. OVCHINNIKOV. *J. Low Temp. Phys.*, **34**, p. 409–, 1979 (cf. p. 29).
- [103] LAVRENTIEV AND CHABAT. *Méthodes de la théorie des fonctions d’une variable complexe*. Editions MIR, Moscou, 1972 (cf. p. 214).
- [104] W.E. LAWRENCE AND S. DONIACH. *LT-12 Proc.*, p. 361–, 1970 (cf. p. 182).
- [105] H.Y. LEE AND T. ITOH. “Phenomenological loss equivalence method for planar quasi-TEM transmission lines with a thin normal conductor or superconductor”. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **37** (12), p. 1904–1909, December 1989 (cf. p. 110).
- [106] L. LEWIN. “Radiation from discontinuities in strip-line”. *PROC. IEE*, **107C** (9), p. 163–170, 1960 (cf. p. 10, 59).
- [107] L. LEWIN. “Spurious Radiation from microstrip”. *PROC. IEE*, **125** (7), p. 633–642, July 1978 (cf. p. 59).
- [108] A. LINDEMANN. *Z. Phys.*, **11**, p. 69–, 1910 (cf. p. 24).
- [109] E.V. LOEWENSTEIN, D.R. SMITH, AND R.L. MORGAN. “Optical Constants of Far Infrared Materials. 2 : Crystalline Solids”. *Applied Optics*, **12** (2), p. 398–406, February 1973 (cf. p. 225).
- [110] N. LÜTKE-ENTRUP, B. PLAÇAIS, P. MATHIEU, AND Y. SIMON. “Depinning transition in type-II superconductors”. *Phys. Rev. Letters*, **79** (13), p. 2538–2541, September 1997 (cf. p. 139).
- [111] N. LÜTKE-ENTRUP, B. PLAÇAIS, P. MATHIEU, AND Y. SIMON. “RF-studies of vortex dynamics in isotropic type-II superconductors”. *Physica B*, **255**, p. 75–85, 1998 (cf. p. 139).
- [112] Y. MAENO, H. HASHIMOTO, K. YOSHIDA, S. NISHIZAKI, T. FUJITA, J.G. BEDNORZ, AND F. LICHTENBERG. “Superconductivity in a layered perovskite without copper”. *Nature*, **372** (8), p. 532–, November 1994 (cf. p. 15).
- [113] D. MAJER, E. ZELDOV, AND M. KONCZYKOWSKI. “Separation of the Irreversibility and Melting Lines in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ Crystals”. *Phys. Rev. Letters*, **75** (6), p. 1166–1169, August 1995 (cf. p. 140).
- [114] M.L. MAJEWSKI, R.W. ROSE, AND J.R. SCOTT. “Modeling and Characterization of Microstrip-to-Coaxial Transition”. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **29** (8), p. 799–805, August 1981 (cf. p. 58, 69).

- [115] R. MALLOZZI, J. ORENSTEIN, J.N. ECKSTEIN, AND I. BOZOVIC. “High-Frequency Electrodynamics of $\text{BiSr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$: Nonlinear response in the vortex state”. *Phys. Rev. Letters*, **81** (7), p. 1485–1488, August 1998 (cf. p. 35).
- [116] J. MANNHART, M. SCHEUERMANN, C.C. TSUEI, M.M. OPRYSKO, C.C. CHI, C.P. UMBACH, R. H. KOCH, AND C. MILLER. “Micropatterning of high- T_c films with an excimer laser”. *Appl. Phys. Lett.*, p. 1271–1273, April 1988 (cf. p. 88).
- [117] P. MARTINOLI, PH. FLÜCKIGER, V. MARSICO, P.K. SRIVASTAVA, CH. LEEMANN, AND J.L. GAVILANO. “Vortex dynamics in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films”. *Physica B*, **165/166**, p. 1163–1164, 1990 (cf. p. 133).
- [118] F.A. MIRANDA, W.L. GORDON, K.B. BHASIN, V.O. HEINEN, AND J.D. WARNER. “Microwave properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ high-transition-temperature superconducting thin films measured by power transmission method”. *J. Appl. Phys.*, **70** (10), p. 5450–5462, November 1991 (cf. p. 36).
- [119] B.H. MOECKLY, S.E. RUSSEK, D.K. LATHROP, R.A. BUHRMAN, JIAN LI, AND J.W. MAYER. “Growth of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films on MgO : The effect of substrate preparation”. *Appl. Phys. Lett.*, **57** (16), p. 1687–1689, October 1990 (cf. p. 12).
- [120] M. MOLA, S. HILL, P. GOY, AND M. GROSS. “Instrumentation for Millimeter-wave Magneto-electrodynamic Investigation of Low-Dimensional Conductors and Superconductors”. *cond-mat/9907310*, 1999 (cf. p. 37).
- [121] E.K. MOSER, W.J. TOMASCH, J.K. FURDYNA, M.W. COFFEY, AND J.R. CLEM. “Transmission and reflection of superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ films at 35 GHz”. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **3** (1), p. 1119–22, March 1993 (cf. p. 36).
- [122] E.K. MOSER, W.J. TOMASCH, M.J. MCCLOREY, J.K. FURDYNA, M.W. COFFEY, C.L. PETTIETTE-HALL, AND S.M. SCHWARZBECK. “Microwave properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ films at 35 GHz from magnetotransmission and magnetoreflexion measurements”. *Phys. Rev. B*, **49** (6), p. 4199–4208, February 1994 (cf. p. 37).
- [123] ERIC MOSSANG. “Films minces d’ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ élaborés par dépôt chimiques en phase vapeur : Croissance et propriétés”. thèse doctorale, Institut national polytechnique de Grenoble, June 1993 (cf. p. 81).
- [124] K.A. MÜLLER, M. TAKASHIGE, AND J.G. BEDNORZ. “Flux Trapping and Superconductive Glass State in $\text{La}_2\text{CuO}_{4-y}\cdot\text{Ba}$ ”. *Phys. Rev. Letters*, **58** (11), p. 1143–1146, March 1987 (cf. p. 22).
- [125] G. NAKIELSKI, D. GÖRLITZ, CHR. STODTE, M. WELTERS, A. KRÄMER, AND J. KÖTZLER. “Dynamic conductivity near T_c of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ films : Vortex-glass-like criticality in the absence of externally induced vortices”. *Phys. Rev. B*, **55** (9), p. 6077–6081, March 1997 (cf. p. 146).
- [126] T. NATTERMAN. “Scaling approach to pinning: Charge density waves and giant flux creep in superconductors”. *Phys. Rev. Letters*, **64** (20), p. 2454–2457, May 1990 (cf. p. 132).
- [127] T. NATTERMANN AND S. SCHEIDL. “Vortex-glass phases in type-II superconductors”. *cond-mat/0003052* (*acc. Adv. in Physics*), 2000 (cf. p. 133).
- [128] D.R. NELSON AND V.M. VINOKUR. “Boson Localization and Pinning by Correlated Disorder in High-Temperature Superconductors”. *Phys. Rev. Letters*, **68** (15), p. 2398–2401, April 1992 (cf. p. 131).
- [129] J.L. O’BRIEN, H. NAKAGAWA, A.S. DZURAK, R.G. CLARK, B.E. KANE, N.E. LUMPKIN, N. MIURA, E.E. MITCHELL, J.D. GOETTEE, J.S. BROOKS, D.G. RICKEL, AND R.P. STARRETT. “Experimental determination of $B - T$ phase diagram of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ to 150 T for $B \perp c$ ”. *cond-mat/9901341*, 1999 (cf. p. 16).
- [130] A.T. OGIELSKI. “Dynamics of three-dimensional Ising spin glasses in thermal equilibrium”. *Phys. Rev. B*, **32** (11), p. 7384–7398, December 1985 (cf. p. 147).
- [131] Y. H. OHASHI, K. KAWABATA, M. NIWA, AND M. FUKUCHI. “Characteristic of a Microstrip Line Made from $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Superconductors on Alumina Substrate”. *Japanese Journal of Applied Physics*, 1991 (cf. p. 35).
- [132] BILL OLDFIELD. “The connector interface and its effect on calibration accuracy”. *Microwave Journal*, p. 106–114, March 1996 (cf. p. 49).

- [133] H.K. OLSSON AND R.H. KOCH. “Comment on ”observation of the conductivity coherence peak in superconducting $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ single crystals””. *Phys. Rev. Letters*, **68** (15), p. 2406, April 1992 (cf. p. 160).
- [134] H.K. OLSSON, R.H. KOCH, W. EIDELLOTH, AND R.P. ROBERTAZZI. “Observation of the Critical Scaling Behavior in the ac Impedance at the Onset of Superconductivity in a Large Magnetic Field”. *Phys. Rev. Letters*, **66** (20), p. 2661–2664, May 1991 (cf. p. 141).
- [135] J. OWLIAEI, S. SRIDHAR, AND J. TALVACCHIO. “Fiel-Dependent Crossover in the Vortex Response at Microwave Frequencies in YBaCuO Films”. *Phys. Rev. Letters*, **69** (23), p. 3366–3369, December 1992 (cf. p. 150).
- [136] HEWLETT PACKARD. *HP8720B microwave network analyzer operating manual*. Part no. 08720-90107, 1989 (cf. p. 42).
- [137] M.S. PAMBIANCHI, D.H. WU, L. GANAPATHI, AND S.M. ANLAGE. “DC magnetic field dependence of the surface impedance in superconducting parallel plate transmission line resonators”. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **3** (1), p. 2774–2777, March 1993 (cf. p. 150).
- [138] BETH PARKS, S. SPIELMAN, J. ORENSTEIN, D. T. NEMETH, FRANK LUDWIG, JOHN CLARKE, PAUL MERCHANT, AND D. J. LEW. “Phase-sensitive measurements of vortex dynamics in the terahertz domain”. *Phys. Rev. Letters*, **74** (16), p. 3265–3268, 1995 (cf. p. 138).
- [139] P. PATAUD. *Régulateur Multicapteur TRMC, Manuel d'utilisation, Version 5.0*. Barras Provence 40100 Manosque, 10-02-94 edition, February 1994 (cf. p. 39).
- [140] D. PAVUNA. *Introduction to high temperature superconducting oxides*, volume 371 of “*The Gap Symmetry and Fluctuations in High- T_c Superconductors*”. Plenum Press, NewYork, 1998 (cf. p. 16).
- [141] V. TA PHUOC, A. RUYTER, L. AMMOR, A. WAHL, J. C. SORET, AND CH. SIMON. “Comparative study of pointlike and linelike disorders in $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ thin films”. *Phys. Rev. B*, **56** (1), p. 122–125, July 1997 (cf. p. 132).
- [142] B. PLAÇAIS, P. MATHIEU, Y. SIMON, E.B. SONIN, AND K.B. TRAITO. “Continuum electrodynamics of type-II superconductors in the mixed state: The dc and ac response”. *Phys. Rev. B*, **54** (18), p. 13083–13096, November 1996 (cf. p. 138).
- [143] J.R. POWELL, A. PORCH, R.G. HUMPHREYS, F. WELHÖFER, M.J. LANCASTER, AND C.E. GOUGH. “Field, temperature and frequency dependence of the surface impedance of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ thin films”. *Phys. Rev. B*, **57** (9), p. 5474–5484, March 1998 (cf. p. 149).
- [144] W.H. PRESS, S.A. TEUKOWSKY, W.T. VETTERLING, AND B.P. FLANNERY. *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, The Pitt Building, Trumpington Street, Cambridge CB2 1RP, 2nd edition, 1995 (cf. p. 123, 164, 211).
- [145] W. RAUCH, E. GORNIK, G. SÖLKNER, A.A. VALENZUELA, F.FOX, AND H. BEHNER. “Microwave properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films studied with coplanar transmission line resonators”. *J. Appl. Phys.*, **73** (4), p. 1866–1872, February 1993 (cf. p. 18).
- [146] D. S. REED, N.-C. YEH, W. JIANG, U. KRIPLANI, AND F. HOLTZBERG. “Universal critical scaling of ac-vortex-transport properties in superconducting Y-Ba-Cu-O single crystals: From 1 to 90 kOe”. *Phys. Rev. B*, **47** (10), p. 6150–6153, March 1992 (cf. p. 147).
- [147] J. D. REGER, T. A TOKUYASU, A. P. YOUNG, AND MATTHEW P. A. FISHER. “Vortex-glass transition in three dimensions”. *Phys. Rev. B*, **13** (1), p. 7147–7150, October 1991 (cf. p. 147).
- [148] “Règlement des radiocommunications”. 2 vol. Genève, Ed. Union Internationale des Télécommunications, 1982, révision 1985 (cf. p. 3).
- [149] PRECISION TUBE (REPRÉSENTÉ EN FRANCE PAR P2M). “câble AS 50085” (cf. p. 39).
- [150] T. REUSS. “Réalisation d’un dispositif pour des mesures hyperfréquences à basse température”. Rapport de Maîtrise, Université Joseph Fourier, 1993 (cf. p. 39).
- [151] T. REUSS AND J. RICHARD. “A new broadband calibration method for cryogenic temperatures”. *EUMC 99*, 1999 (cf. p. 37).

- [152] S. REVENAZ, D.E. OATES, D. LABBÉ-LAVIGNE, G. DRESSELHAUS, AND M.S. DRESSELHAUS. "Frequency dependence of Z_s of YBaCuO thin films in a dc magnetic field: investigation of vortex dynamics". *Phys. Rev. B*, **50** (2), p. 1178–1189, July 1994 (cf. p. 36, 137).
- [153] H. RIETSCHEL, J. FINK, E. GERING, F. GOMPF, N. NÜCKER, L. PINTSCHOVIVUS, B. RENKER, W. REICHARDT, H. SCHMIDT, AND W. WEBER. "Electronic and phononic properties of high- T_c superconductors". *Physica C*, **153-155**, p. 1067–1071, 1988 (cf. p. 14).
- [154] PETER A. RIZZI. *Microwave Engineering, Passive Circuits*. Prentice-Hall, Inc. (UK) Limited, London, 1988 (cf. p. 8).
- [155] J.M. ROBERTS, B. BROWN, B.A. HERMANN, AND J.TATE. "Scaling of voltage-current characteristics of thin-film Y-Ba-Cu-O at low magnetic fields". *Phys. Rev. B*, **49** (10), p. 6890–6894, March 1994 (cf. p. 148).
- [156] J.M. ROBERTS, B. BROWN, B.A. HERMANN, J.TATE, X.X. XI, AND S.N. MAO. "Scaling of thin-film $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-y}$ resistivity-current isotherms at low fields : Implications for the vortex phase transition and universality". *Phys. Rev. B*, **51** (21), p. 15281–15285, June 1995 (cf. p. 147).
- [157] H. SAFAR, P. L. GAMMEL, D. A. HUSE, D. J. BISHOP, J. P. RICE, AND D. M. GINSBERG. "Experimental evidence for a first-order vortex-lattice-melting transition in untwinned, single crystal $YBa_2Cu_3O_7$ ". *Phys. Rev. Letters*, **69** (5), p. 824–827, August 1992 (cf. p. 140).
- [158] G.A. SAMARA. "Low-temperature dielectric properties of candidate substrates for high-temperature superconductors: $LaAlO_3$, and $ZrO_2 : 9.5 \text{ mol } \% Y_2O_3$ ". *J. Appl. Phys.*, **68** (8), p. 4214–4219, October 1990 (cf. p. 225).
- [159] STÉPHANE SANFILIPPO. "Effet des plans de macles sur les propriétés physiques du supraconducteur $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ". thèse doctorale, Université Joseph Fourier - Grenoble I, December 1997 (cf. p. 27).
- [160] ISOMET LOW SPEED SAW. Buehler LTD 41, Waukegan road, Lake Bluff, Illenois USA 60044 (cf. p. 64, 79).
- [161] H.J. SCHEEL, M. BERKOWSKI, AND B. CHABOT. "Problems in epitaxial growth of high- T_c superconductors". *J. of Crystal Growth*, **115**, p. 19–30, 1991 (cf. p. 225).
- [162] A. SCHILLING, R.A. FISHER, N.E. PHILLIPS, W. WELP, W.K. KWOK, AND G.W. CRABTREE. "Angular dependence of the latent heat of the vortex-lattice melting in untwinned $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ". *Phys. Rev. B*, **58** (17), p. 11157–11160, November 1998 (cf. p. 140).
- [163] BERTRAND SCHMIED. "Transition de phase "vortex glass - vortex fluid" dans une couche mince d' $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ". Diplomarbeit, Université de Neuchâtel, Institut de Physique, March 1994 (cf. p. 147).
- [164] R. SHELBY, J. FONTANELLA, AND C. ANDEEN. "The Low Temperature Electrical Properties of some anisotropic Crystals". *J. Phys. Chem. Solids*, **41**, p. 69–74, 1979 (cf. p. 225).
- [165] R.W. SIMON, C.E. PLATT, A.E. LEE, K.P. DALY, M.S. WIRE, J.A. LUINE, AND M. URBANIK. "Low-loss substrate for epitaxial growth of high-temperature superconductor films". *Appl. Phys. Lett.*, **53** (26), p. 2677–2679, December 1988 (cf. p. 225).
- [166] E. B. SONIN, A. K. TAGANTSEV, AND K. B. TRAITO. "Two-mode electrodynamics of superconductors in the mixed state". *Phys. Rev. B*, **46** (9), p. 5830–5832, September 1992 (cf. p. 138).
- [167] A. SUDBØ AND E.H. BRANDT. "Nonlocal elastic properties of flux-line lattices in anisotropic superconductors in an arbitrarily oriented field". *Phys. Rev. B*, **43** (13), p. 10482–10488, May 1991 (cf. p. 135).
- [168] K. TAKENAKA, K. MIZUHASHI, H. TAKAG, AND S. UCHIDA. "Interplane charge transport in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$: Spin-gap effect on in-plane and out-of-plane resistivity". *Phys. Rev. B*, **50** (9), p. 6534–6537, September 1994 (cf. p. 17).
- [169] JACQUES THUÉRY. *Les micro-ondes et leurs effets sur la matière*. Technique et Documentation Lavoisier, 11, rue Lavoisier 75384 Paris Cedex08, 1989 (cf. p. 3).
- [170] T. TIMUSK AND B. STATT. "The pseudogap in high temperature superconductors : an experimental survey". *cond-mat/9905219*, 1999 (cf. p. 13).
- [171] M. TINKHAM. *Introduction to Superconductivity*. McGraw-Hill Inc., 1975 (cf. p. 20).

- [172] M. TINKHAM. *Introduction to Superconductivity*. McGraw-Hill, Inc., New York, 2 edition, 1996 (cf. p. 24, 25).
- [173] H.Y. TO, G.J. VALCOT, AND K.B. BHASIN. “10 GHz $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconducting ring resonators on NdGaO_3 ”. *Supercond. Sci. Technol.*, **5** (7), p. 421–426, July 1992 (cf. p. 225).
- [174] C. VILLARD, G. KOREN, D. COHEN, E. POLTURAK, B. THRANE, AND D. CHATEIGNIER. “*ab*-Plane Anisotropy of Transport Properties in Unidirectionally Twinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Films”. *Phys. Rev. Letters*, **77** (18), p. 3913–3916, October 1996 (cf. p. 87).
- [175] BRIAN C. WADELL. *Transmission Line Design Handbook*. Artech House Inc., 685 Canton Street Norwood MA 02062, 1991 (cf. p. 92).
- [176] J.R. WALDRAM. *Superconductivity of metals and cuprates*. IoP Publishing, Techno House, Redcliffe Way, Bristol BS1 6NX UK, 1996 (cf. p. 115, 182).
- [177] J.R. WALDRAM, D.M. BROUN, D.C. MORGAN, R. ORMENO, AND A. PROCH. “Fluctuation effects in the microwave conductivity of cuprate superconductors”. *Phys. Rev. B*, **59** (2), p. 1528–1537, January 1999 (cf. p. 36).
- [178] H.A. WHEELER. “Formulas for the skin effect”. *Proc. IRE*, **30**, p. 412–424, 1942 (cf. p. 110).
- [179] H.A. WHEELER. “Transmission line properties of parallel strips separated by a dielectric sheet”. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **13**, p. 172–185, 1965 (cf. p. 107).
- [180] H.A. WHEELER. “Transmission line properties of a strip on a dielectric sheet on a plane”. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **25**, p. 631–647, 1977 (cf. p. 107).
- [181] J.S. WIGHT, O.P. JAIN, W.J. CHUDOBIAK, AND V. MAKIOS. “Equivalent circuits of microstrip impedance discontinuities and launchers”. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, p. 48–52, January 1974 (cf. p. 58).
- [182] B.A. WILLEMSSEN, S. SRIDHAR, J.S. DEROV, AND J.H. SILVA. “Vortex dynamics at microwave frequencies in patterned YBaCuO thin films”. *Appl. Phys. Lett.*, **67** (4), p. 551–553, July 1995 (cf. p. 150).
- [183] P. J. M. WÖLTGENS, C. DEKKER, J. SWÜSTE, AND H. W. DE WIJN. “Superconducting phase of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films in high magnetic fields: Vortex glass or bose glass”. *Phys. Rev. B*, **48** (22), p. 16826–16829, December 1993 (cf. p. 182).
- [184] T. K. WORTHINGTON, E. OLSSON, C. S. NICHOLS, T. M. SHAW, AND D. R. CLARKE. “Observation of a vortex-glass phase in polycrystalline $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ in a magnetic field”. *Phys. Rev. B*, **43** (13), p. 10538–10543, May 1991 (cf. p. 147).
- [185] T.K. WORTHINGTON, W.J. GALLAGHER, D.L. KAISER, F.H. HOLTZBERG, AND T.R. DINGER. “The anisotropic nature of the superconducting properties of single crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ”. *Physica C*, **153–155**, p. 32–37, 1988 (cf. p. 132).
- [186] DONG HO WU, J.C. BOOTH, AND STEVEN M. ANLAGE. “Frequency and Field Variation of Vortex Dynamics in YBaCuO ”. *Phys. Rev. Letters*, **75** (3), p. 525–528, July 1995 (cf. p. 130, 141, 142, 149, 179, 193, 196).
- [187] DONG-HO WU AND S. SRIDHAR. “Pinning Forces and Lower Critical Fields in YBaCuO Crystals : Temperature Dependence and Anisotropy”. *Phys. Rev. Letters*, **65** (16), p. 2074–2077, October 1990 (cf. p. 144).
- [188] HUI WU, N.P. ONG, AND Y.Q. LI. “Frequency Dependence of the Vortex-State Resistivity in YBaCuO ”. *Phys. Rev. Letters*, **71** (16), p. 2642–2645, October 1993 (cf. p. 141).
- [189] RUIXIN WU AND MIN QIAN. “A simplified power transmission method used for measuring the complex conductivity of superconducting thin films”. *Rev.Sci.Instrum.*, p. 155–158, 1997 (cf. p. 37).
- [190] P. XAVIER. “Etude de la réponse hyperfréquence des vortex dans des couches minces supraconductrices à haute température critique”. thèse doctorale, Université Joseph Fourier, February 1994 (cf. p. 43, 75, 160).
- [191] P. XAVIER, T. FOURNIER, J. CHAUSSY, J. RICHARD, AND M. CHARALAMBOUS. “Nonperturbative ion etching of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films”. *J. Appl. Phys.*, **75** (2), p. 1219–21, January 1994 (cf. p. 87).

- [192] DIMITRIOS G. XENIKOS, JIN-TAE KIM, AND THOMAS R. LEMBERGER. “Vortex correlations in the superconducting transition of $YBa_2(Cu_{1-x}Al_x)_3O_{7-\delta}$ films in high magnetic fields”. *Phys. Rev. B*, **48** (10), p. 7742–7745, September 1993 (cf. p. 147).
- [193] H. XIN, D.E. OATES, A.C. ANDERSON, R.L. SLATTERY, G. DRESSELHAUS, AND M.S. DRESSELHAUS. “Comparison of the Power Dependence of Microwave Surface Resistance of Unpatterned and Patterned YBCO Thin Film”. *cond-mat/9906044*, 1999 (cf. p. 82).
- [194] B. YATES, R.F. COOPER, AND A.F. POJUR. “Thermal expansion at elevated temperatures: II. Aluminium oxide: experimental data between 100 and 800 K and their analysis”. *J. Phys. C : Solid State Phys.*, **5**, p. 1046–1058, 1972 (cf. p. 225).
- [195] N.-C. YEH, W. JIANG, D. S. REED, U. KRIPLANI, AND F. HOLTZBERG. “Critical fluctuations and pinning effects on the vortex transport in superconducting Y-Ba-Cu-O single crystals”. *Phys. Rev. B*, **47** (10), p. 6146–6149, March 1993 (cf. p. 196).
- [196] N.-C. YEH, U. KRIPLANI, W. JIANG, D.S. REED, D.M. STRAYER, J.B. BARNER, B.D. HUNT, M.C. FOOTE, R.P. VASQUEZ, A. GUPTA, AND A. KUSSMAUL. “Microwave vortex dissipation of superconducting NdCeCuO epitaxial films in high magnetic fields”. *Phys. Rev. B*, **48** (13), p. 9861–9864, October 1993 (cf. p. 36).
- [197] N.-C. YEH, D.S. REED, W. JIANG, U. KRIPLANI, F. HOLTZBERG, A. GUPTA, B.D. HUNT, R.P. VASQUEZ, M.C. FOOTE, AND L. BAJUK. “Scaling of vortex transport properties in high-temperature superconductors”. *Phys. Rev. B*, **45** (10), p. 5654–5658, March 1992 (cf. p. 147).
- [198] N.C. YEH, D.S. REED, W. JIANG, U. KRIPLANI, C.C. TSUEI, C.C. CHI, AND F. HOLTZBERG. “Universality, critical dynamics and vortex diffusion in amorphous Mo_3Si films and $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals”. *Phys. Rev. Letters*, **71** (24), p. 4043–4046, December 1993 (cf. p. 147).
- [199] N.C. YEH, W. JIANG, D.S. REED, U. KRIPLANI, F. HOLTZBERG, KONCZYKOWSKI, C.C. TSUEI, AND C.C. CHI. “Vortex phases and dynamics in high-temperature and conventional amorphous superconductors”. *Physica A*, **200**, p. 374–383, 1993 (cf. p. 161, 131).
- [200] Y. YESHURUN AND A.P. MALOZEMOFF. “Giant Flux Creep and Irreversibility in an Y-Ba-Cu-O Crystal : An Alternative to the Superconducting Glass Model”. *Phys. Rev. Letters*, **60** (21), p. 2202–2205, May 1988 (cf. p. 22, 138).
- [201] E. YOUNG. *The new Penguin dictionary of electronics*. Harmondsworth, Penguin Book, 1979 (cf. p. 3).
- [202] K.H. YOUNG, G.V. NEGRETE, M.M. EDDY, J.Z. SUN, T.W. JAMES, MCD. ROBINSON, AND E.J. SMITH. “Comparison of high temperature superconductor thin films on various substrates for microwave applications”. *Thin Solid Films*, **206**, p. 116–120, 1991 (cf. p. 225).
- [203] M.H. ZHU, B.S. CAO, X.X. ZHANG, W.H. LI, H.J. YUAN, Y.J. WANG, L.W. ZHANG AND D.J. DONG, M.L. LIU, D.F. CUI, M. HE, Y.L. ZHOU, AND T.J. LIU. “Design and performance of a 4.5GHz circularly polarized $YBa_2Cu_3O_7$ microstrip antenna”. *Physica C*, **282-287**, p. 2515–2516, 1997 (cf. p. 87).