



HAL
open science

Développements de composants millimétriques pour la caractérisation de la polarisation du fond diffus cosmologique

Guillaume Bordier

► **To cite this version:**

Guillaume Bordier. Développements de composants millimétriques pour la caractérisation de la polarisation du fond diffus cosmologique. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. Université Paris Diderot - Paris 7, 2014. Français. NNT: . tel-01182120

HAL Id: tel-01182120

<https://hal.science/tel-01182120>

Submitted on 30 Jul 2015

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.

ÉCOLE DOCTORALE ED127 : ASTRONOMIE & ASTROPHYSIQUE D'ÎLE DE FRANCE

LABORATOIRE ASTROPARTICULE ET COSMOLOGIE (APC)

DOCTORAT

Développements de composants millimétriques pour la caractérisation de la polarisation du fond diffus cosmologique

Guillaume BORDIER

Thèse dirigée par Michel PIAT

Soutenue le 12 Décembre 2014

Jury

<i>Président du Jury</i>	Stavros Katsanevas
<i>Rapporteurs</i>	Aniello Mennella Alessandro Monfardini
<i>Examineurs</i>	François Couchot Hervé Geoffray
<i>Directeur de thèse</i>	Michel Piat
<i>Invité</i>	Olivier Lamarle

Résumé

Le fond diffus cosmologique (CMB), première lumière émise par l'Univers est un rayonnement observable aujourd'hui dans le domaine de longueur d'onde millimétrique. L'un des défis de la cosmologie observationnelle est la détection des modes B de polarisation du CMB. Leur caractérisation précise constitue une étape majeure pour contraindre les modèles d'inflation, phase d'expansion très rapide durant les premiers instants de l'Univers. Ce signal très faible nécessite une nouvelle génération d'instruments combinant une très grande sensibilité et un très bon contrôle des bruits instrumentaux. Ce manuscrit décrit les développements de composants millimétriques réalisés durant ma thèse. Pour le projet QUBIC, télescope basé sur le concept de l'interférométrie bolométrique, j'ai contribué à l'étude de grandes matrices de cornets réalisées à partir d'une technique d'assemblage appelée *platelets*. J'ai également participé au développement d'une solution originale pour des commutateurs en guide d'onde, éléments essentiels pour l'étalonnage de l'instrument et fonctionnant dans un environnement cryogénique à 4K. Dans le cadre du projet BSD financé par le CNES, j'ai contribué à la caractérisation d'un diplexeur de polarisation et au développement d'un commutateur et d'un déphaseur utilisant la technologie planaire supraconductrice. Ces composants sont très intéressants pour le développement d'une architecture de détection intégrée au plan focal pour les futurs instruments dédiés à la caractérisation des modes B.

Abstract

The Cosmic Microwave Background (CMB), the first light emitted by the Universe is a radiation observed today in the millimeter wave range. One of the major challenges of modern cosmology is the detection of the B-mode polarization anisotropies in the CMB. Their precise characterisation constitutes a major step towards to constrain models of inflation, a very fast phase of expansion during the first moments of the Universe. This very weak signal requires a new generation of instruments combining a high sensitivity and a very good control of systematics. This manuscript describes the developments of millimeter wave range components made during my thesis. For the project QUBIC, a telescope based on the bolometric interferometry, I contributed to the study of large horn array made with a fabrication technique called *platelets*. I'm also involved in the development of an original solution for waveguide switches working in a cryogenic environment at 4K, essential components for the calibration of the instrument. With the project BSD funded by CNES, I contributed to the characterization of a diplexer of polarization and to the development of a switch and a phase shifter using the superconducting planar technology. These components are very interesting to develop an integrated detection architecture for the next generation of instruments dedicated to the characterization of CMB B-modes.

Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier Michel, mon directeur de thèse pour m'avoir donné l'opportunité de travailler au sein du laboratoire millimétrique. Merci de m'avoir fait confiance, de m'avoir poussé de l'avant et de m'avoir impliqué dans ses projets tous plus géniaux les uns que les autres¹.

Un énorme merci à tous les membres² du labo mm (passé et présent) pour ces moments toujours dans la bonne humeur de découvertes, d'échecs, de succès et pour toutes ces discussions autour de cafés et de gâteaux sur la vie, l'Univers et tout le reste!³

Merci à tous les doctorants que j'ai croisés depuis mon arrivée à l'APC (il y a 5 ans!) en tant que stagiaire, puis ingénieur et finalement doctorant! et dont j'ai partagé des souvenirs dans le bureau 427B, de combats acharnés devant un écran (avec un M4 ou devant Julien Lepers...), dans un brouillard entouré de rayons cosmiques, sur les pistes de ski, autour de volcans en Islande, et jusque sur les plages de Californie.

Merci aux membres du projet QUBIC pour ces réunions interminables et pour leur courage à toute épreuve, malgré les nombreux obstacles⁴.

Mention toute particulière à Yannick, le saint patron des doctorants.

Je conclus cette page de remerciements par mes parents, mon grand frère et ma grande soeur pour avoir toujours soutenu le petit dernier qui rêvait la tête dans les étoiles et de lui avoir permis de faire de ses rêves une réalité⁵. Merci!

1. Mention spéciale aux journées sur le toit à tenir un bac d'azote liquide devant une antenne et aussi pour les manchots!

2. Dans la première version de cette page, je remerciais séparément chacune des personnes. C'était très long et un peu pompeux... et je pense qu'ils se reconnaîtront tous! Molto figo!

3. 42. ça c'est fait!

4. Ne m'oubliez pas pour Concordia et Stockholm!

5. Sur la liste, j'ai encore "visites Mars/Jupiter" mais bon on ne sait jamais, un petit trou noir et hop! :)

Table des figures

1.1	Vitesse des galaxies en fonction de la distance. Source :[1]	9
1.2	L'Évolution de l'Univers d'après le modèle du Big Bang.	10
1.3	Première détection significative du rayonnement fossile.	11
1.4	Spectre du corps noir du CMB observé par FIRAS.	12
1.5	Intensité du corps noir I_ν en fonction de la fréquence. On distingue nettement la prédominance du rayonnement du CMB par rapport aux autres formes d'énergies électromagnétiques. <i>Crédit : Hervé Dole</i>	13
1.6	Le dipôle apparaît pour une échelle $\Delta T = 3.353mK$. Carte obtenue par DMR. <i>Crédit : NASA</i>	13
1.7	Les anisotropies apparaissent pour une échelle $\Delta T = 18\mu K$. Carte obtenue par DMR. <i>Crédit : NASA</i>	14
1.8	Évolution de la résolution angulaire des trois satellites dédiés à la caractérisation du fond diffus cosmologique. Pour le même canal de fréquence (90GHz), la résolution angulaire est 7° pour COBE, 13.2 arcmin pour WMAP et 10 arcmin pour Planck. <i>Crédit : ESA</i>	15
1.9	Carte des anisotropies mesurée par le satellite Planck après séparation des composantes. <i>Crédit : ESA</i>	15
1.10	Le spectre de puissance obtenu par le satellite Planck. Les fluctuations de température sont représentées en fonction de l'échelle angulaire et des multipôles correspondants l . <i>Crédit : ESA</i>	16
1.11	Principe de la diffusion Thomson. Un photon non polarisé diffuse sur un électron. Un photon est réémis polarisé linéairement.	20
1.12	Principe de formation d'un photon possédant une polarisation linéaire dans le cas d'une anisotropie quadrupolaire.	20
1.13	Les différentes perturbations pouvant générer des anisotropies quadrupolaires. Les lobes bleus et roses représentent les flux de photons respectivement chauds et froids. Ils sont séparés de 90° . Les plans correspondent aux fluctuations en intensité. <i>Crédit : Wayne Hu, http://background.uchicago.edu/~whu/intermediate/Polarization/polar4.html</i>	21

TABLE DES FIGURES

1.14	Projection des anisotropies quadrupolaires en polarisation linéaire selon le moment du quadrupôle. (Les lobes chauds sont de couleur bleue). La polarisation observée et sa direction sont indiquées en orange sur la ligne de visée. http://astro.berkeley.edu/~mwhite/polar/node4.html	21
1.15	Projection des polarisations issues des perturbations scalaires sur l'ensemble de la sphère en fonction de θ l'élévation et de ϕ la longitude. La direction des modes E et B est représentée.	22
1.16	Projection des polarisations issus des perturbations tensorielles sur l'ensemble de la sphère.	23
1.17	État de la caractérisation du spectre de puissance des modes E et des modes B de polarisation en 2012.	24
1.18	État de la caractérisation du spectre de puissance des modes B en 2014 après la possible détection par l'instrument BICEP2. Les modes B mesurés correspondraient à un rapport <i>tenseur sur scalaire</i> $r=0.2$. <i>Crédit : NASA</i>	24
2.1	Publicité et couverture d'un magazine d'électronique <i>Electronic World</i> datant de novembre 1960. On voit l'antenne de Holmdel qui sera utilisée plus tard par Penzias et Wilson pour détecter le rayonnement fossile. Nous sommes au début de la télécommunication par satellite.	26
2.2	Améliorations apportées par Arno Penzias et Robert Wilson au récepteur de l'antenne pour faire des mesures astronomiques. <i>Crédit : [2]</i>	27
2.3	Premières mesures sur le ciel effectuées par Penzias et Wilson. L'enregistrement correspond à la tension de sortie du détecteur en fonction du temps. On peut voir la commutation entre l'antenne et la source froide (<i>cold load</i>). <i>Crédit : [2]</i>	27
2.4	Penzias et Wilson vérifiant l'état de surface à l'intérieur du cornet ainsi que leur estimation de la température du ciel avant et après des modifications sur l'antenne <i>Crédit : [2]</i>	28
2.5	Principe de la détection cohérente hétérodyne. Le signal provenant du ciel de fréquence ν_S est mélangé avec le signal provenant d'un oscillateur local de fréquence ν_{OL} . En sortie du coupleur, le signal a conservé sa phase et son amplitude mais est transposé à plus basse fréquence $ \nu_S - \nu_{OL} $ permettant de l'amplifier et de le diriger vers le détecteur.	29

2.6	Illustration du principe d'un bolomètre. Un photon ν dépose de l'énergie sur un absorbeur couplé thermiquement à la platine du cryostat à la température T_{bain} . L'énergie déposée élève la température de l'absorbeur ΔT mesurée par un senseur. G est la conductance du lien thermique entre l'absorbeur et la platine du cryostat. On distingue sur la photo les poutres de silicium permettant de suspendre le thermomètre visible au centre. <i>Crédit photo : Joseph Martino</i>	30
2.7	Matrice de 256 bolomètres supraconducteurs NbSi de type TES (<i>Transition Edge Sensors</i>). Il s'agit d'un quart d'un plan focal de l'instrument QUBIC <i>Crédit : Damien Prêle</i>	30
2.8	Présentation de l'architecture de l'instrument QUIET. <i>Crédit : QUIET website</i>	32
2.9	Architecture modifiée pour pouvoir utiliser la détection directe. <i>Crédit : [3]</i>	33
3.1	Principe de l'interférométrie de Fizeau pour un système simple à deux faisceaux.	40
3.2	Les différentes tâches d'Airy pour 1 trou ouvert, une ligne de base ouverte (2 trous) et 4 trous ouverts.	40
3.3	Illustration de la redondance des lignes de base. Chaque cercle correspond à un cornet.	41
3.4	Franges d'interférences obtenues pour différentes combinaisons de lignes de base par MBI4 en 2009 à <i>Pine Bluff</i>	42
3.5	43
3.6	Modélisation de la transmission de l'atmosphère aux longueurs d'onde millimétriques pour différentes valeurs d'eau précipitable (PWV) [4] pour le site du Dôme C situé à 3233m d'altitude. PWV=1mm correspond aux conditions typiques de l'été au Dôme C. PWV=0.6mm et PWV=0.3mm correspondent à des conditions typiques de l'hiver austral. La bande passante des différents modules de QUBIC est précisée.	44
3.7	Démonstrateur de l'interférométrie bolométrique (DIBO). On voit à droite les deux cornets pointant la même direction. Chacun des signaux est déphasé puis combiné ensemble. La combinaison des deux signaux est détectée par le bolomètre refroidi à 4K. <i>Crédit : Adnan Ghribi</i>	44

TABLE DES FIGURES

3.8	Contrainte sur le rapport tenseur sur scalaire r pour l'instrument QUBIC au complet et pour un module seul. Les deux dernières contraintes obtenues par Planck avec les mesures de BAO (Baryon Acoustic Oscillation) et les données de polarisation de WMAP ainsi que celle de WMAP7 sont ajoutées à titre de comparaison.	45
3.9	Représentation schématique et mécanique du premier module à 150GHz. Conception mécanique par Claude Chapron (APC).	46
3.10	Principe d'une lame demi-onde à grille [5].	47
3.11	Représentation mécanique du bloc commutateurs et cornets. Ce visuel n'est pas représentatif du dispositif final. <i>Conception : Nathan Bleurvacq (APC)</i>	48
3.12	Première réalisation d'une matrice de 1024 TES pour l'instrument QUBIC. On voit un agrandissement sur un bolomètre et le peigne interdigité du thermomètre, réalisé en NbSi, lui-même suspendue à l'aide d'une membrane en Si_3N_x . La grille absorbante est réalisée en TiV	49
4.1	Flux du vecteur de Poynting P à travers une surface S en coordonnées sphériques.	52
4.2	Représentation des différentes informations présentes dans un diagramme de rayonnement : angle d'ouverture à 3dB, le niveau des lobes secondaires et le niveau de la polarisation croisée	53
4.3	Lignes de champ électrique \vec{E} pour les modes TE_{11} , TM_{11} et HE_{11} dans un guide d'onde circulaire <i>Crédit : Pozar[6] et Clarricoats[7]</i>	55
4.4	Profil d'un cornet corrugué et les différentes parties qui le composent.	56
4.5	Profil d'un guide d'onde corrugué avec les différents paramètres des corrugations.	56
4.6	<i>à gauche</i> Photo de la matrice 3x3 en cuivre réalisée. <i>à droite</i> Diagramme de rayonnement dans le plan E et H, comparaison entre la théorie (point) et le résultat obtenu par les platelets. <i>Crédit : Robert W. Haas, 1993</i>	58
4.7	La matrice de 2x2 cornets en cours de montage et avec les différentes parties assemblées.	59
4.8	Profil du cornet 97GHz inspiré par l'instrument Clover. Il a été modifié pour intégrer les plaques en Inox en entrée et en sortie du cornet nécessaire à l'assemblage. Réalisé par Bruno Maffei, University of Manchester. Les dimensions sont en millimètres.	60
4.9	Masque de la plaque 84, ainsi que la photo de la plaque en cuivre après usinage chimique. On peut voir également le code utilisé pour numéroter l'ensemble des plaques.	60

4.10	Principe de la mesure en réflexion d'un cornet.	61
4.11	Résultats de la mesure des pertes par réflexion en fonction du cornet mesuré et comparaison avec le modèle simulé Fig.4.8	62
4.12	Comparaison entre la mesure du cornet numéro 4 de la matrice 2 par 2 dans la bande W et la simulation réalisée sous CST avec un ajout de $230\mu m$ sur la valeur de toutes les corrugations. Le modèle du cornet a également été ajouté.	63
4.13	Effet de l'alignement des platelets sur la mesure des pertes en réflexion du cornet 3. Entre la mesure A et B, les platelets ont été desserrées puis remontées.	64
4.14	Principe de la mesure du diagramme de rayonnement d'un cornet.	64
4.15	Photo du banc de mesure à l'Université de Manchester. (a) le cornet <i>Source</i> et à droite sur la plateforme rotative la matrice de cornet à tester. L'ensemble est recouvert d'absorbants pour éviter toutes réflexions parasites. (b) Le banc est positionné pour une mesure à $\phi = 45$ degrés.	65
4.16	Diagramme de rayonnement à 97GHz. Comparaison entre la mesure et le modèle pour différentes valeurs de ϕ	65
4.17	Polarisation croisée à 97GHz pour $\phi = 45$ degré. Comparaison entre la mesure et le modèle.	66
4.18	à gauche Dorure déposée par électrolyte à l'intérieur d'un des cornets. à droite les deux plaques avant corruguées réalisées par l'observatoire de Paris. La pièce en cuivre est montée sur le prototype.	67
4.19	Principe de la mesure des pertes d'insertion d'un cornet, en fermant le cornet avec un miroir.	67
4.20	Mesures d'adaptation entre le cornet avec la plaque avant lisse et le cornet doré avec la plaque avant corruguée.	69
4.21	Mesure de pertes par insertion. Pour obtenir la valeur des pertes pour le cornet, il faut diviser la valeur obtenue, correspondant à l'aller-retour par deux. Comparaison entre le cornet doré et les 3 autres cornets non dorés. La plaque avant est corruguée.	69
4.22	Comparaison des diagrammes de rayonnement pour $\phi = 0$ degrés (a) et pour $\phi = 90$ degrés (b) entre la plaque avant lisse et celle corruguée.	70
4.23	Mesure des pertes des cornets à 150GHz, pour trois cornets réalisés avec le dépôt supplémentaire d'argent et un cornet en aluminium. Le lobe d'un des cornets a été caractérisé à 150GHz, après le dépôt d'argent dans le plan E et H. <i>QUBIC internal report 2014</i>	72

TABLE DES FIGURES

5.1	Principe du commutateur guide d'onde. Lorsque le commutateur est en position fermée, une lame vient fermer l'ouverture du guide d'onde. . . .	75
5.2	Principe d'un électroaimant. Lorsque le courant I circule dans la bobine, le champ magnétique créé attire le cylindre métallique situé au milieu de la bobine.	76
5.3	Les différents électroaimants achetés dans le commerce et testés avec succès à froid. La place disponible étant limitée par la distance entre les cornets, la recherche d'un électroaimant petit et compact est indispensable. De gauche à droite : MECAELECTRO 8M11AA52, BLP series 58, BLP series 45, LINE TO-5 S.	77
5.4	Représentation en 3 dimensions du prototype de commutateur fonctionnant dans la bande W. On voit les deux transitions rectangulaires-circulaires, l'électroaimant et la lame en Inox. <i>Crédit : G. Pisano (Cardiff University)</i>	77
5.5	<i>à gauche</i> Photo du commutateur monté. <i>Crédit : Giampaolo Pisano.</i> <i>à droite</i> Commutateur installé dans la canne cryogénique pour le test hyperfréquence à 77 K.	78
5.6	Mesure de la transmission du commutateur de Manchester à température ambiante (a) et à 77 K (b) à l'état ouvert et fermé. (c) montre la comparaison de la transmission du commutateur à température ambiante et à 77 K en position ouverte.	79
5.7	Évolution du concept du commutateur. Pour gagner en compacité, on est passé d'un mouvement linéaire à une rotation. <i>Concept et CAO par Nathan Bleurvacq (APC).</i>	80
5.8	Lames en cuivre réalisées par usinage chimique et le dispositif monté. . .	80
5.9	(a) Représentation 3D de la première version du commutateur à 150 GHz. (b) Photo des deux pièces mécaniques : l'embase et le capot composant le prototype du commutateur. <i>Crédit : Damien Prêle</i>	81
5.10	Représentation schématique des deux <i>chokes</i> au niveau de l'interface du guide d'onde circulaire.	82
5.11	(a) Principe de la mesure vectorielle du commutateur guide d'onde. A et B sont les plans d'étalonnage situés à la sortie du coupleur directif et de la transition circulaire - rectangulaire. Le VNA permet de mesurer les paramètres S_{11} et S_{21} . Une source de tension est placée aux bornes de l'électroaimant pour contrôler le déplacement de la lame dans le guide. (b) Photo du banc de mesure pour caractériser le commutateur entre 135 et 165 GHz à l'aide de l'analyseur de réseau vectoriel. <i>Crédit : Damien Prêle</i>	83

5.12	Différentes mesures de transmission en position ouverte pour différentes valeurs d'écart entre la lame et le guide d'onde.	84
5.13	Mesures réalisées sur le commutateur. (a) et (b) sont les mesures de transmission et réflexion en position ouverte et fermée. (c) représente la dynamique pour la transmission entre les deux états. (d) est un zoom sur la transmission en position ouverte, un gain de 0.5 dB a été ajouté pour retirer l'effet des deux transitions rectangulaires - circulaires.	85
5.14	Mesures non étalonnées de la vitesse de commutation réalisées sur la mesure de réflexion à 150 GHz en fonction du temps.	86
5.15	Représentation du circuit imprimé conçu par Andrea Passerini (Milan Bicocca) pour contrôler les 64 commutateurs. Conception par ordinateur de la matrice 8x8. Réalisé par Nathan Bleurvacq (APC).	87
6.1	Mesure de la résistance du Mercure en fonction de la température par l'équipe de H. K. Onnes en 1911.	94
6.2	(a) : caractéristique de résistivité en fonction de la température d'un supraconducteur. (b) Diagramme de phase d'un supraconducteur type I : champ magnétique critique normalisé $H_C(T)/H_C(0)$ en fonction de T/T_C	96
6.3	Profondeur de pénétration de London λ_L en fonction de la température pour le Niobium.	97
6.4	Diagramme de phase d'un supraconducteur type II. La phase supraconductrice se décompose en deux phases selon le champ critique H_C appliqué au supraconducteur : la phase de <i>Meissner</i> , identique à la phase supraconductrice d'un type I et la phase de <i>Shubnikov</i> , où apparaissent les vortex avant la transition à l'état normal.	99
6.5	Représentation schématique d'un vortex. <i>Crédit</i> : [8].	100
6.6	Caractéristique V(I) d'un supraconducteur de type II.	101
6.7	Conductivité complexe normalisée par rapport à σ_N , σ_1/σ_N et σ_2/σ_N en fonction de la fréquence pour un échantillon de Nb à T=4.6K.	104
6.8	modèle équivalent d'une ligne de transmission à pertes.	105
6.9	Ligne de transmission microruban.	105
6.10	Ligne de transmission coplanaire. w est la largeur du conducteur central, s la distance entre le plan de masse et le conducteur, h l'épaisseur du diélectrique de constante diélectrique relative ϵ_r	106
7.1	Illustration du principe du diplexeur de polarisation avant combinaison des signaux de chaque polarisation. Chaque antenne récupère une fraction de l'énergie de l'onde incidente.	112

TABLE DES FIGURES

7.2	Design de l'OMT et dispositif mécanique pour l'intégration du composant en vue des tests. Le grossissement permet de voir les 4 antennes suspendues sur la membrane SiO_2, Si_3N_4, SiO_2	113
7.3	Dimensions d'une des antennes suspendues dans le guide d'onde carrée ainsi que la ligne microruban et le backshort.	114
7.4	Représentation schématique des différents dépôts constituant le diplexeur et la ligne de transmission au niveau de la ligne microruban et au niveau de l'antenne suspendue.	115
7.5	Rendu sous CST Microwave Studio de la ligne de transmission microruban avec leur guide d'onde respectif.	116
7.6	Paramètres S simulés de la ligne de transmission microruban.	117
7.7	Photos des échantillons réalisées à l'IEF et au LERMA.	117
7.8	Mesures des pertes par réflexion à température ambiante ($\approx 300K$) et à 5 K. Un lissage a été effectuée sur les deux courbes.	119
7.9	Comparaison de la transmission de la ligne microruban à $\approx 300K, 10K$ et 5 K.	121
7.10	Gain obtenu entre 10K et 5K sur la mesure de transmission T_{21} grâce à la transition à l'état supraconducteur du niobium.	121
7.11	Comparaison des mesures à 5K avec les simulations pour la ligne microruban.	122
7.12	Effet de la modification du court-circuit du port 2 sur les paramètres S.	123
7.13	Mesure au profilomètre des court-circuits de la pièce mécanique dédiée à la mesure de la ligne microruban. <i>Crédit : Mario Zannoni</i>	124
7.14	Représentation schématique des déplacements selon X, Y, θ de l'échantillon par rapport à la pièce mécanique.	124
7.15	Effets simulés dus à un possible mauvais positionnement du dispositif sur les paramètres S : un désalignement de l'échantillon par rapport à la pièce mécanique en X, Y et également selon un angle de rotation θ . La mesure associée à 5K est ajoutée sur chacune des courbes.	125
7.16	Atténuation due aux pertes conductrices pour une ligne microruban d'une longueur 8mm en fonction de la fréquence à l'état normal et à l'état supraconducteur.	127
7.17	Diagramme d'énergie.	128
7.18	(a) Modélisation de la résistivité en fonction de la température pour un silicium. (b) Pertes tangentielles en fonction de la température.	129

7.19	Rendu en 3 dimensions sous CST Microwave Studio du diplexeur de polarisation. La coupe selon un plan de symétrie permet de voir la transition circulaire - carré du guide d'onde ainsi que le composant placé à une distance de $\lambda_g/4$ avant le backshort réalisé par la pièce mécanique. . . .	130
7.20	paramètres S de la simulation du modèle 7.19	131
7.21	Représentation en amplitude de la propagation du champ électrique dans la structure. Le port d'entrée a été polarisée dans la direction verticale. L'échelle va de -60dB à 0db.	132
7.22	Rendu sous CST Microwave Studio du diplexeur de polarisation dans sa configuration de test.	133
7.23	Paramètres S du modèle de simulation du diplexeur. Le port d'entrée 1 est le guide d'onde circulaire. La réponse des quatre ports de sortie est représentée, avec la copolarisation (ports 2 et 4) et la polarisation croisée (ports 3 et 5).	133
7.24	Comparaison des paramètres S simulés pour l'OMT seul et en configuration de test.	134
7.25	(a) Photo du banc de mesure de Milan : à gauche se trouve le composant à tester, à droite l'étalonnage TRL avec les différents standards. (b) Le dispositif <i>revolver</i> conçu pour mesurer la polarisation croisée du diplexeur. <i>Crédit : Mario Zannoni.</i>	135
7.26	Caractérisation du diplexeur à 300K et à 5K en copolarisation et en polarisation croisée.	136
7.27	Comparaison des mesures à 5K avec les simulations pour le diplexeur de polarisation.	138
8.1	Position de la phase cubique δ -NbN sur le diagramme de phase du système Nb-N.	140
8.2	Principe de la pulvérisation cathodique réactive.	141
8.3	(a) Photo du banc de pulvérisation cathodique à l'IEF. <i>Crédit : Benoit Bélier.</i> (b) et (c) : photos d'un échantillon de NbN (PN08) prise au Microscope Electronique à Balayage (MEB). Les structures à colonne sont typiques des dépôts par pulvérisation. <i>Crédit : Davide Cammilleri.</i> . . .	142
8.4	Principe de la mesure de resistivité Van der Pauw : 4 contacts sont placés en périphérie d'un échantillon connexe de résistivité ρ	143
8.5	F en fonction de $Q = R_{12,34}/R_{23,41}$	144
8.6	Représentation schématique de la géométrie <i>cloverleaf</i> pour effectuer les mesures en 4 pointes de Van der Pauw.	145

TABLE DES FIGURES

8.7	(a) 5 échantillons avec une gravure type <i>cloverleaf</i> sont installés sur le support de test pour la caractérisation à froid. (b) le cryostat utilisé pour la caractérisation.	146
8.8	R_{\square} en fonction de la température pour les échantillons du tableau 8.1 excepté les couches PN34, PN36 et PN40.	147
8.9	Résistivité en fonction de la température pour différents échantillons. . .	149
8.10	Résistance carrée en fonction de la température pour différentes épaisseurs. Conditions d'élaboration : $p = 2.5bar$, $P = 300W$, $\phi_{Ar} = 9sccm$, $\phi_{N_2} = 1sccm$	150
8.11	Résistance carrée et température critique en fonction de l'épaisseur pour les échantillons (par ordre d'épaisseur) : PN25 - 23 - 17 - 48 - 22 - 24. Ils partagent une résistivité proche $\rho \approx 400\mu\Omega.cm$	151
9.1	Représentation schématique du commutateur	155
9.2	Analyse en multiples réflexions du pont.	156
9.3	Isolation en fonction de la résistivité à l'état normal ρ_N	158
9.4	Circuit équivalent du té de polarisation permettant d'injecter le courant i_{bias} dans le composant. Le pont est représenté par une impédance variable, le <i>DC block</i> par une capacité et le <i>RF choke</i> par une inductance.	159
9.5	Simulation du circuit imprimé de test et de la ligne simple coplanaire entre 1 et 15GHz.	160
9.6	Échantillons fabriqués pour comprendre le comportement du commutateur en présence d'un courant continu. <i>Crédit photo : Davide Cammilleri</i>	161
9.7	Photo du banc de mesure utilisé. Les échantillons sont placés sur une plaque en cuivre. Un support avec des pointes à ressort est positionné sur les composants. L'ensemble est relié à la sortie du cryostat pour des mesures en 4 ou 2 pointes.	162
9.8	Caractéristiques courant-tension du pont PN11 pour différentes températures de bain.	163
9.9	Agrandissement du bas de la transition.	164
9.10	Les deux différents types de scan utilisés pour la polarisation en tension du pont.	165
9.11	Caractéristiques tension-courant du pont PN11 pour différentes températures de bain. La mesure est faite en pulsée avec une durée de pulse $\Delta\tau_1$ de 10ms et une période $\Delta\tau_2$ de 100ms.	165
9.12	Caractéristiques résistances du pont PN11 en fonction de la tension appliquée à ses bornes pour différentes températures de bain.	166
9.13	Différents Échantillons élaborés sur un wafer de quartz de 3 pouces. . .	167

9.14	Dimensions des échantillons fabriqués pour la caractérisation hyperfréquence entre 7 et 13GHz. Tous les échantillons ont $w_0 = 1.3mm$, $s_0 = 130\mu m$, $w_p = 10\mu m$, $s_p = 1\mu m$. La longueur du pont l_p varie de $500\mu m$ à $3000\mu m$. Les dimensions de la ligne d'injection varient également. La largeur de la piste w_b varie entre $20\mu m$ et $50\mu m$ ainsi que l'espace s_b entre $120\mu m$ et $300\mu m$	168
9.15	Schéma de la caractérisation hyperfréquence du pont à température cryogénique T . L'état du pont est contrôlé par le courant de polarisation I_{bias} fourni par la source de courant.	169
9.16	(a) : un échantillon est installé dans la boîte en vue des tests. (b) Dispositif fixé à la platine 4K et connecté aux guides d'onde semirigides.	169
9.17	Caractérisation du dispositif de test avec un circuit imprimé où est gravé une simple ligne microruban à température ambiante et à 5K.	170
9.18	170
9.19	Dynamique du pont et comparaison entre la simulation réalisée pour les dimensions du composant et un NbN de résistivité $\rho_N = 700\mu\Omega.cm$ et la dynamique de la mesure (isolation soustrait à la transmission).	171
9.20	Courant critique mesuré en fonction de la température lors de la remontée en température du cryostat.	172
9.21	Principe de la mesure de temps de commutation du pont à 5K.	172
9.22	Le temps de commutation τ mesurée pour une fréquence $\nu = 300MHz$ est d'environ $0.5\mu s$	173
9.23	Géométrie d'une capacité interdigitée intégrée à une ligne de transmission coplanaire.	174
9.24	Simulation du dispositif de test entre 75 et 110GHz.	175
10.1	Déphasage $\Delta\phi$ en fonction du rapport I/I_C pour différentes longueurs de pont l à $\nu = 90GHz$	180
10.2	α en fonction du courant de polarisation I pour différentes épaisseurs de couche d	181
10.3	Impédance du pont en fonction du courant de polarisation à 90GHz pour différentes valeurs de α	182
10.4	Simulation du déphasage $\Delta\phi$ en fonction du courant I/I_C injecté dans un pont similaire à l'échantillon PN51 pour une fréquence de 10GHz.	183
10.5	Déphasage obtenu sur l'échantillon PN51 entre la phase mesurée à $I = 0mA$ et la phase mesurée à $I = 37.5mA$	184

TABLE DES FIGURES

A.1	Schéma et dessin mécanique de la canne cryogénique introduite dans le dewar. On voit la cloche fixée au bout de la canne avec à l'intérieur les composants à tester (<i>DUT : Device Under Test</i>), eux-mêmes reliés à l'analyseur de réseau vectoriel (VNA) par des guides d'onde.	194
A.2	Platine 4K du cryostat. Deux guides d'onde coaxiaux descendent jusqu'à l'étage froid et sont connectés à un dispositif à tester dans la bande X. .	195
A.3	Vue extérieure et vue intérieur du banc de test mis en place à Milan pour caractériser les composants hyperfréquences à température cryogénique. <i>Crédit : Mario Zannoni.</i>	196
B.1	Dispositif à deux ports.	199

Liste des tableaux

1.1	Contraintes sur les paramètres cosmologiques d'après les résultats de Planck [9]. h est la constante de Hubble normalisée ($h = H_0/75km/Mpc.s$).	18
5.1	Performances requises des commutateurs pour les modules 97 GHz et 150 GHz de QUBIC.	75
5.2	Paramètres des différents électroaimants achetés dans le commerce et testés à température cryogénique.	76
6.1	Grandeurs caractéristiques du NbN [10], Al [11, 12] et Nb [11, 12] : longueur de cohérence ξ , longueur de pénétration λ_0 à T=0K, et le rapport de Ginzburg-Landau κ	98
7.1	Performances attendues du diplexeur planaire.	112
7.2	Paramètres du Nb, de la ligne et de test permettant de calculer l'atténuation de la ligne microruban.	126
8.1	Dépôts de Nitrure de Niobium réalisés à l'IEF et testés au laboratoire APC. Seuls les échantillons ayant transité sont représentés.	148
9.1	Caractéristiques des couches de NbN utilisées pour réaliser les échantillons. d est l'épaisseur de la couche, $\rho_{max}(\mu\Omega.cm)$ est la résistivité du matériau à l'état normal juste avant la transition à l'état supraconducteur et T_C la température critique.	162
9.2	Dimensions en μm de la capacité interdigitée représentée sur la figure 9.23.	174

Table des matières

Résumé	i
Abstract	iii
Remerciements	v
Table des figures	vii
Liste des tableaux	xix
Introduction	1
I Le rayonnement fossile	3
1 Le rayonnement fossile	7
1.1 Une histoire thermique de l'Univers	8
1.1.1 L'expansion de l'Univers	9
1.1.2 Un corps noir à 2.725K	10
1.2 Les anisotropies en température	12
1.2.1 Caractérisation du rayonnement fossile	12
1.2.1.1 Le dipôle	13
1.2.1.2 Les anisotropies	14
1.2.2 Le spectre de puissance	15
1.2.3 Les paramètres cosmologiques	17
1.3 La polarisation	18
1.3.1 Paramètres de Stokes	19
1.3.2 Diffusion	19
1.3.3 Anisotropies quadrupolaires	20
1.3.4 Modes de polarisation	22
1.3.5 Détection et caractérisation de la polarisation	23

2	Architectures de détection	25
2.1	La détection du rayonnement fossile	25
2.2	Techniques de détection pour le millimétrique	28
2.2.1	Détecteurs cohérents	28
2.2.2	Détecteurs incohérents	29
2.3	Un exemple d'architecture de détection	31
2.3.1	<i>QUIET : Q/U Imaging Experiment</i>	31
2.3.2	Architecture modifiée pour la détection directe	32
II	Développements de composants RF guidés pour QUBIC	35
3	QUBIC, Q U Bolometric Interferometer for Cosmology	39
3.1	Interférométrie bolométrique	39
3.1.1	Interféromètre de Fizeau	39
3.1.2	<i>Self-calibration</i>	41
3.2	Développements précurseurs	42
3.2.1	Millimeter-wave Bolometric Interferometer (MBI4)	42
3.2.2	B-mode Radiation INterferometer (BRAIN)	42
3.3	L'instrument QUBIC	45
3.3.1	Objectif	45
3.3.2	Description de l'instrument	45
3.3.2.1	Lame demi-onde	46
3.3.2.2	Bloc cornets et commutateurs	47
3.3.2.3	Combineur optique	48
3.3.2.4	Plan focal	48
3.4	Conclusions	49
4	Matrices de cornets corrugués	51
4.1	Le cornet corrugué	51
4.1.1	Diagramme de rayonnement	51
4.1.2	Pertes	54
4.1.3	Mode hybride et corrugations	55
4.2	Techniques de fabrication	57
4.2.1	L'électroformage	57
4.2.2	L'usinage traditionnelle	57
4.2.3	Les platelets	57
4.3	Prototype en bande W (75-110GHz)	58
4.3.1	Mesure en réflexion	60

4.3.2	Mesure du diagramme de rayonnement d'un cornet	62
4.3.3	Modifications apportées : dorure et plaque avant corruguée . . .	66
4.4	Prototype bande D (130-170GHz)	70
5	Commutateur guide d'onde cryogénique	73
5.1	Principe	73
5.2	Performances requises	74
5.3	Réalisations	75
5.3.1	Concept	75
5.3.2	Prototype de Manchester dans la bande W (75 - 110GHz)	76
5.3.3	Prototype réalisé à l'APC dans la bande W	79
5.3.4	Prototype opérant dans la bande D (130 - 170GHz)	80
5.3.4.1	Concept et réalisation	80
5.3.4.2	Mesures vectorielles	81
5.3.4.3	Performances du <i>choke</i>	82
5.3.4.4	Dynamique du commutateur	82
5.3.4.5	Temps de commutation	84
5.4	Conclusions	85
5.4.1	Mesures cryogéniques	85
5.4.2	Matrice de commutateurs	86
III	Composants planaires supraconducteurs	89
6	Notions de supraconductivité	93
6.1	Bref historique	93
6.1.1	Découverte	93
6.1.2	Modèles phénoménologiques	93
6.1.2.1	Le modèle de <i>Ginzburg-Landau</i>	94
6.1.2.2	Théorie BCS	95
6.1.3	Applications	95
6.2	Quelques éléments de physique des supraconducteurs	96
6.2.1	Transition de phase	96
6.2.2	Longueur de pénétration	97
6.2.2.1	Longueur de London λ_L	97
6.2.2.2	Épaisseur du supraconducteur	97
6.2.3	Paramètre de Ginzburg-Landau κ	98
6.2.4	Supraconducteur de type II	99
6.2.4.1	Diagramme de phase	99

TABLE DES MATIÈRES

6.2.4.2	Vortex	99
6.3	Supraconductivité appliquée aux lignes de transmission	102
6.3.1	Impédance de surface	102
6.3.2	Conductivité complexe	103
6.3.3	Ligne de transmission	104
6.3.3.1	Ligne microruban	105
6.3.3.2	Ligne coplanaire	106
7	Diplexeur de polarisation planaire	111
7.1	Concept	111
7.1.1	Principe	111
7.1.2	Mise en oeuvre	112
7.1.2.1	Dimensions	113
7.1.2.2	Fabrication	114
7.2	Ligne de transmission microruban	115
7.2.1	Simulations électromagnétiques	115
7.2.2	Échantillons	116
7.2.3	Caractérisations des composants	118
7.2.3.1	Bancs de mesure	118
7.2.3.2	Mesures	118
7.2.3.3	Comparaisons avec les simulations	120
7.2.4	Interprétation des mesures	122
7.2.4.1	Dimensions du court-circuit	122
7.2.4.2	Position de l'échantillon	123
7.2.4.3	Atténuation conductrice	125
7.2.4.4	Pertes diélectriques	127
7.3	Diplexeur de polarisation	129
7.3.1	Simulations électromagnétiques	129
7.3.1.1	OMT	129
7.3.1.2	OMT en configuration de test	131
7.3.2	Caractérisations des composants	131
7.3.2.1	Bancs de mesure	131
7.3.2.2	Mesures	132
7.3.2.3	Comparaisons avec les simulations	137
7.4	Conclusions	137

8	Nitrure de Niobium	139
8.1	Nitrure de Niobium	139
8.1.1	Propriétés	139
8.1.2	Méthode d'élaboration des couches	140
8.2	Caractérisations cryogéniques du NbN	143
8.2.1	Méthode de Van der Pauw	143
8.2.2	Banc de mesure	145
8.3	Résultats	145
8.3.1	Mesures obtenues	145
8.3.1.1	Résistance carrée R_{\square}	146
8.3.1.2	Résistivité ρ	149
8.3.2	Influence des paramètres de déposition	149
8.3.2.1	Épaisseur de la couche d	150
8.4	Conclusions	150
9	Commutateur supraconducteur planaire	153
9.1	Principe	153
9.1.1	Supraconductivité	153
9.1.2	Pont supraconducteur	154
9.1.3	Modélisation	154
9.1.3.1	Ligne de transmission à pertes	155
9.1.3.2	Influence de la résistivité à l'état normal ρ_N sur l'isolation	157
9.2	Conception en bande X	157
9.2.1	Dimensionnement	158
9.2.2	Té de polarisation	158
9.2.3	Dispositif de test	160
9.3	Résultats en bande X	161
9.3.1	Mesures DC	161
9.3.1.1	Banc de mesures	161
9.3.1.2	Polarisation en courant	163
9.3.1.3	Polarisation en tension	164
9.3.2	Mesures hyperfréquences	167
9.3.2.1	Échantillons	167
9.3.2.2	Banc de mesures	168
9.3.2.3	Mesures des paramètres S	169
9.3.2.4	Mesure du temps de commutation	171
9.4	Commutateur en bande W (75-110GHz)	173
9.4.1	Dimensionnement	173

TABLE DES MATIÈRES

9.4.2	Té de polarisation	173
9.4.3	Dispositif de test	175
9.5	Conclusions	176
10	Déphaseur supraconducteur planaire	177
10.1	Concept	177
10.1.1	Terme de phase β	178
10.1.2	Inductance cinétique L_k	178
10.2	Modélisation	179
10.2.1	Influence de la géométrie du pont sur le déphasage $\Delta\Phi$	180
10.2.1.1	Longueur du pont l	180
10.2.1.2	Épaisseur de la couche supraconductrice d	180
10.2.1.3	Impact sur l'impédance du pont	181
10.2.2	choix du supraconducteur	182
10.3	Mise en évidence sur le pont PN51	183
10.3.1	Modélisation	183
10.3.2	Résultats	183
10.4	Conclusions	184
	Conclusions	187
	Annexes	193
	A Mesures hyperfréquences cryogéniques	193
	B Paramètres S	199
	Publications	205
	Bibliographie	219

Introduction

Le rayonnement fossile ou fond diffus cosmologique (Cosmic Microwave Background (CMB)) est la première lumière émise par l'Univers jeune 380000 ans après le Big Bang. Ce rayonnement prédit par le modèle du Big Bang est observé aujourd'hui dans le domaine de longueur d'onde millimétrique et centimétrique avec des instruments au sol, en ballon et dans l'espace. Depuis sa détection en 1965 par Arno Penzias et Robert Wilson, les développements technologiques ont permis de le caractériser très précisément. Il apparaît à grande échelle spatiale comme une source isotrope à une température de 2.725K.

Si on réduit cette échelle, on observe des petites fluctuations en température, signatures des conditions primordiales qui régnaient au moment où le CMB a été émis. Ces anisotropies observées par de nombreuses expériences ont été mesurées avec précision par le satellite Planck (ESA, 2009). En appliquant le modèle du Big Bang, on peut caractériser notre Univers grâce à une série de paramètres *cosmologiques*. Aujourd'hui avec les résultats de Planck, l'Univers est plat, sa courbure a été mesurée proche de 0. Il est constitué de 5% de matière *ordinaire* (baryons), de 26% de matière noire et de 69% d'énergie noire. Tous ces résultats sont en concordance avec d'autres expériences et valident le modèle d'expansion du Big Bang.

Un des défis de la cosmologie observationnelle actuelle est la détection des *modes B* de polarisation du rayonnement fossile. Leur détection et leur complète caractérisation constitue une étape majeure pour contraindre les modèles d'inflation, phase d'expansion très rapide durant les premiers instants de l'Univers. Le niveau attendu de ce signal est très faible (dixième de microKelvin). Ils nécessitent une nouvelle génération d'instruments avec une très grande sensibilité (matrice de détecteurs) et un très bon contrôle des bruits instrumentaux.

C'est dans ce contexte scientifique et technique que s'inscrivent les travaux réalisés durant ma thèse. J'ai contribué au sein d'une collaboration internationale et au travers du rôle moteur du laboratoire APC au projet QUBIC (Q U Bolometric Interferometer

for Cosmology). Il s'agit d'un instrument déployé en Antarctique à partir de 2016 qui à terme sera composé de 6 modules observant dans trois bandes de fréquences : 97GHz, 150GHz et 220GHz. Il est dédié à la détection et à la caractérisation des modes B du CMB. Pour atteindre la sensibilité nécessaire, la collaboration mise sur un concept original : l'interférométrie bolométrique. Elle consiste à conjuguer les avantages de l'interférométrie en terme de contrôle des effets systématiques et la sensibilité des grandes matrices de bolomètres. Dans le cadre du développement du premier module à 150GHz, j'ai contribué à l'étude de grandes matrices de cornets réalisées à partir d'une technique d'assemblage appelée *platelets*. J'ai également mis en place une solution originale pour des commutateurs, basée sur l'utilisation d'électro-aimant dans un environnement cryogénique à 4K. Ces composants situés entre les deux matrices de cornets sont des éléments cruciaux. Ils permettent d'ouvrir et de fermer les différentes lignes de base de l'instrument lorsque celui-ci observe une source d'étalonnage, permettant de déterminer les biais instrumentaux. Ces développements sont le sujet de la partie II de ce mémoire.

Depuis quelques années, des développements conséquents sont effectués pour intégrer une partie de la chaîne de détection dans le plan focal de l'instrument, permettant ainsi de réduire les effets systématiques et de réduire ses dimensions tout en augmentant le nombre de détecteurs. Grâce à la technologie planaire supraconductrice, on peut fabriquer sur le même wafer les antennes pour capter le signal incident et sa polarisation, le filtrage pour sélectionner la bande utile, voire même la modulation pour réduire le bruit de la chaîne avant de venir détecter la puissance incidente via à un détecteur type bolomètre ou autre. Dans ce cadre, j'ai participé à un projet financé par l'agence spatiale française (CNES) appelé *BSD (B-mode Superconducting Detectors)* dont le but est de développer en France un savoir-faire dans le développement de telle architecture de détection. J'ai contribué à la caractérisation d'un diplexeur de polarisation supraconducteur planaire à 90GHz, composant permettant de séparer les polarisations linéaires d'une onde incidente. J'ai également conçu, simulé et testé un commutateur et un déphaseur planaire où les propriétés de la supraconductivité sont au coeur même du fonctionnement. Ces développements sont le sujet de la partie III.

Première partie

Le rayonnement fossile

There is a theory which states that if ever anyone discovers exactly what the Universe is for and why it is here, it will instantly disappear and be replaced by something even more bizarre and inexplicable. There is another theory which states that this has already happened.

The Restaurant at the End of the Universe — Douglas Adams

CHAPITRE 1

Le rayonnement fossile

D'après le modèle du Big Bang, l'Univers a débuté dans une phase dense et chaude, puis entrant en expansion, il s'est refroidi. Au début, l'Univers était si dense que les photons ne pouvaient pas s'échapper. L'univers était opaque. 380000 ans après le Big Bang, au fur et à mesure que l'Univers s'étendait et se refroidissait, la lumière a pu alors se propager. Ces photons primordiaux sont aujourd'hui observés sur tout le ciel sous la forme d'un rayonnement de corps noir à 2.725K, le *rayonnement fossile* ou fond diffus cosmologique (*Cosmic Microwave Background (CMB)*), observé dans le domaine de longueur d'onde millimétrique.

Ce rayonnement a été découvert par deux radioastronomes Arno Penzias et Robert Wilson en 1965 avec l'antenne cornet du Laboratoire Bell à Holmdel dans le New Jersey sous la forme d'un bruit en excès uniforme sur le ciel d'environ $3.5 \pm 1K$ [13]¹. L'existence de ce rayonnement est l'un des piliers observationnels du modèle du Big Bang avec la nucléosynthèse primordiale et l'expansion de l'Univers.

De nombreuses expériences ont ensuite été développées pour caractériser ce rayonnement fossile. En 1989, la NASA lance le satellite COBE (*COsmic Background Explorer*) avec à son bord trois instruments (FIRAS, DMR et DIRBE) pour réaliser des cartes du ciel en température du rayonnement fossile et mesurer le spectre du corps noir du rayonnement fossile. En 1992, les scientifiques publient les résultats et annoncent la mesure d'anisotropies en température, des fluctuations d'un cent millièmes de degré par rapport à la valeur moyenne de 2.725K, signatures des différences de densité existant lors des premiers âges de l'Univers. Ils annoncent également la mesure du spectre en température de l'Univers qui suit remarquablement bien la loi du spectre d'un corps noir à 2.725K².

1. Cette découverte leur valut le prix Nobel de Physique en 1978 partagé avec Piotr L. Kapitsa pour ses découvertes dans le domaine des basses températures, domaine proche de la thématique de cette thèse comme on le verra par la suite.

2. Ces deux mesures ont donné aux deux responsables des instruments FIRAS (John Mather) et

Les expériences vont se succéder au sol et en ballon pour caractériser le rayonnement fossile en améliorant la résolution angulaire et la sensibilité des détecteurs. En 2001, un nouveau satellite est lancé, WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropies Probe*) dédié à la cartographie des anisotropies du CMB, qui permet de mieux comprendre le modèle du Big Bang et de contraindre les paramètres cosmologiques : l'âge de l'Univers, sa courbure, la constante d'Hubble (qui caractérise l'expansion de l'Univers) et ses constituants (matière *ordinaire*, matière noire et énergie noire).

Les modèles d'inflation ajoutés au modèle du Big Bang prédisent qu'une fraction des photons du CMB est polarisée par la diffusion Thomson. Le niveau de ce signal est attendu très faible, plusieurs ordres de grandeur sous les anisotropies de température. La polarisation peut être décomposée en deux modes : les *mode E* et les *modes B*. Ces derniers, signatures du passage d'ondes gravitationnelles sont un moyen unique de sonder *l'inflation*, la phase d'expansion rapide se déroulant au début de l'Univers. Les modes E ont été détectés pour la première fois par l'expérience *DASI (Degree Angular Scale Interferometer)* en 2002 à des niveaux en accord avec les prédictions. Les modes B, signal encore plus faible que les modes E nécessitent des instruments très sensibles et très propres en terme de systématiques. Le satellite de l'agence spatiale européenne *Planck* lancé en 2009 a réalisé une carte très précise des anisotropies en température, ce qui a permis d'améliorer les contraintes sur les paramètres cosmologiques. Les résultats concernant la polarisation vont bientôt être publiés.

Débutons tout d'abord ce chapitre par une brève histoire thermique de l'Univers et la détection du spectre de corps noir à 2.7K. Nous nous attarderons ensuite sur les anisotropies de température. Nous verrons comment cette dernière observation nous permet de remonter aux paramètres cosmologiques décrivant notre Univers selon le modèle Λ CDM. Nous finirons ce chapitre par la polarisation du rayonnement fossile et plus précisément les modes B, objectifs des futurs instruments déployés au sol (QUBIC) et dans l'espace (CORE+).

1.1 Une histoire thermique de l'Univers

Le postulat du modèle du Big Bang est que la matière se dilue au fur et à mesure de l'expansion de l'Univers. Il a été proposé en 1922 par Alexandre Friedmann et également par George Lemaître en 1927.

DMR (George Smoot) le prix Nobel de Physique en 2006.

1.1.1 L'expansion de l'Univers

L'expansion de l'Univers a été observée pour la première fois par Edwin Hubble en 1929 avec le télescope Hooker de 2.5m de l'observatoire du Mont Wilson. Il mesure avec l'aide de son assistant Milton L. Humason³ le décalage vers le rouge ou *redshift* z des spectres de *nébuleuses*⁴ de nature extragalactique. Avec l'ajout d'observations d'autres collaborateurs, Hubble mesure l'éloignement des galaxies avec une vitesse proportionnelle à leur distance [1] (Fig. 1.1). Il en déduira la loi d'Hubble.

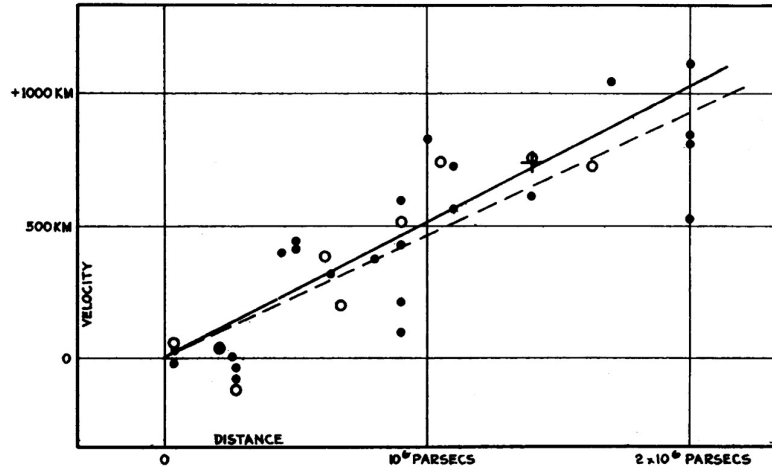


FIGURE 1.1 – Vitesse des galaxies en fonction de la distance. Source :[1]

L'expansion s'applique aux galaxies mais également aux photons se propageant dans l'Univers. Ainsi les photons ont vu leur longueur d'onde augmentée depuis le moment où ils ont commencé à se propager dans l'Univers. Plus la longueur d'onde augmente ou la fréquence ν diminue, plus l'énergie du photon E décroît. On peut relier ces grandeurs par la constante de Planck h et le redshift z :

$$E = h\nu(z) \quad \text{avec} \quad \nu(z) = \nu(z + 1) \quad (1.1)$$

Vingt ans plus tard en 1948, le modèle du Big Bang est opposé au modèle stationnaire (*Steady State theory*) proposé par Fred Hoyle, Thomas Gold et Hermann Bondi qui stipule une création de matière continue au fur et à mesure de l'expansion.

3. Anecdote : Milton Humason a débuté muletier puis concierge et enfin assistant astronome à l'observatoire du Mont Wilson. Il loupa la découverte de Pluton due à un défaut sur ses plaques photographiques prises en 1919. Pluton fut officiellement découverte en 1930[14] par Clyde Tombaugh et les photos de Humason, les seules de Pluton à l'époque furent réétudiées pour l'occasion.

4. À l'époque la nature des galaxies n'est pas encore bien définie et surtout leurs appartenances ou non à notre galaxie.

1.1.2 Un corps noir à 2.725K

D'après le modèle du Big Bang, la quantité énergie-matière se conservant, l'Univers aurait alors connu une phase dense et chaude au début de son histoire, par analogie avec un gaz qui chauffe quand on le comprime.

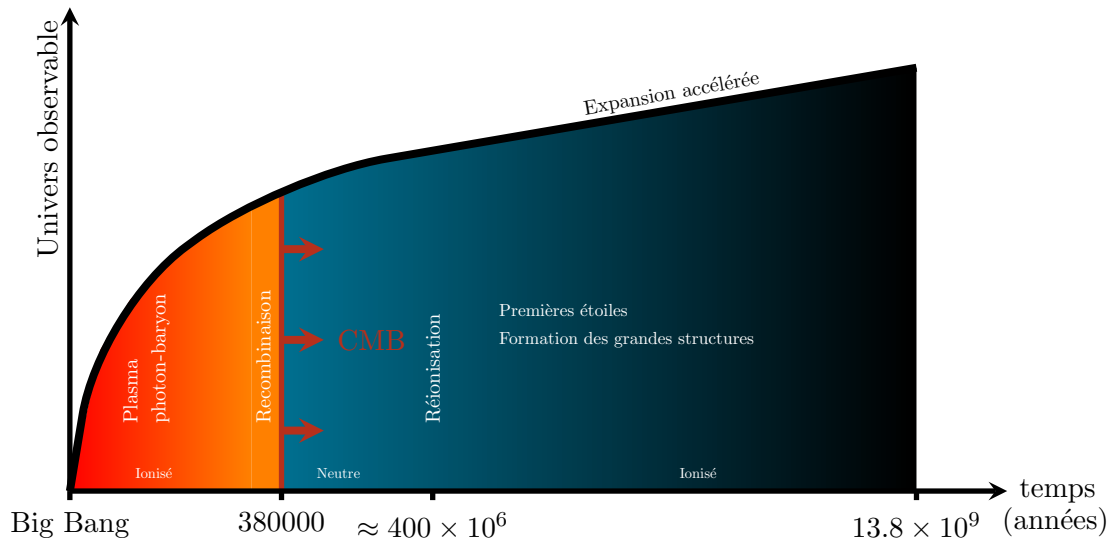


FIGURE 1.2 – L'Évolution de l'Univers d'après le modèle du Big Bang.

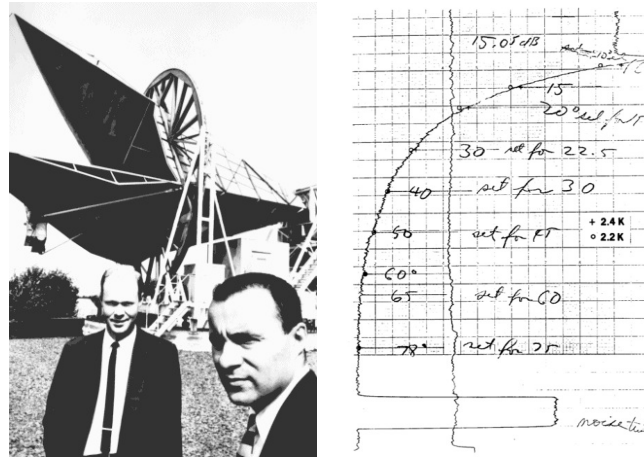
Quelques secondes après le Big Bang (Fig. 1.2), l'univers est alors assez chaud pour permettre des collisions de hautes énergies entre protons et neutrons afin de créer des noyaux d'Hydrogène, d'Hélium et d'éléments plus lourds. C'est la *nucléosynthèse primordiale*. L'Univers consiste alors en un plasma de baryons (électrons, protons, neutrons et quelques éléments plus lourds) et de photons. Les photons par diffusion *Thomson*, diffusent principalement sur les électrons, rémettant dans une autre direction et changeant l'énergie du photon. Dû aux hautes densités d'énergie des photons, les électrons sont systématiquement arrachés des noyaux. L'Univers est opaque et ionisé.

L'Univers est en expansion et l'énergie totale est restée équivalente à l'énergie initiale. La température de l'Univers diminue. Lorsque cette température atteint 3000K, il n'y a plus assez de photons énergétiques pour arracher tous les électrons. Des électrons commencent donc à se combiner avec des noyaux et forment ainsi les premiers atomes d'hydrogène. Ce processus est appelé *recombinaison* et se déroule environ 380000 après le Big Bang. La plupart des électrons étant combiné avec des noyaux, les photons se mettent à voyager librement. L'Univers devient neutre.

Signature d'un équilibre thermique entre les atomes, le spectre électromagnétique attendu pour ce rayonnement est celui d'un corps noir. Grâce à l'expansion de l'Univers,

la température du CMB a décliné pour atteindre une température d'environ 2.7K observée aujourd'hui dans le domaine millimétrique.

L'estimation de sa température va varier au cours des années d'une température de 50K calculée par George Gamow en 1948 qui l'estimera ensuite à 6K en 1956. Robert Dicke estimera lui une température de 40K dans les années 60. En parallèle de ces études, plusieurs expériences vont essayer de détecter ce signal mais toujours avec une erreur sur la mesure importante qui empêche de conclure sur l'existence ou non d'un signal astronomique⁵.



(a) Portrait de Robert Wilson et Arno Penzias devant l'antenne cornet (Holmdel, New Jersey). (b) Mesures de la température du ciel en fonction de l'élévation.

FIGURE 1.3 – Première détection significative du rayonnement fossile.

En juillet 1965, deux articles *A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s*[13] et *Cosmic Black-Body Radiation*[15] sont publiés dans le *Astrophysics Journal*. Le premier est écrit par Arno Penzias et Robert Wilson et décrit la détection significative d'un bruit en excès de $3.5K \pm 1K$ sur le ciel à 7.5cm de longueur d'onde (Fig.1.3). Le deuxième article écrit par Dicke, Peebles, Roll et Wilkinson interprètent cette mesure comme la première mesure du rayonnement fossile. Cette mesure est remarquable car elle est la première à mettre en évidence que ce bruit mesuré en excès ne provient pas de l'atmosphère, de notre galaxie, ou d'un autre objet astrophysique et n'est également pas une contribution de leur instrument.

C'est l'instrument FIRAS (*Far Infrared Absolute Spectrometer*) à bord du satellite COBE (1989) qui mesurera ce spectre de corps noir avec une extrême précision (Fig.

5. On peut citer parmi ces tentatives Emile le Roux à Nancy en 1955 à $\lambda = 33cm$ qui mesure un signal de $3 \pm 2K$ et Tigran Shmaonov en 1957 qui mesure un signal qui semble isotrope de $4 \pm 3K$.

1.4) sur une grande gamme de longueur d'onde.

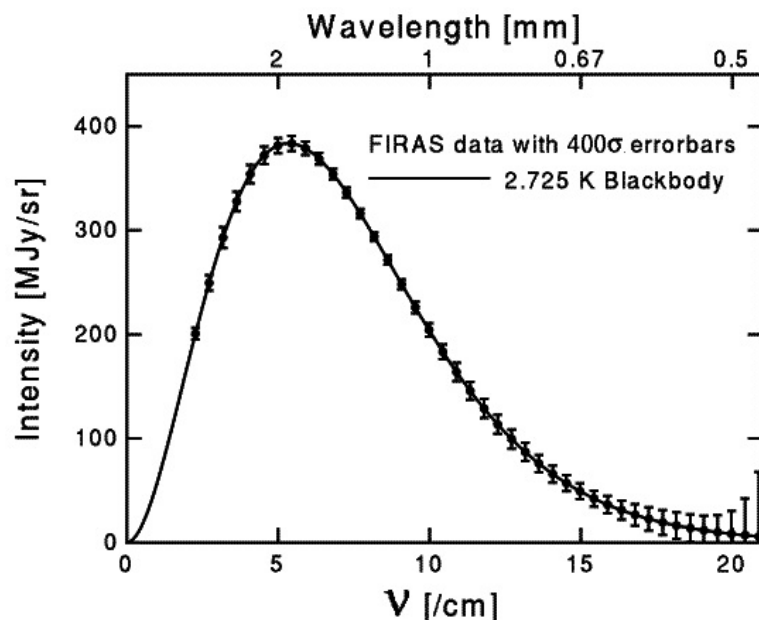


FIGURE 1.4 – Spectre du corps noir du CMB observé par FIRAS.

On observe alors un maximum d'intensité vers 150GHz (2mm de longueur d'onde). Même si ce rayonnement mesuré aujourd'hui à une température de 2.725K est peu énergétique, il représente paradoxalement la plus grande forme d'énergie électromagnétique dans l'Univers toutes longueurs d'onde confondues. La figure 1.5 représente la luminance énergétique ou radiance en fonction de la longueur d'onde. Environ 96% de cette énergie existe sous la forme des photons du CMB. Les 4% restants viennent principalement des étoiles et des gaz froids des galaxies émettant dans l'infrarouge.

1.2 Les anisotropies en température

L'instrument DMR (*Differential Microwave Radiometer*) du satellite COBE va dévoiler en 1992 les premières cartes des anisotropies en température du CMB.

1.2.1 Caractérisation du rayonnement fossile

Si on regarde le ciel dans les longueurs d'onde millimétriques avec une précision sur la mesure de température de l'ordre du dixième de Kelvin, on observe un ciel uniforme dans toutes les directions à une température de 2.7K.

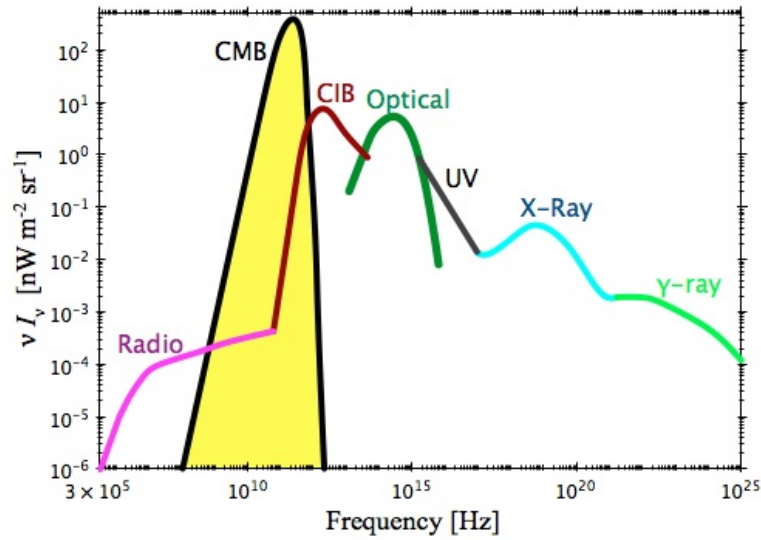


FIGURE 1.5 – Intensité du corps noir I_ν en fonction de la fréquence. On distingue nettement la prédominance du rayonnement du CMB par rapport aux autres formes d'énergies électromagnétiques. *Crédit : Hervé Dole*

1.2.1.1 Le dipôle

Si on change d'échelle et que l'on regarde les fluctuations sur le ciel de l'ordre du millième de Kelvin, on voit apparaître un dipôle (Fig.1.6).

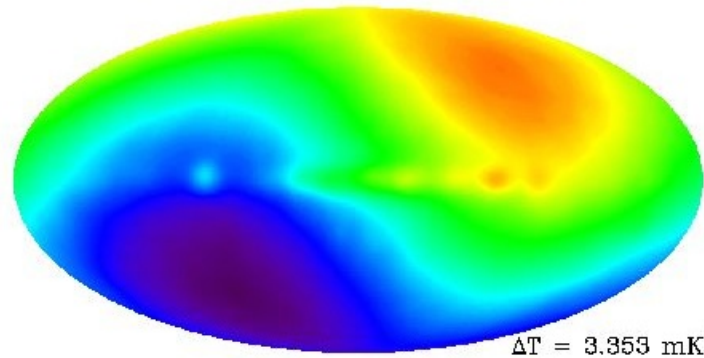


FIGURE 1.6 – Le dipôle apparaît pour une échelle $\Delta T = 3.353 \text{ mK}$. Carte obtenue par DMR. *Crédit : NASA*

Le maximum (orange) et le minimum (bleu) pointent selon une direction du ciel. Ce motif apparaît dû à notre mouvement par rapport au rayonnement fossile. La température apparaît décalée vers le rouge ou le bleu selon que l'on s'éloigne ou que l'on se rapproche (Effet Doppler). On observe également sur cette figure au niveau de l'équateur que notre galaxie contamine légèrement la mesure. On parle d'avant-plans, correspondants aux différentes contaminations possibles entre l'observateur et le CMB

comme notre galaxie et ses poussières. Pour les soustraire, il faut observer dans plusieurs bandes de fréquences permettant ainsi de séparer les contributions de chacune par rapport au signal du rayonnement fossile.

1.2.1.2 Les anisotropies

Si on soustrait le dipôle et que l'on change d'échelle, on fait apparaître des anisotropies de l'ordre de $10\mu K$ sur l'ensemble du ciel. Ce résultat est une des découvertes fondamentales du satellite COBE. L'instrument DMR avait une résolution angulaire de 7° , il a donc pu voir les fluctuations à grande échelle sur le ciel.

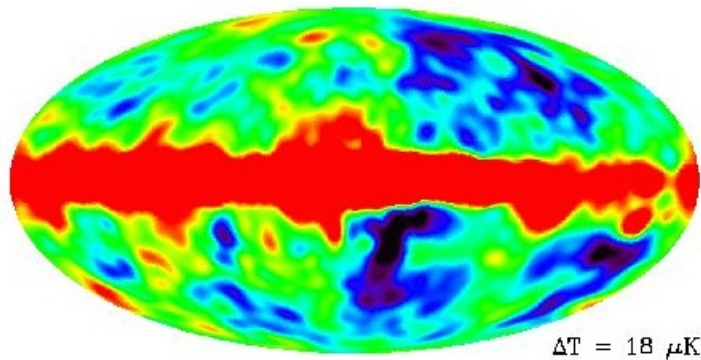


FIGURE 1.7 – Les anisotropies apparaissent pour une échelle $\Delta T = 18\mu K$. Carte obtenue par DMR. *Crédit : NASA*

Après COBE, de nombreuses expériences ont continué à caractériser le rayonnement fossile aux grandes et aux petites échelles en améliorant la sensibilité des détecteurs et la résolution angulaire (Fig.1.8). En 2001, la NASA lance le satellite WMAP et en 2009 l'agence spatiale européenne (ESA) lance le satellite Planck repoussant encore les contraintes sur le modèle cosmologique. On peut également citer les expériences en ballon et au sol, qui ont cartographié les anisotropies en température avec une très petite résolution angulaire. Les instruments *South Pole Telescope (SPT)*, situé en Antarctique et *Atacama Cosmology Telescope (ACT)* au Chili ont mesuré les anisotropies en température avec un faisceau de quelques arcminutes soit environ 10 fois la résolution de WMAP [16].

La carte 1.9 représente les anisotropies du CMB en température mesurées par le satellite Planck. Les contributions des avant-plans observés par les différents canaux de l'instrument ont été soustraites pour révéler le signal utile.

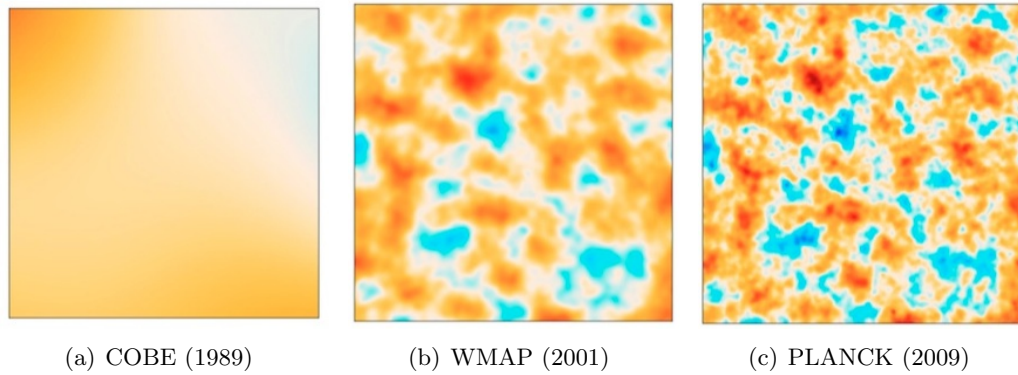


FIGURE 1.8 – Évolution de la résolution angulaire des trois satellites dédiés à la caractérisation du fond diffus cosmologique. Pour le même canal de fréquence (90GHz), la résolution angulaire est 7° pour COBE, 13.2 arcmin pour WMAP et 10 arcmin pour Planck. *Crédit : ESA*

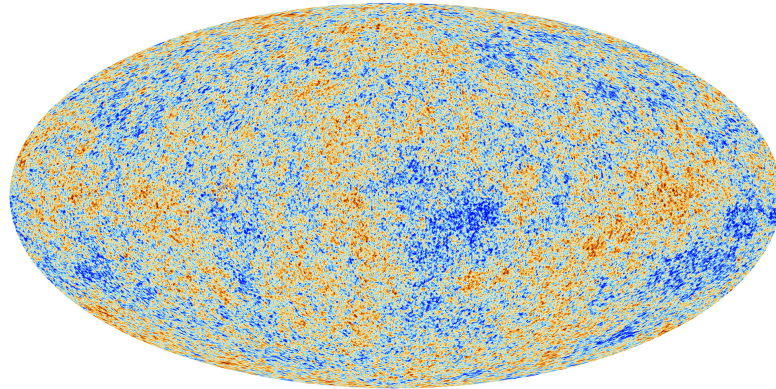


FIGURE 1.9 – Carte des anisotropies mesurée par le satellite Planck après séparation des composantes. *Crédit : ESA*

1.2.2 Le spectre de puissance

Les cartes en température représentent les fluctuations sur l'ensemble ou sur une partie du ciel⁶. On peut, à partir de ces données représenter les fluctuations de température en fonction de l'échelle angulaire. La figure 1.10 représente le spectre de puissance des anisotropies du rayonnement fossile obtenu par le satellite Planck.

Au lieu de parler d'échelle angulaire, on parle de fréquence angulaire ou multipôle l . $l = 180$ correspond à un degré sur le ciel et $l = 10$ à 18 degrés sur le ciel.

Pour expliquer la forme du spectre de puissance, revenons sur les premières secondes après le Big Bang. Le plasma photon-baryon agit alors comme un fluide. La gravité tend

⁶. *patch* pour les expériences au sol ou en ballon qui n'ont pas la possibilité de couvrir le ciel dans son ensemble

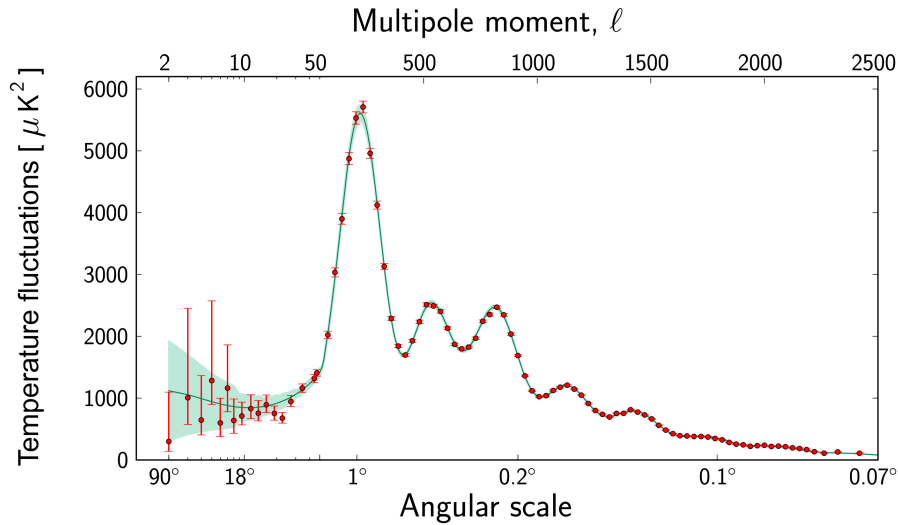


FIGURE 1.10 – Le spectre de puissance obtenu par le satellite Planck. Les fluctuations de température sont représentées en fonction de l'échelle angulaire et des multipôles correspondants l . *Crédit : ESA*

à le compresser alors que les photons présents dans le plasma exercent une pression de radiation poussant à le dilater. Il va alors subir des oscillations entre ces deux états. De la même manière que le son se propageant dans l'air, on appelle ces oscillations, les oscillations acoustiques baryoniques (*Baryon Acoustic oscillation (BAO)*). Ces oscillations correspondent à des variations de densité. Lorsqu'un gaz est comprimé, sa température augmente et lorsqu'il est dilaté, elle diminue. Si la variation de densité augmente, la variation de température diminue. Ces considérations s'appliquent également au CMB. On peut alors relier les variations de densité et les variations de température. Les zones "froides" sont des sur-densités et les zones "chaudes" des sous-densités.

Au moment de la recombinaison, les ondes acoustiques ont arrêté d'osciller quand les baryons ont libéré les photons. Les modes de perturbation qui ont atteint les extrema de leur oscillation ont fourni des fluctuations de température qui se sont figées et imprimées dans les anisotropies du rayonnement fossile.

Il va alors exister un mode où ce fluide aura juste eu le temps de se compresser une fois avant la recombinaison, un autre mode où le fluide aura eu le temps de se compresser puis de se dilater avant la recombinaison et également un autre correspondant à une compression, une dilatation et une compression de nouveau. Ces modes correspondent aux 3 premiers pics du spectre de puissance du CMB (Fig. 1.10).

Imaginons que nous soyons un observateur présent juste après la recombinaison, on

verrait tout d'abord un CMB isotrope (même température dans toutes les directions) car les photons qui nous parviendraient, seraient ceux des régions les plus proches de nous. Au fur et à mesure que le temps s'écoulerait, de plus en plus de photons de régions plus lointaines arriveraient. Pour un mode d'oscillation, on verrait tout d'abord un quadripôle ($l=2$), puis un octupôle ($l=3$), etc.

De nos jours, environ 13 Milliard d'années après la recombinaison, on observe de très fines inhomogénéités : ce sont les anisotropies du fond diffus cosmologique.

1.2.3 Les paramètres cosmologiques

À partir de la forme du spectre de puissance, la position et le niveau des pics acoustiques, on peut retrouver les paramètres cosmologiques définissant le modèle du Big Bang. L'estimation de ces paramètres va dépendre de deux limites fondamentales que sont le bruit instrumental et la résolution angulaire de l'instrument.

Le modèle Λ CDM (Λ : constante cosmologique liée à l'énergie sombre ; CDM : *Cold Dark Matter*, matière noire) est le modèle cosmologique où l'Univers est représenté homogène et isotrope. Sa courbure spatiale est nulle et il contient de la matière ordinaire, de la matière noire et de l'énergie sombre. C'est le modèle le plus simple décrivant notre Univers observable.

Ce modèle est motivé par de nombreuses observations impliquant la détection indirecte de matière noire au sein des galaxies et des amas de galaxies (à partir des estimations de masse avec les mesures de vitesse de rotation). L'observation de l'accélération de l'expansion de l'Univers par la mesure des distances de Supernovae de type Ia introduit la présence d'énergie sombre, représentée sous la forme d'une constante cosmologique Λ dans le modèle Λ CDM.

Le modèle est basé sur six paramètres cosmologiques qui sont la concentration des trois constituants de l'Univers (les baryons, la matière noire et l'énergie noire), dont on peut déduire la courbure et l'âge de l'Univers. On ajoute également trois propriétés : la constante d'Hubble, l'épaisseur optique de la réionisation (formation des premières étoiles) et l'indice spectral (lié à l'inflation).

Le tableau 1.1 regroupe les dernières contraintes mises sur les paramètres obtenus par le satellite Planck [9].

Un Univers plat ou de courbure nulle est à sa densité critique, la somme de ces constituants équivaut à 100%. Si la somme des ingrédients est supérieure à 100%, l'Univers a une courbure positive et il est dit fermé (si on se promène à sa surface et que l'on marche dans une direction donnée, on reviendra au bout d'un certain temps au point de départ). Si la somme est inférieure à 100%, l'Univers a une courbure négative. Il est alors considéré ouvert (exemple en mathématiques de la selle de cheval). D'après les

		Paramètres cosmologiques
$\Omega_b h^2$	0.022068	densité physique baryonique
$\Omega_c h^2$	0.12029	densité physique de matière noire
Ω_Λ	0.6825	densité d'énergie noire
H_0	67.11	constante d'Hubble ($km/Mpc.s$)
t_0	13.819	âge de l'Univers (10^9 années)
τ	0.0925	épaisseur optique de la réionisation
n_S	0.9624	indice spectral

TABLE 1.1 – Contraintes sur les paramètres cosmologiques d'après les résultats de Planck [9]. h est la constante de Hubble normalisée ($h = H_0/75km/Mpc.s$).

dernières estimations de Planck, nous vivons dans un univers plat.

L'âge de l'Univers t_0 est calculé à partir de la quantité de ces éléments et de sa courbure, en utilisant les équations de la relativité générale. L'âge de l'Univers est estimé aujourd'hui à 13.819 milliards d'années.

La réionisation correspond à la période où les premières étoiles se sont formées, environ 400 millions d'années après le Big Bang. Les photons du CMB ayant traversé cette période de l'Univers pour arriver jusqu'à nous, la réionisation a laissé une empreinte dans les anisotropies de température du CMB.

L'indice spectral n_S décrit les fluctuations de densité au moment de l'inflation, phase d'expansion initiale qui s'est déroulée durant les premiers instants de l'Univers.

1.3 La polarisation

Une fraction des photons ($\approx 10\%$) du fond diffus cosmologique est polarisée. Cette polarisation générée seulement par diffusion Thomson est un accès direct à la *surface de dernière diffusion* des photons. Il s'agit d'une source d'information très riche concernant la période de la recombinaison et également pour la réionisation. Dans le modèle Λ CDM, on peut prédire la forme du spectre de la polarisation à partir des pics acoustiques du spectre de puissance de la température du CMB. La mesure de la polarisation est donc un outil très important pour vérifier le modèle et mieux contraindre les paramètres cosmologiques.

La polarisation, grâce à l'information sur la direction qu'elle porte fournit un moyen d'isoler les ondes gravitationnelles primordiales prédits par les modèles d'inflation. La mesure de cette polarisation sera donc une sonde directe sur les premiers instants de l'Univers.

1.3.1 Paramètres de Stokes

Rappelons dans un premier temps la polarisation d'une onde électromagnétique monochromatique. En 1852, le physicien G.G. Stokes introduit une série de quatre paramètres : *les paramètres de Stokes* permettant de décrire l'état de polarisation d'une onde électromagnétique.

Dans un repère cartésien, les paramètres de Stokes sont définis en fonction des composantes du champ électrique E_x et E_y :

$$I = |E_x|^2 + |E_y|^2, \quad (1.2)$$

$$Q = |E_x|^2 - |E_y|^2, \quad (1.3)$$

$$U = 2\text{Re}(E_x E_y^*), \quad (1.4)$$

$$V = 2\text{Im}(E_x E_y^*), \quad (1.5)$$

I est l'intensité totale de l'onde. Q et U sont les polarisations linéaires et V la polarisation circulaire. Si les paramètres Q , U et V sont nuls, l'onde n'est pas polarisée. Dans le modèle standard cosmologique, il n'existe pas de mécanismes pouvant créer de la polarisation circulaire. Toutefois, sa mesure est un bon moyen de vérifier que l'instrument sépare bien les deux polarisations linéaires. En effet, si des fuites apparaissent entre les paramètres Q et U , la polarisation circulaire mesurée ne sera pas nulle.

1.3.2 Diffusion

La polarisation des photons du CMB est engendrée par la diffusion Thomson. Il s'agit de la diffusion d'un photon sur un électron libre. Le rayonnement est absorbé par la particule puis réémis.

Considérons dans un premier temps, la lumière ne venant que de la gauche de l'électron (Fig. 1.11). Comme la lumière ne peut pas être polarisée dans sa direction de déplacement, seulement une polarisation linéaire va être diffusée.

Maintenant plaçons-nous dans le cas où un photon venant de la gauche arrive sur l'électron mais également un photon provenant du haut. On considère que l'intensité des deux états de polarisation linéaire est la même pour les deux photons. Le photon réémis par l'électron va posséder les deux états de polarisation de même intensité. Il n'est donc pas polarisé (Fig. 1.12).

Si en revanche on a un motif quadripolaire qui arrive sur l'électron, c'est-à-dire que

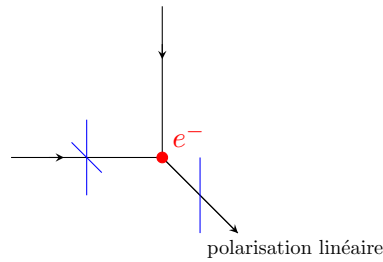


FIGURE 1.11 – Principe de la diffusion Thomson. Un photon non polarisé diffuse sur un électron. Un photon est réémis polarisé linéairement.

l'intensité d'un des rayonnements est différente et tournée de 90° , alors le photon réémis sera polarisé linéairement.

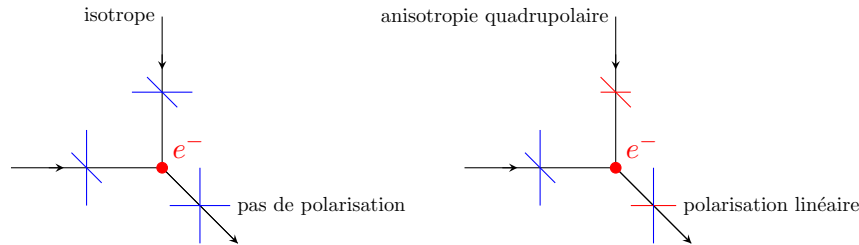


FIGURE 1.12 – Principe de formation d'un photon possédant une polarisation linéaire dans le cas d'une anisotropie quadrupolaire.

La diffusion Thomson peut donc générer un rayonnement polarisé partir d'un rayonnement non polarisé, à condition que le rayonnement incident ait une structure quadrupolaire.

1.3.3 Anisotropies quadrupolaires

Avant la recombinaison, il y a eu de nombreuses diffusions entre les photons et les électrons. Les photons étaient réémis aléatoirement dans toutes les directions, il n'y avait pas d'anisotropies de température. Il faudra attendre la recombinaison pour que des motifs quadrupolaires apparaissent. Les polarisations linéaires que l'on voit aujourd'hui dans le rayonnement fossile sont la projection des anisotropies quadrupolaires à la fin de la recombinaison.

Plusieurs mécanismes physiques permettent de générer ces conditions : les perturbations scalaires, vectorielles et tensorielles.

La figure 1.13 illustre l'effet des différentes perturbations sur un électron et les flux de photons tombant sur celui-ci.

La première figure (a) représente le résultat des variations de densité qui se déroulent lors de la recombinaison (qui sont à l'origine également des pics acoustiques vus précédemment).

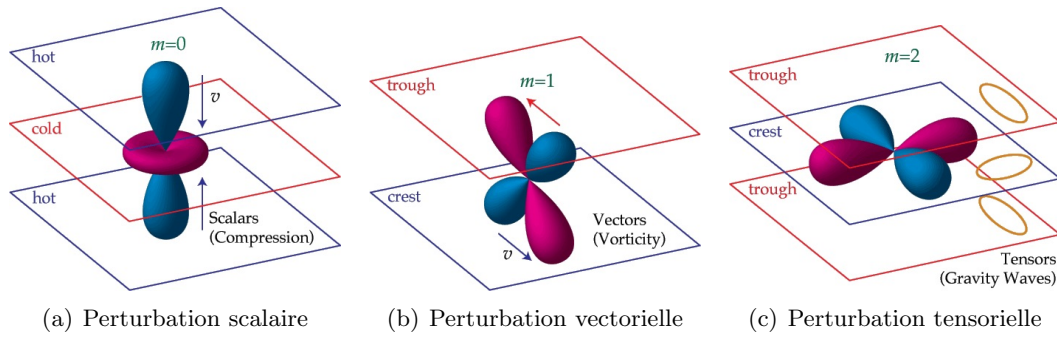


FIGURE 1.13 – Les différentes perturbations pouvant générer des anisotropies quadrupolaires. Les lobes bleus et roses représentent les flux de photons respectivement chauds et froids. Ils sont séparés de 90° . Les plans correspondent aux fluctuations en intensité. *Crédit : Wayne Hu, <http://background.uchicago.edu/~whu/intermediate/Polarization/polar4.html>*

Dans le cas d'une sur-densité (compression), les photons se déplacent des régions chaudes vers les régions froides. Ces mouvements vont produire des anisotropies quadrupolaires.

La figure (b) illustre les perturbations vectorielles. Des tourbillons dans les fluides peuvent engendrer un mouvement de rotation des flux de photons. Aujourd'hui les modèles inflationnaires prédisent un niveau de perturbations vectorielles négligeables par rapport aux autres perturbations.

La figure (c) montre les perturbations tensorielles dues aux ondes gravitationnelles générées lors de l'inflation. Le passage de l'onde va étirer la métrique de l'espace-temps. Cela va également produire une anisotropie quadrupolaire. Ces anisotropies ne sont pas symétriques comme celles générées par les perturbations scalaires.

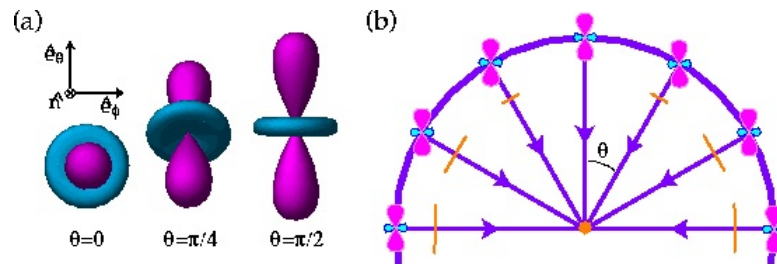


FIGURE 1.14 – Projection des anisotropies quadrupolaires en polarisation linéaire selon le moment du quadrupôle. (Les lobes chauds sont de couleur bleue). La polarisation observée et sa direction sont indiquées en orange sur la ligne de visée. *<http://astro.berkeley.edu/~mwhite/polar/node4.html>*

Le moment du quadrupôle va définir la figure de polarisation. Dans le cas des perturbations scalaires, la polarisation observée est alignée avec les lobes froids de l'anisotropie (Fig.1.14). Selon la ligne de visée de l'observateur, le moment sera différent et donc la

polarisation associée également.

1.3.4 Modes de polarisation

Les motifs obtenus de polarisation peuvent être décrits selon deux modes que l'on appelle *mode E* et *mode B*. On décrit d'habitude la polarisation d'une onde électromagnétique par les paramètres de Stokes. Ces paramètres au total de quatre (I, l'intensité, Q et U les composantes linéaires et V la polarisation circulaire) sont définis par rapport à un référentiel.

Dans le cadre de la polarisation du rayonnement fossile, il a été choisi de décrire les motifs de polarisation par rapport à leur orientation par rapport à l'observateur.

Quand une onde arrive et que sa polarisation est parallèle ou orthogonale à la longitude, ce mode de polarisation est appelé *mode E*. Si ce mode est tournée de 45° , il est appelé alors *mode B*.

On peut projeter ces polarisations pour chaque ligne de visée sur une sphère (Fig. 1.15). On observe que la figure de polarisation est très symétrique.

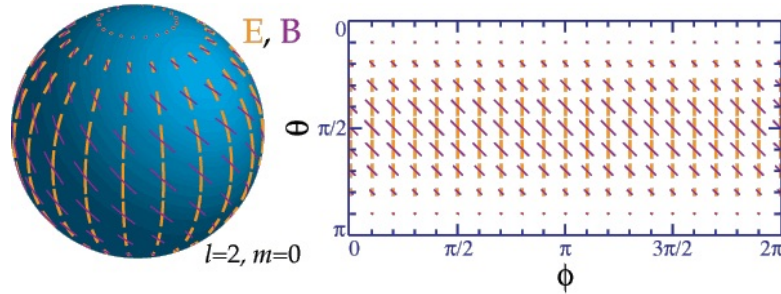


FIGURE 1.15 – Projection des polarisations issues des perturbations scalaires sur l'ensemble de la sphère en fonction de θ l'élévation et de ϕ la longitude. La direction des modes E et B est représentée.

Dans le cadre des perturbations tensorielles, la figure obtenue de la polarisation (Fig. 1.16) n'est pas symétrique. C'est grâce à cette différence que l'on peut distinguer la polarisation issue des ondes gravitationnelles (tensorielle) contre celles issues des fluctuations de densité (scalaire).

Les fluctuations de densité ne génèrent que des modes E alors que les ondes gravitationnelles vont générer à la fois des modes E et des modes B. La caractérisation des modes B est donc une sonde directe sur les ondes gravitationnelles primordiales et sur les conditions lors de l'inflation.

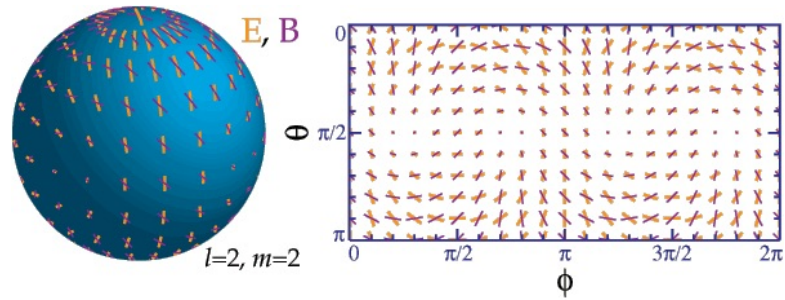


FIGURE 1.16 – Projection des polarisations issues des perturbations tensorielles sur l'ensemble de la sphère.

1.3.5 Détection et caractérisation de la polarisation

On peut de la même manière que la température définir le spectre de puissance des modes E et des modes B. Les modes B ne constitue qu'une fraction de la puissance des anisotropies en température du CMB. On définit un rapport r : *tenseur sur scalaire* qui correspond au rapport de la puissance des ondes gravitationnelles (perturbations tensorielles) sur les fluctuations de densité (perturbations scalaires).

r est directement relié à l'échelle d'énergie de l'inflation E_{inf} :

$$E_{inf} = 1.06 \cdot 10^{16} \text{ GeV} \left(\frac{r}{0.01} \right)^{1/4} \quad (1.6)$$

Ce rapport est attendu très bas et est contraint par les mesures des anisotropies en température et du spectre des modes E. Les résultats obtenus par Planck contraignent r à 0.11.

Les modes E ont été détectés pour la première fois en 2002 par les interféromètres américains (*DASI*) [17] puis *CBI* [18]. Les mesures sont en accord avec le niveau prédit par la théorie. Le satellite WMAP puis les expériences au sol *QUAD* et *BICEP*[19] ont amélioré la mesure sur de plus grandes échelles angulaires.

La figure 1.17 montre l'état en 2012 de la caractérisation des modes E et des modes B de polarisation.

En mars 2014, la collaboration de l'expérience BICEP 2, instrument déployé en Antarctique a publié ces résultats et ils semblent avoir détecté pour la première fois les modes B, avec un niveau plus élevé que prévu $r = 0.2$. La figure 1.18 montre les contraintes mises sur le niveau des modes B par les différentes expériences. On observe l'amélioration de la mesure depuis l'interféromètre DASI (2001) jusqu'à Polarbear et BICEP 2 aujourd'hui (2014) gagnée par l'évolution de la technologie.

Toutefois, les récents résultats de Planck sur l'émission polarisée de la poussière

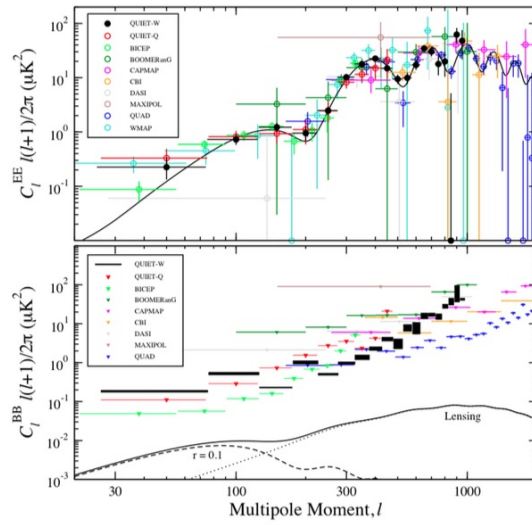


FIGURE 1.17 – État de la caractérisation du spectre de puissance des modes E et des modes B de polarisation en 2012.

présente dans notre galaxie ont montré une contamination plus importante que prévu de la zone visée par l'instrument BICEP 2. Les futurs résultats de Planck bientôt annoncés permettront de confirmer ou non cette détection.

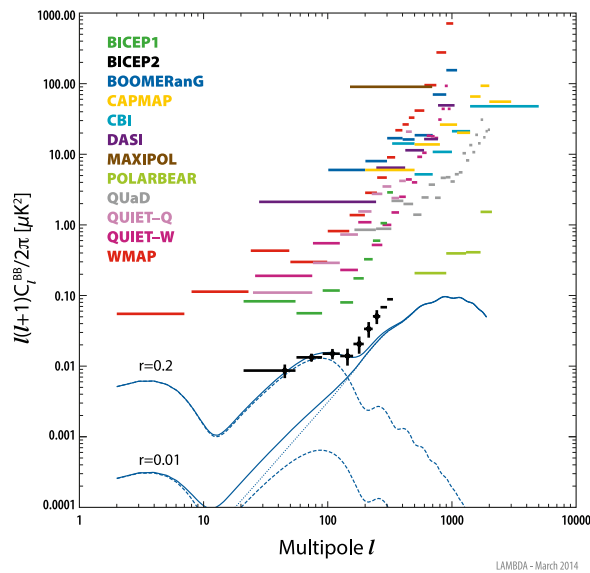


FIGURE 1.18 – État de la caractérisation du spectre de puissance des modes B en 2014 après la possible détection par l'instrument BICEP2. Les modes B mesurés correspondraient à un rapport *tenseur sur scalaire* $r=0.2$. *Crédit : NASA*

CHAPITRE 2

Architectures de détection

Le chapitre précédent introduisait le contexte scientifique de la cosmologie observationnelle. Ce chapitre est centré sur le contexte instrumental de la détection et de la caractérisation du rayonnement fossile et en particulier sa polarisation.

Un instrument observant le ciel reçoit du signal provenant du champ de vue et également provenant d'autres sources : le sol, l'atmosphère terrestre et les composants de l'instrument qui vont chacun à leur manière contribuer aux bruits de l'instrument.

Les photons du CMB représentent la plus grande forme d'énergie électromagnétique toutes longueurs d'onde confondues. Pourtant c'est aujourd'hui un très faible signal tant au niveau des fluctuations de température ($\Delta T \approx 100\mu K$) que de la polarisation ($\Delta T \approx \mu K$) qui nécessitent des développements instrumentaux conséquents pour rendre les instruments toujours plus sensibles et propres en termes d'effets systématiques.

Je vais présenter dans un premier temps la première détection du rayonnement fossile faite par Arno Penzias et Robert Wilson en 1965. Cette détection significative a pu être possible grâce à l'utilisation d'un récepteur très sensible mais également grâce aux améliorations apportées par les deux radioastronomes qui leur ont permis de réduire les biais instrumentaux. Je présenterais ensuite les deux techniques de détection utilisées dans le domaine millimétrique : la détection cohérente et la détection incohérente. Pour finir, je présenterais une architecture de détection propre en termes d'effets systématiques envisageables pour une future expérience.

2.1 La détection du rayonnement fossile

La détection faite par Penzias et Wilson dans les années 1964-1965 et le papier publié dans *Astrophysics Journal* qui en découla est une étape majeure dans l'histoire de la cosmologie observationnelle.

Arno Penzias et Robert Wilson, deux radioastronomes travaillant au Bell laboratories à Holmdel dans le New Jersey se mettent à travailler ensemble en 1963. Ils récupèrent une antenne cornet¹, utilisée précédemment comme récepteur pour les premiers programmes de satellites de communication : le projet Echo puis son successeur Telstar (Fig. 2.1).

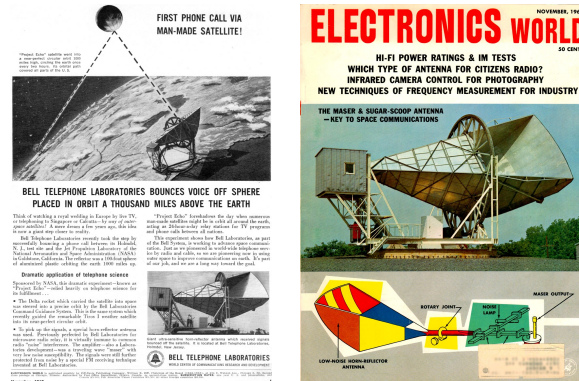


FIGURE 2.1 – Publicité et couverture d’un magazine d’électronique *Electronic World* datant de novembre 1960. On voit l’antenne de Holmdel qui sera utilisée plus tard par Penzias et Wilson pour détecter le rayonnement fossile. Nous sommes au début de la télécommunication par satellite.

Ils souhaitent réaliser des mesures de la raie à 21cm dans les amas de galaxies [2]. Mais l’antenne étant déjà équipée d’un récepteur à MASER très sensible à 7cm de longueur d’onde, ils décident de débiter des observations avec cette instrumentation. Le récepteur installé sur l’antenne est un radiomètre. Pour améliorer la sensibilité du système, un amplificateur est ajouté à la chaîne de détection. Premier élément de la chaîne, il contribue le plus en terme de bruit. Dans les années 50, les meilleurs amplificateurs bas bruit sont réalisés à partir de MASER² refroidis à 4.2K, température de liquéfaction de l’hélium.

Ils commencent tout d’abord par convertir leur antenne à la radioastronomie. Les signaux étant plus faibles que pour la télécommunication, ils ajoutent un *Dicke switching* ou commutateur de Dicke pour réduire le bruit de la chaîne de lecture. La mesure va consister à commuter entre une charge refroidie servant de référence et la mesure sur le ciel (Fig.2.3).

La charge est constituée d’un dewar avec au fond un absorbeur plongé dans de

1. Cette antenne surnommée *sugar-scoop* pour sa forme particulière est optimisée pour concentrer le signal provenant du ciel directement jusqu’au récepteur et également éviter tout rayonnement parasite.

2. Un MASER (*Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) est un dispositif permettant de produire une onde électromagnétique cohérente amplifiée par émission stimulée. L’interaction d’un électron avec une onde électromagnétique à une fréquence donnée va désexciter l’électron à un niveau d’énergie plus faible, provoquant l’émission stimulée.

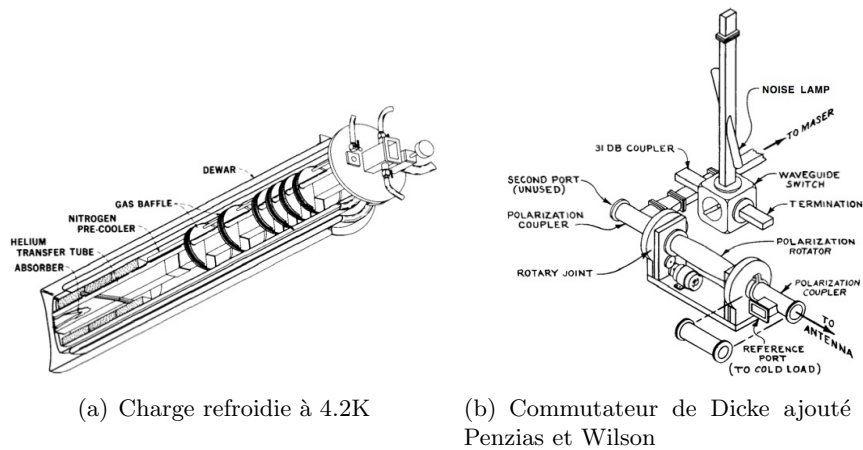


FIGURE 2.2 – Améliorations apportées par Arno Penzias et Robert Wilson au récepteur de l’antenne pour faire des mesures astronomiques. *Crédit : [2]*

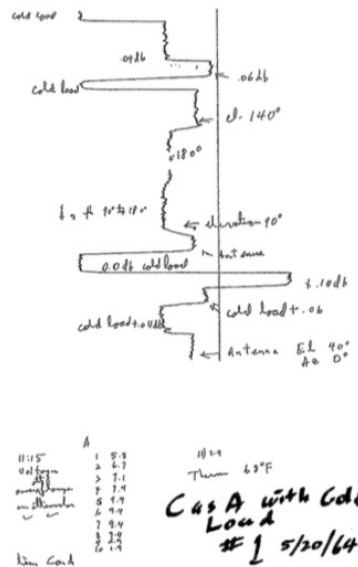
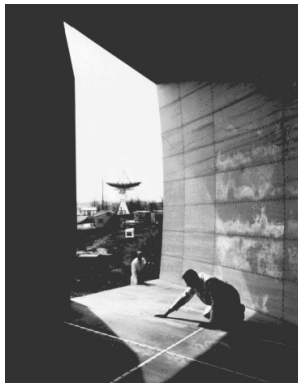


FIGURE 2.3 – Premières mesures sur le ciel effectuées par Penzias et Wilson. L’enregistrement correspond à la tension de sortie du détecteur en fonction du temps. On peut voir la commutation entre l’antenne et la source froide (*cold load*). *Crédit : [2]*.

l’hélium liquide. Plusieurs thermomètres ont été ajoutés le long du dewar pour connaître le profil de température. Sur la figure 2.2 (b), le *Dicke switching* est réalisé à partir du polariseur tournant, ce qui permet de moduler la polarisation du signal entrant. Selon la polarisation, le MASER voit la source froide puis l’antenne (Fig. 2.3). C’est l’équivalent d’une lame demi-onde. Beaucoup d’attention a été apportée pour que le bruit apporté par les différents composants mais également par l’environnement soit le plus faible

possible.



	New Throat		Old Throat
He Temp.	4.22	4.22	
Calculated Contribution from Cold Load Waveguide	.38	.70 ± 0.2	
Attenuator Setting for Balance	<u>2.73</u>	<u>2.40 ± 0.1</u>	
Total C.L.	7.33	7.32 ± 0.3	6.7 ± 0.3
Atmosphere Waveguide and	2.3 ± 0.3		2.3 ± 0.3
Antenna loss	1.8 ± 0.3		.9 ± 0.3
Back lobes	<u>.1 ± 0.1</u>		<u>.1 ± 0.1</u>
Total Ant.	4.2 ± 0.7		3.3 ± 0.7
Background	3.1 ± 1		3.4 ± 1

FIGURE 2.4 – Penzias et Wilson vérifiant l'état de surface à l'intérieur du cornet ainsi que leur estimation de la température du ciel avant et après des modifications sur l'antenne
Crédit : [2]

Lorsqu'ils réalisent les premières mesures sur le ciel, ils mesurent constamment une température de bruit de leur système de 22.2K soit 3.3K de plus que la température estimée de la chaîne seule³. Ils entreprennent alors durant toute l'année 1964 une série d'études à la fois sur les sources astrophysiques (Voie lactée, ceintures de Van Allen) et sur leur antenne (pigeons...) pour déterminer la source de ce bruit en excès.

Il faudra attendre 1965 pour qu'après une rencontre avec le groupe de Robert Dicke à l'université de Princeton, ils comprennent qu'il s'agit du rayonnement fossile prédit par le modèle du Big Bang.

2.2 Techniques de détection pour le millimétrique

La sensibilité des instruments millimétriques est généralement déterminée par le détecteur et par les différentes sources de bruit intervenant tout au long de la chaîne de lecture. Dans le domaine millimétrique et submillimétrique, deux familles de détecteurs sont couramment utilisées : les détecteurs cohérents et incohérents.

2.2.1 Détecteurs cohérents

Les détecteurs cohérents sont des détecteurs qui mesurent ou conservent simultanément l'amplitude et la phase du signal astronomique incident. Ce sont principalement les récepteurs hétérodynes utilisés dans l'interférométrie multiplicative et

3. Ce bruit sur le ciel était déjà connu dans le domaine micro-onde mais personne n'avait encore significativement montré que ce bruit ne provenait ni de l'instrument ni de l'atmosphère ou d'un objet astrophysique (galaxie, amas).

également dans le domaine submillimétrique et millimétrique pour les spectromètres grâce à leur très bonne résolution spectrale. On peut citer également l'architecture de détection de l'instrument QUIET [20] qui possède en entrée des amplificateurs bas bruit du type HEMT (High Electron Mobility Transistor) et où la détection est réalisée par une diode. Le défaut de ces architectures est le bruit intrinsèque inhérent à l'amplificateur, premier élément de la chaîne de lecture. Il existe une limite minimum pour le bruit défini par le principe d'incertitude d'Heisenberg qui peut être réécrit en fonction de l'incertitude sur la phase $\Delta\phi$ et sur le nombre de photons Δn : $\Delta\phi \cdot \Delta n \geq 1/2$ [21].

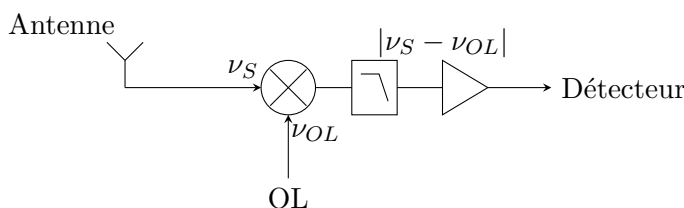


FIGURE 2.5 – Principe de la détection cohérente hétérodyne. Le signal provenant du ciel de fréquence ν_S est mélangé avec le signal provenant d'un oscillateur local de fréquence ν_{OL} . En sortie du coupleur, le signal a conservé sa phase et son amplitude mais est transposé à plus basse fréquence $|\nu_S - \nu_{OL}|$ permettant de l'amplifier et de le diriger vers le détecteur.

2.2.2 Détecteurs incohérents

La détection directe ou incohérente consiste à détecter la puissance moyenne de l'onde électromagnétique incidente soit son amplitude au carré et moyennée. L'énergie déposée par l'intermédiaire d'un flux de photons ou d'une particule va provoquer une augmentation de température du dispositif. Cette élévation lue par un senseur est directement proportionnelle à la puissance du rayonnement incident (Fig. 2.6). Les bolomètres sont des détecteurs incohérents intrinsèquement large bande. Ils nécessitent des filtres en amont pour limiter leur bande passante.

L'absorbeur convertit l'énergie déposée en une élévation de température. Il est caractérisé par sa capacité calorifique et son impédance Z optimisée pour absorber l'onde électromagnétique incidente. Un thermomètre fortement couplé thermiquement avec l'absorbeur va voir sa résistance varier avec les fluctuations en température. Si le senseur est réalisé en matériau supraconducteur, la résistance diminuera avec la diminution de la température. Un senseur réalisé avec un semi-conducteur se comportera de manière opposée. Un élément important du bolomètre est le découplage thermique illustré par la conductance thermique G entre l'absorbeur et la platine du cryostat maintenu à une température constante T_{bain} . Le découplage est assuré mécaniquement par des bras de

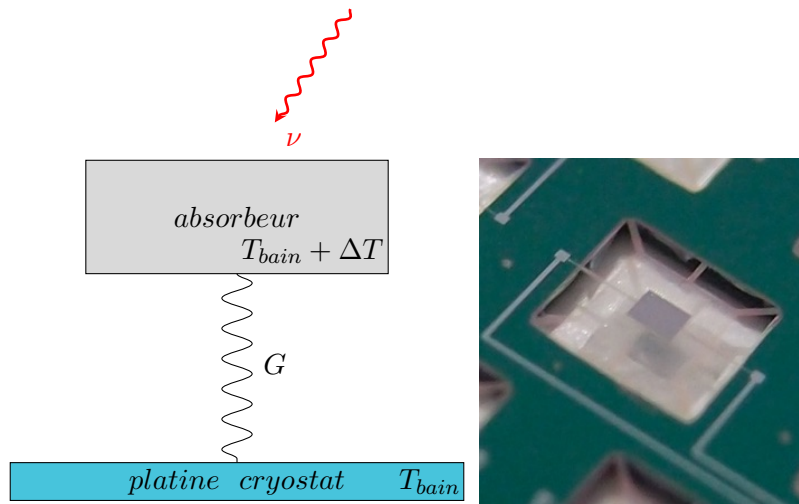


FIGURE 2.6 – Illustration du principe d’un bolomètre. Un photon ν dépose de l’énergie sur un absorbeur couplé thermiquement à la platine du cryostat à la température T_{bain} . L’énergie déposée élève la température de l’absorbeur ΔT mesurée par un senseur. G est la conductance du lien thermique entre l’absorbeur et la platine du cryostat. On distingue sur la photo les poutres de silicium permettant de suspendre le thermomètre visible au centre. *Crédit photo : Joseph Martino*

silicium ou de nitrure de silicium qui suspendent l’absorbeur et le thermomètre.

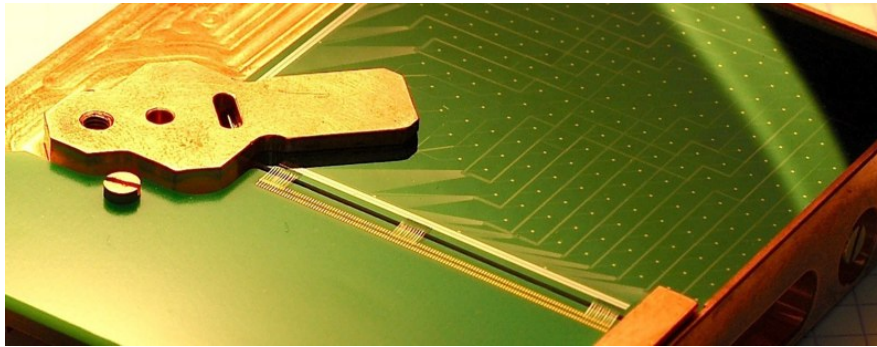


FIGURE 2.7 – Matrice de 256 bolomètres supraconducteurs NbSi de type TES (*Transition Edge Sensors*). Il s’agit d’un quart d’un plan focal de l’instrument QUBIC *Crédit : Damien Prêle.*

La sensibilité des bolomètres va être déterminée par les fluctuations thermiques entre le bain thermique et le senseur (bruit de phonon de la fuite thermique). On peut ajouter le bruit Johnson du thermomètre et les bruits de l’électronique de lecture permettant de lire les bolomètres. À tout cela s’ajoute le bruit de photons, bruit intrinsèque lié à la statistique d’arrivée des photons provenant du signal observé sur le détecteur à une fréquence donnée. La sensibilité des détecteurs est donnée en *puissance équivalente de*

bruit (NEP) en W/\sqrt{Hz} . Il s'agit de la puissance qu'un signal doit avoir pour égaler le niveau de bruit avec une bande passante de 1Hz. Les chaînes de lecture sont optimisées pour que l'ensemble des bruits de la chaîne soit inférieur au bruit de photon. La NEP de détecteurs bolométriques pour un instrument du type QUBIC à 150GHz est de l'ordre $\approx 4.10^{-17}W/\sqrt{Hz}$ [22].

Pour augmenter la sensibilité des instruments et profiter des procédés de fabrication issus des micro et nanotechnologie, les bolomètres sont aujourd'hui fabriqués en matrice de centaines voire milliers de détecteurs (Fig. 2.7).

2.3 Un exemple d'architecture de détection

Aujourd'hui, les développements s'orientent vers des architectures de détection très sensibles et propres en termes d'effets systématiques instrumentaux. Le choix des composants et leur position dans la chaîne vont définir l'architecture et les performances que cette dernière va avoir.

Cette partie est basée sur une étude réalisée par Yueh-Ning Lee dans le cadre de son stage de fin d'étude [3].

L'architecture présentée ici est une version modifiée de l'architecture de l'instrument QUIET. Elle a été conçue pour réduire les erreurs systématiques sur la polarisation. QUIET utilise des détecteurs cohérents, il est donc limité en sensibilité par ses amplificateurs bas bruit du type HEMT. Pour utiliser la détection directe avec des bolomètres, détecteurs les plus sensibles dans notre gamme de longueur d'onde, il faut modifier son architecture.

2.3.1 QUIET : *Q/U Imaging Experiment*

L'instrument QUIET est une expérience dédiée à la mesure de la polarisation du CMB [23]. Il possède deux modules à 40GHz et 90GHz avec 20% de largeur de bande. Il utilise des détecteurs cohérents avec des amplificateurs bas-bruit à HEMT. Il permet de mesurer simultanément les paramètres de Stokes Q,U (composantes linéaires) et I (l'intensité).

La figure 2.8 illustre le fonctionnement d'une chaîne de détection de l'instrument (chaque module en possède plusieurs dizaines). Les composantes circulaires L (gauche) et R (droite) de l'onde incidente sont amplifiées par les HEMTs. Des déphaseurs ($0^\circ/180^\circ$)(± 1) opérant un à la fois permettent de réaliser un *Dicke switching* pour séparer le signal polarisé de chaque canal de la puissance totale. Les sorties sont ensuite réamplifiées puis entrent dans un premier coupleur hybride à 180° dont les sorties vont donner la différence et la somme des signaux entrants. Un diviseur de puissance sur chaque canal

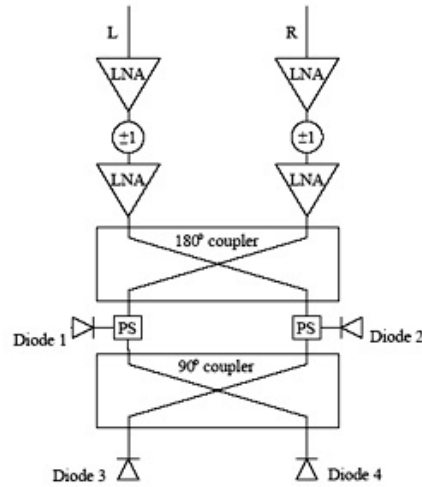


FIGURE 2.8 – Présentation de l’architecture de l’instrument QUIET. *Crédit : QUIET website*

de l’instrument permet de rediriger une partie de la puissance vers les diodes 1 et 2 qui récupèrent un signal proportionnel au paramètre de Stokes Q. Un deuxième coupleur hybride permet ensuite de détecter avec les diodes 3 et 4 un signal proportionnel au paramètre de Stokes U.

2.3.2 Architecture modifiée pour la détection directe

On peut modifier ce type d’architecture avec des détecteurs incohérents (Fig. 2.9). Les solutions technologiques existent déjà à basse fréquence mais sont à développer et optimiser pour rendre ce type d’architecture réalisable dans la gamme 90-150GHz où le CMB est maximum.

L’onde incidente rentre dans un diplexeur circulaire (*circular OMT*). Ce composant permet de séparer les composantes circulaires (gauche : L et droite : R) du champ électrique. Chaque composante R et L va traverser un déphaseur contrôlable puis ensuite être mélangé avec un coupleur hybride 180°. Le signal est ensuite détecté par les bolomètres.

La quantité mesurée est alors :

$$\frac{1}{2}[I \pm (Q \cos \Delta + U \sin \Delta)] \quad (2.1)$$

Δ est le déphasage entre les deux branches du système. Pour $\Delta = 0$ ou π , la quantité mesurée après démodulation sera Q . Pour $\Delta = -\pi/2$ ou $\pi/2$, la quantité mesurée sera U . Cette architecture permet donc de récupérer simultanément, de la même manière

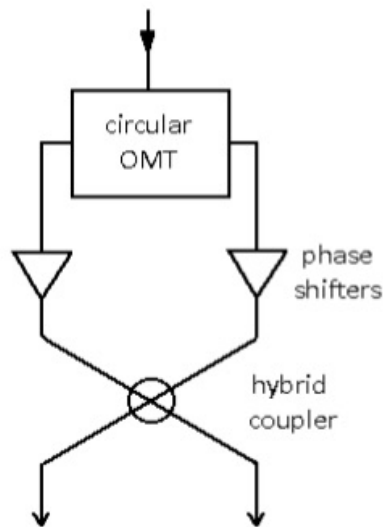


FIGURE 2.9 – Architecture modifiée pour pouvoir utiliser la détection directe. *Crédit : [3]*

que QUIET, les paramètres de Stokes Q , U et I .

Les composants nécessaires pour réaliser cette architecture sont le diplexeur circulaire, le déphaseur contrôlable et le coupleur hybride.

Un diplexeur classique permet de récupérer les composantes orthogonales d'une onde incidente. L'idée du diplexeur circulaire planaire vient de Maurice Gheudin, ingénieur au LERMA qui a imaginé cet OMT dont les sorties sont couplées de telle manière à obtenir en sortie les composantes circulaires de l'onde. Ce composant a été étudié lors des travaux de stage de Romain Guerandel [24].

Le déphaseur contrôlable est un composant qui permet d'atteindre différentes valeurs de déphasage. Il peut être réalisé avec différentes technologies. Un déphaseur à ferrite par exemple présentera des pertes importantes et n'est pas donc pas souhaitable pour cette architecture. Une solution est de réaliser un déphaseur planaire utilisant les propriétés supraconductrices pour déphaser le signal entrant dans la ligne de transmission (grâce à la variation d'inductance cinétique, voir chapitre 10). De plus il est facilement intégrable sur une architecture de détection planaire.

Le coupleur hybride est un composant critique pour cette architecture. Il est en effet difficile d'avoir un déphasage fixe sur une grande largeur de bande. Des développements sont en cours à l'IEF dans le cadre du projet BSD et de l'ANR COSMOS pour améliorer leur largeur de bande, avec par exemple l'utilisation de métamatériaux supraconducteurs [25].

Comme dans le cas de Penzias et Wilson, c'est la modulation qui permet d'extraire le signal et de réduire certains effets systématiques.

Deuxième partie

Développements de composants
RF guidés pour QUBIC

Every revolutionary idea seems to evoke three stages of reaction. They may be summed up by the phrases : (1) It's completely impossible. (2) It's possible, but it's not worth doing. (3) I said it was a good idea all along.

— Arthur C. Clarke

CHAPITRE 3

QUBIC, Q U Bolometric Interferometer for Cosmology

Ce chapitre présente l'instrument QUBIC (Q U Bolometric Interferometer for Cosmology) basé sur l'*interférométrie bolométrique*, concept novateur qui marie la sensibilité des bolomètres et le contrôle des effets systématiques de l'interférométrie. Il sera composé à terme de 6 modules observant dans trois bandes de fréquences : 97GHz, 150GHz et 220GHz avec 20% de largeur de bande. Il est dédié à la mesure de la polarisation primordiale du fond diffus cosmologique. Le premier module de l'instrument à 150GHz sera déployé en Antarctique durant l'été austral 2016-2017. Ce chapitre sera consacré à une présentation du concept de l'instrument ainsi qu'une description du premier module à 150GHz. Mes contributions détaillées dans les chapitres suivants ont porté sur les matrices de cornets, ainsi que sur les commutateurs hyperfréquences cryogéniques, éléments essentiels pour la phase d'étalonnage de l'instrument.

3.1 Interférométrie bolométrique

3.1.1 Interféromètre de Fizeau

L'instrument QUBIC est une transposition dans le domaine millimétrique de la technique d'interférométrie la plus basique : l'interférométrie de Fizeau ou l'interférométrie additive. L'appellation est une référence à l'astronome français Hippolyte Fizeau (1819-1896) reconnu pour avoir mesuré la vitesse de la lumière en 1849 et être le premier à avoir suggéré d'utiliser l'interférométrie pour mesurer le diamètre des étoiles¹.

L'idée derrière cette technique est simple. Il s'agit de prendre les faisceaux de plusieurs télescopes et de les projeter simultanément à l'aide d'une série de miroirs appelée *combineur* sur le même plan focal où se forme l'image de l'objet observé (Fig. 3.1). Si

1. Le diamètre de Bételgeuse sera mesuré en 1921 au mont Wilson en Californie par Albert Michelson et Francis Pease à l'aide d'un interféromètre à deux faisceaux.

tous les faisceaux arrivent au même moment sur le plan image, l'image obtenue est le résultat des différentes ouvertures combinées des télescopes.

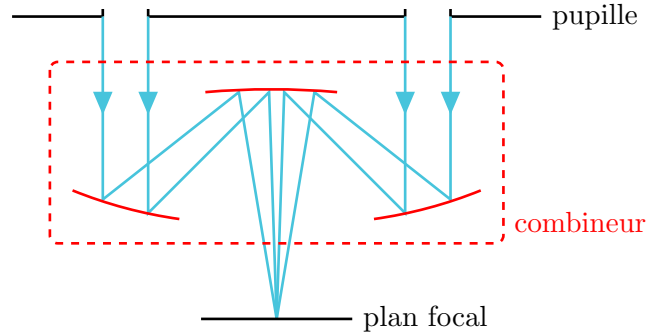


FIGURE 3.1 – Principe de l’interférométrie de Fizeau pour un système simple à deux faisceaux.

On peut considérer la pupille d’entrée d’un tel instrument comme une pupille non connexe avec N trous. Chaque paire de trous correspond à une ligne de base de l’interféromètre. Il y a alors $N(N - 1)/2$ combinaisons possibles. Un combineur optique va combiner linéairement toutes les combinaisons de lignes de base possibles et imager le résultat sur le plan focal de l’instrument.

La figure 3.2(a) représente la tâche d’Airy pour un trou ouvert. (b) Lorsque deux trous sont ouverts, l’image obtenue est la combinaison des deux faisceaux. On observe alors des franges d’interférences sombres et claires selon que la combinaison des faisceaux est destructive (sombre) ou constructive (claire). (c) Quatre trous sont ouverts, la résolution de l’image s’améliore. Plus le nombre de lignes de base ouvertes sera important, plus l’image sera résolue.

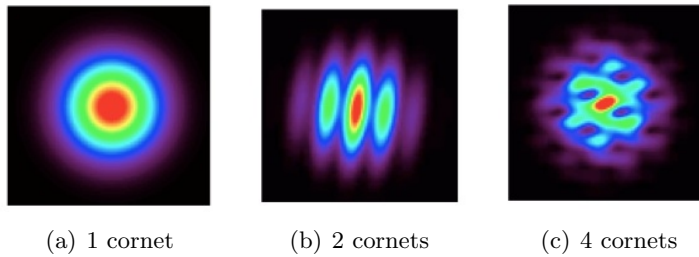


FIGURE 3.2 – Les différentes tâches d’Airy pour 1 trou ouvert, une ligne de base ouverte (2 trous) et 4 trous ouverts.

De même la résolution angulaire de l’instrument obtenu sera inversement proportionnelle à la longueur de la plus grande ligne de base de l’instrument.

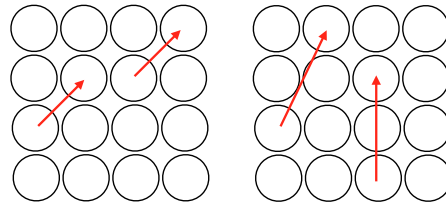
Une alternative au combineur de Fizeau est l’interférométrie multiplicative ou hétérodyne,

plus communément utilisée dans le domaine radio. Il s'agit de transposer à plus basse fréquence le signal pour pouvoir mieux le manipuler. Il faut ensuite faire interférer les signaux entre eux à l'aide d'un corrélateur. Le défaut de cette technique est principalement le corrélateur analogique. Les signaux provenant des différents télescopes ou antennes doivent alors être amplifiés, pour être ensuite transposés en sous-bandes spectrales puis corrélées entre elles. Cette technique limite la bande passante de l'instrument et le nombre de corrélations possibles.

3.1.2 *Self-calibration*

Les interféromètres sont développés généralement en optique et en radio pour faire des observations à haute résolution angulaire. QUBIC ne se positionne pas dans le paysage des expériences dédiées au fond diffus cosmologique comme un instrument capable de telle performance. En effet, de par sa conception, la plus grande ligne de base est limitée par la taille de la fenêtre d'entrée du cryostat, elle-même limitée par les contraintes de pression. Mais l'interférométrie permet d'une manière unique de contrôler les effets systématiques de l'instrument.

Reprenons l'idée de la pupille d'entrée et de ses N trous. Certaines lignes de base de l'instrument sont alors redondantes. La figure 3.3 illustre ce concept.



(a) lignes de base redondantes (b) lignes de base non redondantes

FIGURE 3.3 – Illustration de la redondance des lignes de base. Chaque cercle correspond à un cornet.

Si l'instrument est parfait, le signal observé depuis deux lignes de bases redondantes devrait être le même. Or si l'instrument n'est pas parfait, une différence devrait être observée entre ces deux mêmes lignes de base. Ce sont ces différences qui seront utilisées pour étalonner l'instrument.

La technique d'étalonnage appelée *self-calibration* consiste à mesurer successivement les différentes lignes de base de l'instrument. Cette phase d'étalonnage s'effectue en observant une source puissante avant chaque observation. C'est une technique robuste

qui permet de contraindre les défauts intrinsèques et inhérents à la fabrication des composants de l'instrument [26] : couplage entre les canaux, erreurs de pointage, position des cornets et gain des détecteurs sans avoir à connaître la source observée.

3.2 Développements précurseurs

Avant le développement de l'instrument QUBIC, deux collaborations ont travaillé sur l'application de l'interférométrie bolométrique.

3.2.1 Millimeter-wave Bolometric Interferometer (MBI4)

L'instrument MBI4 [27], issu d'une collaboration américaine, anglaise et irlandaise est un interféromètre bolométrique de type Fizeau avec quatre cornets en entrée et 16 bolomètres de type *Spider-Web* au plan focal. Il devait utiliser des déphaseurs à ferrite permettant de déphaser le signal de plus ou moins 90° pour moduler le signal et récupérer les informations des différentes lignes de base. Mais ces composants montrant des pertes trop importantes n'ont finalement pas été utilisés pour l'observation. La seconde campagne d'observation durant l'hiver 2009 à l'observatoire *Pine Bluff* dans le Wisconsin a consisté à observer une diode Gunn, une source artificielle à 90GHz. Les franges d'interférences ont été observées avec succès au plan focal de l'instrument pour différentes configurations de lignes de base (Fig. 3.4) et ont validé le principe de l'interférométrie bolométrique.

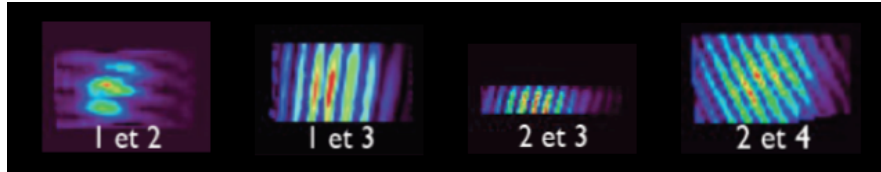


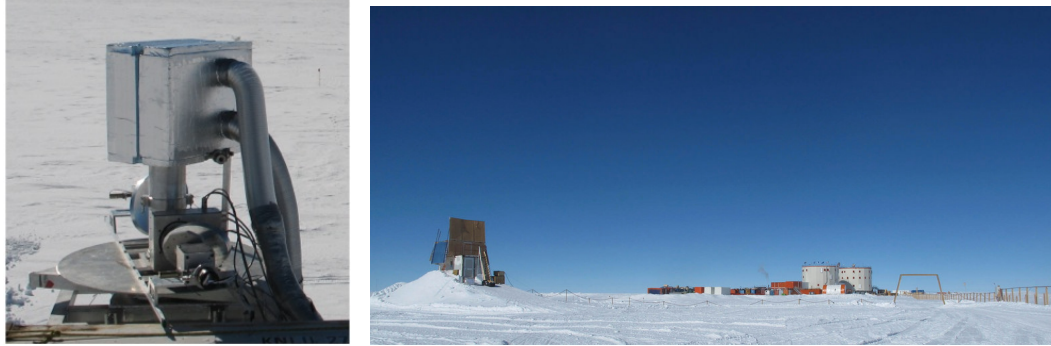
FIGURE 3.4 – Franges d'interférences obtenues pour différentes combinaisons de lignes de base par MBI4 en 2009 à *Pine Bluff*.

3.2.2 B-mode Radiation INterferometer (BRAIN)

BRAIN, *B-mode Radiation Interferometer* [28] était un instrument développé par une collaboration française, anglaise et italienne avec pour objectif de construire un interféromètre bolométrique. Il s'agit d'un interféromètre avec des bolomètres à 300mK pour mesurer l'intensité et la polarisation du fond diffus cosmologique. L'instrument devait être installé en Antarctique au Dôme C à la station Concordia.

Plusieurs campagnes d'observation durant l'été austral ont été réalisées à l'aide d'un instrument appelé *BRAIN Pathfinder*. Il ne s'agit pas d'un interféromètre mais

d'un imageur avec deux canaux à 150GHz. Le premier sert à récupérer l'intensité de l'atmosphère. Devant le deuxième cornet est placée une lame quart d'onde permettant de moduler la phase du signal et de mesurer ainsi la polarisation circulaire. Deux bolomètres sont placés à une température cryogénique de 300mK à l'aide d'un pot $^3He^4He$ et d'un système cryogénique pulsé. Outre la caractérisation de l'atmosphère, ces campagnes de mesure ont permis de valider le fonctionnement du système cryogénique qui a atteint 350mK.



(a) *BRAIN pathfinder* (Crédit : Eric Bréelle) (b) L'instrument BRAIN et la station Concordia au dôme C

FIGURE 3.5 –

L'Antarctique est considéré aujourd'hui comme le meilleur site d'observation terrestre dans le domaine millimétrique. La station franco-italienne Concordia est située au Dôme C, plateau à une altitude de 3233m où règne des conditions idéales pour l'observation dans le millimétrique depuis la surface terrestre [29].

En effet, l'Antarctique est un désert où la température moyenne annuelle est d'environ $-50^{\circ}C$ avec des températures extrêmes pouvant atteindre $-80^{\circ}C$ en hiver. Lorsqu'on observe depuis la Terre, il faut faire attention aux raies spectrales d'absorption de l'eau et de l'oxygène dans les bandes de fréquences d'observation. De plus la température de brillance de l'atmosphère est très faible : environ 14K (Fig. 3.6). Une grande partie de la puissance optique arrivant sur le détecteur vient de l'atmosphère, le choix du site d'observation est primordial. Un autre avantage du site est sa position proche du pôle Sud, ce qui permet d'observer longtemps une même région du ciel.

Un démonstrateur en laboratoire *Démonstrateur de l'Interférométrie BOLométrique (DIBO)* a été réalisé au laboratoire APC durant la thèse d'Adnan Ghribi. Il était composé de deux cornets à 90GHz pointant dans la même direction et formant une ligne de base. La détection était effectuée par un bolomètre à 4K. Le reste du banc de test était à température ambiante (Fig. 3.7). L'objectif était de comprendre comment les erreurs systématiques se propagent le long de la chaîne d'acquisition et également l'effet de la

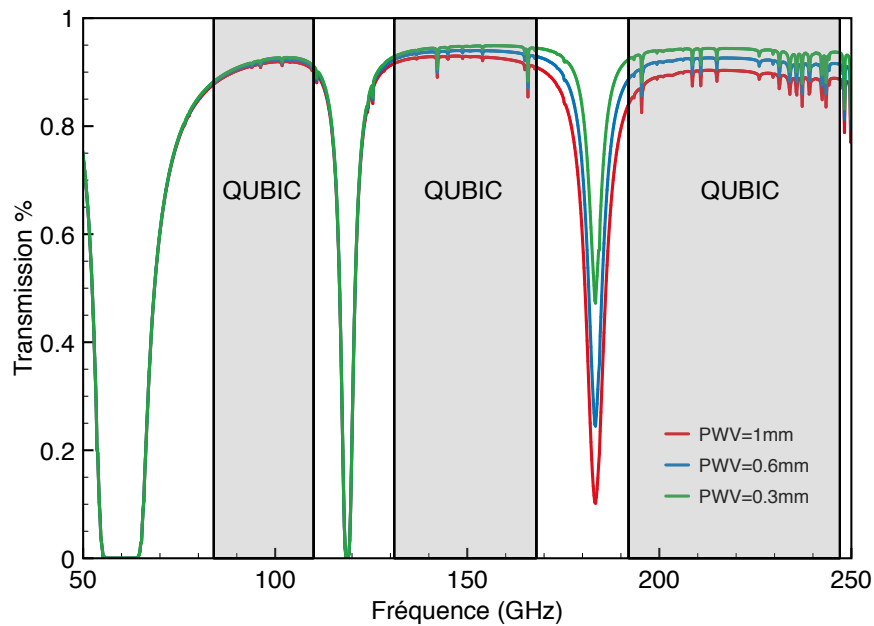


FIGURE 3.6 – Modélisation de la transmission de l’atmosphère aux longueurs d’onde millimétriques pour différentes valeurs d’eau précipitable (PWV) [4] pour le site du Dôme C situé à 3233m d’altitude. PWV=1mm correspond aux conditions typiques de l’été au Dôme C. PWV=0.6mm et PWV=0.3mm correspondent à des conditions typiques de l’hiver austral. La bande passante des différents modules de QUBIC est précisée.

largeur de bande. Des mesures ont été réalisées sur une source artificielle en laboratoire à 80GHz et 90GHz et ont permis de démontrer le principe [30].

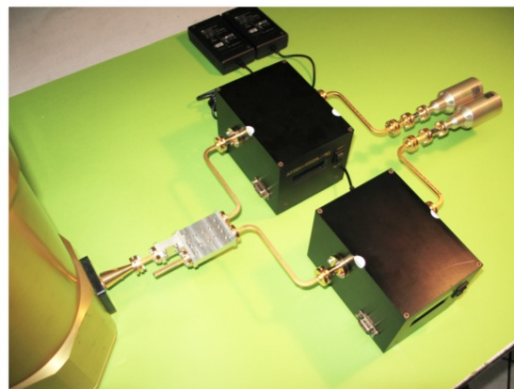


FIGURE 3.7 – Démonstrateur de l’interférométrie bolométrique (DIBO). On voit à droite les deux cornets pointant la même direction. Chacun des signaux est déphasé puis combiné ensemble. La combinaison des deux signaux est détectée par le bolomètre refroidi à 4K. *Crédit : Adnan Ghrabi.*

3.3 L'instrument QUBIC

L'instrument QUBIC est né du regroupement des deux collaborations *MBL* et *BRAIN* en 2008. Il est dédié à la détection des modes B de polarisation du rayonnement fossile. L'instrument final contiendra six modules soit deux modules par bande de fréquence : 90, 150 et 220GHz avec 25% de largeur de bande.

3.3.1 Objectif

L'objectif de QUBIC est de contraindre le rapport tenseur sur scalaire r à 0.01 à 95% de niveau de confiance avec les 6 modules opérationnels et un an de données. Le premier module à être développé pour commencer les campagnes d'observation et développer les composants de l'instrument est l'un des modules à 150GHz. Il a pour but d'obtenir un r de 0.05 à 95% de niveau de confiance (Fig.3.8) en 1 an de données et sera déployé sur le site en 2016.

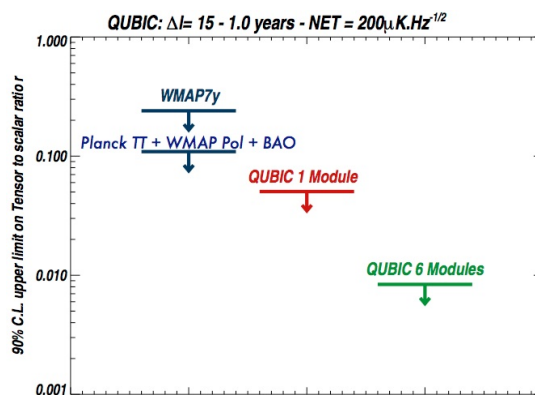


FIGURE 3.8 – Contrainte sur le rapport tenseur sur scalaire r pour l'instrument QUBIC au complet et pour un module seul. Les deux dernières contraintes obtenues par Planck avec les mesures de BAO (Baryon Acoustic Oscillation) et les données de polarisation de WMAP ainsi que celle de WMAP7 sont ajoutées à titre de comparaison.

3.3.2 Description de l'instrument

Le concept du premier module à 150GHz de l'instrument QUBIC est montré sur la figure 3.9 (a). Une représentation mécanique est associée détaillant certains éléments de l'instrument. Un module de l'instrument est constitué d'un cryostat monté sur une monture altazimutale. Le cryostat est refroidi par un système cryogénique pulsé et un système à adsorption $^4\text{He}/^3\text{He}$ vient compléter le cycle pour d'atteindre des températures subKelvin (300mK) au niveau des détecteurs.

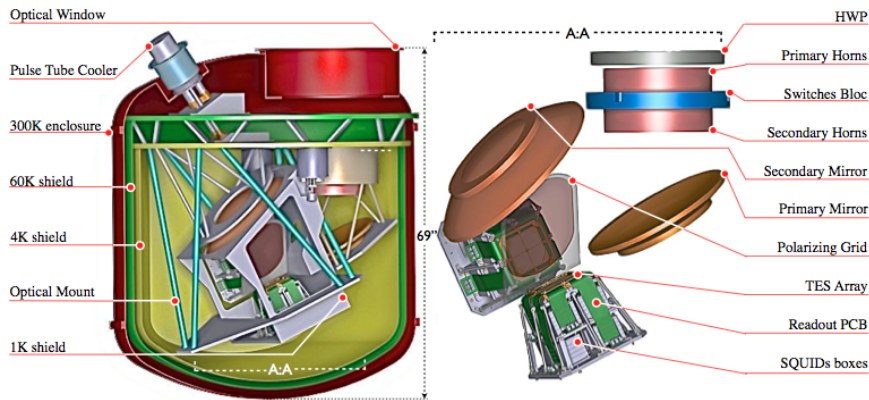
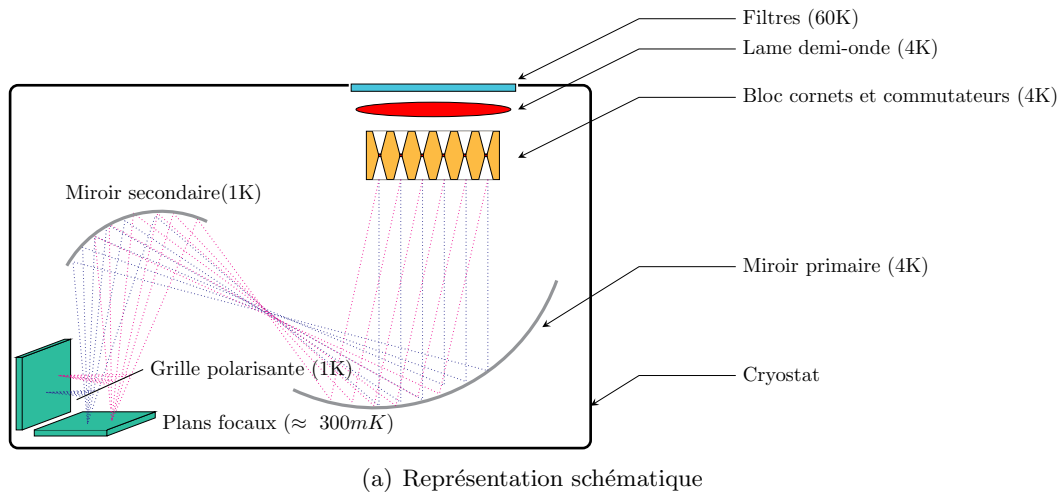


FIGURE 3.9 – Représentation schématique et mécanique du premier module à 150GHz. Conception mécanique par Claude Chapron (APC).

Maintenant suivons le chemin d’un signal astronomique traversant l’instrument de la fenêtre aux détecteurs.

3.3.2.1 lame demi-onde

Après avoir traversé une série de filtres à grille située à 60K permettant de réduire la charge thermique sur le cryostat en coupant le rayonnement infrarouge, les deux polarisations orthogonales du signal sont modulées en traversant la lame demi-onde [5]. La lame crée un déphasage de 180° et permet de réduire les systématiques de l’instrument en terme de polarisation.

Pour élargir la bande passante et le déphasage induit entre les deux polarisations orthogonales, ces composants peuvent être fabriqués à partir d’un assemblage de grilles

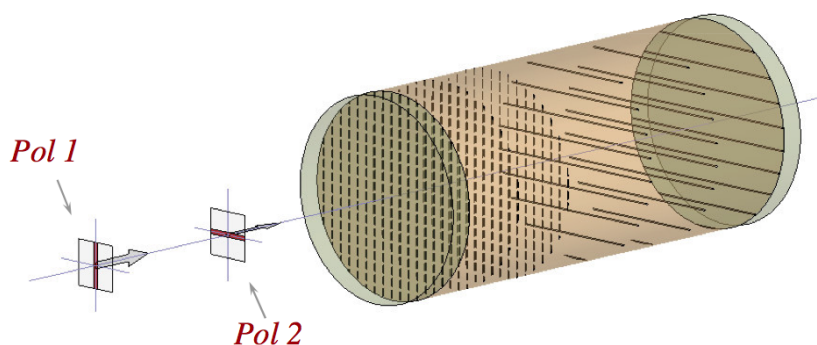


FIGURE 3.10 – Principe d'une lame demi-onde à grille [5].

placées habilement les unes à la suite des autres (Fig. 3.10). Ce composant est placé au début de la chaîne de détection pour éviter de moduler des fuites de polarisation engendrées par d'autres composants. La lame est placée à une température cryogénique de 4K pour réduire la charge thermique qu'elle pourrait engendrer.

3.3.2.2 Bloc cornets et commutateurs

Les faisceaux traversent ensuite le bloc contenant la matrice de commutateurs connectant ensemble les deux matrices de cornets.

QUBIC est équipé de deux matrices de 400 cornets. Ils fonctionnent autour de la fréquence centrale de 150GHz et ont une ouverture à mi-hauteur de 14 degrés. La surface intérieure des cornets est corruguée pour garantir un lobe symétrique et des lobes secondaires faibles. Ces matrices de cornets sont réalisées avec la technique des *platelets*, qui consiste à assembler un ensemble de plaques en aluminium de $300\mu\text{m}$ d'épaisseur chacune pour recréer le profil des cornets corrugués.

La phase de *self-calibration* est réalisée grâce à un réseau d'interrupteurs lorsque l'instrument observe dans son champ lointain une source artificielle située en haut d'un mat. Chaque interrupteur permet de fermer un cornet de l'instrument en déplaçant une lame à travers un guide d'onde situé entre les deux matrices de cornets. Dans l'idéal, tous les cornets de l'instrument exceptés deux (soit une ligne de base) doivent être fermés. C'est difficilement réalisable dans les faits car les dispositifs permettant de fermer les guides d'onde sont en position ouverte par défaut (en phase d'observation) et doivent être alimentés pour être en phase d'étalonnage. Pour éviter une trop forte consommation électrique, une solution est envisageable. Fermer tous les cornets sauf deux est équivalent à réaliser une série de mesures simples, chacune consommant peu. Pour une ligne de base, il s'agit de mesurer un cornet ouvert puis l'autre cornet et finalement la ligne de base formée par les deux cornets.

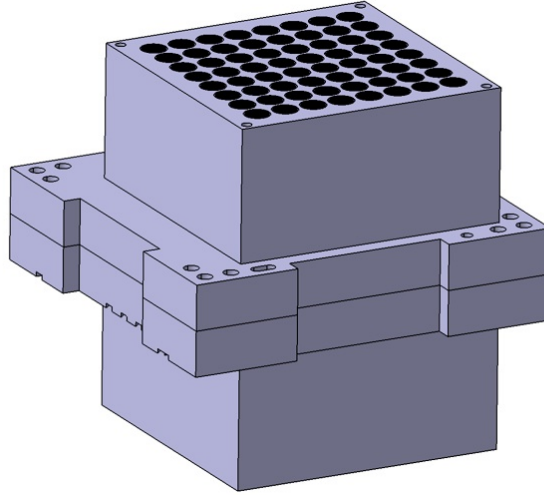


FIGURE 3.11 – Représentation mécanique du bloc commutateurs et cornets. Ce visuel n’est pas représentatif du dispositif final. *Conception : Nathan Bleurvacq (APC).*

Le développement des cornets et des commutateurs est le sujet des chapitres 4 et 5.

3.3.2.3 Combineur optique

Les différents faisceaux sortant du bloc cornets et commutateurs sont ensuite combinés grâce au combineur optique. Il est constitué d’un miroir primaire et d’un miroir secondaire suivant un système grégorien hors axe qui permet d’avoir une grande ouverture tout en étant compact [31]. La position des deux miroirs satisfait la condition de *Mizugutchi Dragone* qui permet de maximiser la surface d’éclairement du plan focal et de réduire fortement la polarisation croisée induite par le système optique.

3.3.2.4 Plan focal

QUBIC possède deux plans focaux constitués de deux matrices de 1024 bolomètres chacune. Les bolomètres utilisés sont des *TES : Transition Edge Sensors* (TES). Le senseur utilisé est réalisé avec un matériau supraconducteur. Le point de fonctionnement est choisi pour être proche de la transition normale / supraconductrice du matériau, lui-même définie par sa température critique. Ce fonctionnement permet d’être très sensible dès qu’un photon vient déposer de l’énergie sur l’absorbeur.

Les détecteurs sont placés à une température de 300mK pour assurer un fonctionnement optimal. Les bolomètres de QUBIC consistent en un thermomètre supraconducteur en $NbSi$ suspendue sur une membrane de nitrure de silicium Si_3N_x et mesurant l’élévation de température d’une grille absorbante en alliage de titane vanadium TiV

(Fig.3.12). Ce design permet de modifier la température critique du bolomètre à partir de la concentration de silicium et de niobium de l'alliage NbSi du thermomètre. La résistance normale peut également être modifiée en changeant la géométrie du peigne interdigité en niobium. Des mesures ont été réalisées sur une matrice de 23 pixels et ont montré une NEP de $4.10^{-7}W/\sqrt{Hz}$ et une température critique de 575mK [22].

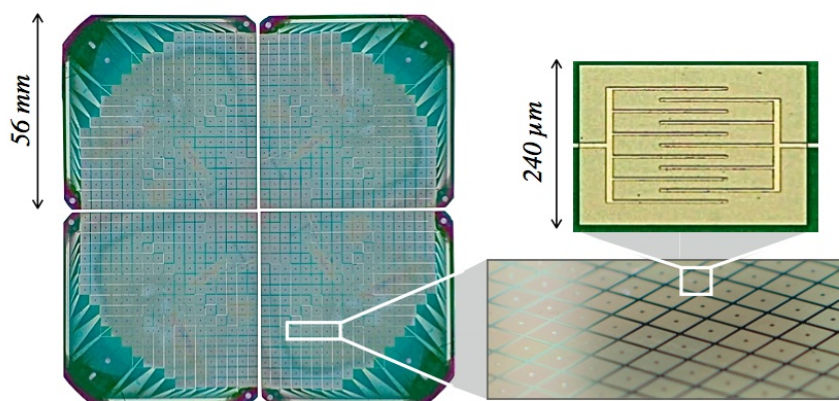


FIGURE 3.12 – Première réalisation d’une matrice de 1024 TES pour l’instrument QUBIC. On voit un agrandissement sur un bolomètre et le peigne interdigité du thermomètre, réalisé en NbSi, lui-même suspendue à l’aide d’une membrane en Si_3N_x . La grille absorbante est réalisée en TiV .

L’ensemble des pixels est lu par une électronique froide à SQUIDS à 1K réalisant un multiplexage temporel. Cette opération est contrôlée par un ASIC (Application Specific Integrated circuit) capable de lire 128 bolomètres [32] et qui fournit les signaux d’adressage des différentes lignes et colonnes. Le multiplexage permet de simplifier l’architecture et de miniaturiser l’électronique de lecture, réduisant la consommation et le bruit de la chaîne de lecture. 2048 SQUIDS et 16 ASICS sont nécessaires pour lire les deux matrices de détecteurs.

3.4 Conclusions

La détection des modes B de polarisation du rayonnement fossile est un domaine concurrentiel où de nombreuses expériences sont en campagne d’observation ou vont être déployées dans un futur proche au sol (Antarctique, Chili), en ballon et en satellite (proposition pour une mission ESA : CORE+, M4). Les signaux recherchés sont si faibles que l’effort doit être fait sur des instruments plus sensibles mais également plus propres en terme de systématiques.

QUBIC est un instrument issu d’une collaboration internationale basé sur le

concept de l'interférométrie bolométrique qui fait le choix d'associer la grande sensibilité des matrices de bolomètres et le contrôle des erreurs systématiques que permet l'interférométrie. Le premier module à 150GHz sera installé à la station franco-italienne Concordia situé au Dôme C en Antarctique en 2016-2017. Ce premier déploiement permettra de valider l'ensemble de la chaîne de détection.

Le 17 mars 2014, l'équipe de l'expérience BICEP2 a publié les résultats de leurs trois ans de campagne d'observation au pôle Sud [33]. Elle semble avoir détecté les modes B primordiaux avec un signal plus fort que prévu pour un rapport tenseur sur scalaire $r = 0.2$. Ces résultats présentent des tensions avec les résultats publiés par le satellite Planck (2009) qui contraignait le rapport $r < 0.11$. Des doutes subsistent sur la soustraction des avants plans et principalement l'émission polarisée des poussières présentes dans notre galaxie. La récente publication de Planck [34] tend à confirmer que la zone observée par l'instrument BICEP2 n'est pas aussi propre qu'envisagée.

Le passage d'un module à 150GHz à un module bi-fréquence à 150GHz et 220GHz est actuellement discuté au sein de la collaboration de QUBIC. L'ajout d'une bande passante permettrait ainsi de soustraire directement la contribution des poussières au signal cosmologique.

CHAPITRE 4

Matrices de cornets corrugués

Pour réaliser des mesures précises de la polarisation, les cornets doivent avoir une réponse optique hautement symétrique, des lobes secondaires faibles, être large-bandes, avoir des pertes très faibles (inférieures à 1%) ainsi qu'une polarisation croisée faible. Les cornets corrugués répondent à ces exigences [7]. La mesure précise de la polarisation du rayonnement fossile requiert des antennes en entrée du télescope avec une réponse optique hautement symétrique [35], possédant de faibles pertes et une faible polarisation croisée. Les cornets corrugués permettent de répondre à cette exigence. QUBIC possède deux matrices de 400 cornets chacune qui permettent de contrôler de manière beaucoup plus efficace les effets systématiques de l'instrument. Le travail présenté dans ce chapitre étudie une solution technique pour réaliser de grandes matrices de cornets corrugués : la technique des *platelets*.

4.1 Le cornet corrugué

Le cornet au même titre qu'une antenne est un transducteur : il convertit la propagation d'une onde électromagnétique plane dans l'espace libre, en une onde électromagnétique se propageant dans un guide d'onde. Il est défini par plusieurs grandeurs caractéristiques mesurables : sa réponse angulaire, appelé diagramme de rayonnement dans les deux polarisations ainsi que la polarisation croisée, ses pertes par réflexion, ses pertes par insertion et sa largeur de bande.

4.1.1 Diagramme de rayonnement

L'intensité I d'une onde électromagnétique est le flux du vecteur de Poynting à travers une surface S , définie en chaque point de l'espace en coordonnées sphériques

(Fig. 4.1) par :

$$I(r, \theta, \phi) = \frac{dP}{dS} = \frac{1}{2} \text{Re}(\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \quad (4.1)$$

où \vec{E} est le champ électrique et \vec{H}^* le champ magnétique conjugué.

Pour une source localisée en champ lointain, le champ électrique \vec{E} varie en $1/r$:

$$I(r, \theta, \phi) = \frac{\vec{E}(\vec{r})^2}{2\eta} \text{ (W/m}^2\text{)} \quad (4.2)$$

avec η l'impédance de l'onde : $H_\phi = \frac{E_\theta}{\eta}$.

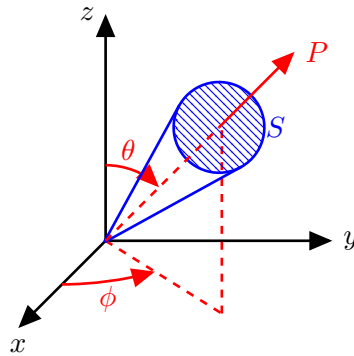


FIGURE 4.1 – Flux du vecteur de Poynting P à travers une surface S en coordonnées sphériques.

Définissons maintenant la puissance émise par unité d'angle solide (exprimée en Watt par stéradian) pour une source située à l'origine, dans la direction repérée par (θ, ϕ) , respectivement l'élévation et l'azimut :

$$U(\theta, \phi) = \frac{dP}{d\Omega} = \frac{r^2 \vec{E}(r, \theta, \phi)^2}{2\eta} \quad (4.3)$$

Cette puissance $U(\theta, \phi)$ est normalisée par rapport à la puissance U_{max} dans la direction du maximum de rayonnement et représentée par la caractéristique de rayonnement $U_n(\theta, \phi)$:

$$U_n(\theta, \phi) = \frac{U(\theta, \phi)}{U_{max}} \quad (4.4)$$

Lorsqu'on se situe en champ lointain, le champ varie en $\frac{1}{r}$. Cette représentation graphique en deux dimensions permet de donner immédiatement la distribution de la puissance rayonnée par le cornet dans les différentes directions. Cette grandeur est souvent représentée en dB, le maximum de la puissance normalisée à 0dB, en fonction

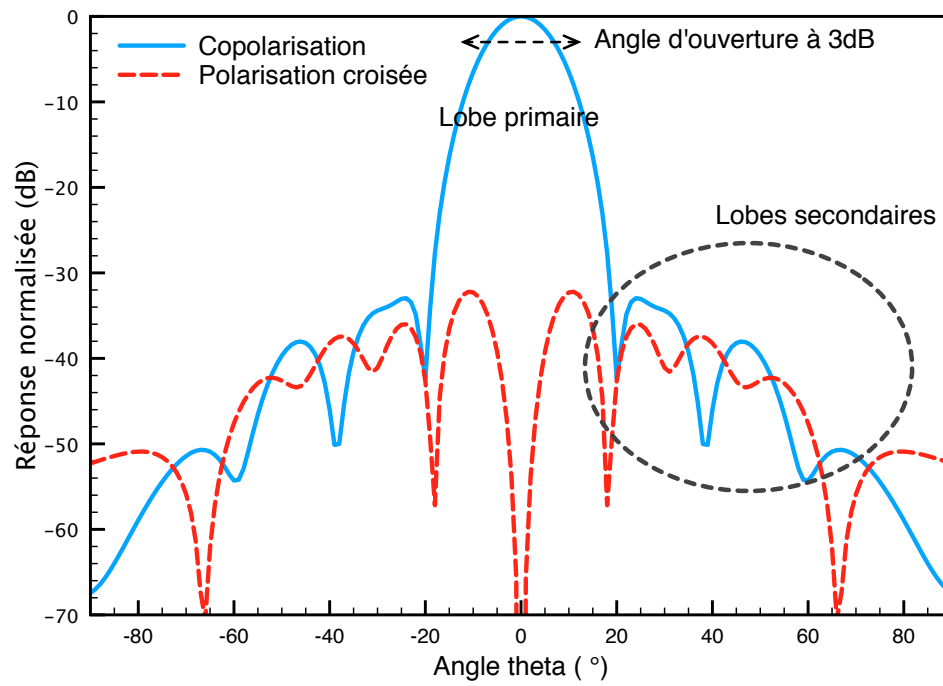


FIGURE 4.2 – Représentation des différentes informations présentes dans un diagramme de rayonnement : angle d'ouverture à 3dB, le niveau des lobes secondaires et le niveau de la polarisation croisée

de l'angle θ . On peut représenter le lobe suivant différents plans, appelé plan E ($\phi = 0$ degré), H ($\phi = 90$ degrés) et $\phi = +/ - 45$ degrés.

Le diagramme de rayonnement permet de recueillir de nombreuses informations sur les performances du cornet (Fig.4.2) :

- l'angle d'ouverture à 3 dB ou *FWHM* (*Full Width at half maximum*) est la mesure au niveau du lobe primaire de la largeur angulaire du rayonnement émis par le cornet. Cet angle délimite la zone où la caractéristique de rayonnement U_n à une valeur supérieure à $\frac{1}{2}$.
- les lobes secondaires sont les lobes qui apparaissent de part et d'autre du lobe primaire. La majeure partie de la puissance se situe dans le lobe primaire, pourtant le niveau des lobes secondaires est de première importance. Si leur niveau est élevé (au regard du lobe primaire), l'antenne pourra *voir* des éléments qui peuvent perturber la détection : le sol, des bâtiments et autres sources astronomiques.
- la polarisation croisée est la polarisation orthogonale par rapport à une polarisation de référence. D'après la troisième définition d'Arthur C. Ludwig [36], le diagramme de rayonnement de la polarisation croisée correspond à la rotation du cornet testé ou de la sonde de plus ou moins 90 degrés autour de son axe par rapport à la polarisation de référence. Ces mesures sont très sensibles à un désalignement du cornet. Cette caractéristique est très importante dans notre cas, le signal à mesurer étant les paramètres de Stokes Q et U, polarisations linéaires de l'onde électromagnétique incidente. Un mélange de Q et de U induira des fuites dans les signaux cosmologiques E dans B.
- la directivité est un nombre sans dimension défini par l'angle solide d'ouverture Ω_{ouv} :

$$D = \frac{4\pi}{\Omega_{ouv}} \quad (4.5)$$

Pour une antenne isotrope, il est égal à 4π stéradian. D a une valeur supérieure ou égale à 1. Plus D sera grand, plus l'antenne aura un lobe primaire fin. Cette grandeur est liée à l'angle d'ouverture de l'antenne.

4.1.2 Pertes

Les pertes pour un cornet sont de deux types et peuvent être déterminées à partir des paramètres de la matrice S :

- les pertes ohmiques dues à la conductivité du matériau qui constitue le composant, ici la surface des parois internes du cornet. Ces pertes sont appelées les pertes d'insertion (*insertion loss*) et sont mesurables sur la transmission S_{21} .
- les pertes dues à l'adaptation d'impédance, visibles sur la mesure en réflexion S_{11} .

4.1.3 Mode hybride et corrugations

Pour avoir un lobe symétrique avec de faibles lobes secondaires, il faut que le champ électrique soit distribué sur l'ouverture du cornet. Les cornets utilisées sont coniques avec une section de guide d'onde circulaire (Fig.4.4).

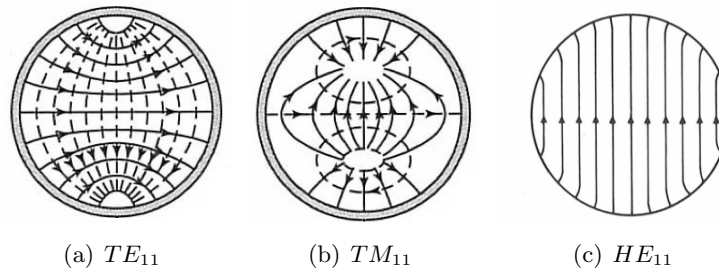


FIGURE 4.3 – Lignes de champ électrique \vec{E} pour les modes TE_{11} , TM_{11} et HE_{11} dans un guide d'onde circulaire *Crédit : Pozar[6] et Clarricoats[7]*.

Le mode fondamental qui se propage dans ce type de guide est le mode transverse électrique TE_{11} . Pour avoir une distribution plus uniforme du champ sur l'ouverture, on peut utiliser la somme de deux modes : le mode TE_{11} ainsi que le mode transverse magnétique TM_{11} . Cette combinaison de mode crée un mode hybride HE_{11} (Fig.4.3). La distribution du champ électrique \vec{E} pour le mode hybride HE_{11} sur l'ouverture circulaire du cornet est couplée à 98% avec le mode gaussien fondamental (Laguerre Gauss d'ordre 0) [37]. Le rôle des corrugations est de créer des conditions aux bords hybrides permettant la formation du mode HE_{11} . C'est également ce couplage avec le mode fondamental gaussien qui assure au cornet corrugué de très bonnes performances en terme de symétrie, ainsi qu'un niveau de lobes secondaires et de polarisation croisée très faibles.

La figure 4.4 représente le profil d'un cornet conçu pour l'instrument *Clover* [38]. La partie nécessaire à la formation du mode hybride est réalisée après l'entrée du guide d'onde circulaire avant que le profil s'élargisse pour s'adapter à l'impédance de l'onde dans le vide. On peut noter que les cornets de *Clover* sont dits *ultra gaussien*, car le champ obtenu sur l'ouverture du cornet aura une pente plus raide qu'une gaussienne classique. Cette modification permet de soustraire encore plus efficacement les lobes secondaires.

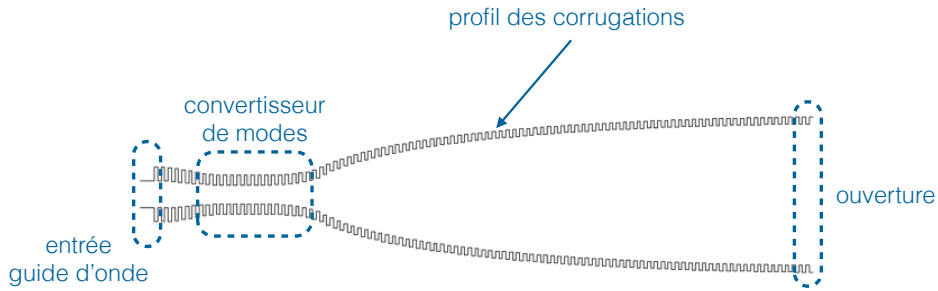


FIGURE 4.4 – Profil d'un cornet corrugué et les différentes parties qui le composent.

Pour que ces conditions hybrides soient remplies, il faut que le diamètre d'ouverture du cornet $2a$ vérifie la condition suivante :

$$\frac{2\pi a}{\lambda} \gg 1$$

avec λ la longueur d'onde.

Il doit également être éclairé par un seul mode [39]. Si ces conditions sont remplies, on peut montrer que la distribution du champ est indépendante de la réactance de surface X_S du mur corrugué du cornet. On peut donc concevoir un cornet dont le diagramme de rayonnement est symétrique sur une large bande de fréquence.

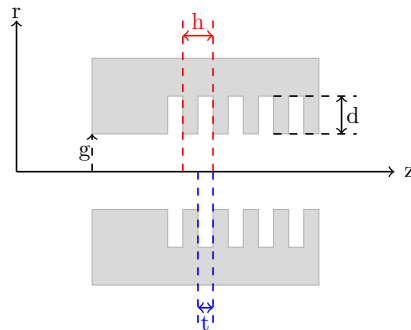


FIGURE 4.5 – Profil d'un guide d'onde corrugué avec les différents paramètres des corrugations.

La figure 4.5 représente une section d'un guide d'onde corrugué : g est le rayon du guide d'onde circulaire, d correspond à la profondeur des corrugations et h est la distance (ou période) entre deux corrugations d'épaisseur t .

D'après [37], la réactance de surface X_S s'exprime comme :

$$\frac{X_S}{Z_0} = \tan\left(\frac{2\pi d}{\lambda}\right) \quad (4.6)$$

avec $Z_0 = 377\Omega$ l'impédance du vide.

Quand les corrugations ont une profondeur de $\frac{\lambda}{4}$, X_S tend vers l'infini. Le champ électrique ne possède pas de composante tangentielle aux parois du cornet, ce qui favorise la propagation du mode hybride. On peut faire varier la profondeur des corrugations le long du cornet pour améliorer l'adaptation d'impédance sur une plus grande bande de fréquence.

4.2 Techniques de fabrication

4.2.1 L'électroformage

Il s'agit d'un dépôt électrochimique d'un matériau sur un mandrin. Le mandrin est le négatif de l'objet souhaité. À la fin du processus, le mandrin et l'objet sont séparés par un bain d'acide qui ne détruit pas l'objet attendu mais dissout le mandrin. Cette technique permet de réaliser des objets complexes avec une très grande précision. C'est la méthode traditionnelle pour réaliser des cornets corrugués. Son principal défaut est sa complexité et les pièces sont réalisées à l'unité (le mandrin étant détruit pour chaque objet). Donc cette technique n'est pas envisageable pour une fabrication de masse et peut devenir très coûteuse au regard du nombre de cornets demandés pour l'expérience (≈ 1000 euros par cornet).

4.2.2 L'usinage traditionnelle

Le cornet est réalisé sur un tour. Cette technique est limitée en précision et par la dimension des objets. De plus la réalisation des corrugations devient critique, surtout à haute fréquence (dimensions de l'ordre de la centaine de micron à 100GHz). Il faut réaliser alors des outils adaptés pour pénétrer à l'intérieur de la pièce. Cette technique n'est pas adaptée à une production de masse.

4.2.3 Les platelets

Cette technique permet de réaliser un grand nombre de cornets, en augmentant leur densité et en réduisant les coûts de fabrication (environ 5 à 10 fois moins cher que les versions réalisées à l'unité). Une matrice de cornets réalisée en *platelets* consiste à empiler un ensemble de plaques fines métalliques avec une dimension de trou identique pour chaque plaque mais variant d'une plaque à l'autre. Cette technique présente de

nombreux avantages pour la réalisation de grande matrice de cornets. Son principal défaut vient du rapport masse / volume de l'ensemble et sa sensibilité à l'alignement des différentes plaques entre elles. Différents types de matériaux peuvent être utilisés : cuivre, aluminium, silicium et de nombreuses techniques existent pour les réaliser (machines, chimiques, etc.). Ils existent également de nombreuses techniques pour lier les plaques entre elles et assurer ainsi la conductivité électrique. Cette technique d'assemblage a été développée pour les ondes millimétriques et submillimétriques [40].

Dans les années 90, les premières matrices de cornets corrugués réalisées en *platelets* ont été fabriquées en cuivre [40] sur une matrice 3 par 3 fonctionnant dans la bande W. Ces premiers tests ont démontré la faisabilité de cette technique ainsi que leur performance. Les cornets réalisés en *platelets* peuvent être aussi performants que leur homologue réalisé par électroformage (Fig. 4.6).

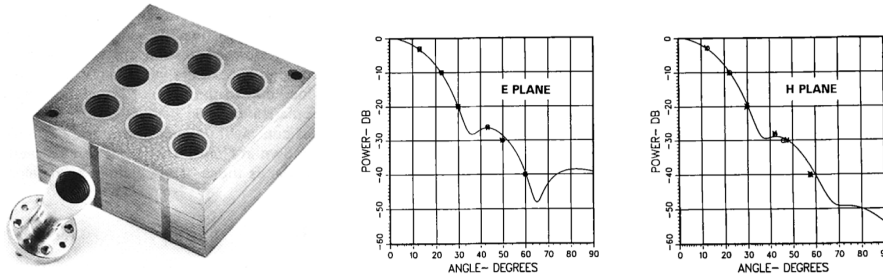


FIGURE 4.6 – à gauche Photo de la matrice 3x3 en cuivre réalisée. à droite Diagramme de rayonnement dans le plan E et H, comparaison entre la théorie (point) et le résultat obtenu par les platelets. *Crédit : Robert W. Haas, 1993*

Depuis cette technique d'assemblage a été utilisée avec succès sur plusieurs instruments dédiées à l'observation de la polarisation du fond diffus cosmologique : QUIET [41] et SPTPol [42].

La possibilité d'obtenir de grandes matrices de cornets avec les performances optiques souhaitées nous ont amenées à développer pour la collaboration QUBIC un premier prototype fonctionnant dans la bande W.

4.3 Prototype en bande W (75-110GHz)

Les performances attendues pour la matrice de cornets pour le module à 97GHz de QUBIC [43] sont :

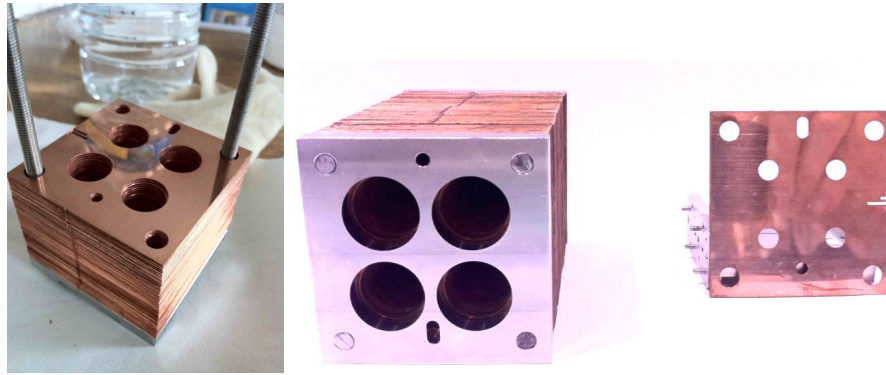


FIGURE 4.7 – La matrice de 2x2 cornets en cours de montage et avec les différentes parties assemblées.

	Bande W (75-110GHz)
Angle d'ouverture à 3dB	14 degrés
Bande passante	25%
Lobes secondaires	$\leq -30dB$
Polarisation croisée	$\leq -30dB$
Pertes par insertion	$\leq 1\%$

Pour valider l'utilisation de la technologie *platelets*, un premier prototype fonctionnant à 97GHz a été réalisé (Fig.4.7). Il s'agit d'une matrice de 4 cornets de 55mm de côté et 93.6mm de long, composée de :

- 196 plaques de cuivre d'épaisseur $400\mu m$ réalisées par usinage chimique¹.
- une plaque en Inox de 5mm d'épaisseur au niveau de l'ouverture du cornet avec des parois lisses pour permettre l'assemblage mécanique des différentes plaques.
- une plaque en Inox de 5mm d'épaisseur en sortie du cornet, qui permet l'assemblage mais sert également d'interface avec des guides d'onde circulaires. Les flanges sont du type UG-387 compatibles avec le banc de mesure.
- 4 tiges filetées permettant le serrage de l'ensemble des plaques.
- 2 goupilles pour l'alignement.

Le profil du cornet utilisé est inspiré de l'instrument Clover (Fig. 4.8), dont les performances sont proches de celles envisagées pour QUBIC. Il a été défini par Bruno Maffei de l'Université de Manchester.

Chacune de ces 196 plaques de cuivre a été réalisée par usinage chimique. Le principe est d'utiliser un masque, négatif des motifs que l'on souhaite. L'attaque chimique retire alors les éléments non masqués. Sur la figure 4.9, on peut voir à gauche, le masque réalisé par le mécanicien (N. Bleurvacq, laboratoire APC) et à droite la plaque correspondante

1. <http://www.gallez-gravure.com/>

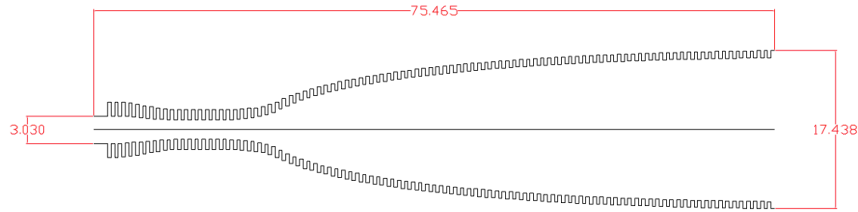


FIGURE 4.8 – Profil du cornet 97GHz inspiré par l'instrument Clover. Il a été modifié pour intégrer les plaques en Inox en entrée et en sortie du cornet nécessaire à l'assemblage. Réalisé par Bruno Maffei, University of Manchester. Les dimensions sont en millimètres.

après l'attaque chimique.

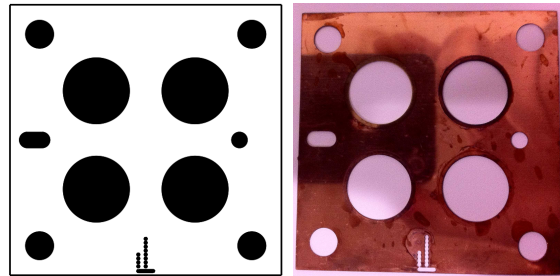


FIGURE 4.9 – Masque de la plaque 84, ainsi que la photo de la plaque en cuivre après usinage chimique. On peut voir également le code utilisé pour numérotter l'ensemble des plaques.

L'assemblage de ces plaques forme une matrice 2 par 2 soit 4 cornets corrugués (Fig. 4.7). L'alignement de l'ensemble est réalisé grâce à deux goupilles circulaires qui traversent le composant. L'ensemble est serré via 4 tiges filetées qui permettent d'écraser les platelets en cuivre entre deux plaques en Inox de 5mm d'épaisseur. Pour ce premier prototype, le choix a été fait de ne pas réaliser de soudure entre les plaques. Après réception de l'ensemble des plaques et le montage, une première session de mesures a été effectuée le 27 et 28 Juin 2011 à l'Université de Manchester avec l'aide de Bruno Maffei. Chacun des cornets a été caractérisé en réflexion dans la bande W (75-110GHz). Le diagramme de rayonnement a également été mesuré.

4.3.1 Mesure en réflexion

Le banc de mesure consiste à mesurer le cornet en réflexion, en plaçant en face de lui un absorbeur (Fig.4.10). La sortie de l'analyseur de réseau vectoriel est en guide

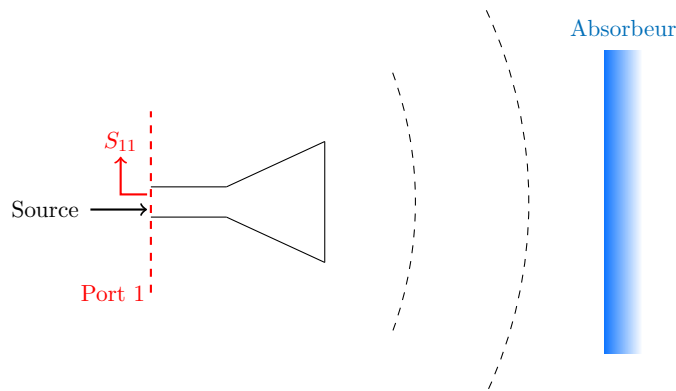


FIGURE 4.10 – Principe de la mesure en réflexion d’un cornet.

d’onde rectangulaire WR10. Il faut donc placer une transition rectangulaire - circulaire pour pouvoir connecter le cornet à mesurer. Il est à noter que la transition n’est pas prise en compte lors de l’étalonnage. L’étalonnage consiste à réaliser plusieurs mesures en plaçant devant l’entrée du coupleur directif de l’instrument, différents éléments : un court-circuit et une charge adaptée.

Ces premières mesures nous permettent d’observer que le comportement des quatre cornets est très similaire (Fig. 4.11). Malgré cela, on observe plusieurs problèmes. Le premier concerne la fréquence de coupure à basse fréquence qui se trouve plus basse que celle envisagée par le modèle. Le deuxième correspond aux résonances apparaissant dans la bande passante.

Les performances du cornet corrugué dans les gammes de longueurs d’ondes millimétriques sont sensibles à la précision de la réalisation mécanique. Des mesures de diamètre ont été réalisées à l’Université de Manchester à l’aide d’un microscope sur plusieurs plaques prélevées le long du cornet. Une variation importante du diamètre par rapport à la valeur nominale a été observée. Cet écart entre la valeur attendue et la valeur obtenue après usinage chimique peut s’expliquer par le fait que l’attaque chimique est isotrope. Elle attaque autant en profondeur que sur les côtés du trou. Plus les plaques seront fines, plus l’effet sera réduit. Des simulations ont été réalisées à partir du logiciel commercial CST Microwave Studio. Le cornet a été reproduit en trois dimensions avec les deux plaques en Inox ainsi que la transition rectangulaire à circulaire. On a observé sur les mesures de diamètre qu’une variation d’environ $200\mu m$ en moyenne existait. À partir du logiciel de simulation, il a été facile de modifier le rayon des différentes corrugations pour observer l’effet sur la mesure en réflexion du cornet. Plusieurs simulations avec différents diamètres ont été réalisées. Cette modification de diamètre correspond à la translation de la fréquence de coupure vers les basses fréquences (Fig.4.12). Pour que la simulation concorde avec les mesures, il faut ajouter

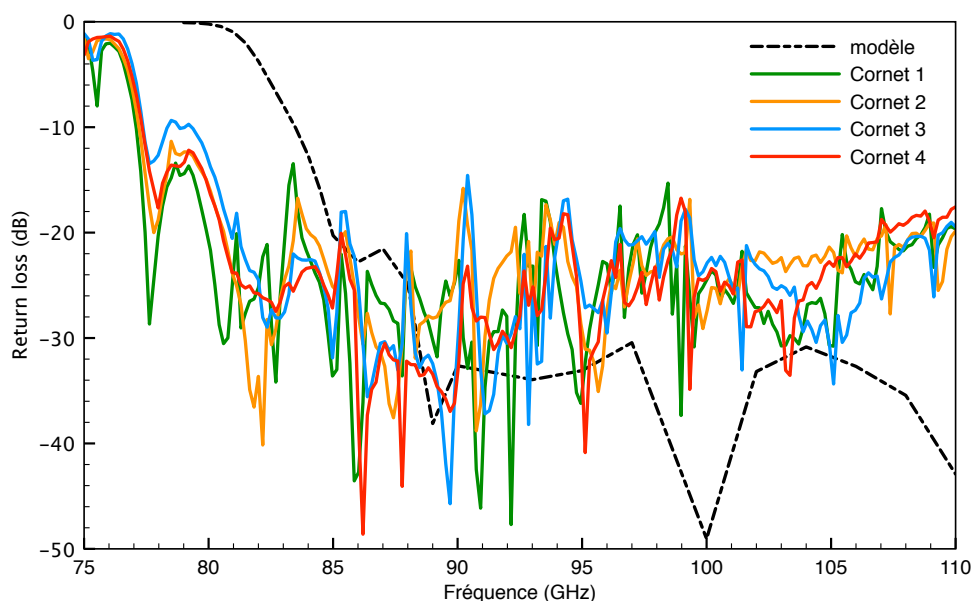


FIGURE 4.11 – Résultats de la mesure des pertes par réflexion en fonction du cornet mesuré et comparaison avec le modèle simulé Fig.4.8

$230\mu m$ au rayon soit $460\mu m$ sur le diamètre. Pour résoudre ce problème, il faudrait soit réduire l'épaisseur des corrugations, soit envisager une autre technique d'usinage, pour réaliser les différentes plaques.

Les résonances apparaissant dans la bande passante du cornet sont dues à l'alignement des plaques entre elles. Pour s'en convaincre, nous avons démonté la matrice des cornets pour modifier légèrement l'alignement. En effet les deux goupilles circulaires permettent d'éviter les déplacements des plaques linéairement les unes par rapport aux autres mais n'évitent pas un possible mouvement de rotation. L'effet de ce désalignement peut être vu sur la figure 4.13. On voit nettement des structures présentes ou non suivant les positions des plaques. Pour réduire ces problèmes, une solution envisagée serait d'insérer des goupilles de section rectangulaire au lieu de celle circulaire actuellement sur le dispositif.

4.3.2 Mesure du diagramme de rayonnement d'un cornet

Le diagramme de rayonnement d'une antenne est mesuré en plaçant cette même antenne en champ lointain où l'onde électromagnétique se propage quasiment comme une onde plane. On dit en diffraction de Fraunhofer que cette zone se situe à $\frac{2D^2}{\lambda}$, D étant le diamètre d'ouverture du cornet et λ la longueur d'onde dans le milieu de propagation de l'onde. L'antenne à tester est utilisée comme récepteur et une antenne connue comme source (Fig.4.14). Pour obtenir le lobe à une fréquence donnée, il faut faire tourner le

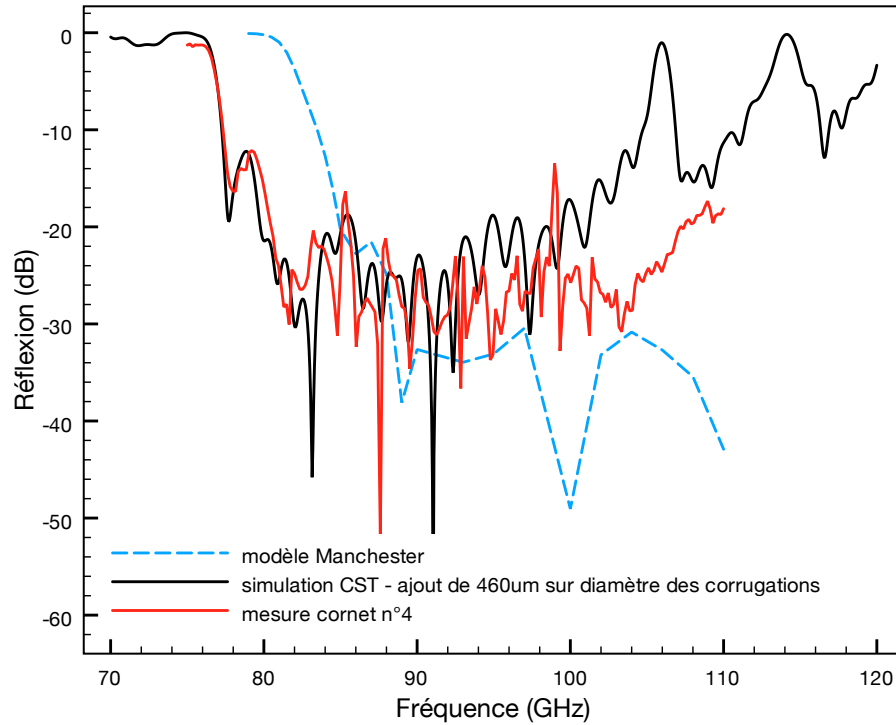


FIGURE 4.12 – Comparaison entre la mesure du cornet numéro 4 de la matrice 2 par 2 dans la bande W et la simulation réalisée sous CST avec un ajout de $230\mu\text{m}$ sur la valeur de toutes les corrugations. Le modèle du cornet a également été ajouté.

récepteur autour de son centre de phase d'un angle θ et mesurer la transmission S_{21} en sortie du cornet en cours de test. On normalisera ensuite la transmission du cornet par rapport à son maximum d'émission.

Dans le cadre de la mesure à l'Université de Manchester, un cornet à 97GHz réalisé par électroformage pour l'instrument Clover a été utilisé comme source. Ce cornet a été mesuré précisément lors du développement de l'expérience et son profil est proche de celui utilisé pour notre prototype. Les mesures ont été réalisées au milieu de la bande passante du cornet, soit à 97GHz. La matrice de cornet est placée sur un étage rotatif qui permet de balayer en fonction de l'angle θ et également de tourner le cornet sur lui-même, ce qui permet de mesurer la polarisation croisée (Fig.4.15).

On peut dans un premier temps comparer le diagramme de rayonnement obtenu dans les différents plans : plan E ($\phi = 0$ degré), plan H ($\phi = 90$ degrés) ainsi que le plan $\phi = 45$ degrés avec le modèle attendu. Sur la figure 4.16, on observe une bonne concordance au niveau du lobe primaire et de son angle d'ouverture à 3dB d'environ 14 degrés. Par contre le niveau des lobes secondaires est plus haut que celui attendu, à part

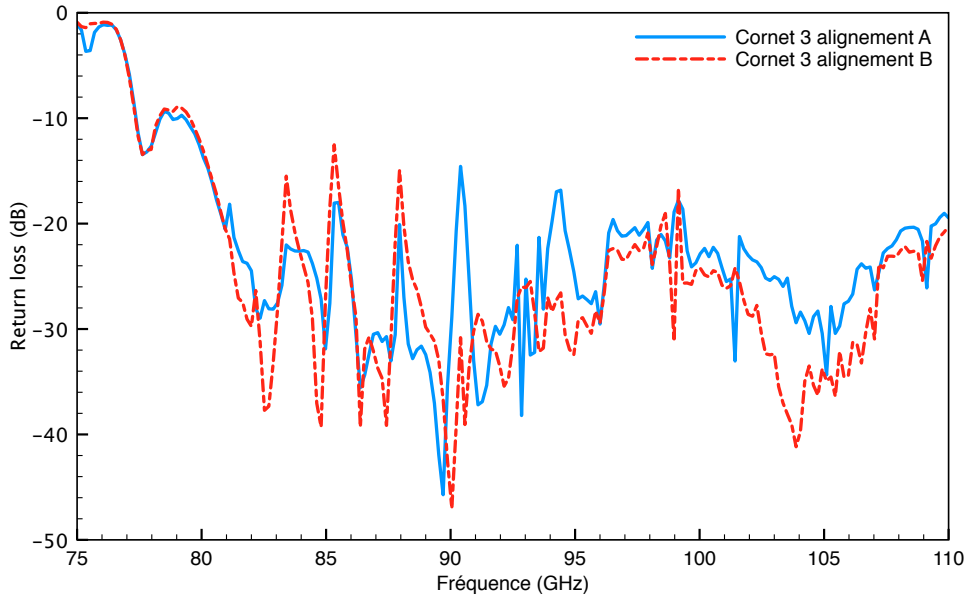


FIGURE 4.13 – Effet de l’alignement des platelets sur la mesure des pertes en réflexion du cornet 3. Entre la mesure A et B, les platelets ont été desserrées puis remontées.

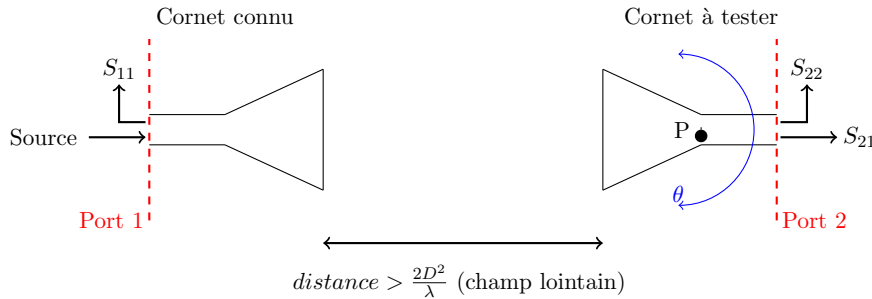


FIGURE 4.14 – Principe de la mesure du diagramme de rayonnement d’un cornet.

pour le plan H. On observe une certaine dyssymétrie entre les deux lobes secondaires.

La figure 4.17 compare la polarisation croisée simulée par le modèle et la polarisation croisée mesurée. Le signal observé en sortie est polarisé à 90 degrés par rapport à la polarisation injectée en entrée. Il est à noter que la mesure de la polarisation croisée se révèle difficile pour des angles petits, la mesure étant limitée par le bruit de l’instrument de mesure.

La dyssymétrie observée peut être expliquée par le banc de mesure. En effet, le cornet qui a été testé, peut être mal aligné avec le cornet source. Le fait que la matrice a été conçue comme un 2 par 2 rend difficile le positionnement précis du cornet à mesurer sur le banc de mesure. D’après [36], obtenir une valeur non nulle au milieu du diagramme de rayonnement de la polarisation croisée est un symptôme d’un mauvais alignement.

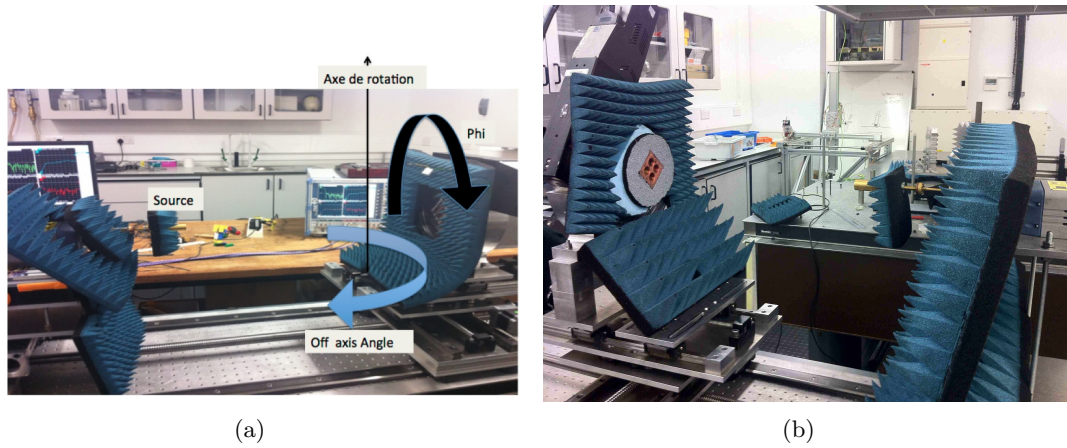


FIGURE 4.15 – Photo du banc de mesure à l’Université de Manchester. (a) le cornet *Source* et à droite sur la plateforme rotative la matrice de cornet à tester. L’ensemble est recouvert d’absorbeurs pour éviter toutes réflexions parasites. (b) Le banc est positionné pour une mesure à $\phi = 45$ degrés.

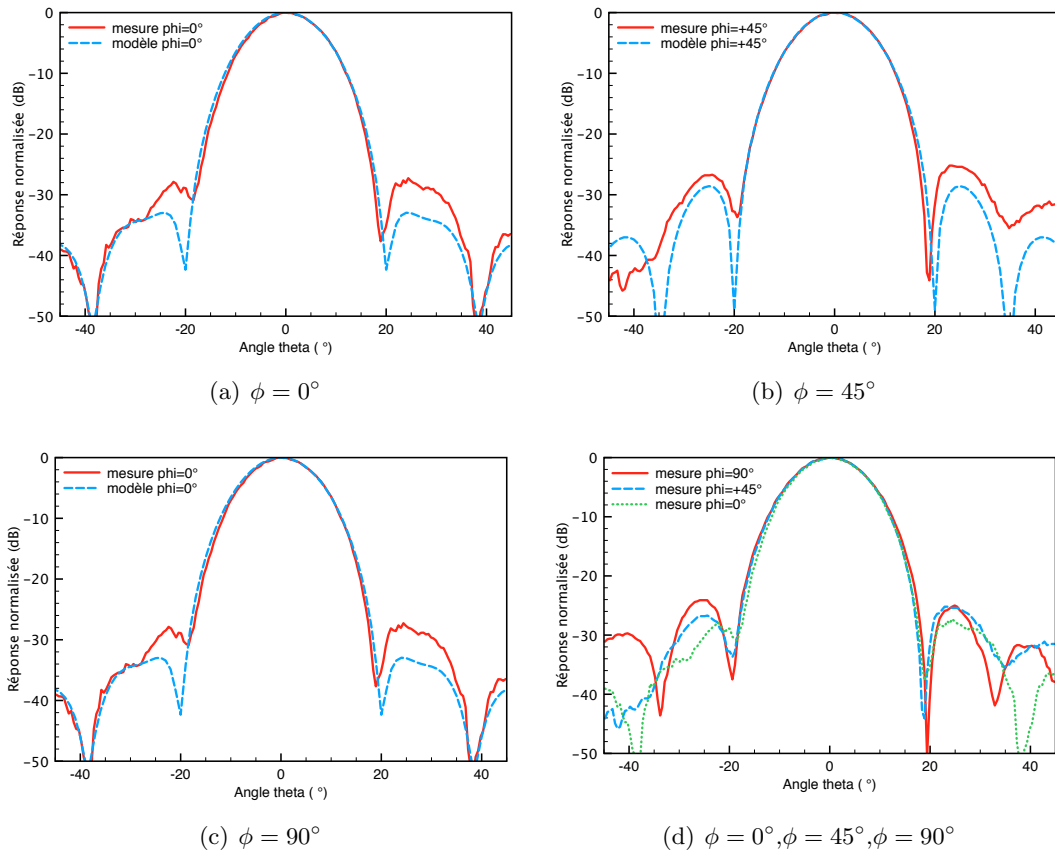


FIGURE 4.16 – Diagramme de rayonnement à 97GHz. Comparaison entre la mesure et le modèle pour différentes valeurs de ϕ .

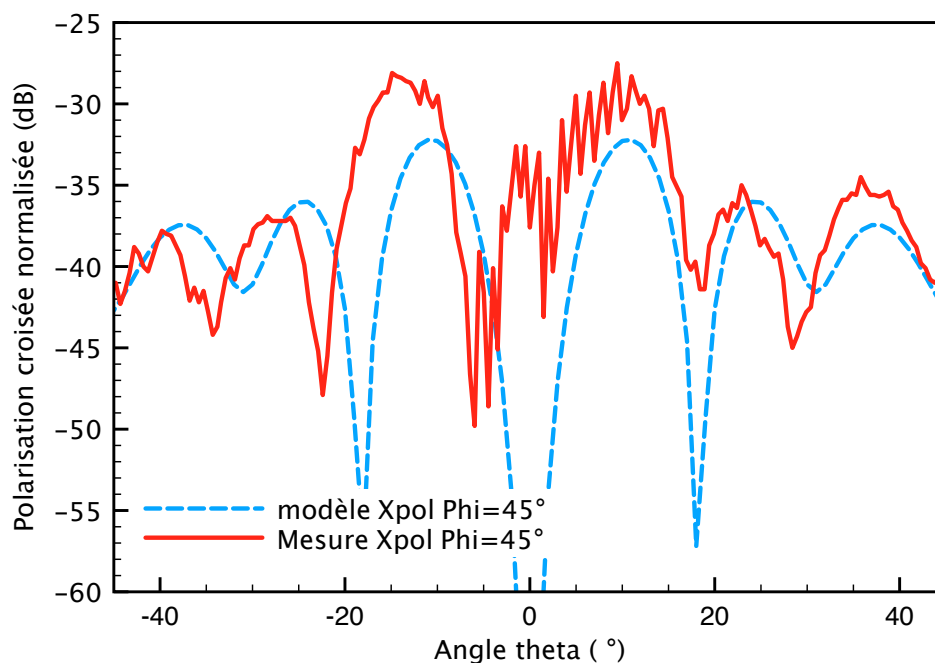


FIGURE 4.17 – Polarisation croisée à 97GHz pour $\phi = 45$ degré. Comparaison entre la mesure et le modèle.

La figure 4.16 superpose les diagrammes de rayonnement en co-polarisation suivant les plans E, H et $\phi = 45$ degrés. On peut en déduire une très bonne symétrie du lobe primaire. Par contre cette symétrie se dégrade au niveau des lobes secondaires.

4.3.3 Modifications apportées : dorure et plaque avant corruguée

Pour améliorer les performances du prototype, plusieurs pistes ont été envisagées : la dorure et l'ajout d'une plaque avant corruguée au lieu de la plaque à paroi lisse.

La dorure a été réalisée à l'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS) à Orsay grâce à un dépôt électrolytique de quelques micromètres (Fig.4.18). Dorer l'intérieur d'un cornet permet de le protéger de l'oxydation du cuivre en présence d'oxygène, sans réduire de façon notable sa conductivité électrique. La deuxième modification a été de changer la plaque avant, située en ouverture des cornets : remplacer la plaque avant avec des parois lisses, par une plaque avant corruguée. Cette modification devrait permettre de gagner quelques décibels sur le niveau des lobes secondaires. Deux pièces ont été réalisées, une en cuivre et une en aluminium (Fig.4.18) par l'observatoire de Paris (GEPI). Pour réaliser cette pièce, les mécaniciens du GEPI ont dû réaliser une fraise capable d'usiner sur un tour les corrugations de $400\mu\text{m}$ d'épaisseur et d'une centaine de micromètres en profondeur.



FIGURE 4.18 – à gauche Dorure déposée par électrolyte à l'intérieur d'un des cornets. à droite les deux plaques avant corruguées réalisées par l'observatoire de Paris. La pièce en cuivre est montée sur le prototype.

Une nouvelle session de mesures a été faite à l'Université de Manchester pour caractériser les pertes en réflexion, celles en transmission et également effectuer des mesures de diagrammes de rayonnement.

Les pertes par réflexion ont de nouveau été mesurées (Fig.4.20) en comparant avec un cornet non doré. On observe une diminution du nombre de résonances dans la bande passante du cornet, la dorure lissant la surface et limitant les problèmes de discontinuités présentes entre les différentes plaques.

Pour réaliser la mesure des pertes par insertion, deux techniques existent. La première consiste à avoir deux cornets identiques. Cette perte se mesure alors en transmission en mettant l'un en face de l'autre les deux cornets, chaque cornet étant fixé à un port de l'analyseur de réseau vectoriel. La difficulté de ce procédé est de posséder deux cornets jumeaux. La deuxième technique consiste à réaliser une mesure en réflexion en plaçant un miroir devant le cornet à mesurer (Fig.4.19).

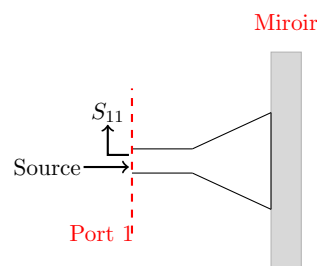


FIGURE 4.19 – Principe de la mesure des pertes d'insertion d'un cornet, en fermant le cornet avec un miroir.

Les pertes seront alors la moitié de la réflexion mesurée, correspondant à l'aller-retour. L'avantage de cette technique est qu'un seul cornet suffit pour faire la mesure.

Son inconvénient est la présence d'ondes stationnaires due au miroir. Celles-ci viennent polluer la mesure sous la forme de résonances dont la séparation fréquentielle est inversement proportionnelle à la distance entre le miroir et la sortie du cornet. Cependant l'effet de ces résonances peut être réduit par une transformée de Fourier et un filtrage.

La figure 4.21 compare les pertes par insertion pour un aller-retour pour le cornet doré et les trois autres cornets non dorés de la matrice. Les quatre cornets ont des mesures similaires. La dorure ne semble pas réduire les pertes qui se trouvent relativement élevées, de l'ordre de -0,5dB. Les valeurs de pertes généralement observées pour des cornets corrugués sont supérieures à -0,1dB [44]. Les pertes peuvent être liées à la conductivité du matériau utilisé sur les parois internes du cornet ou dues à la diffusion par un effet de surface. Des mesures récentes à froid sur un prototype à 150GHz ont montré que ces pertes ne variaient pas en fonction de la température, ce qui exclut l'hypothèse des pertes ohmiques. L'hypothèse la plus probable est une perte de la conductivité électrique, dûe à une mauvaise compression des plaques entre elle. Or la dorure ne semble pas ici avoir résolu le problème. La deuxième hypothèse est une oxydation du matériau utilisé provoquant une diminution de la conductivité électrique. Ces pistes restent à explorer.

La figure 4.22 montre les diagrammes de rayonnement pour le plan E ($\phi = 0$ degré) et pour le plan H ($\phi = 90$ degrés). Les mesures ont été réalisées avec la plaque avant lisse et avec la plaque avant corruguée. Ces diagrammes montrent dans les deux cas un lobe primaire légèrement plus ouvert, ce qui implique un angle d'ouverture un peu plus grand. Par contre on peut observer que le niveau des lobes secondaires reste sensiblement au même niveau.

Le développement de ce prototype d'une matrice de cornets 2 par 2 dans la bande W (75-110GHz) a permis de mettre en avant la faisabilité d'utiliser la technique platelets pour réaliser de grandes matrices de cornets. Il a été montré une répétabilité entre les performances des différents cornets, ainsi qu'un lobe primaire bien défini. Cependant ce prototype a permis de mettre en avant les défauts inhérents à cette technique de fabrication et d'assemblage. En effet, l'alignement et la précision mécanique joue un rôle important dans les performances du cornet. De plus les pertes observées dans les mesures n'ont pas encore été expliquées.

Un autre défaut est le rapport volume / poids de l'ensemble : ce prototype de 4 cornets contenant 196 plaques de cuivre de $400\mu m$ d'épaisseur et de deux plaques d'Inox pèse 1,82Kg. On peut extrapoler ce poids à deux matrices de 400 cornets pour l'instrument QUBIC : 360 kg (sans compter la matrice de commutateurs située entre les deux matrices de cornets). Si la moitié du volume est extrudée, par la réalisation de cavité entre les cornets pour réduire la matière à utiliser, on peut diviser par deux le poids de l'ensemble et se retrouver à environ 180kg. Ce poids reste toujours critique pour

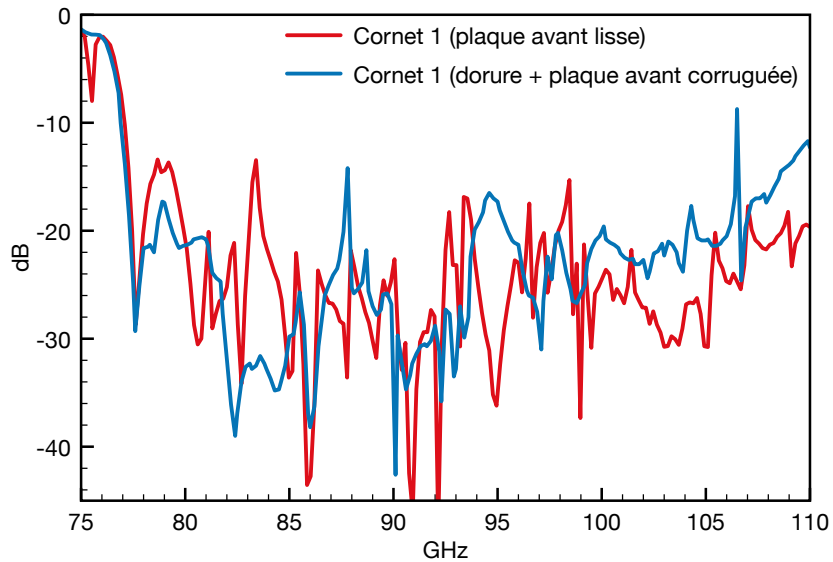


FIGURE 4.20 – Mesures d’adaptation entre le cornet avec la plaque avant lisse et le cornet doré avec la plaque avant corruguée.

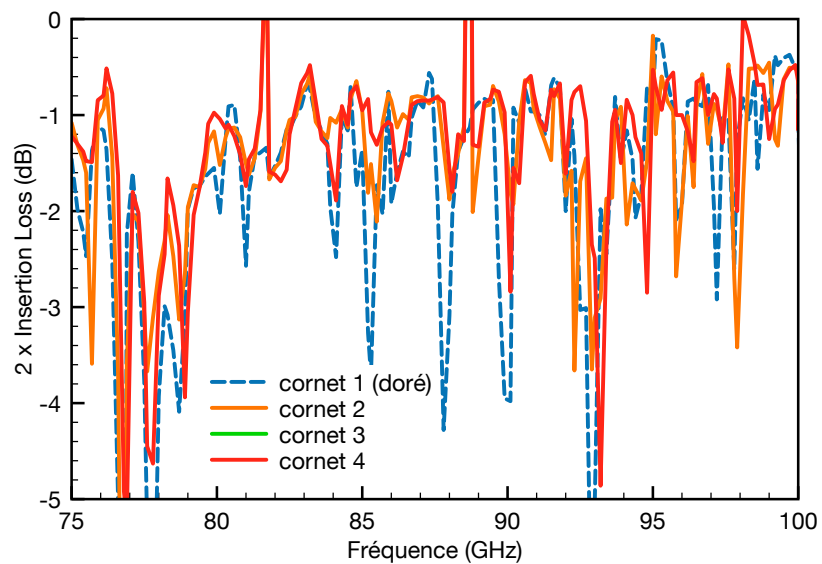


FIGURE 4.21 – Mesure de pertes par insertion. Pour obtenir la valeur des pertes pour le cornet, il faut diviser la valeur obtenue, correspondant à l’aller-retour par deux. Comparaison entre le cornet doré et les 3 autres cornets non dorés. La plaque avant est corruguée.

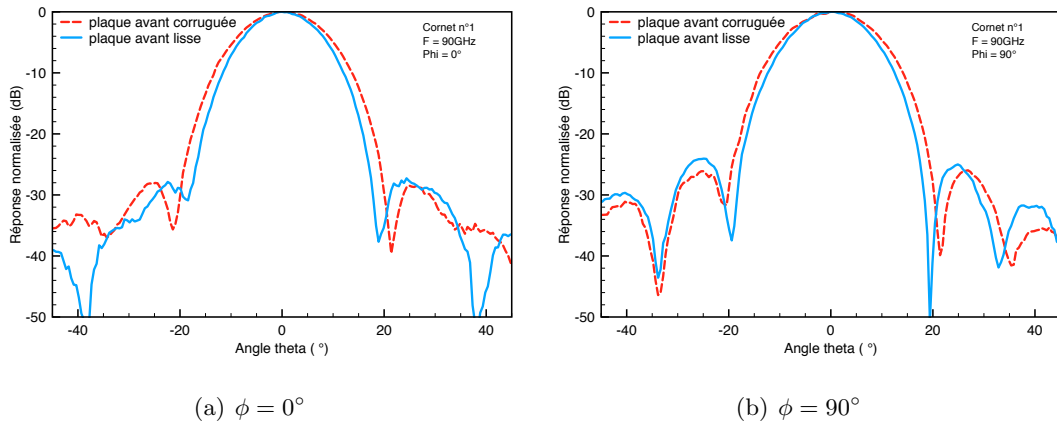


FIGURE 4.22 – Comparaison des diagrammes de rayonnement pour $\phi = 0$ degrés (a) et pour $\phi = 90$ degrés (b) entre la plaque avant lisse et celle corruguée.

la réalisation d'un instrument cryogénique performant. Une solution serait de réaliser les plaques dans un matériau plus léger comme l'aluminium.

Les prochains développements instrumentaux pour les matrices de cornets ont été pris en charge par le groupe de M. Bersanelli de l'Université de Milan. Toutefois le laboratoire APC reste partenaire dans ce développement (tests et conceptions).

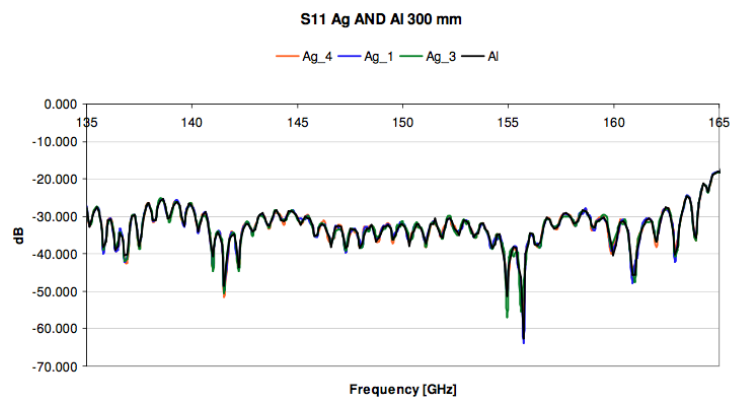
4.4 Prototype bande D (130-170GHz)

Le profil du corne, de la même manière que pour la version précédente découle du travail réalisé sur l'expérience CLOVER. Les performances attendues sont similaires à celles du corne dans la bande W :

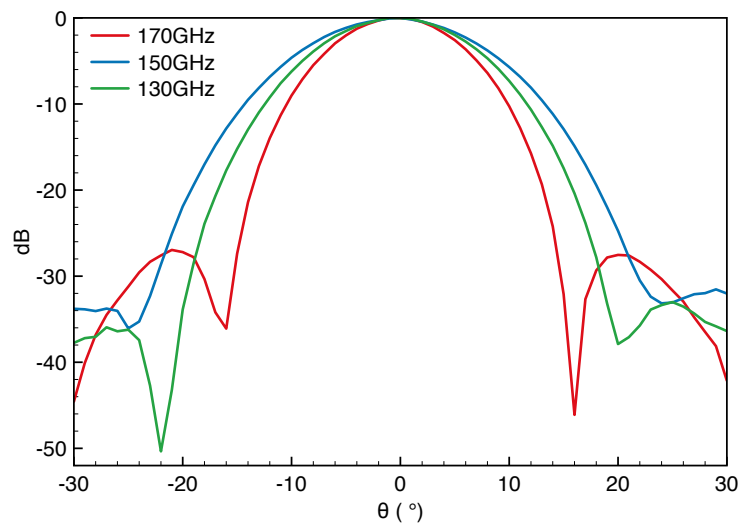
	Bande D (130-170GHz)
Angle d'ouverture à 3dB	14 degrés
Bande passante	25%
Lobes secondaires	$\leq -30dB$
Polarisation croisée	$\leq -30dB$
Pertes par insertion	$\leq 1\%$

L'alignement du corne est d'autant plus critique que la longueur d'onde a diminué. Cette matrice de cornets est réalisée par le groupe de Marco Bersanelli qui a une expertise dans le développement de matrice de cornets corrugués en utilisant la technique des platelets en aluminium. En effet, ils participent à la fabrication des matrices de cornets pour l'instrument STRIP (STRatospheric Italian Polarimeter), embarqué à bord du ballon LSPE (Large Scale Polarization Explorer) [45] dédié à la mesure de la polarisation du fond diffus cosmologique aux grandes échelles.

Suite au problème de poids rencontré sur le prototype à 90GHz, le choix du matériau s'est porté sur l'aluminium. L'épaisseur des corrugations et des plaques a été réduite également à $300\mu m$. Plusieurs prototypes ont été réalisés et testés à Milan. Des mesures en réflexion, de pertes par insertion et du diagramme de rayonnement des cornets ont été effectuées. Le système d'alignement est réalisé à partir de nombreuses goupilles et de vis, ce qui permet un alignement très précis de l'ensemble. Les premiers prototypes ont mis en avant des problèmes de pertes supérieures à 1dB, valeur élevée pour ce type de composant. Dans un premier temps, la conductivité électrique était assurée le long du cornet seulement par le serrage mécanique. Un essai a été réalisé en déposant une fine couche fine d'argent sur chacune des plaques et en écrasant l'ensemble avec un poids d'une demi-tonne. Cette technique appelée *diffusion bonding* permet de réduire grandement les pertes. Des mesures de l'adaptation, des pertes et du lobe (Fig.4.23) ont été effectuées à l'université de Milan. Elles ont montré de très bons résultats et la résolution des pertes par insertion qui sont inférieures à 0.15dB. Les cornets sont toujours en cours de développement, pour réaliser au final deux matrices de 400 cornets corrugués, intégrant la matrice de commutateurs.



(a) Mesure des pertes par réflexion



(b) Diagramme de rayonnement du cornet

FIGURE 4.23 – Mesure des pertes des cornets à 150GHz, pour trois cornets réalisés avec le dépôt supplémentaire d’argent et un cornet en aluminium. Le lobe d’un des cornets a été caractérisé à 150GHz, après le dépôt d’argent dans le plan E et H. *QUBIC internal report 2014.*

CHAPITRE 5

Commutateur guide d'onde cryogénique

La matrice de commutateurs située entre les deux matrices de cornets est un élément essentiel de l'instrument QUBIC. Ce composant permet de réaliser la phase d'étalonnage et ainsi de contrôler les effets systématiques. En effet, il faut contrôler chaque ligne de base de l'instrument indépendamment les unes des autres. Le principe est de fermer mécaniquement le guide d'onde reliant les deux cornets se trouvant à une température cryogénique de 4 Kelvins. Le commutateur est développé au laboratoire APC en collaboration avec l'université de Manchester. L'électronique de contrôle est réalisée à l'université de Milan Bicocca.

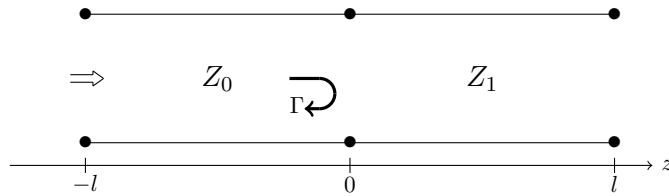
5.1 Principe

Le commutateur est un composant commun en technologie micro-onde. Il est utilisé principalement pour diriger un signal entre plusieurs composants (étalonnage d'analyseur de réseau par exemple) ou pour réaliser d'autres types de composants, comme un déphaseur. C'est un dispositif développé principalement dans les gammes de fréquences utilisées pour la télécommunication (10-30 GHz) ou les antennes relais pour la téléphonie (2-4 GHz), mais difficile à réaliser à plus haute fréquence. La commutation peut se faire par réflexion, en court-circuitant la ligne où le signal est transmis. Elle peut se faire également par atténuation, en introduisant un élément dont on peut contrôler les pertes. Le signal sera atténué au bout d'une certaine longueur de ligne.

Idéalement un commutateur doit avoir des pertes d'insertion nulles lorsqu'il est en position ouverte (transmission) et infinies en position fermée (isolation). En pratique, ces composants présentent des pertes en transmission et une atténuation finie à l'état fermé.

Définissons deux lignes de transmission sans perte d'impédance Z_0 et Z_1 connectées

ensemble.



Le coefficient de réflexion Γ est défini comme :

$$\Gamma = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \quad (5.1)$$

Si les deux lignes connectées ont la même impédance caractéristique, $Z_1 = Z_0$ et $\Gamma = 0$. Le signal est transmis sans pertes le long des deux lignes de transmission. Si $Z_1 \gg Z_0$, Γ devient grand et le signal est réfléchi.

Un commutateur sera plus facile à réaliser en réflexion mais il faut s'assurer que le signal réfléchi ne viendra pas par la suite perturber la mesure. Le commutateur fonctionnant en atténuation sera plus complexe à mettre en oeuvre. Une version du commutateur fonctionnant sur le principe de l'atténuation est en développement en utilisant la technologie planaire supraconductrice et sera détaillée au chapitre 9.

Le commutateur en développement pour QUBIC est un cas particulier d'un commutateur fonctionnant en réflexion. En effet pour réaliser la commutation, une plaque métallique, soit un miroir pour nos longueurs d'onde vient se déplacer dans un guide d'onde circulaire pour bloquer le passage du signal. De plus le signal n'est pas redirigé vers un autre canal mais est réfléchi vers l'entrée de l'instrument.

5.2 Performances requises

Le commutateur développé pour QUBIC fonctionne en réflexion. Les performances attendues pour les bandes W (75-110GHz) et D (130-165GHz) sont résumées dans le tableau 5.1. La matrice d'interrupteurs est située entre les deux matrices de cornets de l'instrument. L'ensemble est refroidi à 4K. Lors de la phase d'étalonnage, deux commutateurs au maximum seront alimentés en même temps. L'ensemble de la phase d'auto-étalonnage activera les uns après les autres les différentes lignes de base de l'interféromètre. La puissance disponible sur les étages cryogéniques étant limitée, le commutateur doit avoir une faible consommation électrique. Une limite de 100mW a été fixée pour chaque commutateur, soit 200mW pour une ligne de base à 4K. La limitation la plus contraignante est l'espace disponible pour disposer les composants. En effet, la sensibilité de l'instrument est liée au nombre de cornets situés en entrée du

télescope. Le diamètre d'ouverture de la fenêtre du télescope étant limité par le dimensionnement du cryostat, il faut rapprocher les cornets les uns des autres pour augmenter leur nombre. L'entraxe entre les cornets a été fixée à 20mm pour le module à 90GHz et 14mm pour le module à 150GHz.

	75-110 GHz	130-170 GHz
Bande passante	25%	
Perte (état OUVERT)	$\geq -0.1dB$	
Isolation (état FERMÉ)	$\leq -50dB$	
Vitesse de commutation	ms	
Entraxe	20 mm	14 mm
Consommation électrique	$\leq 100mW$	
Température de fonctionnement	4 K	

TABLE 5.1 – Performances requises des commutateurs pour les modules 97 GHz et 150 GHz de QUBIC.

5.3 Réalisations

5.3.1 Concept

Le choix s'est porté sur un dispositif intégré à un guide d'onde circulaire. Une lame métallique se déplace et vient fermer le guide d'onde, réfléchissant ainsi le signal (Fig. 5.1).

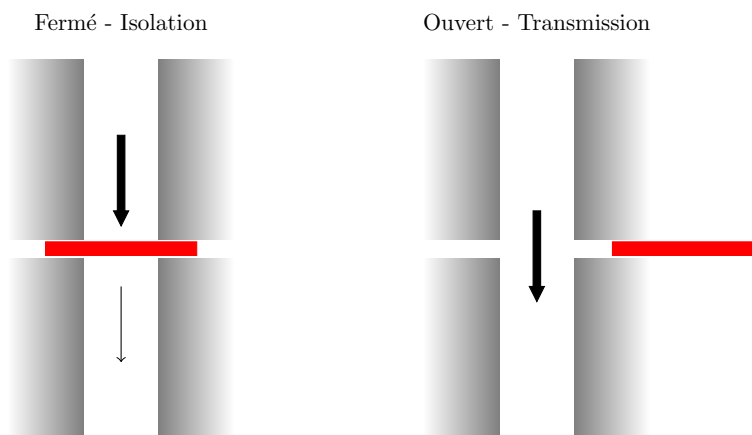


FIGURE 5.1 – Principe du commutateur guide d'onde. Lorsque le commutateur est en position fermée, une lame vient fermer l'ouverture du guide d'onde.

Le composant nécessaire au déplacement de la lame doit être à la fois petit, fonctionné à 4 K, être peu gourmand en énergie, et si possible bon marché.

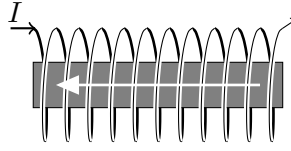


FIGURE 5.2 – Principe d'un électroaimant. Lorsque le courant I circule dans la bobine, le champ magnétique créé attire le cylindre métallique situé au milieu de la bobine.

électroaimant	dimensions (mm)	consommation 77 K (mW)
MECAELECTRO 8M11AA52	20 x 22 x 27	≈ 100
BLP series 58	15,5 x 16,5 x 17	≈ 50
BLP series 45	10 x 11 x 12	≈ 200
LINE TO-5 S	9,1 x 9,1 x 6,3	≈ 100

TABLE 5.2 – Paramètres des différents électroaimants achetés dans le commerce et testés à température cryogénique.

Pour déplacer un élément à basse température, plusieurs composants existent : les MEMS (Microelectromechanical systems) [46], systèmes micromécaniques pouvant agir comme un actionneur. Ce sont des composants onéreux et fragiles, surtout à température cryogénique. L'autre solution envisagée est l'utilisation d'un électroaimant.

Un électroaimant est constitué d'un solénoïde, fil électrique enroulé en hélice, formant une bobine (Fig. 5.2). Quand un courant électrique I parcourt ce fil, un champ magnétique est produit, uniforme à l'intérieur de l'hélice et l'élément ferromagnétique placé au centre est attiré. En ajoutant un ressort, on peut fabriquer un dispositif contrôlable sur 2 positions, le piston revenant à sa place initiale quand le courant ne circule plus dans la bobine. Ces dispositifs sont conçus pour fonctionner à température ambiante. La première étape a été de les tester dans un environnement cryogénique. Pour réaliser les tests à froid, nous avons plongé différents électroaimants (Fig.5.3) dans l'azote liquide (77K) puis dans l'hélium liquide (4.2K). Il s'est avéré que ces électroaimants fonctionnaient toujours et qu'ils consommaient moins à froid qu'à température ambiante, la résistance de la bobine devenant plus faible. Les dimensions de ces différents électroaimants et leur consommation électrique à 77K sont regroupées dans le tableau 5.2.

5.3.2 Prototype de Manchester dans la bande W (75 - 110GHz)

Le développement du dispositif complet avec l'électroaimant, la lame et les guides d'ondes a débuté par un prototype réalisé dans la bande W. Ce premier prototype a

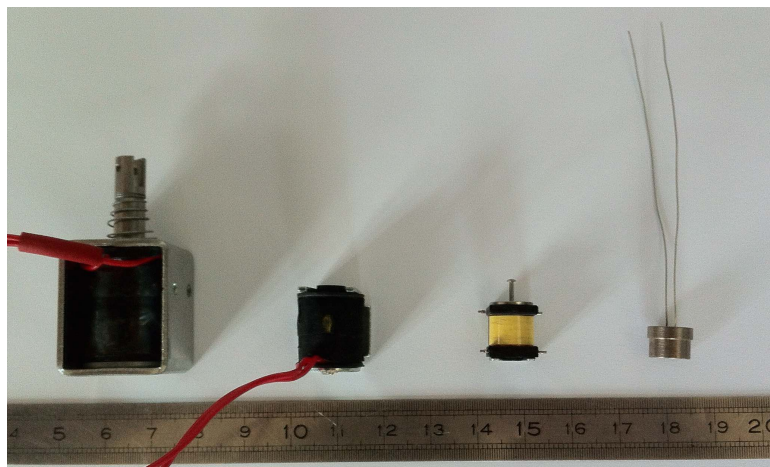


FIGURE 5.3 – Les différents électroaimants achetés dans le commerce et testés avec succès à froid. La place disponible étant limitée par la distance entre les cornets, la recherche d'un électroaimant petit et compact est indispensable. De gauche à droite : MECAELECTRO 8M11AA52, BLP series 58, BLP series 45, LINE TO-5 S.

été réalisé à l'Université de Manchester par Giampaolo Pisano (Manchester - Cardiff University), les tests à froid avec l'électroaimant ont été effectués au laboratoire APC. Ce premier prototype est composé de deux transitions rectangulaire-circulaires, nécessaires pour le caractériser à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel, un électroaimant avec son piston préalablement testé à froid (BLP series 58) ainsi qu'une lame pleine en Inox d'une épaisseur de $100\mu\text{m}$ (Fig.5.4).

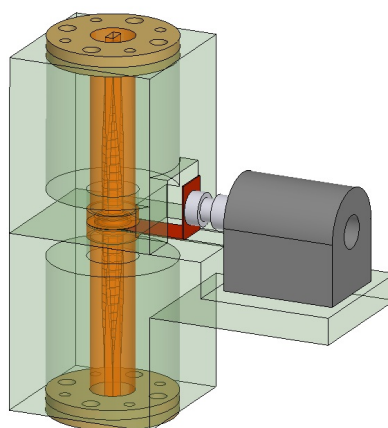


FIGURE 5.4 – Représentation en 3 dimensions du prototype de commutateur fonctionnant dans la bande W. On voit les deux transitions rectangulaires-circulaires, l'électroaimant et la lame en Inox. *Crédit : G. Pisano (Cardiff University)*

Les premiers tests ont consisté à vérifier le fonctionnement mécanique de l'ensemble

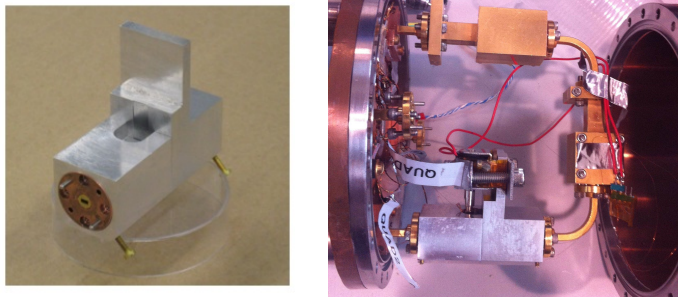


FIGURE 5.5 – à gauche Photo du commutateur monté. *Crédit : Giampaolo Pisano.* à droite Commutateur installé dans la canne cryogénique pour le test hyperfréquence à 77 K.

à une température cryogénique. Pour cela nous avons plongé le dispositif dans un dewar rempli d'azote liquide, à une température de 77 K.

Pour tester le comportement électromagnétique, le commutateur a ensuite été intégré à un dispositif de test permettant de le caractériser en transmission et en réflexion (Fig.5.5). Il s'agit d'une canne cryogénique plongée dans un dewar (détaillée en annexe).

On branche sur l'entrée et la sortie des guides d'onde les têtes de mesure de l'analyseur de réseau vectoriel ABmm. On peut ainsi mesurer la transmission du dispositif lorsque le commutateur est ouvert, l'isolation lorsque le commutateur est en position fermée et l'adaptation avec la mesure en réflexion. Deux fils permettent de contrôler en tension la position du piston, le commutateur étant en position ouverte par défaut (quand le courant ne circule pas dans la bobine). Les tests ont été réalisés à température ambiante et à 77 K. La figure 5.6 représente les mesures de transmission dans les deux positions. On en déduit une dynamique entre l'état ouvert et fermé d'environ 40 dB. On observe une meilleure transmission lorsque le composant est à froid. Ce gain correspond à la diminution de la résistivité du métal lorsque la température baisse. Le niveau de la transmission atteint environ -0.5 dB, à 90 GHz à froid, mais cette valeur n'est pas constante sur toute la bande. Toutefois ces mesures valident le principe du composant, que ce soit au niveau mécanique mais également au niveau électromagnétique. L'électroaimant a consommé 50 mW lors de son fonctionnement à 77K, ce qui est encourageant pour le dispositif final, même si les performances au niveau de la transmission ne sont pas celles attendues pour QUBIC. On peut également remarquer que le piston lors de la mise en froid avait tendance à se bloquer lors de son déplacement. Le cylindre à l'intérieur duquel le piston glisse étant en plastique, le matériau se contractait lors de la mise en froid, empêchant ainsi son déplacement. Le principal défaut de ce prototype est la taille de l'électroaimant : 15,5 x 16,5 x 17 mm rendant son intégration difficile dans la perspective d'un montage avec 400 commutateurs.

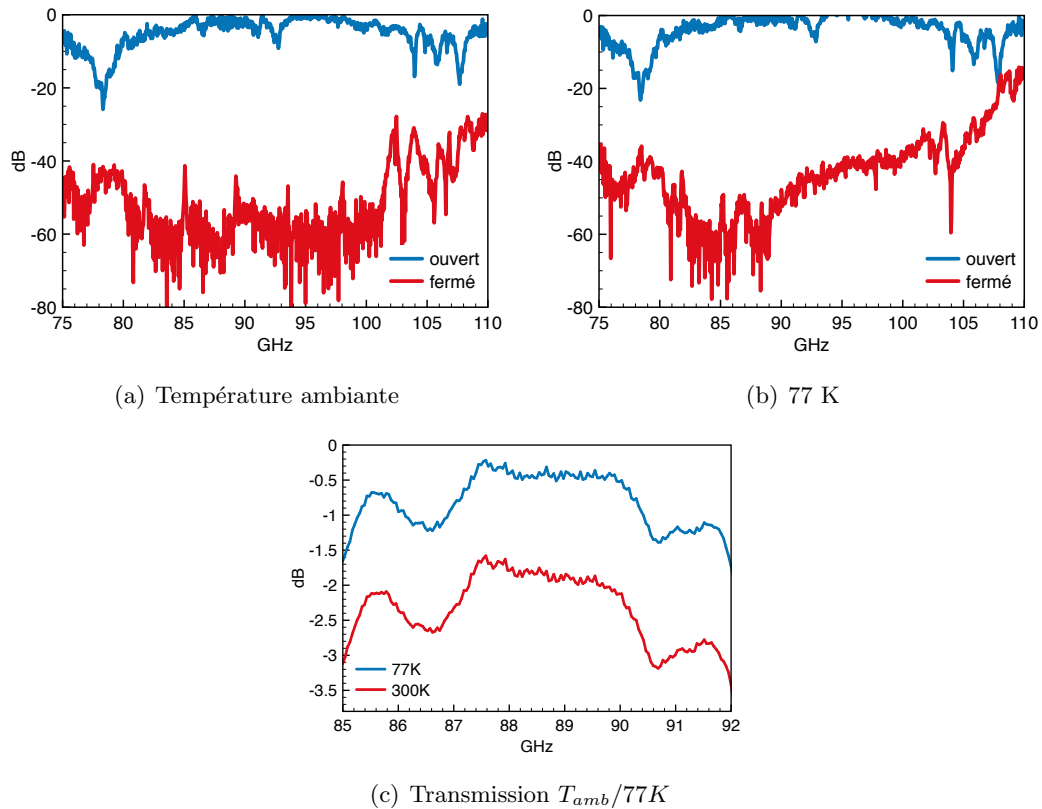


FIGURE 5.6 – Mesure de la transmission du commutateur de Manchester à température ambiante (a) et à 77 K (b) à l’état ouvert et fermé. (c) montre la comparaison de la transmission du commutateur à température ambiante et à 77 K en position ouverte.

5.3.3 Prototypé réalisé à l’APC dans la bande W

La matrice de commutateurs pour l’instrument QUBIC doit être réalisée dans l’espace imparti par les matrices de cornets. Pour la version du module à 97 GHz, l’espacement entre les cornets avait été prévu à 20 mm et le déplacement de la lame devait couvrir le diamètre du guide d’onde (2.7 mm). Pour rendre compact le dispositif, un électroaimant plus petit a dû être trouvé. De plus le mouvement de translation du piston a été transformé en un mouvement de rotation par l’intermédiaire d’un bras de levier. Ainsi un petit mouvement de translation permet de faire parcourir à la lame le chemin nécessaire pour fermer le guide d’onde (Fig.5.7). Des goupilles de part et d’autre viennent également limiter le parcours de la lame.

Le laboratoire APC a développé une nouvelle version du composant. Une pièce en cuivre contenant 4 électroaimants (BLP Series 45) a été fabriquée. Les lames ont été réalisés de la même manière que les plaques des cornets, par usinage chimique (Fig.5.8).

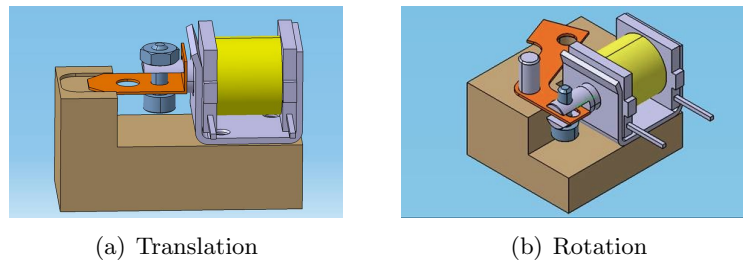


FIGURE 5.7 – Évolution du concept du commutateur. Pour gagner en compacité, on est passé d'un mouvement linéaire à une rotation. *Concept et CAO par Nathan Bleurvacq (APC).*

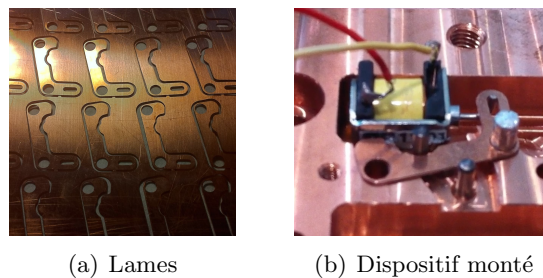


FIGURE 5.8 – Lames en cuivre réalisées par usinage chimique et le dispositif monté.

Elles sont en cuivre et font $400\mu\text{m}$ d'épaisseur. Ce dispositif n'a servi qu'à des tests mécaniques. Pour s'assurer de la bonne fermeture du guide d'onde, des tests visuels ont été effectués dans l'azote liquide à l'aide d'une fibre optique.

Cette version du commutateur a permis de valider mécaniquement le mouvement avec bras de levier pour le déplacement du piston ainsi que le système de goupilles permettant de limiter le positionnement de la lame.

5.3.4 Prototypage opérant dans la bande D (130 - 170GHz)

Lorsque le projet QUBIC a décidé que le premier module fonctionnera à 150 GHz, nous avons réutilisé ce que nous avons appris des développements précédents pour construire un prototype préfigurant le dispositif final pour l'instrument.

5.3.4.1 Concept et réalisation

La première difficulté a été la distance entre chacun des guides d'onde ou entraxe passant de 20 mm à 14 mm. Il a fallu intégrer un électroaimant plus compact que ceux utilisés précédemment. Le plus petit solénoïde disponible dans le commerce est le TO-5 de Linelectrics. Ces dimensions : 9,1 x 9,1 x 6,3 mm en font un candidat parfait. Il a

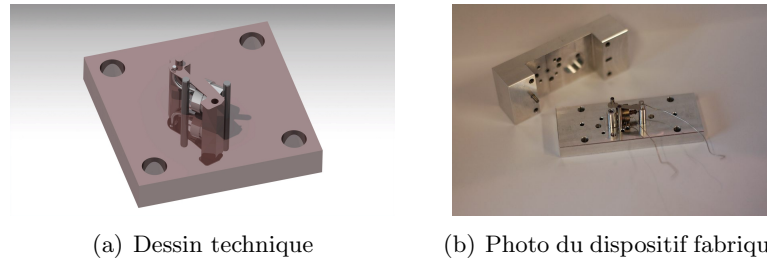


FIGURE 5.9 – (a) Représentation 3D de la première version du commutateur à 150 GHz. (b) Photo des deux pièces mécaniques : l’embase et le capot composant le prototype du commutateur. *Crédit : Damien Prêle*

également été testé à 77 K et a montré une consommation de 100mW environ.

Pour réaliser des tests électromagnétiques à température ambiante et cryogénique, un prototype a été fabriqué composé de deux pièces mécaniques : une embase et un capot intégrant deux guides d’onde circulaires et des interfaces (Fig.5.9). Les pièces sont en aluminium, la lame en Inox réalisée par usinage chimique.

Pour améliorer les performances électromagnétiques lorsque le dispositif est en position ouverte, l’épaisseur de la lame est passée de $400\mu m$ à $100\mu m$ permettant ainsi de réduire la distance entre les deux guides d’onde. Malgré cela pour éviter les pertes et les réflexions lorsque la lame est hors du guide d’onde circulaire, des *chokes* [6] ont été intégrés au niveau des interfaces du composant (Fig.5.10). Quand les surfaces ne sont pas parfaitement en contact, les courants peuvent fuir au niveau de la discontinuité. Un *choke* est un anneau placé autour de l’ouverture du guide d’onde, dont le rayon et la profondeur sont de $\lambda_g/4$, soit la longueur d’onde guidée dans le guide d’onde circulaire. Il utilise une propriété micro-onde : un court-circuit ramené à un quart de longueur d’onde devient un circuit ouvert. L’inverse étant vrai également, l’onde électromagnétique se propageant dans le guide ne verra pas la discontinuité. On peut optimiser ses dimensions pour élargir sa bande passante.

5.3.4.2 Mesures vectorielles

Différentes mesures vectorielles ont été faites pour caractériser le composant : mesure de transmission en position ouverte, d’isolation en position fermée et le temps de commutation entre les deux positions. Les mesures ont été faites à température ambiante sur un banc de test relié à l’analyseur de réseau vectoriel ABmm entre 135 et 165 GHz (Fig. 5.11). Le commutateur étant réalisé autour d’un guide d’onde circulaire, deux transitions rectangulaires - circulaires sont nécessaires pour se connecter à l’analyseur de réseau. L’étalonnage est réalisé au niveau des guides d’onde rectangulaires. La mesure correspond donc au commutateur et aux deux transitions rectangulaires -

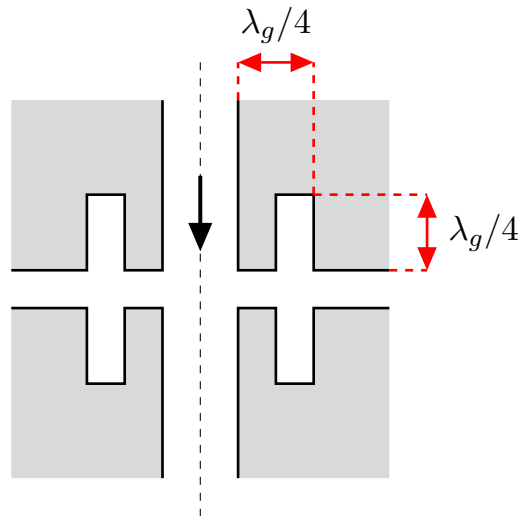


FIGURE 5.10 – Représentation schématique des deux *chokes* au niveau de l'interface du guide d'onde circulaire.

circulaires.

5.3.4.3 Performances du *choke*

Pour valider les performances du *choke*, plusieurs mesures ont été réalisées en écartant le capot de l'embase. La distance initiale est de $200\mu\text{m}$, $50\mu\text{m}$ étant l'espace prévu de part et d'autre de la lame. Le composant a été caractérisé en transmission pour différentes valeurs d'écart supplémentaires, allant de $100\mu\text{m}$ à 1 mm , à l'aide d'étalons en épaisseur (Fig.5.12). D'après les mesures, les *chokes* sont performants jusqu'à $400\mu\text{m}$, ce qui nous permet de relâcher les contraintes sur la réalisation mécanique.

Une mesure des deux transitions rectangulaires - circulaires mises bout à bout a été effectuée et est visible également sur la figure 5.12 ce qui permet de retirer un terme d'amplitude d'environ 0.5 dB . En soustrayant ce niveau aux mesures précédentes du composant, on peut en déduire la transmission du commutateur seul, soit environ -0.1 dB ce qui correspond au cahier des charges.

5.3.4.4 Dynamique du commutateur

La figure 5.13 montre les termes de transmission et réflexion mesurés pour la commutation en position ouverte (a) et en position fermée (b). Les deux transitions rectangulaires - circulaires sont toujours présentes dans les mesures et influent sur la qualité des mesures. De nombreuses résonances sont visibles dans la bande passante.

On retrouve sur cette même figure la dynamique du commutateur (c). On compare la

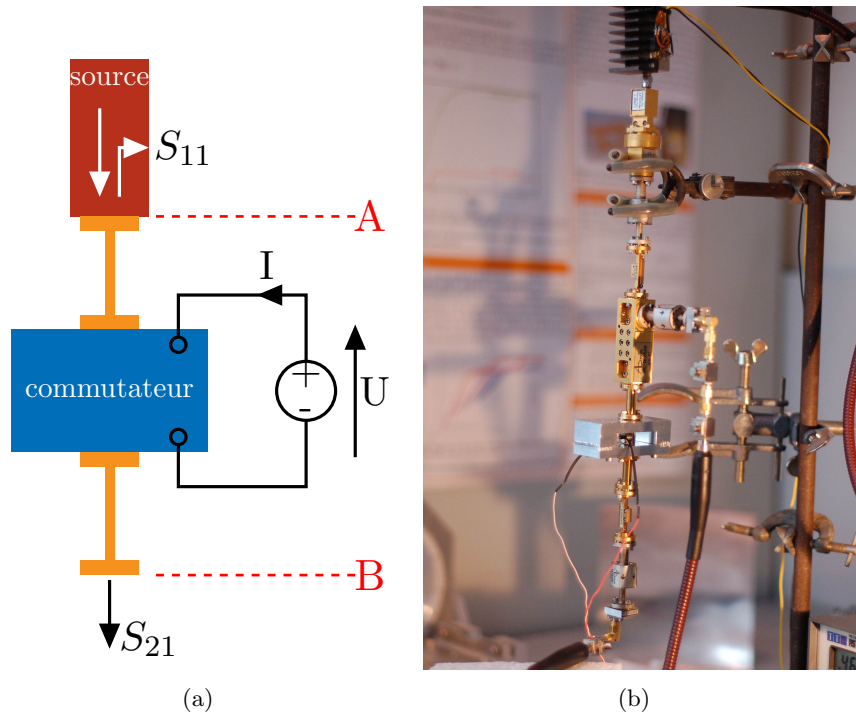


FIGURE 5.11 – (a) Principe de la mesure vectorielle du commutateur guide d’onde. A et B sont les plans d’étalonnage situés à la sortie du coupleur directif et de la transition circulaire - rectangulaire. Le VNA permet de mesurer les paramètres S_{11} et S_{21} . Une source de tension est placée aux bornes de l’électroaimant pour contrôler le déplacement de la lame dans le guide. (b) Photo du banc de mesure pour caractériser le commutateur entre 135 et 165 GHz à l’aide de l’analyseur de réseau vectoriel. *Crédit : Damien Prêle*

transmission du commutateur lorsque celui-ci est ouvert et l’isolation, soit la transmission lorsque le commutateur est fermé. On observe une très bonne dynamique d’environ 70 dB entre les deux états. Le graphique (d) représente seulement la transmission lorsque le dispositif est ouvert. Un gain de 0.5 dB, a été ajouté pour compenser les pertes dues aux deux transitions rectangulaires - circulaires mesurées ensemble précédemment (Fig. 5.12). Cela nous permet d’avoir une approximation de la transmission seule du composant à température ambiante, soit environ -0.2 dB sur l’ensemble de la bande passante. Cette mesure s’améliora à froid avec la diminution de la résistivité des parois des guides d’onde.

On remarque que cette mesure est différente de celle présentée sur la figure 5.12 où on obtenait une transmission d’environ 0.1 dB après soustraction de l’effet des transitions. Cette différence est vraisemblablement due à l’étalonnage, différent entre ces deux séries de mesures. On observe à 144 GHz une diminution du gain d’environ 0.4 dB.

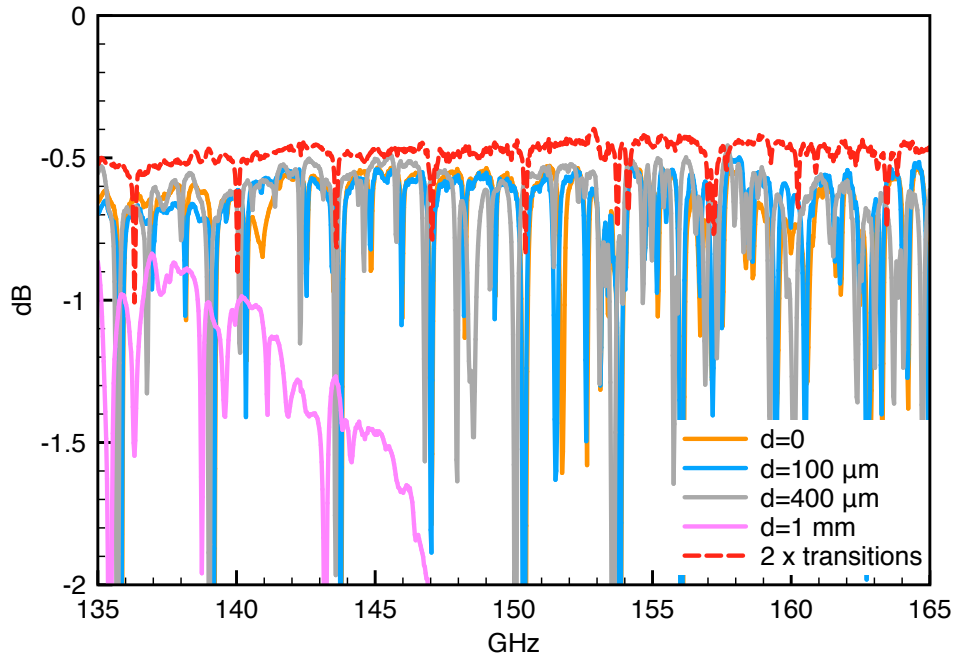


FIGURE 5.12 – Différentes mesures de transmission en position ouverte pour différentes valeurs d'écart entre la lame et le guide d'onde.

5.3.4.5 Temps de commutation

La dernière mesure réalisée sur ce prototype a été une mesure temporelle pour caractériser le temps de commutation du dispositif. L'analyseur de réseau vectoriel d'ABmm peut réaliser des balayages temporels à une fréquence donnée. Ici ce sera la fréquence centrale dans la bande : 150 GHz. Un balayage de 10 secondes a été effectué, le commutateur a été activé plusieurs fois manuellement durant ce laps de temps. Les mesures ont été réalisées sur la mesure de réflexion, plus propre que la mesure de transmission. La figure 5.14 montre deux graphes représentant la durée que met le dispositif à passer entre les deux positions ouverte à fermée puis fermée à ouverte. On peut mesurer une durée de commutation à température ambiante d'environ 10 ms dans les deux cas. À température ambiante, l'électroaimant nécessite une tension d'alimentation de 10V et un courant 0.11 A soit une puissance de 1.1 W. À 77K, cette valeur sera réduite par un facteur 10 environ et plus pour le fonctionnement à 4 K.

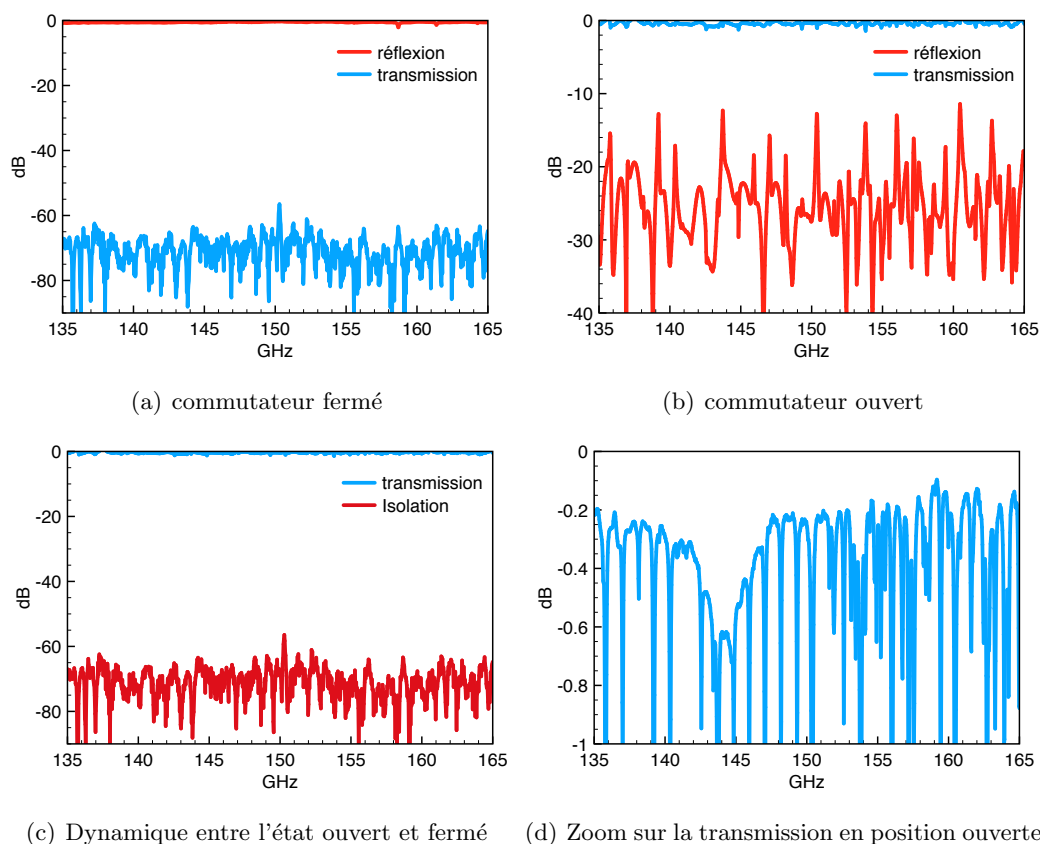


FIGURE 5.13 – Mesures réalisées sur le commutateur. (a) et (b) sont les mesures de transmission et réflexion en position ouverte et fermée. (c) représente la dynamique pour la transmission entre les deux états. (d) est un zoom sur la transmission en position ouverte, un gain de 0.5 dB a été ajouté pour retirer l'effet des deux transitions rectangulaires - circulaires.

5.4 Conclusions

5.4.1 Mesures cryogéniques

Les mesures présentées ci-dessus ont été réalisées à température ambiante. Pour finaliser la caractérisation du dispositif, des mesures à 4 K doivent être effectuées. Le banc de test utilisé sera celui de l'université de Milan Bicocca. On s'attend à une amélioration de la transmission du commutateur en position ouverte, due à la diminution de la résistivité des parois du guide d'onde et également une réduction de la consommation électrique due à la chute de la résistivité du fil du solénoïde.

D'après le tableau 5.1 présenté au début de ce chapitre, le commutateur rentre dans les spécifications attendues pour QUBIC. Des mesures complémentaires seront toutefois nécessaires pour vérifier le bon fonctionnement du commutateur à froid, dans des

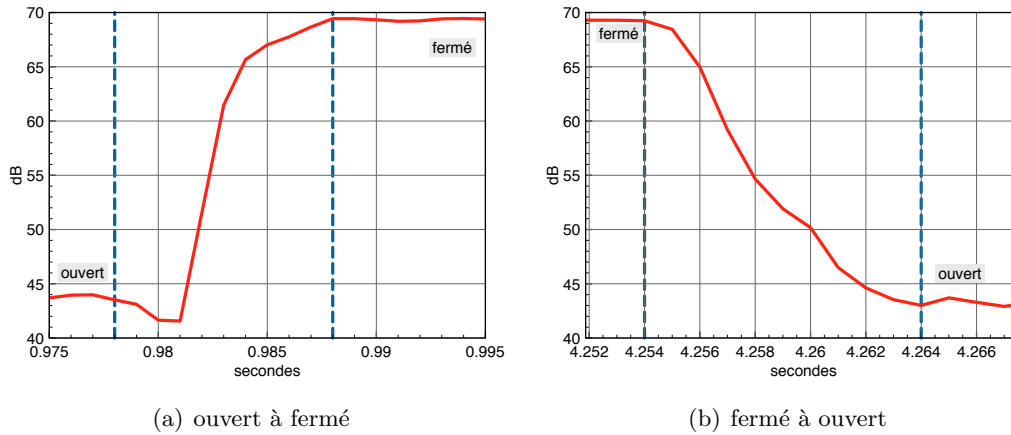
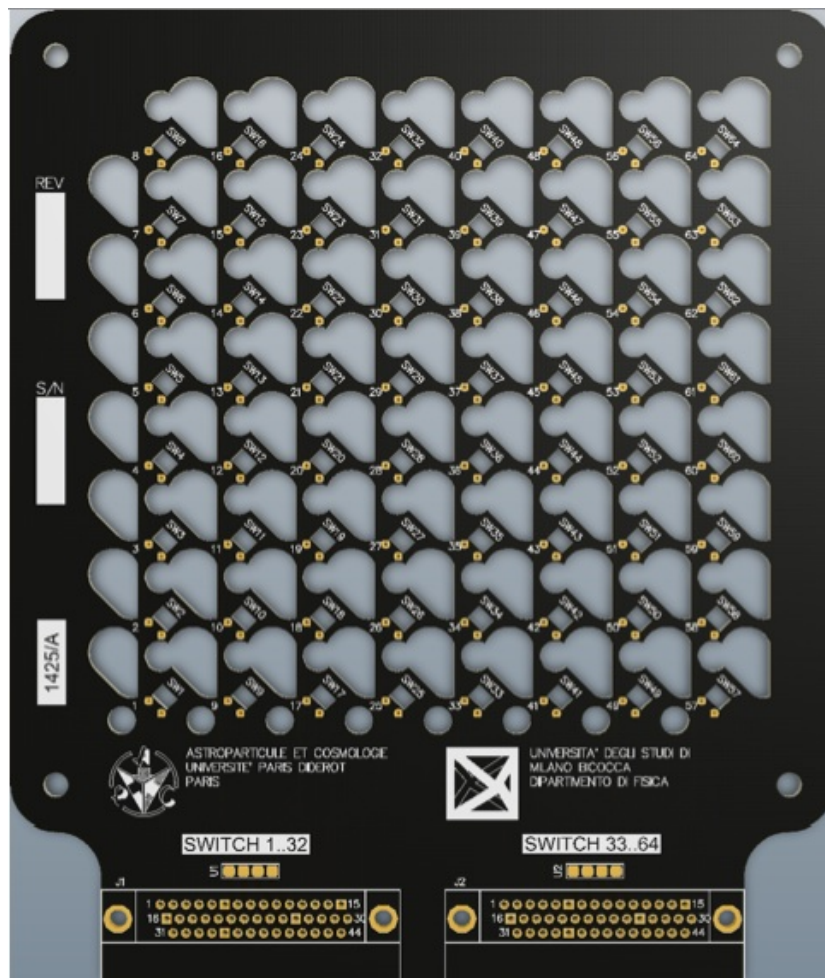


FIGURE 5.14 – Mesures non étalonnées de la vitesse de commutation réalisées sur la mesure de réflexion à 150 GHz en fonction du temps.

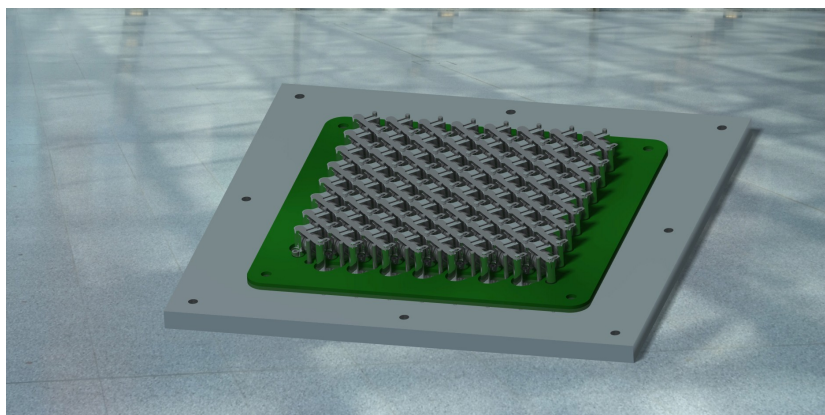
conditions proches de celles de l'observation. En effet, le composant fonctionnera selon un angle d'environ 45 degrés, lorsque l'instrument pointera la source de calibration. Le dispositif devra également subir de nombreux cycles de fonctionnement pour connaître les limites de l'électroaimant, du ressort et de la lame.

5.4.2 Matrice de commutateurs

Pour simuler le fonctionnement de la matrice finale de QUBIC, une matrice de 8 par 8 commutateurs est en cours de développement. Elle permettra de valider la procédure d'assemblage des différents électroaimants, ressorts, et lames ainsi que l'interface avec les deux matrices de cornets. Elle permettra également de tester le contrôle et la lecture des différents composants. Pour s'assurer de la bonne fermeture des guides d'onde reliant les cornets entre eux, la lecture de la position de la lame se fera par l'intermédiaire de la mesure de la variation d'inductance de la bobine, due à l'introduction du piston dans la bobine lorsque celle-ci est alimentée. Cette technique simple permet de réduire le nombre de composants à intégrer, la place disponible étant limitée. Un circuit imprimé a été conçu et réalisé à l'université de Milan Bicocca, en charge du contrôle des commutateurs. On peut voir sur la figure 5.15 un aperçu de la matrice 8x8 de commutateurs. Après validation de cette matrice, le défi sera de réaliser la matrice 20x20 en un seul bloc et de l'intégrer aux deux matrices de cornets.



(a) circuit imprimé



(b) CAO

FIGURE 5.15 – Représentation du circuit imprimé conçu par Andrea Passerini (Milan Bicocca) pour contrôler les 64 commutateurs. Conception par ordinateur de la matrice 8x8. Réalisé par Nathan Bleurvacq (APC).

Troisième partie

**Composants planaires
supraconducteurs**

"Would you tell me please, which way I ought to go from here?"
"That depends a good deal on where you want to get to," said the Cat.

Alice's Adventures in Wonderland — Lewis Carroll

CHAPITRE 6

Notions de supraconductivité

6.1 Bref historique

6.1.1 Découverte

L'histoire de la découverte de la supraconductivité est liée à la liquéfaction de l'hélium permettant d'atteindre des températures cryogéniques d'1K, expérience réalisée pour la première fois par l'équipe du physicien néerlandais H.K Onnes à Leiden le 10 juillet 1908. Les chercheurs s'intéressent alors au comportement de la résistance électrique des métaux lorsque ceux-ci sont refroidis. En 1911, ils mesurent une disparition totale de la résistance électrique du mercure à une température de 4.2K (Fig.6.1). Cette première mesure démontre l'existence d'un nouvel état de la matière où les électrons peuvent circuler dans un matériau à une vitesse constante et pendant une durée infinie, tant que le matériau est placé à une température inférieure à la température critique T_C , grandeur caractéristique délimitant la transition de phase entre l'état normal et l'état supraconducteur.

Au début des années 30, on observe un autre comportement spectaculaire des supraconducteurs. En 1933, W. Meissner et R. Ochsenfeld découvre que lorsque le supraconducteur est placé dans un champ magnétique extérieur, les lignes de champ sont détournées pour que le champ magnétique à l'intérieur du métal devienne nul. Ce comportement de diamagnétisme parfait appelé l'effet Meissner-Ochsenfeld peut se traduire physiquement par la lévitation d'un aimant placé au-dessus d'un supraconducteur.

6.1.2 Modèles phénoménologiques

Si jusqu'aux années 30 la science des supraconducteurs est empirique, les premiers modèles théoriques apparaissent. En 1933 à la suite des expériences de Meissner, F.

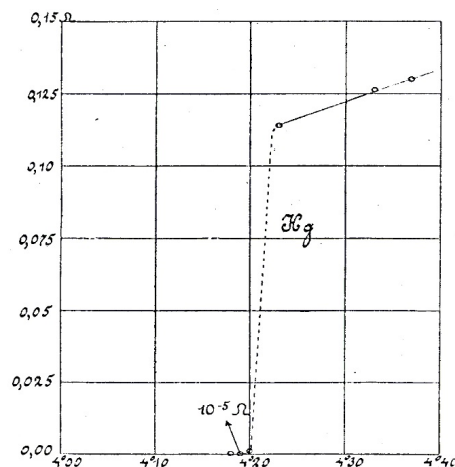


FIGURE 6.1 – Mesure de la résistance du Mercure en fonction de la température par l'équipe de H. K. Onnes en 1911.

London développe un premier modèle électromagnétique. Cette théorie remarquable démontre que le champ magnétique est bien nul au centre du supraconducteur, mais que proche de la surface, il peut pénétrer sur une longueur λ_L (longueur de London). À la même époque, Gorter et Casimir développent un modèle thermodynamique basé sur la transition de phase entre l'état normal et l'état supraconducteur.

6.1.2.1 Le modèle de *Ginzburg-Landau*

Ce n'est qu'en 1950 qu'un modèle reliant une approche thermodynamique et électromagnétique va voir le jour. Le modèle de *Ginzburg-Landau* décrit grâce à un système d'équations le comportement du supraconducteur lors de la transition de phase mais également les phénomènes électromagnétiques apparaissant à l'état supraconducteur et liées par les grandeurs caractéristiques : λ_L et ξ la longueur de cohérence introduite par B. Pippard.

Nous sommes alors dans les années 50 et de nombreux métaux purs et alliages ont été testés à température cryogénique et également en appliquant des champs magnétiques. À partir des équations de Ginzburg-Landau, A.A Abrikosov développe une analyse théorique en 1957 qui montre que la supraconductivité peut disparaître selon deux façons différentes. Les supraconducteurs peuvent être alors classés en deux types : I et II. Les types I transitent rapidement pour un champ critique faible ($H_C < \approx 100\text{mT}$) alors que les types II passent par deux phases progressives définies par deux champs critiques H_{C1} et H_{C2} . Si H_{C1} est du même ordre de grandeur que pour les types I, H_{C2} peut nécessiter des valeurs de plusieurs ordres de grandeur supérieures à H_{C1} . Tous les alliages sont de type II, quasiment tous les métaux purs exceptés le Niobium et le

Vanadium sont de type I.

6.1.2.2 Théorie BCS

La théorie *BCS* proposée en 1957 par John Bardeen, Leon Cooper et Robert Schrieffer est la première théorie arrivant à décrire du point de vue microscopique le phénomène de la supraconductivité [47]. Il est basé sur deux notions fondamentales : le rôle des phonons et les paires de Cooper.

Le phonon est une quasi-particule qui traduit l'énergie libérée ou acquise lors de la vibration de réseau d'un cristal. Il tient un rôle important dans le mécanisme de la supraconductivité.

L. Cooper montre que deux électrons de vecteurs d'onde et de spins opposés situés au niveau de Fermi (niveau correspondant à une probabilité d'occupation des électrons de 50% quelque soit la température) interagissent entre eux pour former une paire. La théorie de BCS établit qu'il faut apporter une énergie Δ , le *gap* pour casser cette paire et reformer deux électrons normaux célibataires.

Après la théorie BCS, vont suivre de nombreuses découvertes : l'effet *Josephson* où des paires de Cooper peuvent passer entre deux blocs supraconducteurs séparés par une barrière isolante. On va découvrir dans les années 80 que des matériaux organiques peuvent également transiter. En 1986, A. Muller et G. Bednorz parviennent à réaliser le premier supraconducteur haute température. P. Chu découvre peu de temps après le composé YBaCuO qui possède une température critique de 93K. De nombreux supraconducteurs à haute T_C vont alors être découverts repoussant les mesures de T_C .

6.1.3 Applications

Aujourd'hui, même si le rêve de découvrir un matériau transitant à des températures ambiantes est toujours d'actualité, les applications de la supraconductivité sont nombreuses : les bobines supraconductrices permettent de générer des champs magnétiques importants et sont utilisées dans les IRM, les accélérateurs de particules comme le LHC ou les trains à sustentation magnétique. L'effet *Josephson* est au coeur du fonctionnement des SQUIDS (Superconducting QUantum Interference Device), détecteurs les plus sensibles de champs magnétiques.

La supraconductivité associée à la théorie de la propagation guidée est au centre du fonctionnement des détecteurs pour la cosmologie : les bolomètres et les KIDs (Kinetic Inductance Detectors) mais est également de plus en plus présente avec le développement de nouvelles architectures de détection où le traitement du signal est maintenant réalisé en partie directement sur le plan focal de l'instrument.

6.2 Quelques éléments de physique des supraconducteurs

Cette section est dédiée au développement de certaines notions évoquées plus haut. Ces notions sont nécessaires pour appréhender les chapitres dédiés au développement de composants utilisant les propriétés de la supraconductivité, que ce soit simplement pour la transmission du signal (diplexeur, ligne microruban) ou présent intrinsèquement dans le fonctionnement du composant (commutateur et déphaseur planaire supraconducteur).

6.2.1 Transition de phase

La courbe (Fig. 6.2(a)) montre l'évolution typique de la résistivité ρ en fonction de la température pour un supraconducteur. La résistivité passe d'une valeur ρ_N à l'état normal juste après la transition à 0 en dessous de la température critique T_C . La figure 6.2(b) montre le diagramme de phase typique d'un supraconducteur type I. Les deux phases sont séparées par un champ magnétique critique H_C . En effet, on peut également faire transiter ce type de matériau de l'état supraconducteur à l'état normal en appliquant un champ magnétique ou en injectant un courant I supérieur à un courant critique I_C , défini par la densité de courant critique J_C du matériau et par la géométrie du composant.

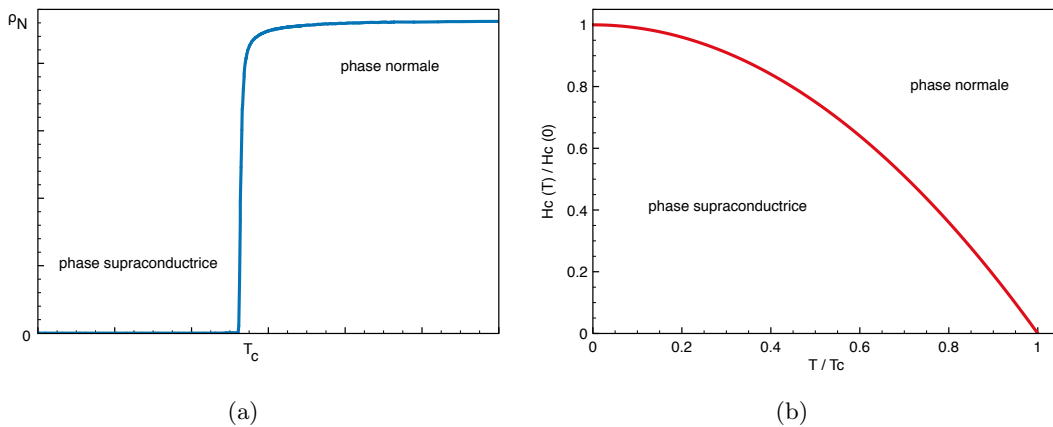


FIGURE 6.2 – (a) : caractéristique de résistivité en fonction de la température d'un supraconducteur. (b) Diagramme de phase d'un supraconducteur type I : champ magnétique critique normalisé $H_C(T)/H_C(0)$ en fonction de T/T_C .

6.2.2 Longueur de pénétration

6.2.2.1 Longueur de London λ_L

Le concept de longueur de pénétration est similaire au concept d'épaisseur de peau que l'on trouve dans les métaux normaux.

D'après les équations de London décrivant l'état magnétique du supraconducteur, un champ électromagnétique peut pénétrer dans un supraconducteur sur une distance appelée profondeur de pénétration ou longueur de London λ_L . Expérimentalement on observe que λ_L croît lentement à basse température mais diverge lorsqu'on se rapproche de la température critique T_C . En effet la supraconductivité disparaît avec les électrons des paires de Cooper au profit des électrons normaux. Cette longueur change avec la température et suit la loi empirique suivante :

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_C}\right)^4}}, \quad (6.1)$$

avec $\lambda_L(0)$ la longueur de London à $T=0K$. Cette loi est représentée sur la figure 6.3.

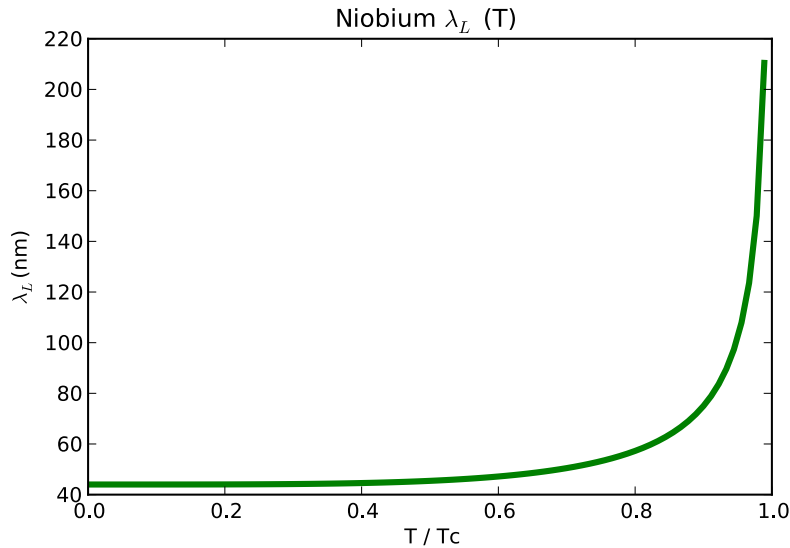


FIGURE 6.3 – Profondeur de pénétration de London λ_L en fonction de la température pour le Niobium.

6.2.2.2 Épaisseur du supraconducteur

On distingue couramment deux cas, selon l'épaisseur d'une couche supraconductrice d :

- $d \gg \lambda_L$: la couche est dite épaisse (*bulk*). Le champ magnétique décroît exponentiellement sur une longueur λ_L et est nul au coeur de l'échantillon. De la même manière, la densité de courant se réduit exponentiellement.
- $d \leq \lambda_L$: la couche est mince. Le champ magnétique ne s'annule jamais à l'intérieur du matériau, l'effet Meissner ne peut donc pas être complet. La densité de courant va varier de façon linéaire d'une surface à une autre.

6.2.3 Paramètre de Ginzburg-Landau κ

Un supraconducteur est dit type I ou type II selon les valeurs de deux grandeurs caractéristiques qui le définissent :

- λ : la longueur de pénétration.
- ξ : la longueur de cohérence, distance nécessaire pour établir totalement la supraconductivité. On peut également la définir comme la distance moyenne entre les deux électrons d'une paire de Cooper.

On appelle κ , le paramètre de Ginzburg-Landau correspondant au rapport entre la longueur de pénétration λ et la longueur de cohérence ξ . Selon la valeur de κ , le supraconducteur est de type I ou II [8] :

- $\kappa < \kappa_C$, le supraconducteur est de type I.
- $\kappa > \kappa_C$, le supraconducteur est de type II.

avec κ_C , valeur critique fixée à $1/\sqrt{2}$.

Le tableau 6.1 regroupe les valeurs pour le niobium et le nitrure de niobium, matériaux utilisés dans cette thèse, l'aluminium est ajouté à titre de comparaison.

	ξ (nm)	λ_0 (nm)	κ	type
Al	1500	16	0.01	I
Nb	39	32	0.82	II
NbN	3.5	400	114.3	II

TABLE 6.1 – Grandeurs caractéristiques du NbN [10], Al [11, 12] et Nb [11, 12] : longueur de cohérence ξ , longueur de pénétration λ_0 à T=0K, et le rapport de Ginzburg-Landau κ .

6.2.4 Supraconducteur de type II

6.2.4.1 Diagramme de phase

Le diagramme de phase d'un supraconducteur type II (Fig. 6.4) est caractérisé par deux lignes de champ critique H_{C1} et H_{C2} . La phase supraconductrice est alors divisée en deux zones : la phase de *Meissner* et la phase de *Shubnikov*. La phase de *Meissner* correspond à la phase supraconductrice de type I où le matériau se comporte en diamagnétique parfait et où la densité de courant est localisée au voisinage de la surface sur une épaisseur λ . En phase de *Shubnikov*, le matériau n'est plus parfait, il y a alors apparition de vortex sous l'effet d'un courant.

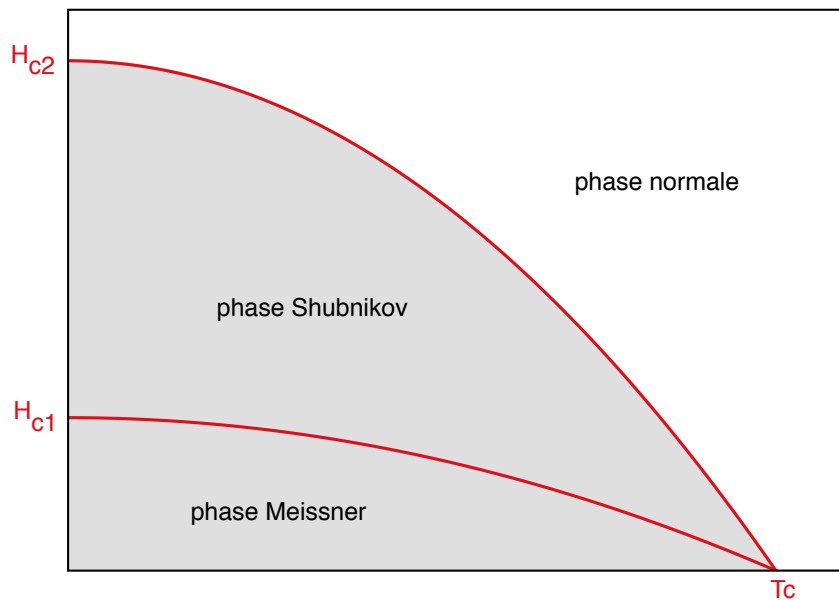


FIGURE 6.4 – Diagramme de phase d'un supraconducteur type II. La phase supraconductrice se décompose en deux phases selon le champ critique H_C appliqué au supraconducteur : la phase de *Meissner*, identique à la phase supraconductrice d'un type I et la phase de *Shubnikov*, où apparaissent les vortex avant la transition à l'état normal.

6.2.4.2 Vortex

Lorsqu'on applique un courant à un supraconducteur, la solution d'*Abriksov* aux équations de *Ginzburg - Landau* se traduit par l'apparition d'un réseau de *vortex*. Un vortex, représenté sur la figure 6.5 est un objet physique de symétrie cylindrique. La densité d'électrons supraconducteurs tombe de $n_{s\infty}$ à 0 sur une distance ξ , la longueur de cohérence. De manière opposée, le champ magnétique B augmente de 0 à une valeur maximale B_{centre} sur la distance caractéristique λ la profondeur de pénétration.

Le champ magnétique au centre induit des courants supraconducteurs tourbillonnants autour d'un *ilôt normal*.

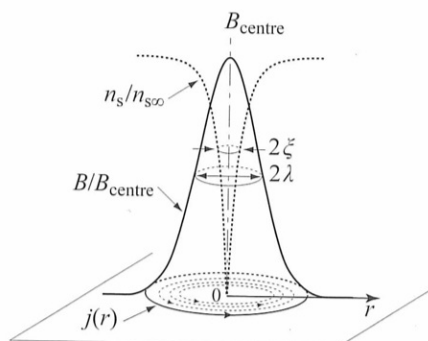


FIGURE 6.5 – Représentation schématique d'un vortex. *Crédit* : [8].

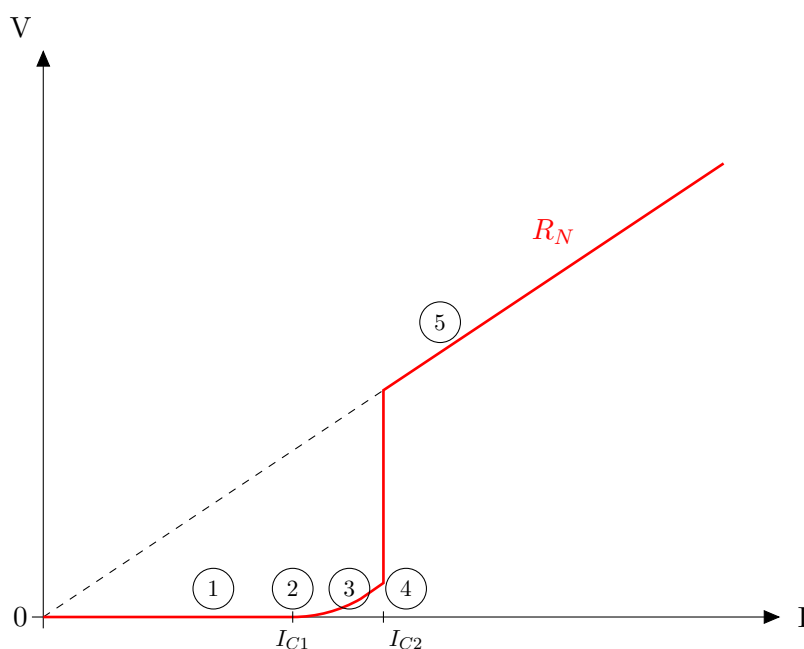
Si on n'applique pas de champ magnétique ou de courant au supraconducteur, les vortex n'apparaissent pas. Pour un supraconducteur de type I, les vortex n'ont pas le temps d'apparaître car le matériau transite très rapidement de sa phase supraconductrice à sa phase normale. Par contre pour les types II, la phase de *Shubnikov* est présente et instable, ce qui peut permettre l'apparition de ces réseaux de vortex.

En phase de *Shubnikov*, le courant I exerce sur les vortex des forces qui tendent à le déplacer. Le courant circulant parallèlement à la couche supraconductrice, le champ \vec{B} est orthogonal au plan où se situe les vortex. D'après le théorème d'Ampère, la force dit de *Lorentz* F_L implique que le vortex va se diriger vers l'intérieur du matériau. Suivant l'état de surface du matériau, il y a alors deux possibilités :

- les vortex se mettent en mouvement. Le déplacement induit un travail et une dissipation d'énergie. Pour le compenser, une force électromotrice apparaît aux bornes du système. Le supraconducteur devient résistif. La densité de courant est faible. Le supraconducteur est dit *doux*.
- dû aux défauts du matériau, les vortex sont ancrés et restent figés. Comme ils ne se déplacent pas, il n'y a pas de dissipation d'énergie, et donc le courant peut circuler sans pertes par effet Joule. Il faut une densité critique J_C plus importante pour le faire transiter. Le supraconducteur est dit *dur*.

La caractéristique $V(I)$ (Fig. 6.6) illustre la transition du supraconducteur de la phase de *Meissner* à la phase normale en passant par la phase de *Schubnikov* lorsque celui-ci est polarisé en courant.

Considérons un pont supraconducteur polarisé en courant et où l'on mesure la ten-


 FIGURE 6.6 – Caractéristique $V(I)$ d'un supraconducteur de type II.

sion à ses bornes :

1. le pont est à l'état supraconducteur, en phase de *Meissner*. La tension à ses bornes est donc nulle.
2. le courant franchit le courant critique I_{C1} : le matériau passe en phase de *Schubnikov*. Les vortex apparaissent dans le pont.
3. le courant devient suffisamment élevé pour déplacer les vortex vers le centre du pont. Ce déplacement induit une tension V aux bornes du pont et une dissipation d'énergie qui se traduit par ρ_{ff} la *résistivité d'écoulement des vortex (flux flow)*.
4. si le supraconducteur est très dur, la densité de courant devient très importante. Au lieu d'un écoulement de vortex, on a un phénomène appelé *saut de vortex*, l'ensemble des vortex se déplaçant massivement. Ce désancrage entraîne une forte dissipation d'énergie faisant transiter directement le supraconducteur à l'état normal au courant critique I_{C2} .
5. le pont est en phase normale. La pente de la caractéristique $V(I)$ devient la résistance normale du pont R_N .

6.3 Supraconductivité appliquée aux lignes de transmission

La supraconductivité et le domaine micro-onde ont une histoire commune. La propriété de pouvoir propager un courant sans pertes par effet joule dans une ligne de transmission est un avantage très important pour le développement de composants passifs et actifs dédiés à la mesure de faibles signaux.

6.3.1 Impédance de surface

La réponse d'un matériau ou conducteur dans le millimétrique peut être caractérisée par l'impédance de surface Z_S , définie comme le rapport des composantes tangentielles des champs électriques E_t et magnétiques H_t :

$$Z_S = \frac{E_t}{H_t} = R_S + jX_S \quad (6.2)$$

La partie résistive R_S de l'impédance de surface quantifie l'énergie dissipée à l'intérieur de l'épaisseur de peau, alors que la partie réactive X_S quantifie l'énergie électromagnétique stockée.

Quand une onde incidente à haute fréquence arrive sur la surface d'un conducteur, le champ électromagnétique est confiné dans une zone dont l'épaisseur est appelée l'épaisseur de peau δ . Elle peut être calculée à partir des équations de Maxwell et de la loi d'Ohm qui relie localement la densité de courant et le champ électrique. On peut dériver à partir de ces formules l'expression suivante :

$$\delta \approx \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma_n}} \quad (6.3)$$

où μ est la perméabilité magnétique, couramment égale à μ_0 , ω est la pulsation angulaire $\omega = 2\pi\nu$, avec ν la fréquence, σ_n est la conductivité électrique pour un métal normal.

La théorie de l'impédance de surface pour les supraconducteurs a été développée par Mattis et Bardeen via la théorie BCS. Les définitions de l'impédance varient selon l'épaisseur de la couche supraconductrice.

Selon l'épaisseur d du film utilisé [11], on peut définir deux cas pour calculer l'impédance de surface Z_S d'un film supraconducteur :

— $d \gg \lambda_L$, le film est considéré *épais*. L'impédance de surface Z_S vaut :

$$Z_S = \sqrt{\frac{j\mu_0\omega}{\sigma_1 - j\sigma_2}} \quad (6.4)$$

— $d \leq \lambda_L$, le film est *mince*.

$$Z_S = \frac{1}{(\sigma_1 - j\sigma_2)d} \quad (6.5)$$

avec μ_0 la perméabilité du vide, ω , la pulsation angulaire ($\omega = 2\pi\nu$), et $\sigma = \sigma_1 - j\sigma_2$ la conductivité complexe du matériau.

6.3.2 Conductivité complexe

Pour décrire précisément l'état supraconducteur aux hautes fréquences, le concept de conductivité complexe σ a été introduit par Glover et Tinkham en 1957 [48] : $\sigma = \sigma_1 - j\sigma_2$. D'après Mattis et Bardeen [47, 11], les expressions intégrales pour les parties réelles et imaginaires de la conductivité σ_1 et σ_2 sont :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_1}{\sigma_N} = \frac{2}{\hbar\omega} \int_{\Delta}^{\infty} \frac{[f(E) - f(E + \hbar\omega)](E^2 + \Delta^2 + \hbar\omega E)}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}\sqrt{(E + \hbar\omega)^2 - \Delta^2}} dE \\ + \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\Delta - \hbar\omega}^{-\Delta} \frac{[1 - 2f(E + \hbar\omega)](E^2 + \Delta^2 + \hbar\omega E)}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}\sqrt{(E + \hbar\omega)^2 - \Delta^2}} dE \end{aligned} \quad (6.6)$$

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_N} = \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\max\{\Delta - \hbar\omega, -\Delta\}}^{\Delta} \frac{[1 - 2f(E + \hbar\omega)](E^2 + \Delta^2 + \hbar\omega E)}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}\sqrt{(E + \hbar\omega)^2 - \Delta^2}} dE \quad (6.7)$$

où T est la température en Kelvin, σ_N est la conductivité du supraconducteur juste au dessus de la température critique T_C , $\Delta = \Delta(T)$ est le gap en énergie du matériau considéré, la fonction $f(E)$ est la fonction de distribution de Fermi donnée par $f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E}{kT}}}$, $\omega = 2\pi\nu$ est la pulsation angulaire avec ν la fréquence, k la constante de Boltzman ($k = 1.38 \times 10^{23} J/K$), \hbar est la constante de Planck réduite ($\hbar = h/2\pi$, $h = 6.626 \times 10^{34} J/s$).

La première intégrale de σ_1/σ_N représente la conduction des électrons normaux thermiquement excités. La seconde intégrale introduit la génération des quasiparticules par radiation lorsque la fréquence correspond à des énergies supérieures au gap en énergie Δ . σ_2 est liée à la contribution des paires de Cooper.

La figure 6.7 représente la partie réelle σ_1/σ_N et la partie imaginaire σ_2/σ_N de la conductivité complexe normalisée par rapport à σ_N en fonction de la fréquence. Le calcul a été fait pour un échantillon de Niobium à une température de 4.6K et une énergie de gap $\Delta_0 = 1.35 meV$. On retrouve la fréquence d'énergie de gap vers 700GHz du Niobium.

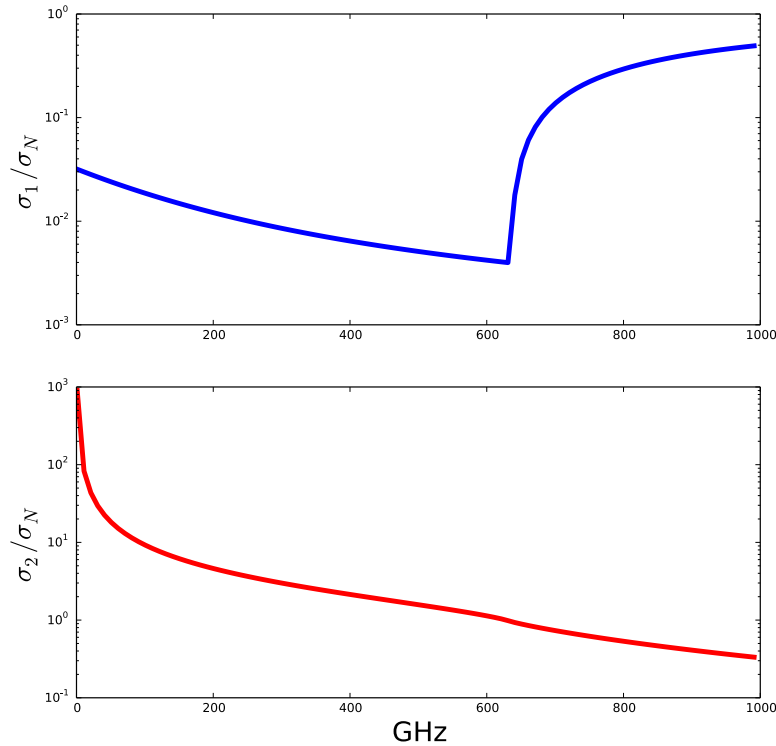


FIGURE 6.7 – Conductivité complexe normalisée par rapport à σ_N , σ_1/σ_N et σ_2/σ_N en fonction de la fréquence pour un échantillon de Nb à $T=4.6\text{K}$.

6.3.3 Ligne de transmission

Commençons par définir une ligne de transmission par son schéma équivalent [6], illustré sur la figure 6.8 avec :

- R : la résistance en série par unité de longueur du conducteur en Ω/m ,
- L : l'inductance par unité de longueur en H/m ,
- G : la conductance par unité de longueur en S/m ,
- C : la capacité par unité de longueur en F/m ,

R représente la résistance série due à la conductivité finie du conducteur. La conductance G est liée aux pertes diélectriques dues au matériau entre les conducteurs, généralement considérée négligeable par rapport aux autres éléments de la ligne. C est la capacité due à la proximité des conducteurs. L'inductance L est liée à l'énergie stockée dans le champ magnétique à l'extérieur du conducteur.

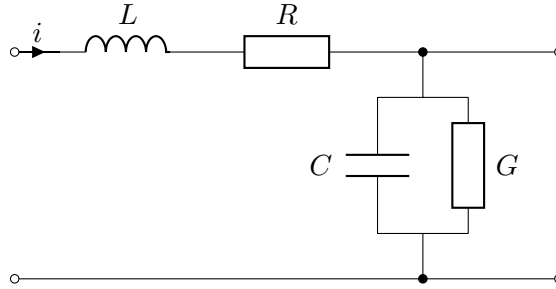


FIGURE 6.8 – modèle équivalent d'une ligne de transmission à pertes.

L'impédance caractéristique Z de la ligne s'écrit :

$$Z = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \quad (6.8)$$

Le coefficient de propagation γ s'écrit à partir des éléments de la ligne de transmission :

$$\gamma = \sqrt{[j\omega L + R][j\omega C + G]} \quad (6.9)$$

6.3.3.1 Ligne microruban

Dans une ligne microruban, le champ électrique \vec{E} se propage entre un ruban conducteur et un plan de masse. Entre les deux se trouve un diélectrique de permittivité relative ϵ_r (Fig. 6.9). L'impédance caractéristique est définie par la largeur du ruban w et l'épaisseur du diélectrique h .

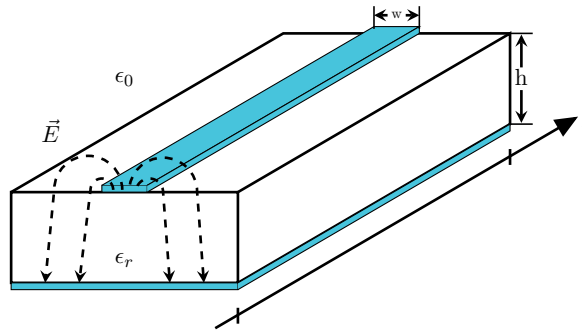


FIGURE 6.9 – Ligne de transmission microruban.

D'après [6], l'atténuation α_C d'une ligne microruban quasi-TEM due aux pertes conductrices est donnée par :

$$\alpha_C = \frac{R_S}{Z_0 \times w} \quad (6.10)$$

avec R_S , la résistance de surface, w la largeur de la ligne microruban et Z_0 , l'impédance

caractéristique de la ligne. Pour $W/h < 1$, h étant l'épaisseur du diélectrique :

$$Z_0 = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_e}} \ln \left(\frac{8h}{w} + \frac{w}{4h} \right) \quad (6.11)$$

avec ϵ_e , la constante diélectrique effective.

Pour prendre en compte le fait que le champ électrique ne se propage pas que dans le diélectrique, mais déborde également au dessus de la ligne de transmission, on considère un milieu homogène de constante diélectrique effective ϵ_e qui englobe la ligne microruban.

$$\epsilon_e = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + 12h/w}} \quad (6.12)$$

6.3.3.2 Ligne coplanaire

Une ligne de transmission coplanaire conventionnelle est définie par un ruban central de largeur w . Le plan de masse est situé de part et d'autre sur le même plan et écarté d'une distance s du ruban central. Cette géométrie permet de limiter l'impact du diélectrique sur la valeur de l'impédance caractéristique de la ligne, et également de modifier la géométrie sans modifier cette dernière.

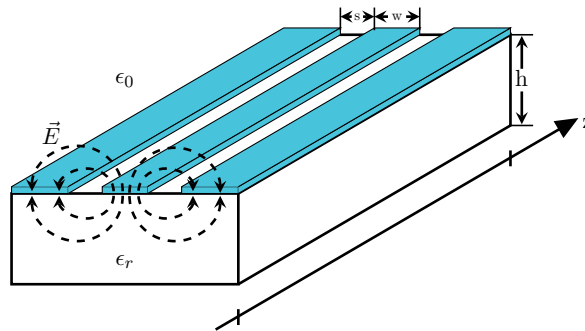


FIGURE 6.10 – Ligne de transmission coplanaire. w est la largeur du conducteur central, s la distance entre le plan de masse et le conducteur, h l'épaisseur du diélectrique de constante diélectrique relative ϵ_r .

D'après [49], l'impédance caractéristique d'une ligne coplanaire sur un diélectrique d'épaisseur finie h et de constante diélectrique ϵ_r est donnée à l'aide de la méthode mathématique de transformation conforme (*conformal mapping*) par :

$$Z_0 = \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \frac{K(k'_0)}{K(k_0)} \quad (6.13)$$

ϵ_{eff} est la constante diélectrique effective :

$$\epsilon_{eff} = 1 + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \frac{K(k'_0)}{K(k_0)} \frac{K(k_1)}{K(k'_1)} \quad (6.14)$$

avec :

$$k_0 = \frac{w}{w + 2s} \quad k'_0 = \sqrt{1 - k_0^2} \quad (6.15)$$

$$k_1 = \frac{\sinh(\pi w/4h)}{\sinh([\pi(w + 2s)]/4h)} \quad k'_1 = \sqrt{1 - k_1^2} \quad (6.16)$$

$K(k)$ est l'intégrale complète elliptique de première espèce.

$$K(k) = \int_0^1 \frac{1}{\sqrt{(1-x^2)(1-k^2x^2)}} dx \quad (6.17)$$

w , s et h sont les dimensions de la ligne d'après la figure 6.10.

On peut également calculer l'impédance de la ligne de transmission coplanaire à partir des différents éléments de la ligne : la résistance R , l'inductance L et la capacité C . Jiansong Gao a démontré dans sa thèse [11] des expressions pour calculer ces éléments pour une ligne coplanaire. Ces expressions sont valables pour une épaisseur t inférieure à la demi-largeur du ruban central $w/2$.

6.3.3.2.1 Capacité C

Dû à la proximité des plans de masse et du conducteur, le champ électrique se propage à la fois dans l'air ϵ_0 au dessus de la ligne et dans le diélectrique de permittivité ϵ_r (Fig.6.10). La capacité C est alors définie comme la somme des deux capacités, chacune correspondant à la propagation du champ \vec{E} dans le diélectrique et dans l'air.

$$C = \epsilon_0 \frac{2K(k_t)}{K(k'_t)} + \epsilon_r \epsilon_0 \frac{2K(k)}{K(k')} \quad (6.18)$$

où $K(k)$ est l'intégrale elliptique de première espèce, $k_t = u_1(t)/u_2(t)$ et $k'_t = \sqrt{1 - k_t^2}$. $u_1(t)$ et $u_2(t)$ sont deux fonctions calculées à partir des dimensions de la ligne :

$$d = \frac{2t}{\pi} \quad (6.19)$$

$$a = W/2 \quad (6.20)$$

$$b = \frac{W + 2S}{2} \quad (6.21)$$

$$u_1 = a + \frac{d}{2} + \frac{3\log 2}{2}d - \frac{d}{2}\log\frac{d}{a} + \frac{d}{2}\log\frac{b-a}{b+a} \quad (6.22)$$

$$u_2 = b - \frac{d}{2} - \frac{3\log 2}{2}d + \frac{d}{2}\log\frac{d}{b} - \frac{d}{2}\log\frac{b-a}{b+a} \quad (6.23)$$

$$(6.24)$$

6.3.3.2 Inductance géométrique L_m et Inductance cinétique L_k

Dans le cas d'une ligne de transmission supraconductrice, le champ magnétique \vec{H} s'étend à l'intérieur du supraconducteur sur une distance λ . Le supercourant, porté par les paires de Cooper, circulant dans le conducteur porte une partie de l'énergie cinétique, qui contribue à l'inductance de la ligne. Cette énergie dépend de la profondeur de pénétration λ , dimension changeant avec la température et la densité de quasi-particules. On note couramment l'inductance totale comme la somme de deux parties : une dépendante de la géométrie de la ligne, fixe L_m et une autre partie variable appelée *inductance cinétique* L_k . L'inductance totale L s'écrit donc :

$$L = L_m + L_k \quad (6.25)$$

L'inductance géométrique s'exprime comme :

$$L_m = \mu_0 \frac{K(k'_{t/2})}{4K(k_{t/2})} \quad (6.26)$$

L'inductance cinétique L_k s'écrit :

$$L_k = g\mu_0\lambda \quad (6.27)$$

g est un facteur géométrique pour prendre en compte le champ \vec{H} se propageant dans le conducteur central de la ligne coplanaire mais également dans le plan de masse, lui aussi à l'état supraconducteur. Une formule approximant le calcul de ce facteur est dérivée par transformations conformes par [50].

On définit g_{ctr} le facteur géométrique du conducteur central, g_{gnd} celui des plans de

masse et $k = a/b$:

$$g = g_{ctr} + g_{gnd} \quad (6.28)$$

$$g_{ctr} = \frac{1}{4aK^2(k)(1-k^2)} \left[\pi + \log \frac{4\pi a}{t} - k \log \frac{1+k}{1-k} \right] \quad (6.29)$$

$$g_{gnd} = \frac{k}{4aK^2(k)(1-k^2)} \left[\pi + \log \frac{4\pi b}{t} - \frac{1}{k} \log \frac{1+k}{1-k} \right] \quad (6.30)$$

6.3.3.2.3 Résistance totale R

De la même manière que l'inductance cinétique, la résistance série R est définie comme la résistance du ruban central conducteur et la résistance des plans de masse. Elle est définie comme le produit de la résistance de surface R_S par le facteur géométrique g (expression 6.28) :

$$R = gR_S \quad (6.31)$$

La résistance de surface R_S est la partie réelle de l'impédance de surface Z_S .

CHAPITRE 7

Diplexeur de polarisation planaire

Généralement situé à la sortie d'un cornet, le diplexeur de polarisation (*Orthogonal Mode Transducer* ou *OMT*) permet la séparation des deux polarisations linéaires d'une onde électromagnétique incidente. La version planaire de cet élément a été conçu et développé durant la thèse d'Adnan Ghribi [51]. De ce dispositif ont été fabriqués deux composants : le diplexeur de polarisation planaire et une ligne de transmission microruban permettant de réaliser des tests complémentaires. Je vais dans une première partie développer le principe de fonctionnement du diplexeur. Je vais ensuite aborder les simulations électromagnétiques, la caractérisation et l'interprétation des résultats de la ligne microruban. Je conclurais sur les simulations et la caractérisation du diplexeur de polarisation.

7.1 Concept

7.1.1 Principe

Le diplexeur de polarisation permet de séparer les polarisations linéaires d'une onde électromagnétique incidente. C'est donc un dispositif à 3 ports physiques, un port d'entrée non polarisé et deux ports de sortie permettant de récupérer les polarisations orthogonales de l'onde électromagnétique.

Ce composant peut être réalisé en technologie guide d'onde [52]. Ces OMTs obtiennent de très bonnes performances aux fréquences millimétriques. Mais ce sont des composants difficiles à réaliser, nécessitant une précision mécanique importante pour la réalisation des différents détails. Toutefois le développement de grandes matrices de détecteurs incohérents, et l'application de la technologie planaire supraconductrice favorisent la réalisation de diplexeur de polarisation planaire et supraconducteur.

Le diplexeur présenté dans ce chapitre a été développé pour fonctionner dans la

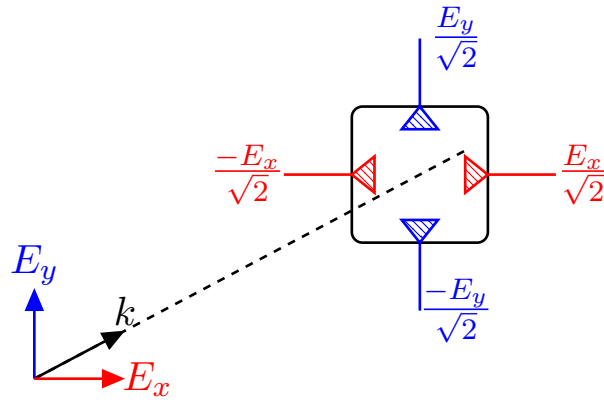


FIGURE 7.1 – Illustration du principe du diplexeur de polarisation avant combinaison des signaux de chaque polarisation. Chaque antenne récupère une fraction de l'énergie de l'onde incidente.

bande W : entre 75 et 110 GHz, avec 30% de largeur de bande, de très bonnes performances en transmission, ainsi qu'une très faible polarisation croisée. Les performances attendues sont résumées dans le tableau 7.1.

Caractéristiques	75 - 110 GHz
bande passante	30%
pertes par insertion	$> -1dB$
polarisation croisée	$\leq -60dB$

TABLE 7.1 – Performances attendues du diplexeur planaire.

Le principe du diplexeur développé est présenté sur la figure 7.1. Une onde électromagnétique incidente se propageant dans un guide d'onde carré, géométrie guidant naturellement les deux polarisations, est absorbée par deux couples d'antennes. Chacune de ces paires d'antennes récupère une polarisation linéaire E_x et E_y d'amplitude $\frac{E_x}{\sqrt{2}}$ et $\frac{E_y}{\sqrt{2}}$. Le signal d'une antenne est déphasé de 180° par rapport à son antenne associée. Pour obtenir l'intensité totale il faut combiner les signaux provenant des deux antennes associées à une polarisation, par exemple grâce à un coupleur hybride.

7.1.2 Mise en oeuvre

Le diplexeur développé par Adnan Ghribi durant sa thèse est constitué de quatre antennes radiales planaires suspendues sur une membrane située au milieu d'un guide d'onde carré. La géométrie radiale de ces antennes a été choisie pour élargir la bande de fréquences où l'antenne est adaptée en impédance au guide d'onde. Un *backshort*, court-circuit situé à une distance de $\frac{\lambda_g}{4}$ sous l'antenne, permet de maximiser le couplage de l'antenne et du guide d'onde, λ_g étant la longueur d'onde dans le guide d'onde. Les

antennes sont reliées à la ligne microruban par une structure appelée *Shielded Strip Line (SSL)*. Il s'agit d'une ligne microruban placée dans un tunnel, optimisée pour prévenir la propagation de mode type guide d'onde pouvant entraîner des ondes stationnaires dans le composant. Le composant final possède en entrée un guide d'onde circulaire qui devient progressivement le guide d'onde carré. Chaque antenne est reliée à une autre antenne suspendue dans un guide d'onde rectangulaire WR10, via une ligne de transmission microruban (Fig. 7.2). Cette configuration permet de caractériser le composant à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel. Si l'entrée circulaire peut supporter les deux polarisations linéaires, les guides d'onde de sortie rectangulaire sont polarisés naturellement et propagent le mode fondamental TE_{10} .

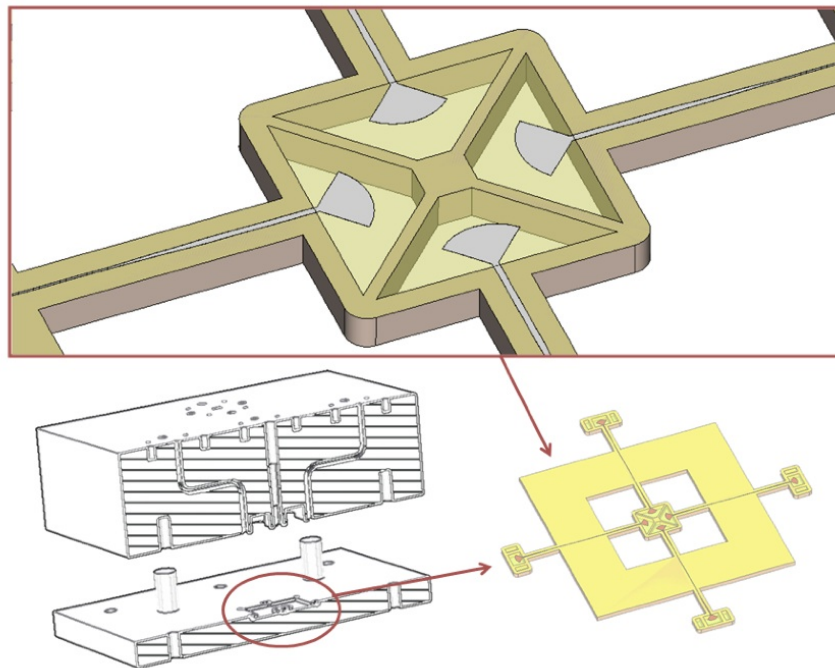


FIGURE 7.2 – Design de l'OMT et dispositif mécanique pour l'intégration du composant en vue des tests. Le grossissement permet de voir les 4 antennes suspendues sur la membrane SiO_2, Si_3N_4, SiO_2 .

7.1.2.1 Dimensions

Les dimensions du composant sont reportées sur la figure 7.3. L'antenne radiale est un quart de cercle de rayon $422\mu m$ reliée à une ligne de transmission microruban. La largeur de cette ligne varie au fur et à mesure de l'éloignement de l'antenne pour assurer la bonne adaptation d'impédance, passant de $50\mu m$ au niveau de l'antenne à $16\mu m$. L'antenne est suspendue sur une membrane et le backshort est situé en dessous

à une distance de $595\mu\text{m}$, réalisée à partir de l'épaisseur du diélectrique : $280\mu\text{m}$ et de la pièce mécanique : $315\mu\text{m}$. L'antenne suspendue dans le guide d'onde WR10 n'est pas représentée mais possède des dimensions similaires, seul le backshort change ($483\mu\text{m}$), la longueur d'onde guidée variant suivant la géométrie du guide d'onde. La distance entre une antenne plongée dans le guide d'onde carré et l'autre dans le guide d'onde WR10 est de 8mm. Le guide d'onde carré fait 2.4mm de coté se prolongeant jusqu'à un guide d'onde circulaire de 2.8mm de diamètre. Les guides d'onde rectangulaires WR10 ont des dimensions normalisées de 2.54mm par 1.27mm.

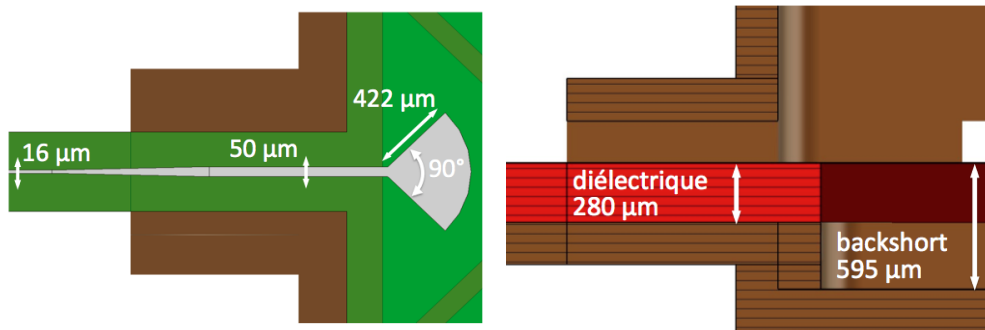


FIGURE 7.3 – Dimensions d'une des antennes suspendues dans le guide d'onde carré ainsi que la ligne microruban et le backshort.

7.1.2.2 Fabrication

Le Niobium, un métal supraconducteur a été choisi pour la métallisation de l'antenne et de la ligne microruban. C'est un matériau qui donne de très bonnes performances aux fréquences inférieures à sa fréquence d'énergie de gap située autour de 700GHz. Il transite à l'état supraconducteur en dessous de sa température critique $T_C \approx 9K$. La résistivité du métal tombant à zéro, la transmission du signal se fait idéalement sans perte le long de la ligne de transmission. Le métal est déposé sur une membrane de $1\mu\text{m}$ d'épaisseur. Elle est composée de trois couches : SiO_2 (420nm), Si_3N_4 (460nm), et SiO_2 (200nm) et permet de maintenir l'antenne suspendue dans le guide d'onde. L'ensemble est déposé sur un diélectrique de $280\mu\text{m}$ de Silicium (Fig.7.4). D'après [53], la constante diélectrique du Silicium à 1.5K est $\epsilon_r = 11.47$ et ses pertes tangentielles $\tan\delta = 0.00016$. Ces valeurs seront utilisées par la suite pour la simulation électromagnétique du composant.

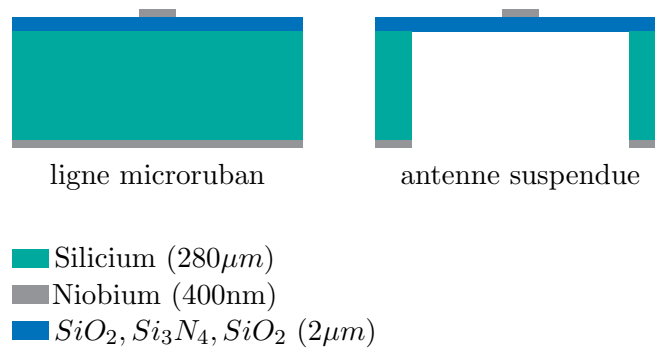


FIGURE 7.4 – Représentation schématique des différents dépôts constituant le diplexeur et la ligne de transmission au niveau de la ligne microruban et au niveau de l’antenne suspendue.

7.2 Ligne de transmission microruban

Un deuxième dispositif a été conçu en parallèle du diplexeur. Il s’agit d’une simple ligne de transmission microruban reliant deux antennes radiales suspendues sur une membrane dans un guide d’onde rectangulaire WR10. Le processus de fabrication est identique à celui du diplexeur. Cette structure à deux ports permet de réaliser des tests complémentaires et également de tester par la suite des composants planaires supraconducteurs. Ces dimensions correspondent à une des lignes microrubans de l’OMT. Le backshort est de $483\mu m$ pour les deux antennes.

7.2.1 Simulations électromagnétiques

Les simulations ont été réalisées avec le logiciel commercial *CST microwave Studio* et son solveur temporel pour effectuer des simulations sur une large bande de fréquences. Le principe et quelques notions autour de la simulation électromagnétique seront présentés en annexe.

Le métal supraconducteur a été considéré dans un premier temps comme un conducteur électrique parfait (*PEC : Perfect Electric Conductor*). Il s’agit d’un matériau idéal ayant une conductivité électrique infinie et ne produisant pas de pertes. Il est très utile pour simuler des matériaux avec une grande conductivité et permet de réaliser des simulations plus rapides qu’avec un matériau dit *réaliste*. Il est donc approprié pour simuler un supraconducteur.

La dernière simulation présentée est la ligne de transmission microruban intégrée dans la pièce mécanique en vue des tests. Le modèle de simulation est représenté sur la figure 7.5. Les ports 1 et 2 sont situés aux extrémités des guides d’onde WR10. Les résultats de simulation sont visibles sur la figure 7.6. Selon les paramètres S_{11} et

S_{22} , l'adaptation du composant est inférieure à -10dB entre 87 et 102GHz avec un pic d'adaptation à -20dB autour de 95GHz. La transmission (S_{21} et S_{12}) est proche de 0dB dans cette même bande de fréquence. Ces résultats qui ne sont pas optimaux, peuvent expliquer la dégradation de la simulation de l'OMT lorsque celui-ci est simulé dans sa structure de test.

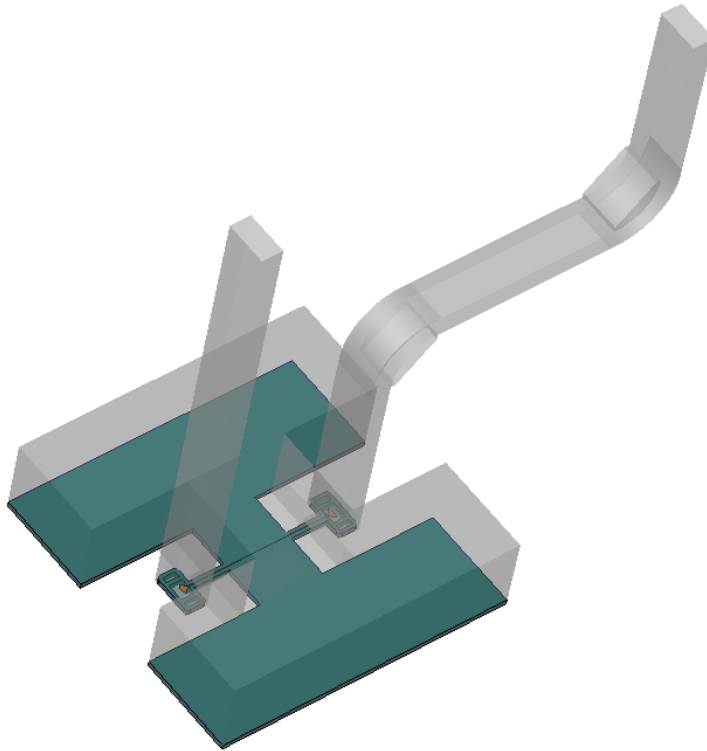


FIGURE 7.5 – Rendu sous CST Microwave Studio de la ligne de transmission microruban avec leur guide d'onde respectif.

7.2.2 Échantillons

Plusieurs composants du type diplexeur et ligne de transmission microruban ont été fabriqués (Fig.7.7). Les couches de niobium ont été faites par Faouzi Boussaha au LERMA (Observatoire de Paris) à l'aide d'un bâti de pulvérisation. Le reste du procédé de fabrication a été effectué par Benoît Béliet à l'IEF (Institut d'Electronique Fondamentale, Orsay).

Un tricouche fin faiblement contraint d' $1\mu\text{m}$ d'épaisseur composé de $\text{SiO}_y/\text{SiN}_x/\text{SiO}_y$ est déposé sur un substrat de silicium de 2 pouces en utilisant la PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition), procédé utilisé pour déposer des couches minces sur un substrat à partir d'un état gazeux.

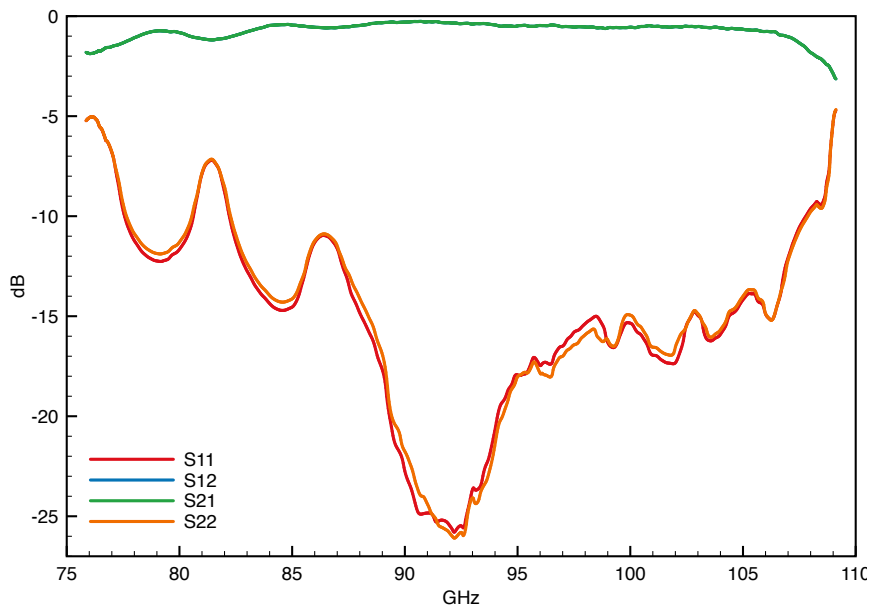
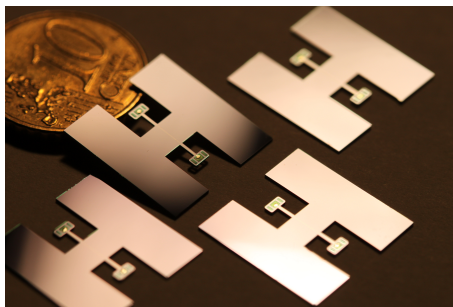


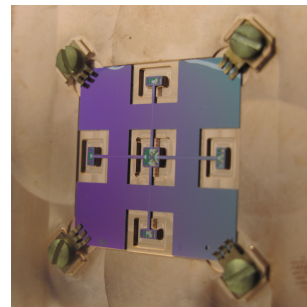
FIGURE 7.6 – Paramètres S simulés de la ligne de transmission microruban.

La face avant du composant est faite à partir d'une couche épaisse de niobium de 400nm d'épaisseur. Elle est déposée au dessus du tricouche. Les antennes et les lignes microruban sont obtenues ensuite par photolithographie et gravées à l'aide d'un plasma (RIE : Reactive Ion Etching).

Les membranes sont également structurées avec la RIE. La face arrière du substrat de silicium est recouverte d'une couche épaisse de niobium de 400nm. Celle-ci est ensuite retirée par RIE et le silicium situé au-dessous des antennes est complètement gravé par gravure profonde (DRIE) permettant ainsi de suspendre les antennes.



(a) Ligne microruban



(b) Diplexeur de polarisation

FIGURE 7.7 – Photos des échantillons réalisées à l'IEF et au LERMA.

7.2.3 Caractérisations des composants

7.2.3.1 Bancs de mesure

Deux bancs de test ont été utilisés pour tester les composants en environnement cryogénique dans la bande W. Le premier est une canne plongée dans un bain d'hélium liquide avec un étalonnage réalisé à l'extérieur, à une température différente de l'échantillon. Reliée au VNA, elle permet de réaliser des tests fonctionnels permettant de valider le fonctionnement d'un composant. Cette canne est disponible au laboratoire APC. L'analyseur de réseau vectoriel (VNA) avec la procédure d'étalonnage et les bancs de mesures cryogéniques utilisés pour ces tests sont décrits en annexe.

Le deuxième banc de mesure est une enceinte sous vide refroidie à l'aide d'une tête cryogénique pulsée installée au département de physique de l'université de Milan Bicocca. Il est connecté à un VNA permettant de mesurer les quatre paramètres de la matrice S. L'étalonnage est effectué à la même température que le composant testé, ce qui permet de le caractériser de façon précise.

Les échantillons sont intégrés dans des pièces mécaniques en cuivre interfaçable avec les bancs de tests. Les VNAs disposent en sortie et entrée de guides d'onde rectangulaires WR10.

7.2.3.2 Mesures

Plusieurs sessions de mesures ont été effectuées sur des échantillons de la ligne microruban ainsi que sur le diplexeur de polarisation au laboratoire APC avec la canne cryogénique et l'enceinte thermique à l'université de Milan Bicocca. Les mesures présentées sont celles effectuées sur le banc de mesure à Milan. La transmission correspond à la transmission intrinsèque T_{21} qui correspond à une mesure de transmission S_{21} corrigée de la mesure de réflexion S_{11} . Elle s'écrit à partir des mesures des paramètres S en linéaire :

$$T_{21} = \frac{S_{21}}{1 - S_{11}} \quad (7.1)$$

La ligne de transmission microruban a été mesurée à température ambiante mais également à différentes températures lors de la descente en froid.

7.2.3.2.1 Mesures des pertes par réflexion

Sur la figure 7.8 sont reproduits les mesures des pertes par réflexion vues des ports 1 et 2 à température ambiante et à 5K. On observe à température ambiante, une asymétrie

entre les paramètres S_{11} et S_{22} . À froid, cette différence devient moins marquée.

Le paramètre S_{22} est adapté à -20dB entre 92 GHz et 101 GHz à 300K. Cette adaptation se dégrade à 5 K où le meilleur niveau est situé à -15dB entre 93.5 GHz et 101.5 GHz. Le meilleur niveau d'adaptation du paramètre S_{11} est à -10dB sur une large bande de fréquences. À froid, le niveau moyen ne change pas par contre des oscillations types Fabry-Pérot apparaissent dans le signal.

On peut émettre plusieurs hypothèses pour expliquer la différence entre ces deux paramètres : un backshort différent sur les deux antennes ou un déplacement du composant qui induirait une mauvaise position des antennes par rapport au guide d'onde. Ces hypothèses seront discutées à la fin de cette section.

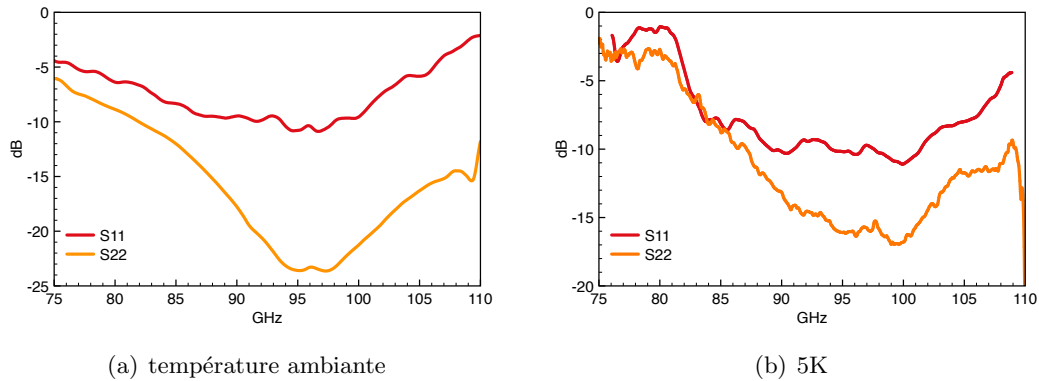


FIGURE 7.8 – Mesures des pertes par réflexion à température ambiante ($\approx 300K$) et à 5 K. Un lissage a été effectuée sur les deux courbes.

7.2.3.2 Mesures des pertes par insertion

La figure 7.9 montre les mesures de transmission en fonction de la température, à $\approx 300K$, 10K et 5K. La transmission passe d'environ -15dB à température ambiante à environ -6dB à 10K puis à -3dB à 5K. Le niveau est quasiment constant sur l'ensemble de la bande.

Le gain entre la température ambiante et 10K peut être expliqué par le changement de résistivité du cuivre des guides d'ondes. La résistivité diminuant, le signal se propage avec moins de pertes le long du guide.

Calculons l'atténuation due aux guides d'onde rectangulaires. Ces guides WR10 sont dimensionnés pour propager le mode fondamental TE_{10} de 75 à 110 GHz. L'atténuation linéique due aux pertes conductrices α_c s'exprime en fonction de l'impédance de surface R_S et des paramètres géométriques du guide d'onde [6]. L'impédance de surface R_S est :

$$R_S = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} \quad (7.2)$$

Avec ω la pulsation angulaire : $\omega = 2\pi\nu$, ν étant la fréquence ; $\mu = \mu_0\mu_r$ est la perméabilité relative ($\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$) ; $\sigma = \frac{1}{\rho}$ est la conductivité électrique du matériau avec ρ la résistivité.

L'atténuation linéique α_c s'écrit :

$$\alpha_c = \frac{R_S}{a^3 b \beta k \eta} (2b\pi^2 + a^3 k^2) N p / m \quad (7.3)$$

- a et b sont les paramètres géométriques du guide d'onde (a=2.54mm et b=1.27mm pour un guide d'onde WR10).
- k est le vecteur d'onde : $k = \frac{2\pi}{\lambda_g}$, avec λ_g la longueur d'onde guidée.
- η , l'impédance de l'onde dans l'espace libre.
- β , la constante de propagation : $\beta = \sqrt{k^2 - k_c^2}$ avec $k_c = \sqrt{(\frac{m\pi}{a})^2 - (\frac{n\pi}{b})^2}$.

Le gain entre la transmission à 300K et 10K est le rapport des deux atténuations. Le seul paramètre qui change en fonction de la température est la résistivité. Les guides d'onde sont en cuivre et la résistivité passe de $1.96 \times 10^{-8} \Omega.m$ à 300K à $1.71 \times 10^{-9} \Omega.m$ à 10K.

$$Gain_{dB} = 10 \times \log_{10}\left(\sqrt{\frac{\rho_{5K}}{\rho_{300K}}}\right) = 5 \times \log_{10}\left(\frac{1.71 \times 10^{-9}}{1.96 \times 10^{-8}}\right) \approx -12dB \quad (7.4)$$

Le gain obtenu $\approx -12dB$ est proche de la valeur observée pendant les mesures ($\approx -10dB$). Ces mesures nous permettent également d'observer la transition du niobium, sa température critique étant proche de 9K. Ce phénomène se traduit par un gain d'environ 2.5dB sur la transmission visible entre 10K et 5K (Fig.7.10), différence importante par rapport à la variation attendue de la résistivité du cuivre ($\approx 0.003dB$).

7.2.3.3 Comparaisons avec les simulations

Comparons les mesures réalisées à froid aux simulations réalisées sous CST Microwave Studio pour la ligne de transmission microruban.

Sur la figure 7.11, (a) montre les mesures des paramètres de réflexion S_{11} et S_{22} et le paramètre S_{11} simulé (S_{22} étant identique à S_{11} , il n'est pas représenté). Le paramètre mesuré S_{22} semble le plus proche de la simulation. On observe sur la simulation un pic

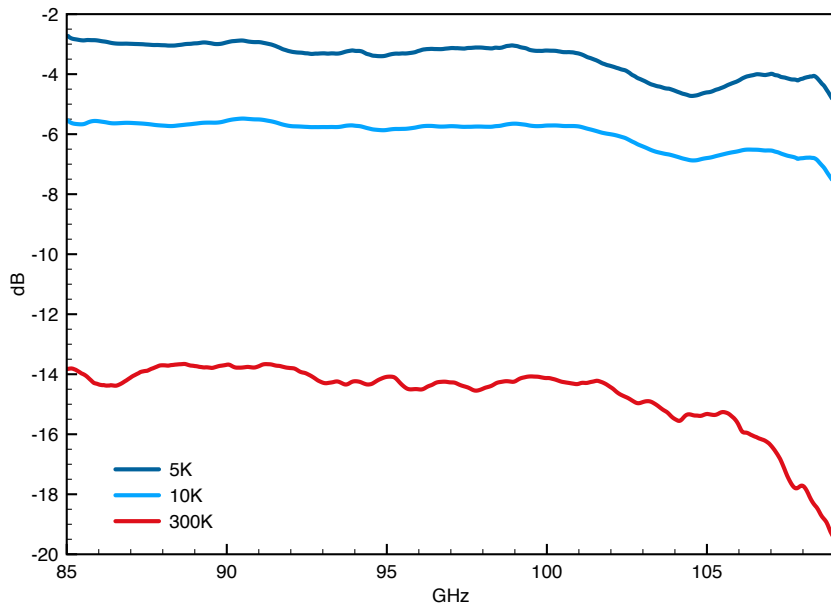


FIGURE 7.9 – Comparaison de la transmission de la ligne microruban à $\approx 300K$, 10K et 5 K.

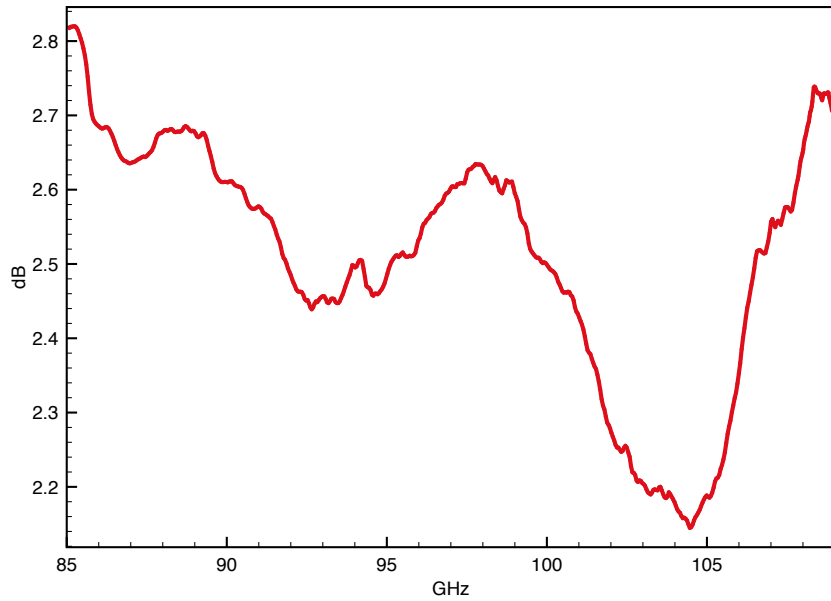


FIGURE 7.10 – Gain obtenu entre 10K et 5K sur la mesure de transmission T_{21} grâce à la transition à l'état supraconducteur du niobium.

à 92GHz qui n'est pas présent dans la mesure. La différence entre les mesures de S_{11} et S_{22} peut s'expliquer par une différence de backshort ou par une mauvaise position

du composant dans la pièce mécanique. (b) compare la transmission mesurée avec celle simulée. On s'aperçoit que la ligne a plus de pertes que prévues. On peut mesurer une différence de $\approx 2.5\text{dB}$ entre les deux courbes, soit dû à des pertes conductrices ou diélectriques.

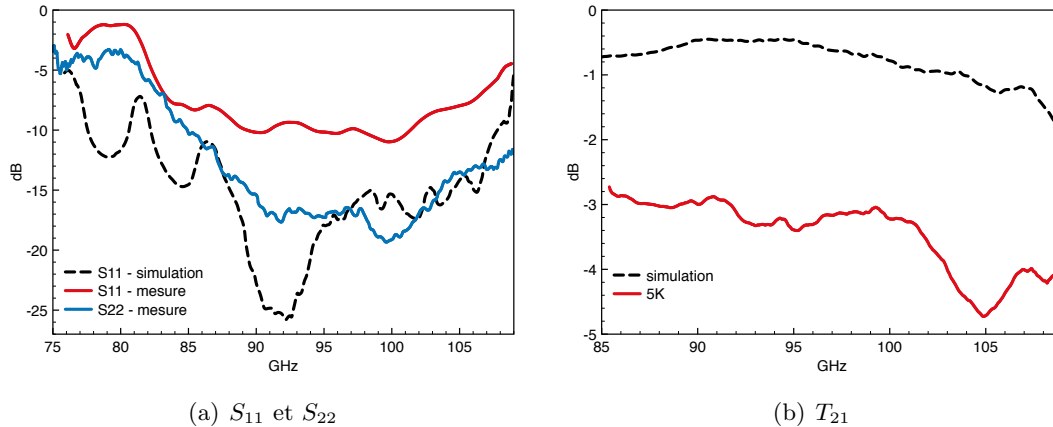


FIGURE 7.11 – Comparaison des mesures à 5K avec les simulations pour la ligne micro-ruban.

7.2.4 Interprétation des mesures

D'après les comparaisons entre les simulations et les mesures, deux résultats ressortent : la différence des paramètres de réflexion mesurée concernant la ligne micro-ruban et les pertes mesurées sur la ligne. Les hypothèses que l'on peut émettre concernant ces différences sont à la fois sur le court-circuit, la position de l'échantillon mais aussi sur les pertes dues au diélectrique et au supraconducteur utilisé.

7.2.4.1 Dimensions du court-circuit

Les mesures de la ligne de transmission montrent des mesures de réflexion suivant le port excité différentes, or d'après les simulations réalisées le composant devrait répondre de la même manière. On peut envisager plusieurs hypothèses : une mauvaise qualité de réalisation mécanique, des débris dans le guide d'onde, une désadaptation due à l'angle dans le plan E d'un des deux guides d'onde, ou un mauvais positionnement du composant. Cette différence est présente à température ambiante et se réduit à basse température. La simulation permet de vérifier si une différence au niveau du court-circuit ou *backshort* peut créer cette différence entre les deux paramètres S.

Le court-circuit est un élément important du composant, il permet d'optimiser le couplage entre l'antenne et le guide d'onde à une longueur d'onde donnée. Il est placé

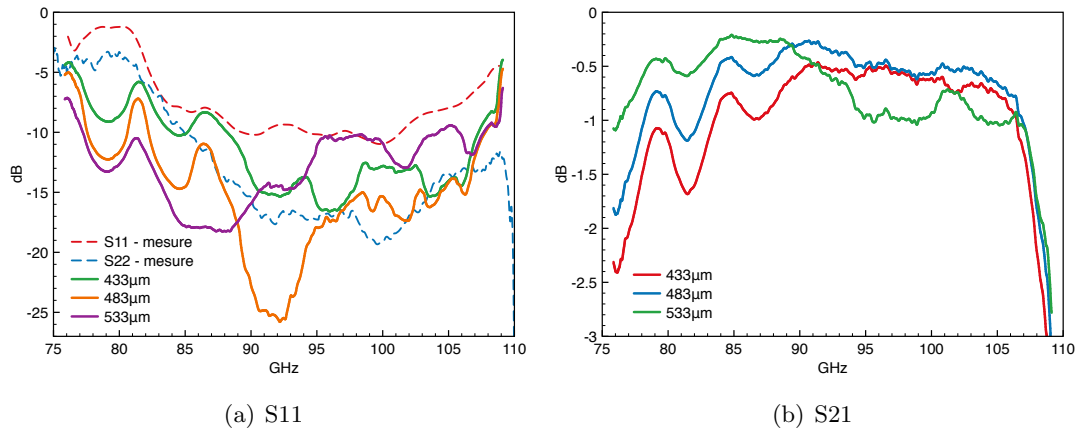


FIGURE 7.12 – Effet de la modification du court-circuit du port 2 sur les paramètres S.

couramment à un quart de longueur d’onde guidée. Cette valeur peut être optimisée en fonction des matériaux et de la largeur de bande visée. Sur la ligne et le diplexeur, le court-circuit est réalisé à partir du wafer de silicium ($280\mu\text{m}$) et de la pièce mécanique ($203\mu\text{m}$). Le wafer de silicium a une épaisseur précise à $\pm 5\mu\text{m}$. Les simulations vont consister à modifier le backshort d’un court-circuit tout en gardant l’autre à la valeur initiale. La figure 7.12 montre les différentes valeurs de S_{22} pour différentes valeurs du backshort : $433\mu\text{m}$, $483\mu\text{m}$ et $533\mu\text{m}$. Les mesures du paramètre S_{11} et S_{22} à froid sont également ajoutées.

On observe que pour une valeur de backshort de $433\mu\text{m}$, la simulation se rapproche du paramètre S_{22} . La modification du backshort a une influence sur les paramètres de transmission mais celle-ci n’est pas significative au regard de la transmission mesurée ($\approx -3\text{dB}$). Une mesure à l’aide d’un profilomètre des deux *backshort* sur la pièce mécanique 7.13 a donné une profondeur de $189\mu\text{m} \pm 5$, soit $468\mu\text{m}$ pour l’un et $201\mu\text{m} \pm 5$ soit $481\mu\text{m}$ pour l’autre. La différence n’est pas assez suffisante pour expliquer les mesures.

7.2.4.2 Position de l’échantillon

Une autre hypothèse pouvant expliquer les résultats est la position de l’échantillon dans la pièce mécanique. Les performances du composant peuvent être sensibles à l’alignement de l’antenne par rapport au guide d’onde rectangulaire. Les tolérances mécaniques générales précisées sur les plans mécaniques sont de $30\mu\text{m}$. Des simulations ont été effectuées en déplaçant le composant de $\pm 30\mu\text{m}$ selon X, Y et également en le tournant de plus ou moins de 0.3 degrés autour du centre du composant (angle limité par l’espace disponible de la pièce mécanique). La figure 7.14 représente schématiquement les déplacements testés en simulation.

La figure 7.15 montre les effets simulés des différents déplacements du composant.

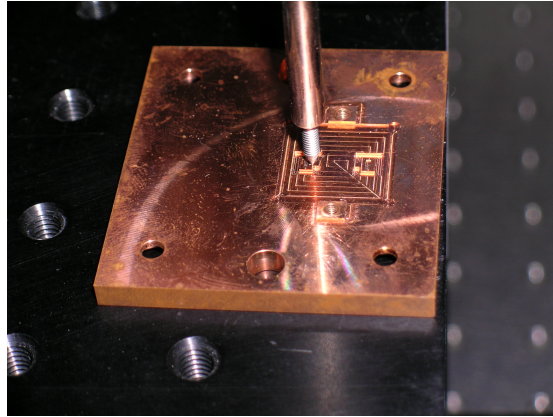


FIGURE 7.13 – Mesure au profilomètre des court-circuits de la pièce mécanique dédiée à la mesure de la ligne microruban. *Crédit : Mario Zannoni.*

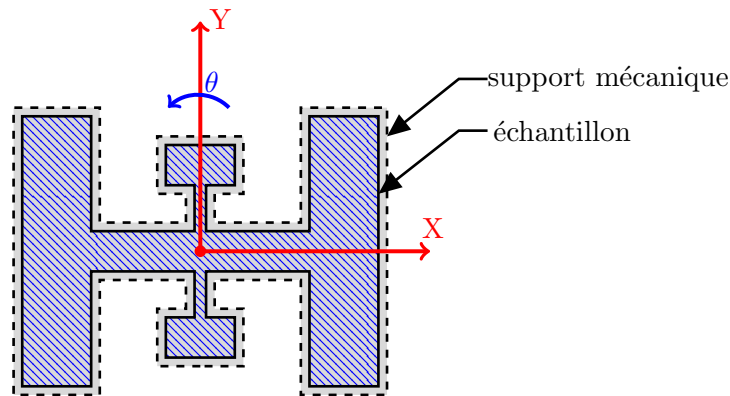


FIGURE 7.14 – Représentation schématique des déplacements selon X, Y, θ de l'échantillon par rapport à la pièce mécanique.

On peut remarquer que ces déplacements affectent peu le paramètre de transmission S_{21} . L'effet le plus important apparaît sur la courbe (d) avec une fréquence de coupure se déplaçant vers les basses fréquences. Le déplacement selon X (a) a peu d'influence sur les paramètres S. Par contre, la variation selon Y (c) modifie la réflexion avec une augmentation de l'amplitude du signal simulé, passant de $\approx -27dB$ à $\approx -18dB$ à 92GHz et d'environ 5dB au-dessus de 95GHz. La rotation du composant d'un angle $\theta = \pm 0.03^\circ$ (e) modifie le paramètre S_{11} .

Même si les simulations n'ont pas montré explicitement que la différence entre les paramètres S était due à la position du composant, ces résultats montrent que la réflexion est sensible aux déplacements mécaniques du dispositif. Toutefois, ils ne permettent pas d'expliquer les pertes observées dans la transmission.

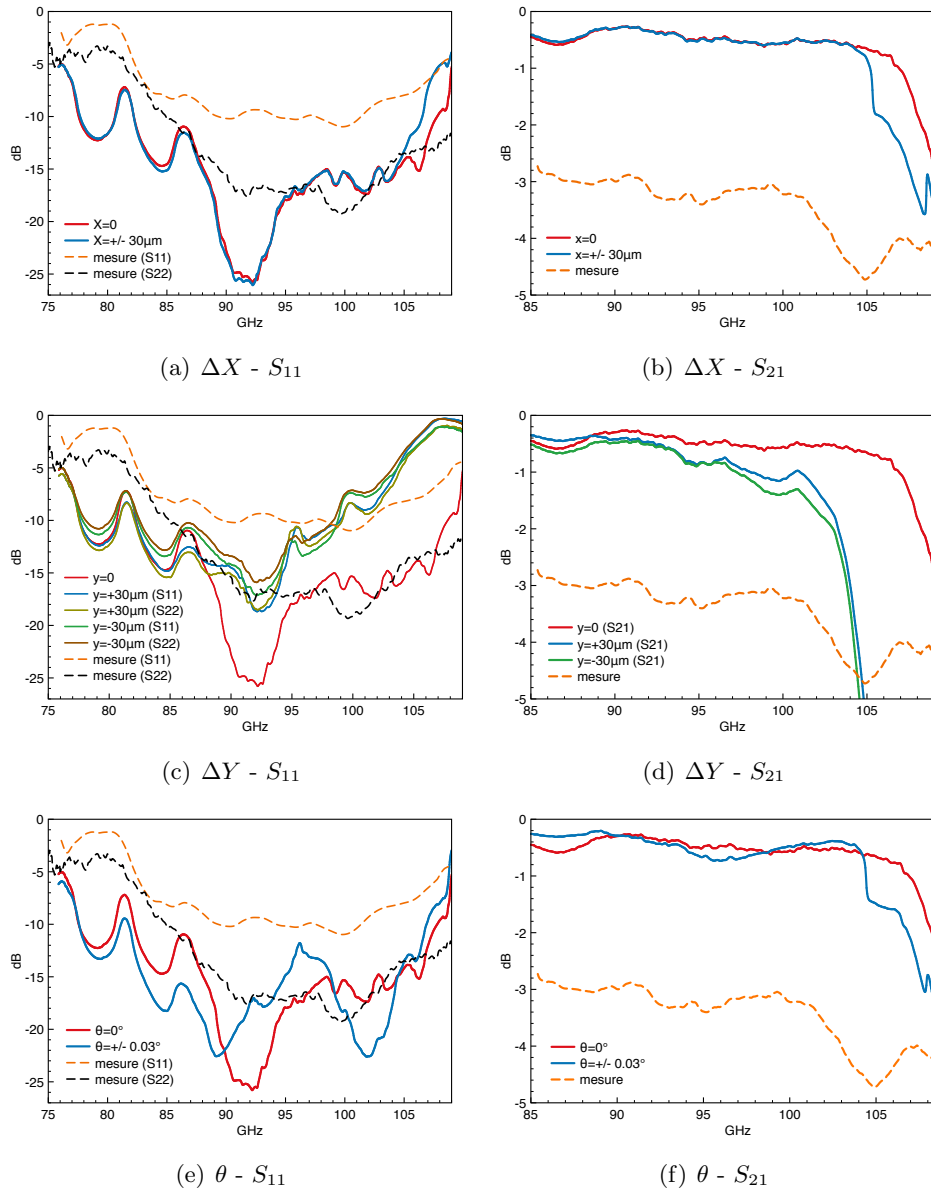


FIGURE 7.15 – Effets simulés dus à un possible mauvais positionnement du dispositif sur les paramètres S : un désalignement de l'échantillon par rapport à la pièce mécanique en X , Y et également selon un angle de rotation θ . La mesure associée à 5K est ajoutée sur chacune des courbes.

7.2.4.3 Atténuation conductrice

La simulation est effectuée en modélisant le supraconducteur par un *PEC* ou *Perfect Electric Conductor*, un matériau théorique sans épaisseur ayant une conductivité électrique infinie. Hors le supraconducteur ne devient conducteur parfait qu'au zéro absolu. Calculons l'atténuation d'une ligne microruban supraconductrice.

La ligne microruban reliant les deux antennes fait environ 8mm de long, large de $16\mu m$ au milieu puis s'élargit vers $50\mu m$ à l'approche des antennes. Le diélectrique de silicium ($\epsilon_r = 11.47$) a une épaisseur de $280\mu m$. La membrane fine ($1\mu m$) par rapport à l'épaisseur du diélectrique n'est pas considérée dans le calcul. L'épaisseur de la métallisation en Niobium est de 400 nm, le film est donc considéré comme épais.

D'après [54], quand les dimensions de la ligne de transmission sont plus grandes que la pénétration du champ magnétique λ_L , la ligne microruban se comporte quasiment comme une ligne de transmission parfaite propageant une onde quasi-TEM. On peut donc appliquer les formules 6.10, 6.11 et 6.12. Les paramètres utilisés pour le calcul de l'atténuation sont regroupés dans le tableau 7.2.

Niobium	T_c	9.2 K
	$\lambda_L(0)$	32 nm
	$\Delta_L(0)$	1.35 meV
	$\sigma_N(0)$	$1.739 \cdot 10^7 S/m$
Ligne	l	8 mm
	w	$16\mu m$
	t	400 nm
	h	$280\mu m$
	ϵ_r	11.47
	$\tan\delta$	1.6×10^{-4}
Test	T	4.6 K
	$\Delta_L(T)$	1.31 meV
	$\lambda_L(0)$	33.3 nm

TABLE 7.2 – Paramètres du Nb, de la ligne et de test permettant de calculer l'atténuation de la ligne microruban.

La figure 7.16 montre l'atténuation due aux pertes conductrices pour la ligne microruban de longueur $l=8\text{mm}$ à l'état supraconducteur et à l'état normal pour la bande de fréquences couvrant 1 à 1000GHz. Ce résultat nous permet de constater l'atténuation proche de 0dB avant la fréquence de gap vers 700 GHz du Niobium puis le saut important suite à la disparition de la supraconductivité lorsque les photons ont l'énergie nécessaire pour casser les paires de Cooper. Le graphique (b) est un zoom sur la bande de fréquences où notre composant opère. L'atténuation lorsque le niobium est supraconducteur est quasiment zéro alors que celui-ci est autour de 2.6dB à 90 GHz à l'état normal. Ces résultats montrent que les pertes observées sur la ligne microruban ne sont pas dues aux pertes conductrices du Nb, et que pour cette simulation, le choix du *PEC* est justifié. Une autre information est le gain obtenu entre l'état supraconducteur et normal, qui correspond au gain mesuré lors de la caractérisation à froid du composant (Fig.7.10) lors de la transition supraconductrice du Nb ($\approx 2.5dB$).

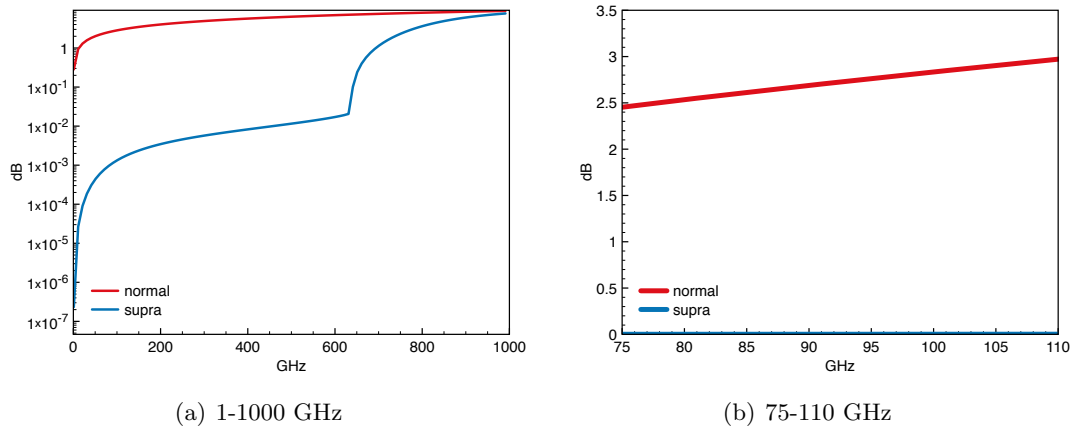


FIGURE 7.16 – Atténuation due aux pertes conductrices pour une ligne microruban d’une longueur 8mm en fonction de la fréquence à l’état normal et à l’état supraconducteur.

7.2.4.4 Pertes diélectriques

Une autre hypothèse pour expliquer les pertes observées sur la ligne de transmission et sur le diplexeur est les pertes dues au diélectrique. Lorsque le champ électrique se propage dans une ligne microruban, une partie importante du champ se propage à l’intérieur du diélectrique entre le ruban et le plan de masse. Un diélectrique est défini par sa constante diélectrique relative ϵ_r et ses pertes tangentielles $\tan\delta$. Le silicium est un semi-conducteur de type IV et sa constante diélectrique ou permittivité est donnée par :

$$\epsilon = \epsilon_0 \left(\epsilon_r - j\epsilon'_r - j\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} \right) = \epsilon_0\epsilon_r(1 - j\tan\delta) \quad (7.5)$$

où $\tan\delta$ est le terme des pertes tangentielles diélectriques donné par :

$$\tan\delta = \tan\delta_d + \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0\epsilon_r} \quad (7.6)$$

ϵ_0 est la permittivité du vide, $\omega = 2\pi\nu$ la fréquence angulaire avec ν la fréquence et σ est la conductivité.

Le diagramme d’énergie illustrée sur la figure 7.17 décrit les niveaux énergétiques que peuvent occuper les électrons du matériau. Dans la bande de valence d’énergie $E < E.V$ se trouve les électrons participant aux liaisons covalentes. La bande de conduction d’énergie $E > E.C$ est occupée par les électrons de conduction. Les deux bandes sont séparées par une bande inoccupée : la bande interdite de largeur E_g . Pour une température $T = 0K$, aucun électron n’est présent dans la bande de conduction car ils sont tous dans la bande de valence. Il n’y a donc pas de courant électrique dans le

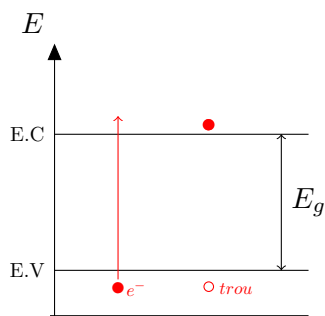


FIGURE 7.17 – Diagramme d'énergie.

matériau. Lorsque la température augmente, des électrons en gagnant de l'énergie se déplacent dans la bande de conduction et laissent à leur place dans la bande de valence des trous dont la charge électrique est l'opposé de la charge de l'électron.

La conductivité électrique du matériau s'effectue par les porteurs libres : les électrons et les trous. Le semi-conducteur peut être pur ou intrinsèque, les électrons et les trous sont essentiellement générés thermiquement. Le semi-conducteur peut être dopé par des impuretés, ce qui permet de changer la concentration en porteurs libres (N : électrons, P : trous) et ainsi agir sur la résistivité ρ .

Pour un semi-conducteur intrinsèque, on attend une augmentation de la résistivité au fur et à mesure que la température décroît. Pour un semi-conducteur dopé, la figure 7.18 (a) illustre l'évolution de la résistivité du silicium en fonction de la température [55].

À $T = 0K$, les porteurs de charge sont gelés. Lorsqu'on commence à augmenter la température, pour $0K < T < \approx 50K$, les impuretés s'ionisent et se dégèlent. À $\approx 50K$, toutes les impuretés sont dégèlées. Entre $\approx 50K < T < \approx 340K$, la concentration des porteurs de charge de type accepteurs N_A (P) ou donneurs N_D (N) devient égale à la concentration intrinsèque $n_i(T)$, concentration des électrons libérés à la température T . À partir de $340K$, on rentre dans un régime intrinsèque : la concentration des électrons devient égale à celle des trous. La conductivité électrique σ augmente d'où la diminution de la résistivité ρ .

On peut également tracer l'évolution des pertes tangentielles du silicium en fonction de la température à partir de la formule 7.6.

Dans le cas du diplexeur et de la ligne microruban, le choix a été fait sur un diélectrique de silicium de $280\mu m$ d'épaisseur de type *haute résistivité*. Il est certifié haute résistivité et possédant une résistivité $\rho = 20k\Omega.cm$ à température ambiante.

On s'attend donc à ce que le silicium devienne un très bon isolant à la température

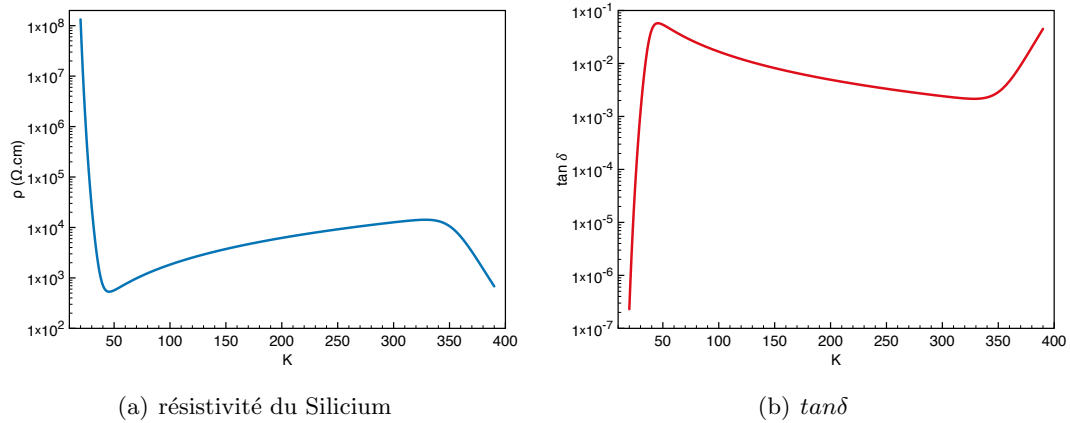


FIGURE 7.18 – (a) Modélisation de la résistivité en fonction de la température pour un silicium. (b) Pertes tangentielles en fonction de la température.

de test d'environ 5K. Pour vérifier ses propriétés, une mesure de Van der Pauw¹ devrait être réalisée sur un échantillon du wafer utilisé pour fabriquer les composants.

7.3 Diplexeur de polarisation

7.3.1 Simulations électromagnétiques

7.3.1.1 OMT

Deux modèles simulés sont présentés. Le premier correspond au composant seul : l'OMT est excité par un guide d'onde circulaire et le signal est récupéré directement en sortie des différentes lignes de transmission microruban. Le deuxième modèle correspond à l'ensemble du dispositif de test : chaque ligne microruban provenant de l'OMT est reliée à une antenne plongée dans un guide d'onde rectangulaire WR10.

Le modèle utilisé pour effectuer les simulations est représenté sur la figure 7.19. Le port 1 est situé à l'entrée du guide d'onde circulaire et servira de port d'excitation pour la simulation. Les quatre ports de sortie sont placés aux extrémités des lignes microruban. Le port 1 est configuré pour injecter une polarisation linéaire. Les ports 2 et 4 mesurent alors la *copolarisation* : polarisation correspond à celle injectée en entrée. Les ports 3 et 5 récupèrent la polarisation croisée : polarisation orthogonale à la polarisation injectée en entrée.

La figure 7.20 montre les résultats de cette simulation. On observe une bonne adaptation du composant (réflexion simulée $S_{11} < -20\text{dB}$) entre 88 et 104 GHz. La transmission (S_{21} et S_{41}) du composant est de - 3dB sur une large bande de fréquences :

1. voir chapitre *Nitride de Niobium*

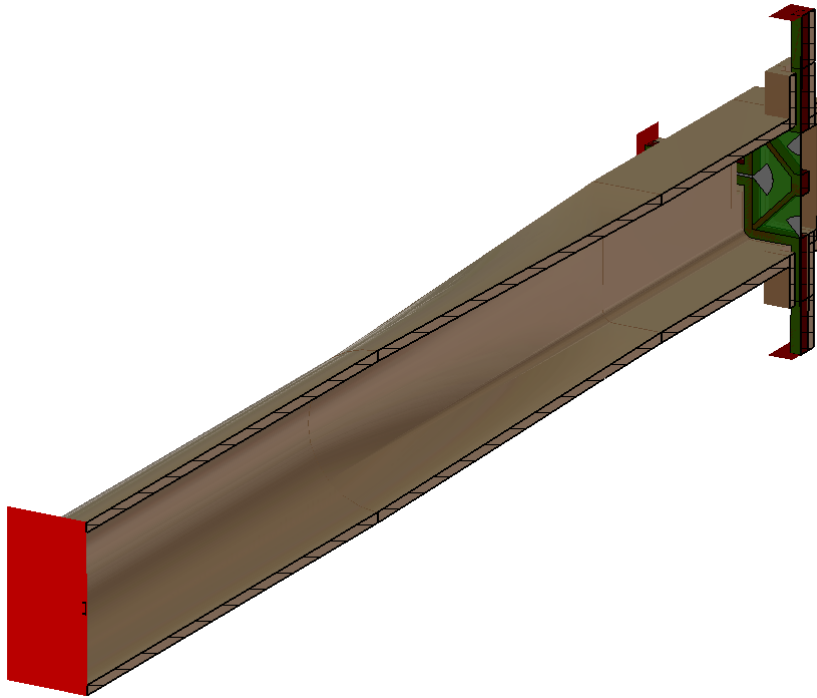


FIGURE 7.19 – Rendu en 3 dimensions sous CST Microwave Studio du diplexeur de polarisation. La coupe selon un plan de symétrie permet de voir la transition circulaire - carré du guide d'onde ainsi que le composant placé à une distance de $\lambda_g/4$ avant le backshort réalisé par la pièce mécanique.

entre 84 et 108 GHz, soit $\approx 26\%$ de largeur de bande. Cette valeur est attendue car chaque antenne ne prélève que la moitié du signal en puissance, pour chaque polarisation. À -4dB, valeur correspondant au -3dB ajoutée au -1dB de transmission suggérée par le cahier des charges 7.1, la bande passante dépasse les 30%. Les paramètres de polarisation croisée S_{31} et S_{51} sont inférieurs à $-60dB$ sur toute la bande de fréquence. Cette très bonne différenciation des polarisations est illustrée sur la figure 7.21 où est représentée en amplitude la propagation du champ électrique au niveau du composant. Le signal injecté en entrée est principalement capté par le couple d'antennes associées à la polarisation incidente.

Le modèle de simulation du diplexeur dans cette configuration remplit le cahier des charges (tableau.7.1). Il faut rappeler que cela reste un modèle de simulation qui est par nature une approximation du composant final fabriqué. Les composants aux fréquences millimétriques en technologie planaire sont en effet sensibles à la précision de la fabrication et aux matériaux utilisés (conducteur et diélectrique).

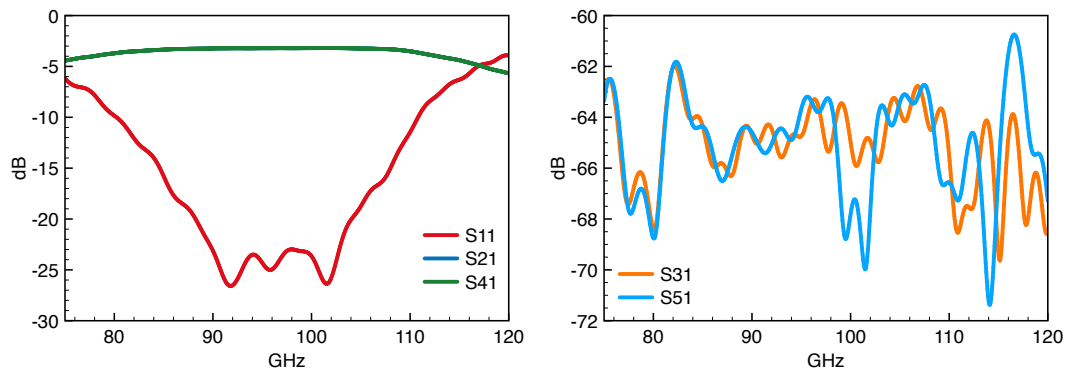


FIGURE 7.20 – paramètres S de la simulation du modèle 7.19

7.3.1.2 OMT en configuration de test

Pour que ce composant puisse être testé dans un banc de test vectoriel (mesure en amplitude et en phase), il est nécessaire de le relier à des guides d'onde. Les interfaces étant imposantes par rapport à la taille du composant, des angles ont été ajoutés au guide d'onde rectangulaire associés aux antennes pour pouvoir connecter les têtes émettrices et réceptrices de l'analyseur de réseau. Le modèle de simulation représenté sur la figure 7.22 est le diplexeur dans sa configuration de test. Le port 1 est toujours en entrée du guide d'onde circulaire, les quatre ports de sortie étant cette fois placés aux extrémités de quatre guides d'onde rectangulaires WR10. Le port 1 est polarisé selon une direction donnée. Les ports 2 et 4 récupèrent la copolarisation, les ports 3 et 5 la polarisation croisée. Le résultat de simulation des différents paramètres S est représenté sur la figure 7.23. En comparant à la simulation précédente (Fig. 7.24), on observe une dégradation des performances du composant. Une fréquence de coupure à 100GHz apparaît dans les données de la copolarisation et de la réflexion du port 1. La qualité d'adaptation a diminué de -20dB à -15dB en moyenne dans la bande passante. Le niveau de polarisation croisée a augmenté passant de -60dB à -20dB. Toutefois cette valeur reste constante sur l'ensemble de la bande.

7.3.2 Caractérisations des composants

7.3.2.1 Bancs de mesure

L'entrée de l'OMT étant circulaire, il faut ajouter une transition pour le caractériser. Un guide d'onde rectangulaire étant naturellement polarisé, le diplexeur sera excité seulement par une polarisation. Pour mesurer la copolarisation et la polarisation croisée d'un même port, il faut pouvoir tourner de 90 degrés la transition rectangulaire - circulaire. Hors ces composants ont des flanges avec des goupilles qui ne permettent pas

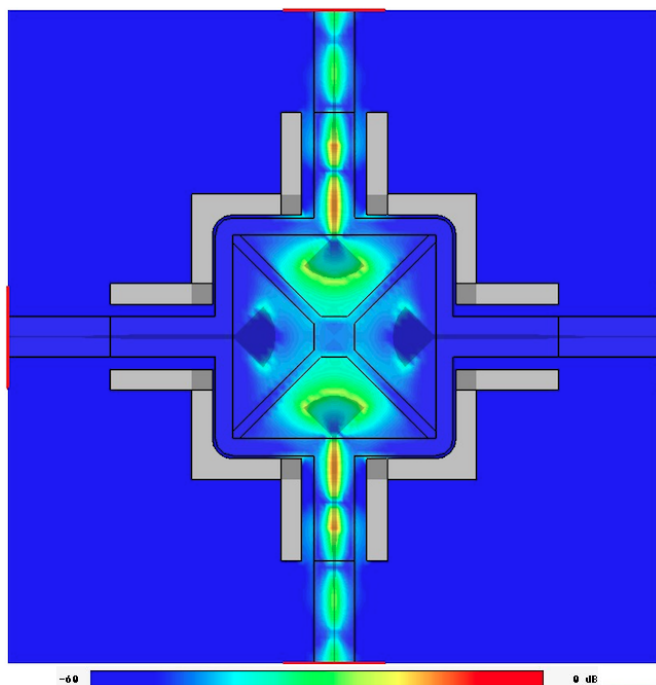


FIGURE 7.21 – Représentation en amplitude de la propagation du champ électrique dans la structure. Le port d'entrée a été polarisée dans la direction verticale. L'échelle va de -60dB à 0db.

de réaliser cette rotation. Mario Zannoni et Andrea Tartari ont conçu un composant appelé *revolver* (Fig.7.25) qui permet d'injecter le signal suivant différents angles par pas de 45 degrés : 0° (copolarisation), 45° et 90° (polarisation croisée). Il s'agit de deux cylindres qui peuvent tourner l'un par rapport à l'autre avec un guide d'onde circulaire au centre .

Le diplexeur possède une entrée et quatre sorties, or les bancs de test permettent de mesurer qu'une seule sortie à la fois. Pour éviter toute réflexion nuisible à la mesure provenant des ports non connectés au VNA, on branche des charges adaptées préalablement caractérisées sur les trois autres sorties du diplexeur.

7.3.2.2 Mesures

La figure 7.26 montre les mesures du diplexeur à température ambiante ($\approx 300K$) et à 5K en copolarisation et en polarisation croisée. Pour rappel, le port 1 correspond à l'entrée circulaire de l'OMT et le port 2 à la sortie rectangulaire. Le VNA utilisé permet d'envoyer le signal par le port 1 et par le port 2.

Le graphique (a) montre les paramètres de réflexion en copolarisation. On observe que les deux ports ne sont pas adaptés aux mêmes fréquences. En effet, le port rectangu-

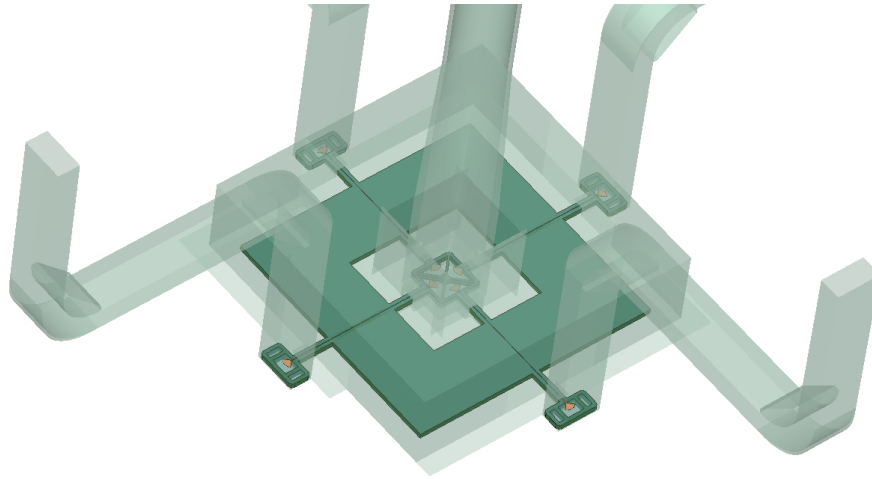


FIGURE 7.22 – Rendu sous CST Microwave Studio du diplexeur de polarisation dans sa configuration de test.

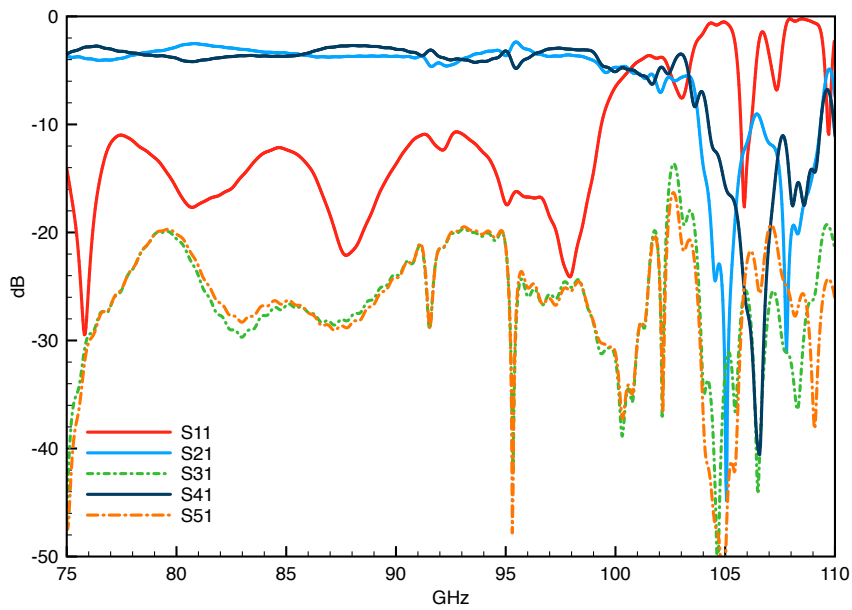
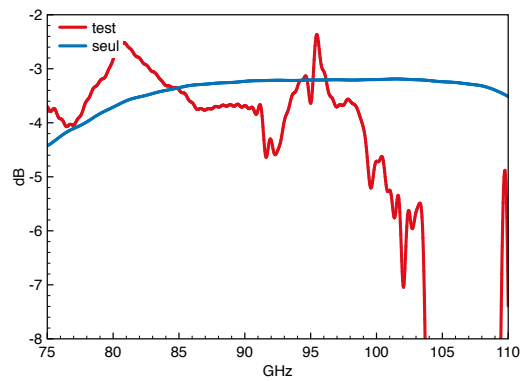
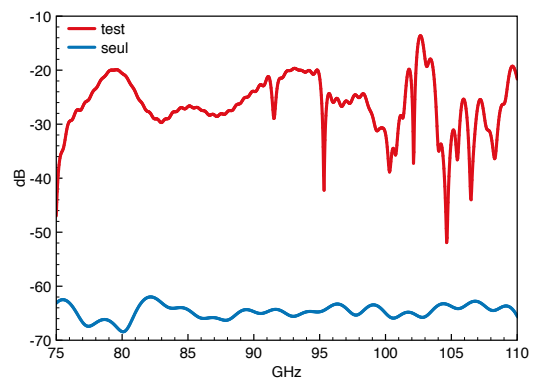


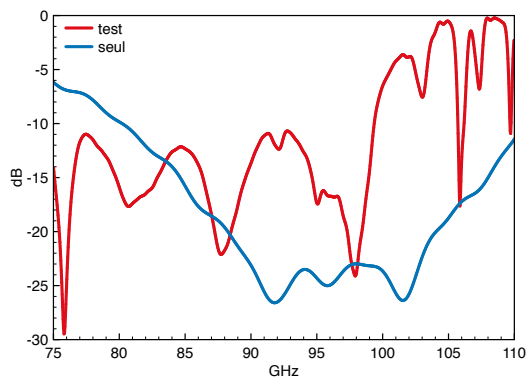
FIGURE 7.23 – Paramètres S du modèle de simulation du diplexeur. Le port d'entrée 1 est le guide d'onde circulaire. La réponse des quatre ports de sortie est représentée, avec la copolarisation (ports 2 et 4) et la polarisation croisée (ports 3 et 5).



(a) Copolarisation

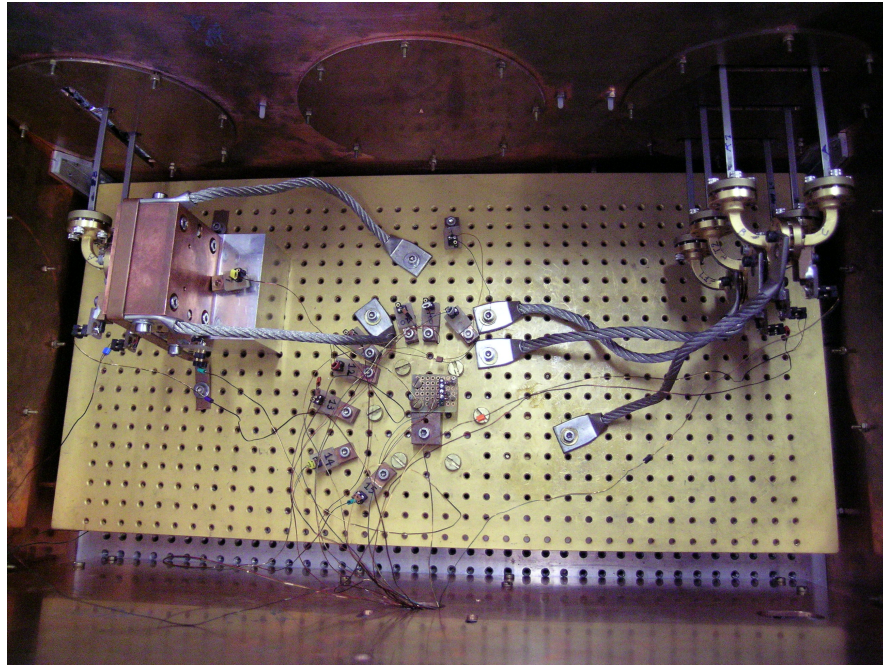


(b) Polarisation croisée



(c) Réflexion au port 1

FIGURE 7.24 – Comparaison des paramètres S simulés pour l'OMT seul et en configuration de test.



(a) cryostat



(b) revolver

FIGURE 7.25 – (a) Photo du banc de mesure de Milan : à gauche se trouve le composant à tester, à droite l'étalonnage TRL avec les différents standards. (b) Le dispositif *revolver* conçu pour mesurer la polarisation croisée du diplexeur. *Crédit : Mario Zannoni.*

laire semble mieux adapté entre 86 et 88 GHz ($S_{22} < -20\text{dB}$) alors que le port circulaire est adapté entre 89 et 101 GHz. Le graphique (c) montre ces mêmes paramètres à 5K. Le niveau moyen d'adaptation s'est réduit pour le port 1. Un pic de résonance apparaît à 90 GHz. Le niveau du paramètre S_{22} n'est plus que de -10dB en moyenne entre 85 et 107 GHz. Les deux derniers graphiques montrent les mesures de transmission en copolarisation et en polarisation croisée à $\approx 300\text{K}$ (b) et à $\approx 5\text{K}$ (d). Les mesures de transmission sont symétriques que le signal soit injecté du port 1 ou du port 2. À chaud, le niveau de transmission de l'OMT est de -20dB, le niobium étant un mauvais conducteur au dessus de sa température critique ($\approx 9\text{K}$). À 5K, la transmission oscille entre -10 et -15dB, c'est une valeur faible si on prend en compte que le niobium devrait être supraconducteur à cette température. La polarisation croisée est inférieure à -32 dB sur la bande 75 - 110 GHz. Cette mesure se dégrade à froid avec une valeur inférieure à environ -25 dB.

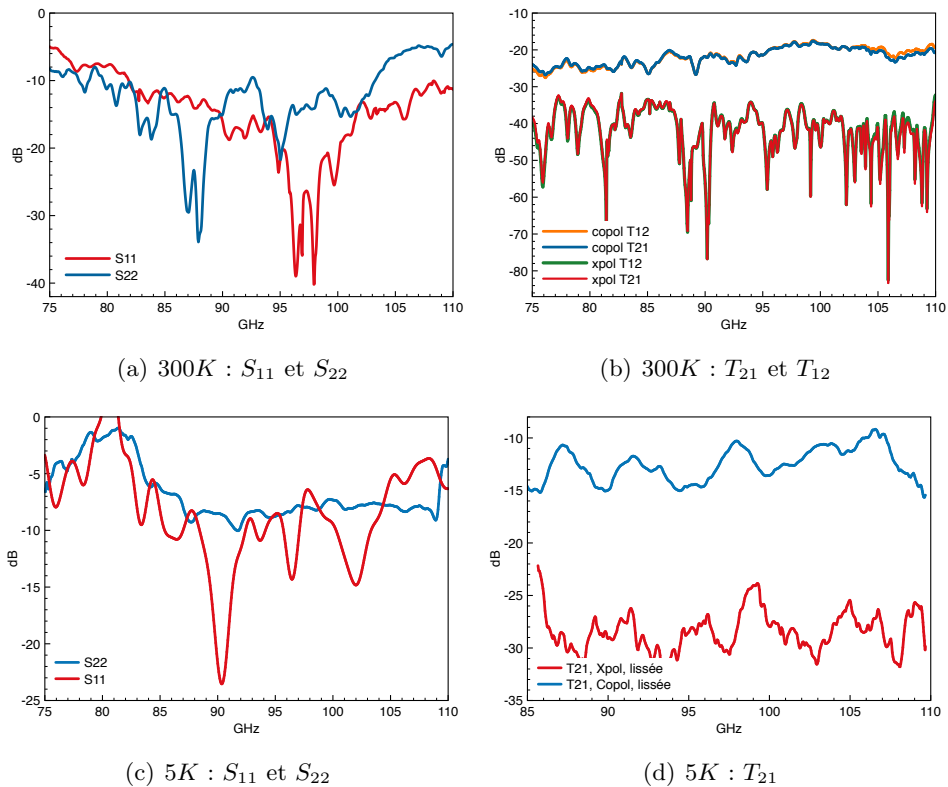


FIGURE 7.26 – Caractérisation du diplexeur à 300K et à 5K en copolarisation et en polarisation croisée.

7.3.2.3 Comparaisons avec les simulations

Comparons les mesures réalisées à froid aux simulations réalisées sous CST Microwave Studio pour le diplexeur de polarisation.

La figure 7.27 compare les mesures à froid et les simulations de l'OMT. On observe avec les graphes (a) et (c) que la fréquence de coupure est décalée vers les hautes fréquences d'environ 5 GHz. Malgré ce décalage, la simulation de la réflexion S_{11} est proche de la mesure. On retrouve également en moyenne la même amplitude entre la simulation et la mesure pour la polarisation croisée (b). Le graphique (c) montre la mesure de transmission à froid ainsi que la simulation. On observe une différence importante d'environ 10dB, entre 85 GHz et 102 GHz. Cette faible transmission semble due à des pertes diélectriques. Des mesures de résistivité réalisées prochainement sur un morceau de wafer de silicium utilisé pour la fabrication du composant permettront de valider ou non cette hypothèse.

7.4 Conclusions

J'ai présenté dans ce chapitre la caractérisation et les résultats obtenus sur une ligne de transmission microruban et sur un diplexeur de polarisation planaire fonctionnant dans la bande W (75-110GHz). Ces composants sont conçus à partir d'une couche de Niobium, matériau supraconducteur déposé sur un diélectrique de Silicium. Plusieurs composants ont été fabriqués et testés à l'aide du banc de test cryogénique de l'Université de Milan Bicocca.

La caractérisation de la ligne microruban a montré des différences entre les deux paramètres de réflexion ainsi que des pertes par insertion importante de l'ordre de $-3dB$. Une étude a été réalisée à partir des simulations électromagnétiques du composant. Une des premières hypothèses pour expliquer la différence entre les paramètres de réflexion était les dimensions du court-circuit situé sous l'antenne. Cette hypothèse a dû être réfutée par des mesures récentes réalisées à Milan. La deuxième hypothèse est la position du composant à l'intérieur de sa structure de test. Les simulations n'ont pas permis de conclure mais montrent l'influence de la position de l'échantillon sur les performances du composant. Pour expliquer les pertes mesurées en transmission, l'atténuation d'une ligne microruban supraconductrice a été modélisée. Le composant fonctionnant à une fréquence inférieure à la fréquence d'énergie de gap vers 700 GHz du Niobium, ces pertes sont négligables et ne peuvent pas expliquer les mesures.

Des échantillons du diplexeur de polarisation ont également été mesurés. Les performances obtenues ne correspondent pas à celles exigées par le cahier des charges initial. Si les pertes par réflexion et la polarisation croisée sont proches des simulations du compo-

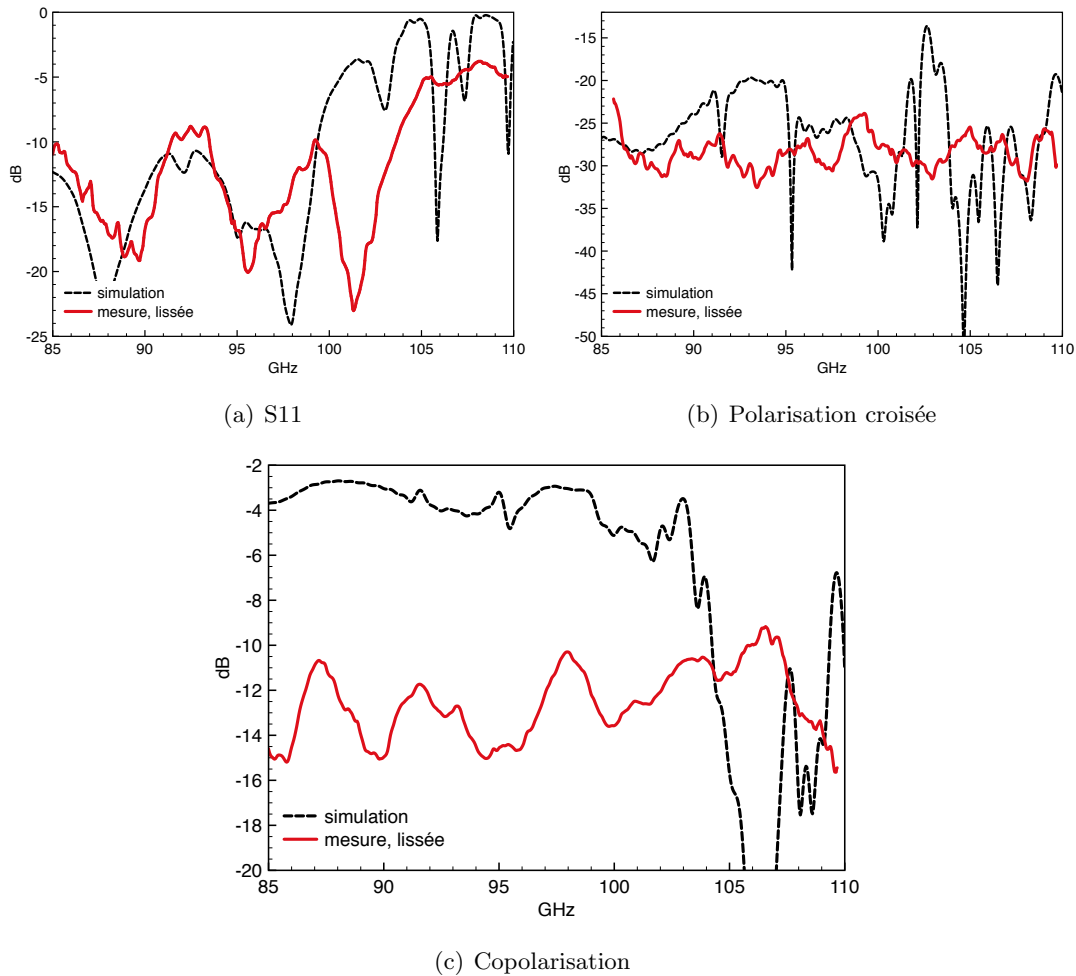


FIGURE 7.27 – Comparaison des mesures à 5K avec les simulations pour le diplexeur de polarisation.

sant lors de son intégration à la structure de test, les pertes par insertion mesurées sont très importantes. L'hypothèse proposée pour expliquer les pertes de la ligne microruban et celle de l'OMT est les pertes dues au diélectrique. Des mesures complémentaires doivent être effectuées pour valider ou non cette hypothèse.

Toutefois l'étude des résultats a permis de mettre en avant des améliorations possibles pour un futur échantillon.

CHAPITRE 8

Nitruure de Niobium

Le nitruure de niobium (NbN) est un métal supraconducteur de type II possédant une haute résistivité à l'état normal, une température critique variable en fonction des conditions de déposition et associé à cette température une fréquence de gap supérieure au THz rendant son utilisation intéressante pour le développement de détecteurs et de composants fonctionnant dans le millimétrique et le submillimétrique. Grâce à sa haute résistivité, il est un candidat intéressant pour le développement d'un commutateur supraconducteur planaire basé sur la transition entre l'état supraconducteur et normal d'une ligne de transmission (voir chapitre 8). Avec la collaboration de Benoit Béliier et Davide Cammilleri de l'Institut d'Electronique Fondamentale (IEF, Orsay), différentes couches ont été déposées par pulvérisation cathodique réactive en faisant varier les conditions d'élaboration. Elles ont ensuite été caractérisées au laboratoire APC. L'étude de ces mesures permet de déterminer les propriétés supraconductrices de ces couches en fonction des conditions de déposition.

8.1 Nitruure de Niobium

8.1.1 Propriétés

Le nitruure de niobium (NbN) se présente typiquement sous la forme d'un film granulaire composé de grains cristallins métalliques dans une matrice amorphe. Ses propriétés supraconductrices dépendent directement de sa structure cristalline et de la composition des matériaux déposés. Les conditions de déposition vont avoir une influence directe sur les propriétés que le matériau va avoir : sa température critique T_C et sa résistivité ρ .

Le système Nb-N (Niobium - Azote) présente plusieurs phases suivant les conditions de fabrication [56]. La figure 8.1 montre plusieurs phases stables suivant les conditions thermodynamiques. La zone marquée NbN correspond à plusieurs polytypes : même

composition chimique mais une structure cristalline différente.

La phase cubique appelée δ -NbN ici est la seule qui présente une transition supraconductrice.

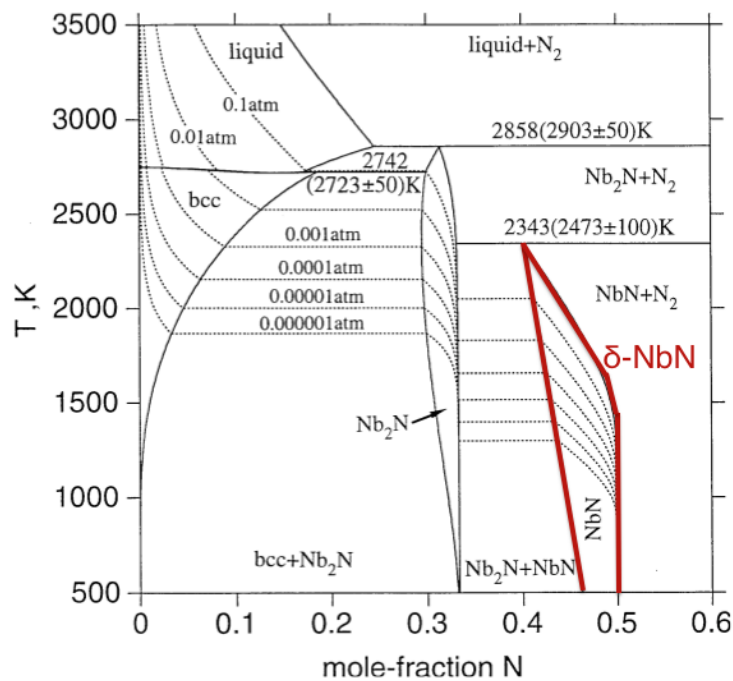


FIGURE 8.1 – Position de la phase cubique δ -NbN sur le diagramme de phase du système Nb-N.

8.1.2 Méthode d'élaboration des couches

La machine utilisée pour réaliser les dépôts est un bâti de pulvérisation. Il utilise une méthode de déposition des couches minces appelée *pulvérisation cathodique réactive*. Le principe est illustré sur la figure 8.2. L'argon, un gaz neutre est introduit dans une chambre d'ionisation où il est ionisé pour devenir un plasma chargé d'électrons et d'ions positifs. Dans l'enceinte, ces ions sont attirés par la cathode qui est constituée d'une cible en niobium. Le plasma arrache les atomes de niobium qui se retrouvent alors éjectés dans l'enceinte. Une partie de ces atomes vient se déposer sur le substrat en SiO_2 . Pendant la pulvérisation, l'azote est également introduit dans l'enceinte. Il va réagir avec le niobium au niveau de la cathode ou du substrat selon les conditions de déposition. Le substrat peut tourner sur lui-même lors du dépôt ce qui permet d'avoir une homogénéité sur l'ensemble du substrat. Une microbalance à quartz permet de mesurer la masse déposée sur le substrat pendant la pulvérisation.

Les paramètres principaux permettant de modifier les propriétés supraconductrices

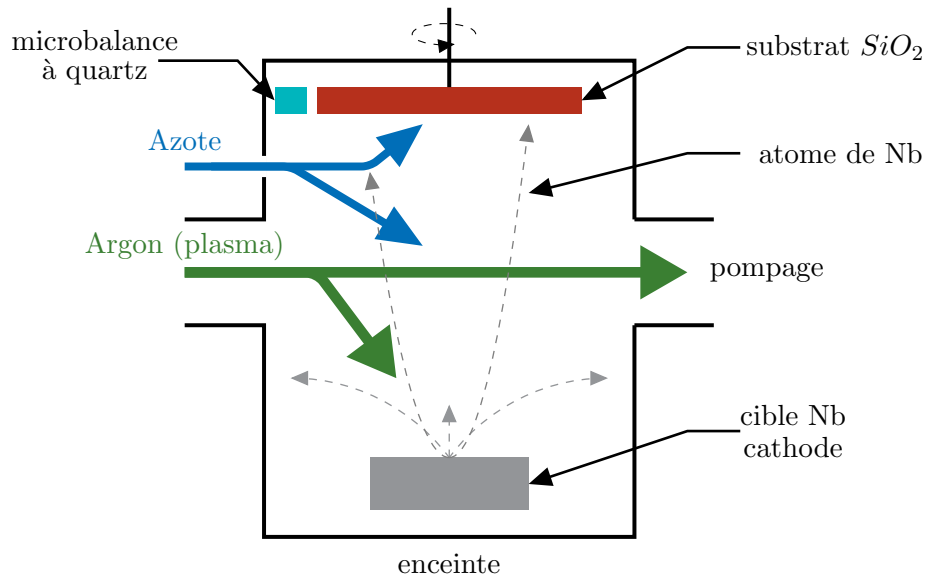


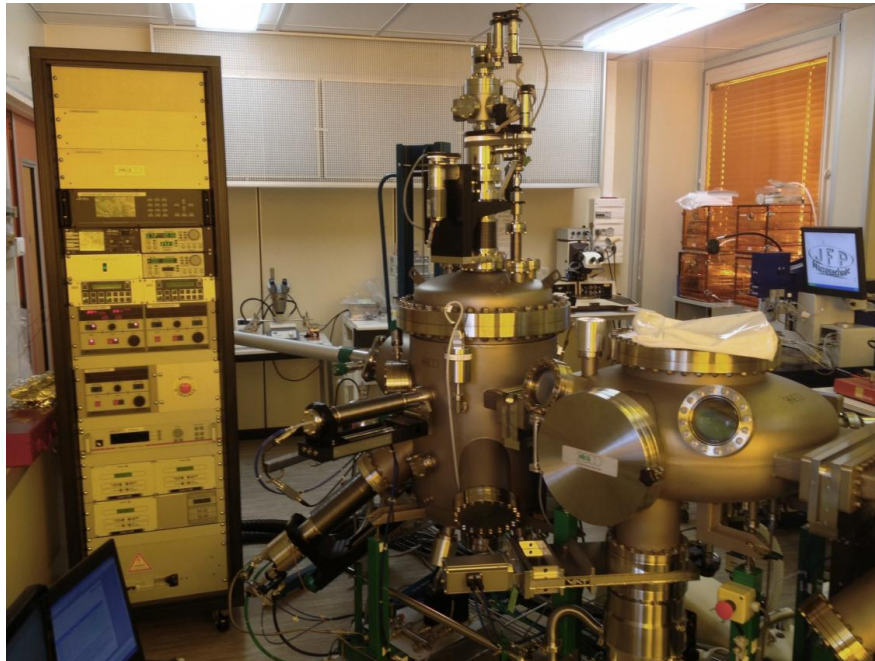
FIGURE 8.2 – Principe de la pulvérisation cathodique réactive.

du NbN sont :

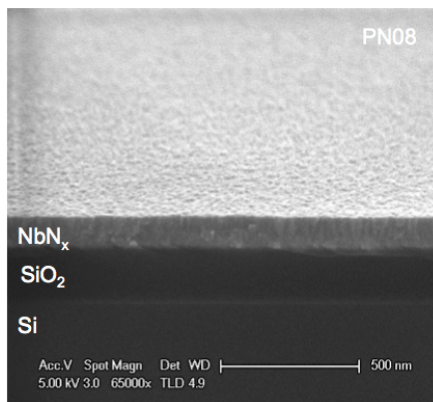
- la pression de travail correspondant à la pression d'argon et d'azote dans l'enceinte.
- la composition du gaz. La quantité d'azote est définie comme le rapport entre le débit d'azote et le débit total (azote + argon).
- la polarisation de la cathode. Le courant qui définit combien d'ions d'argon vont frapper la surface de la cible, donne le taux de pulvérisation.

Pour chaque couche de NbN réalisée, l'épaisseur d est déduite par ellipsométrie spectroscopique. Il s'agit d'une technique optique de caractérisation et d'analyse de surface fondée sur le changement d'état de la polarisation de la lumière par réflexion sur la surface plane d'un échantillon. En interprétant les pics d'absorption mesurés, on peut remonter aux caractéristiques optiques de la couche. Le déphasage de la lumière qui traverse le matériau permet de remonter à l'épaisseur.

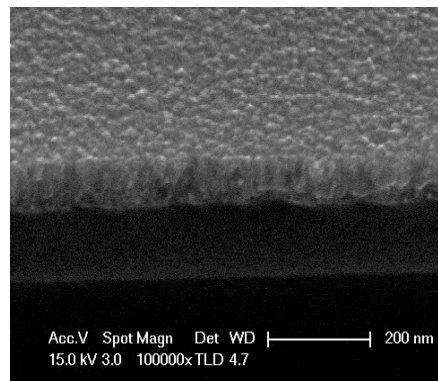
La résistivité ρ et la température critique T_C seront obtenues en mesurant en quatre points avec la technique de Van der Pauw la résistance d'une couche lors de sa descente en froid jusqu'à des températures cryogéniques ($\approx 3K$).



(a)



(b)



(c)

FIGURE 8.3 – (a) Photo du banc de pulvérisation cathodique à l'IEF. *Crédit : Benoit Béliet.* (b) et (c) : photos d'un échantillon de NbN (PN08) prise au Microscope Electronique à Balayage (MEB). Les structures à colonne sont typiques des dépôts par pulvérisation. *Crédit : Davide Cammilleri.*

8.2 Caractérisations cryogéniques du NbN

8.2.1 Méthode de Van der Pauw

La méthode de *Van der Pauw* [57] est une technique couramment utilisée pour mesurer la résistivité d'un échantillon. Son intérêt vient du fait qu'elle permet de faire des mesures précises sur des formes arbitraires, tant que l'échantillon reste fin par rapport à ses autres dimensions (largeur et longueur). Il faut que la couche soit isotrope, uniforme et connexe (sans trous). La mesure s'effectue en quatre pointes pour réduire les effets des résistances des fils et des contacts. Ces derniers doivent être de taille négligeable par rapport aux dimensions de l'échantillon et être placés sur les bords (Fig.8.2.1).

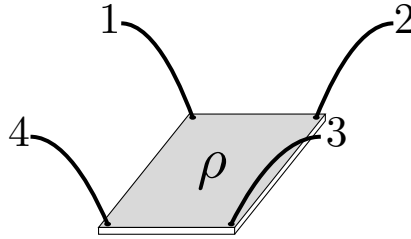


FIGURE 8.4 – Principe de la mesure de resistivité Van der Pauw : 4 contacts sont placés en périphérie d'un échantillon connexe de résistivité ρ .

La résistance mesurée par les quatre contacts permet de remonter à la *résistance carrée* ou *sheet resistance* (eq.8.4). Elle s'exprime en Ω/\square . En connaissant l'épaisseur de la couche mesurée d , on peut en déduire la résistivité ρ du matériau :

$$R_{\square} = \frac{\rho}{d} \quad (8.1)$$

On applique un courant entre le contact 1 et 2 et on mesure la différence de potentiel entre 3 et 4. Pour réduire les erreurs dues à la position des contacts sur l'échantillon, on effectue également une mesure en tournant de 90° les pointes, ce qui nous donne deux valeurs de résistances :

$$R_{12,34} = \frac{V_3 - V_4}{I_{12}} \quad R_{23,41} = \frac{V_4 - V_1}{I_{23}} \quad (8.2)$$

D'après [57], ces deux mesures de résistances nous permettent de remonter à la résistance carrée R_{\square} :

$$\exp\left(-\pi \frac{R_{12,34}}{R_{\square}}\right) + \exp\left(-\pi \frac{R_{23,41}}{R_{\square}}\right) = 1 \quad (8.3)$$

On peut alors exprimer R_{\square} en fonction des différents paramètres :

$$R_{\square} = \frac{\pi}{\ln 2} \frac{R_{12,34} + R_{23,41}}{2} F(Q) \quad (8.4)$$

avec un facteur $F(Q)$, fonction du rapport $Q = R_{12,34}/R_{23,41}$ défini par :

$$\cosh\left(\frac{Q-1}{Q+1} \frac{\ln 2}{F(Q)}\right) = \frac{1}{2} \exp\left(\frac{\ln 2}{F(Q)}\right) \quad (8.5)$$

La figure 8.5 représente cette fonction en fonction du rapport des résistances Q . Si les échantillons et les contacts sont symétriques, Q est alors ≈ 1 d'où un facteur $F(Q)$ environ égal à 1 également. La formule pour déterminer la résistance carrée se simplifie et devient :

$$R_{\square} = \frac{\pi}{\ln(2)} R_{12,34} \quad (8.6)$$

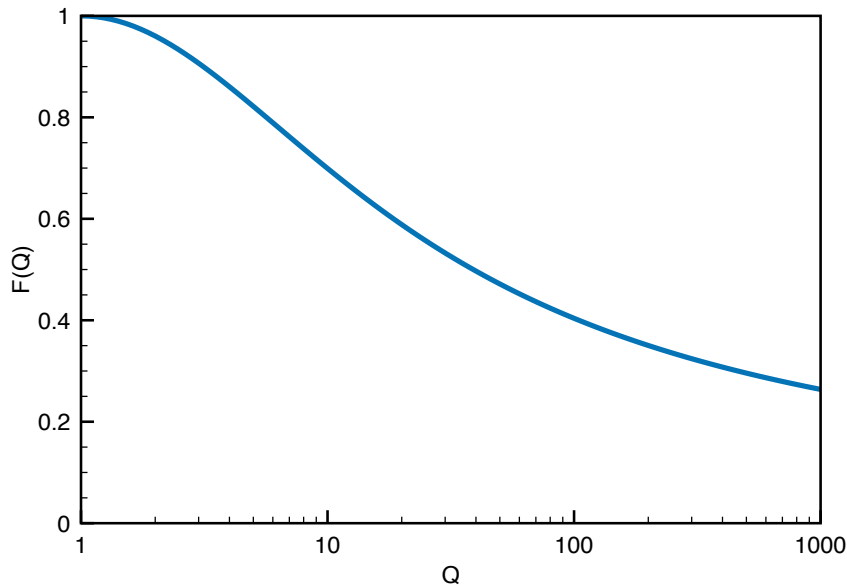


FIGURE 8.5 – F en fonction de $Q = R_{12,34}/R_{23,41}$.

Une des principales erreurs de cette méthode de caractérisation vient des contacts qui ne sont pas parfaitement positionnés et de taille finie. Van der Pauw propose pour réduire ces effets une géométrie appelée *cloverleaf* [57]. Cette forme représentée sur la figure 8.6 permet ainsi de limiter le parcours du courant.

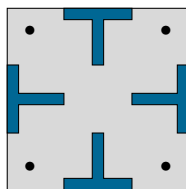


FIGURE 8.6 – Représentation schématique de la géométrie *cloverleaf* pour effectuer les mesures en 4 pointes de Van der Pauw.

8.2.2 Banc de mesure

Le but est de pouvoir mesurer la résistivité ρ et la température critique T_C des différentes couches réalisées à l'IEF. Pour cela, les *wafers* sortant du bâti de pulvérisation sont découpés en une série d'échantillons carrés faisant 2cm de côté. Cette forme géométrique nous permet de simplifier le calcul de la résistivité (eq. 8.6). Une géométrie type *cloverleaf* a été gravée par lithographie laser et gravure ionique réactive (RIE) sur les différents échantillons. Un banc de mesure a été monté au laboratoire APC pour pouvoir réaliser ces tests. Un support cuivré accompagné d'un système de mesures 4 pointes nous offre la possibilité de tester six échantillons à la fois lors d'une descente en froid (Fig.8.7). Ce support est fixé à la platine 4K d'un cryostat refroidi à l'aide d'une tête pulsée pouvant atteindre une température d'environ 3 K. L'ensemble des résistances est mesuré séquentiellement par un pont résistif *Picowatt AVS-47*. Deux thermomètres sont installés à l'intérieur du cryostat et lus par un contrôleur *Lakeshore 331*. Le premier se situe directement sur la même face que les échantillons. Le deuxième est situé sur l'autre face proche de la résistance chauffante permettant de faire des mesures précises des transitions supraconductrices en effectuant des cycles thermiques à l'aide d'une boucle de régulation de type PID.

8.3 Résultats

8.3.1 Mesures obtenues

Toutes les couches réalisées ont une épaisseur d plus faible que la longueur de pénétration λ . Ce sont donc des couches dites *minces*. De nombreux échantillons ont été caractérisés. Certains ont transité à l'état supraconducteur d'autres non. Le tableau 8.1 regroupe les valeurs caractéristiques des différentes couches de NbN supraconductrices ayant transité à l'état supraconducteur :

- la température critique T_C ,
- la résistance carrée mesurée R_{\square} ainsi que la résistivité ρ_N associée pour une température de 300K et juste avant la transition supraconductrice ($R_{\square,max}$ et

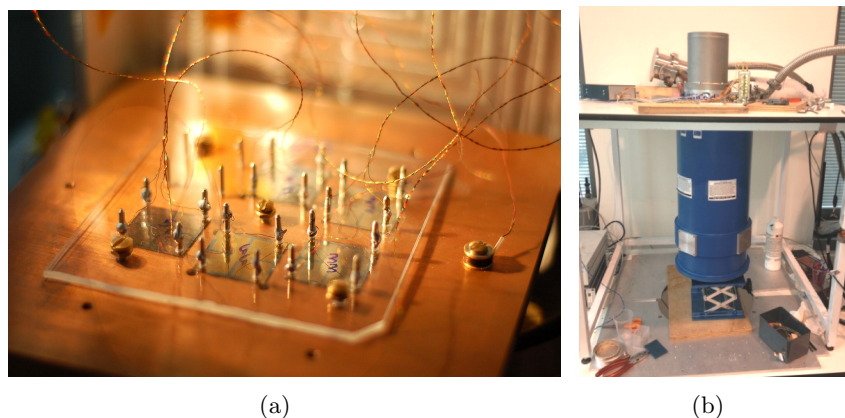


FIGURE 8.7 – (a) 5 échantillons avec une gravure type *cloverleaf* sont installés sur le support de test pour la caractérisation à froid. (b) le cryostat utilisé pour la caractérisation.

- ρ_{max}),
- le rapport RRR (*Residual Resistance Ratio*) définit comme : $RRR = R_{\square,300K} / R_{\square,max}$.

Ce tableau regroupe également les différents paramètres du procédé de fabrication des couches :

- la pression de travail en μbar ,
- le débit d'azote N_2 en *sccm* (*Standard Cubic Centimeters per Minute*),
- la puissance sur la cathode en *Watt*,
- le temps de déposition t en minutes et l'épaisseur d de la couche en nm .

La température critique T_C a été choisie arbitrairement au bas de la courbe juste avant la transition à l'état normal. La T_C des couches PN34, PN36 et PN40 n'a pas pu être mesurée précisément. En effet, on ne peut pas descendre plus bas que 3K en température avec le cryostat utilisé. Toutefois, la mesure obtenue nous a permis de voir que les échantillons amorçaient leur transition en dessous de cette limite en température.

8.3.1.1 Résistance carrée R_{\square}

La figure 8.8 montre l'évolution de la résistance carrée R_{\square} en fonction de la température pour les différents échantillons dont la transition a été mesurée. À la différence d'un métal pur, on observe la résistance du NbN augmentée lorsque la température décroît jusqu'à atteindre un maximum avant la chute à l'état supraconducteur à la température critique.

Sur l'ensemble des échantillons réalisés, une partie non représentée dans le tableau

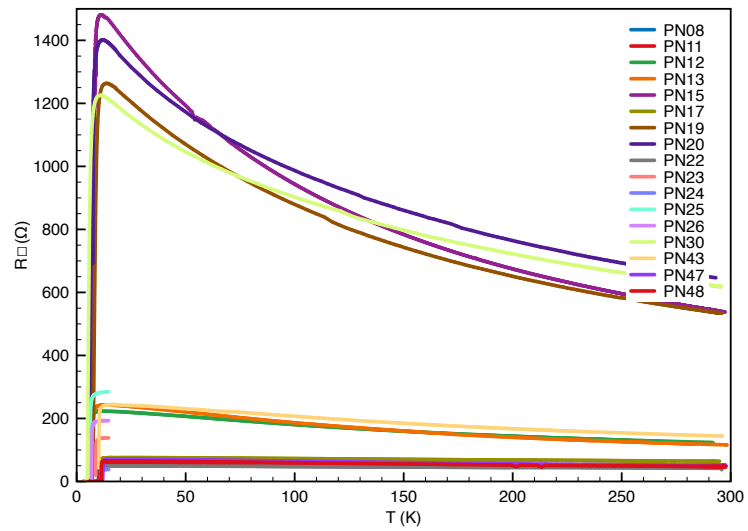


FIGURE 8.8 – R_{\square} en fonction de la température pour les échantillons du tableau 8.1 excepté les couches PN34, PN36 et PN40.

n'a pas transité à $T > 3K$. Il s'agit des échantillons réalisés avec une pression de travail supérieure à $5\mu\text{bar}$ et une quantité d'azote $\%N_2$ supérieure à 10%.

	pression (μbar)	débit N_2 (sccm)	% N_2	P (W)	t (min)	d (nm)	$R_{\square,300K}$ (Ω)	ρ_{300K} ($\mu\Omega.cm$)	T_c (K)	$R_{\square,max}$ (Ω)	ρ_{max} ($\mu\Omega.cm$)	RRR
PN08	2.5	1	8	297	20	125	46	575	11	58	725	0.79
PN11	2.5	1	10	300	20	120	45	540	11.2	58	696	0.80
PN12	2.5	2	20	299	20	46	125	575	6.4	220	1012	0.55
PN13	2.5	1.5	15	300	20	60	115	690	7.8	240	1440	0.50
PN15	5	1	10	285	20	105	540	5400	6.8	1450	15225	0.38
PN17	2.5	1	10	300	8	47	65	305	11.2	86	404	0.85
PN19	5	1	9	277	20	123	535	6613	7.3	1265	58063	0.42
PN20	5	1	4	250	20	153	645	9843	5.5	1404	21447	0.46
PN22	2.5	1	10	300	12	82	42.1	346.4	11.1	49.18	404	0.86
PN23	2.5	1	10	300	4	25	124	306	8.6	138.24	341	0.90
PN24	2.5	1	10	300	16	110	32.6	358.3	11.1	38.03	418.3	0.86
PN25	2.5	1	10	300	2	12.5	258.2	322.7	6.1	284.68	355.8	0.91
PN26	2.5	2	20	300	20	45	114.2	511.5	6.8	193	864	0.55
PN30	5	1	2	250	20	158	618.3	9769	4.95	1227	19387	0.50
PN34	4	2.5	10	250	20	56	650.6	3643	< 3	2565	14364	0.25
PN36	5	1.5	6	275	20	106	1306	13844	< 3	9211	97637	0.14
PN40	5	1	4	200	20	98	1785	17493	< 3.6	12285	120393	0.14
PN43	2.5	2	8	250	20	53	145.2	769.6	10.1	244.3	1294.7	0.59
PN47	2	1.5	10	300	20	82.3	50.8	418.2	11.97	70.9	583.4	0.71
PN48	1.5	1.5	10	300	20	71	47.1	334.4	11.2	65.1	462.2	0.72

TABLE 8.1 – Dépôts de Nitrure de Niobium réalisés à l'IEF et testés au laboratoire APC. Seuls les échantillons ayant transité sont représentés.

8.3.1.2 Résistivité ρ

À partir des épaisseurs mesurées par ellipsométrie, des mesures de la résistance carrée et de l'équation 8.1, on peut tracer la caractéristique de la résistivité du matériau en fonction de la température pour les différents échantillons. Elle est représentée sur la figure 8.9 en fonction de la température pour les différents échantillons du tableau 8.1. Les couches PN15-19-20-30 très résistives ont été retirées pour une meilleure visibilité. On observe une grande gamme de résistivités différentes. Il faut rappeler que trois couches très résistives (PN34, 36 et 40) ont à priori une température critique inférieure à 3K.

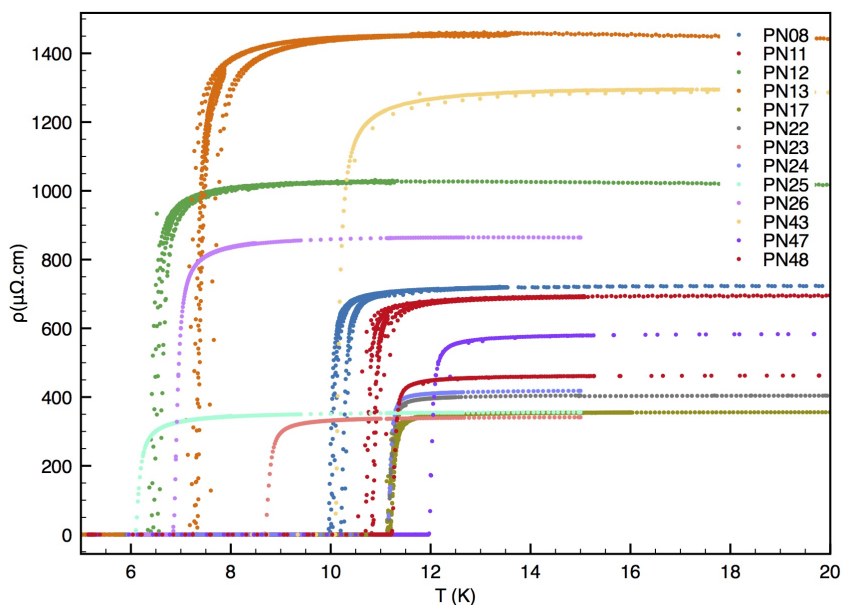


FIGURE 8.9 – Résistivité en fonction de la température pour différents échantillons.

8.3.2 Influence des paramètres de dépôt

À partir des conditions de dépôt, les données obtenues nous permettent de déterminer une *recette* pour l'élaboration des couches de nitrure de niobium. L'objectif est de pouvoir faire un composant supraconducteur avec une température critique T_C et une résistivité à l'état normal $\rho_{N,max}$ données.

Les différents paramètres de dépôt sont :

- l'épaisseur de la couche d ,
- le débit d'azote ϕ_{N_2} ,
- le pourcentage d'azote défini comme : $\%N_2 = \frac{\phi_{N_2}}{\phi_{N_2} + \phi_{Ar}}$,
- la puissance sur la cathode P .

8.3.2.1 Épaisseur de la couche d

Pour des mêmes conditions d'élaboration : $p = 2.5\text{bar}$, $P = 300\text{W}$, $\phi_{Ar} = 9\text{sccm}$, $\phi_{N_2} = 1\text{sccm}$, on observe sur la figure 8.10, l'augmentation de la résistance carrée en fonction de la diminution de l'épaisseur d de la couche.

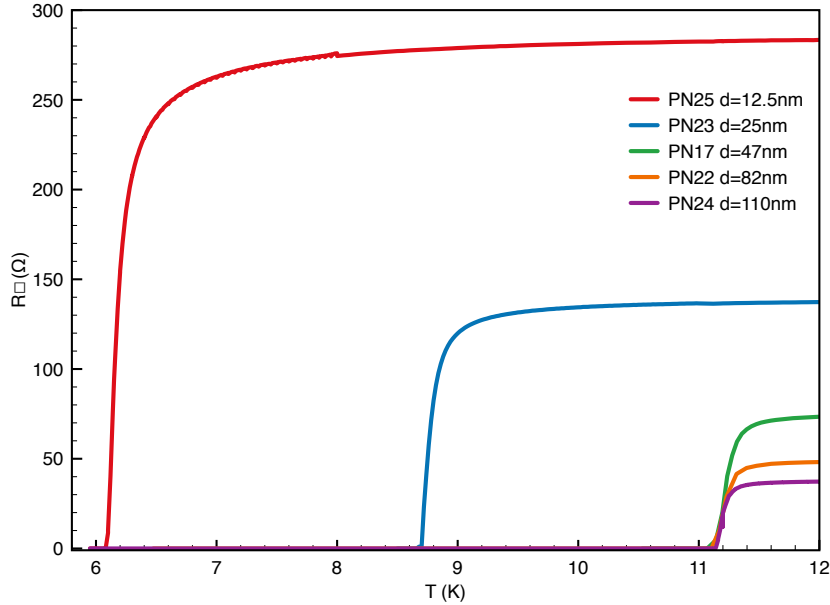


FIGURE 8.10 – Résistance carrée en fonction de la température pour différentes épaisseurs. Conditions d'élaboration : $p = 2.5\text{bar}$, $P = 300\text{W}$, $\phi_{Ar} = 9\text{sccm}$, $\phi_{N_2} = 1\text{sccm}$.

De même, la figure 8.11 présente l'évolution de la résistance carrée $R_{\square,max}$ et la température critique T_C des échantillons PN17, 22, 23, 24, 25 et 48 en fonction de l'épaisseur de la couche d . Ces différents films partagent une même résistivité provenant de la relation $R_{\square} = \rho/d$. Elle est illustrée sur le graphique pour une résistivité d'environ $400\mu\Omega.cm$. La température critique associée montre une température diminuant avec la réduction de l'épaisseur de la couche pour les échantillons PN25, 23 et 17. À partir d'une épaisseur de 47nm, la température critique semble atteindre un plateau vers 11-12K.

8.4 Conclusions

Les différentes couches caractérisées ont permis de mettre en évidence la grande diversité de propriétés que peut atteindre le NbN à partir des paramètres d'élaboration. Des résistivités normales entre $341\mu\Omega.cm$ et $120393\mu\Omega.cm$ pour des températures critiques entre $< 3\text{K}$ et 11.97K ont été ainsi obtenues. Cette première série d'échantillons a

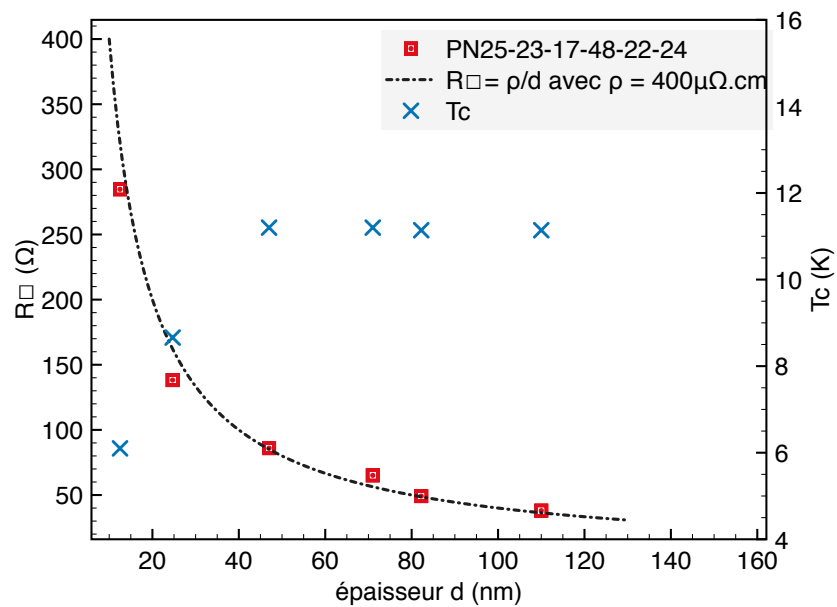


FIGURE 8.11 – Résistance carrée et température critique en fonction de l'épaisseur pour les échantillons (par ordre d'épaisseur) : PN25 - 23 - 17 - 48 - 22 - 24. Ils partagent une résistivité proche $\rho \approx 400\mu\Omega.cm$.

permis de déchiffrer les possibilités envisagées. Les futures fabrications de NbN permettront de comprendre l'impact des différents paramètres de déposition sur les propriétés des couches : puissance sur la cathode et le pourcentage d'azote introduit dans l'enceinte.

Le banc de test monté pour réaliser les caractérisations de Van der Pauw a été amélioré au fur et à mesure de l'élaboration des différentes couches. On a aujourd'hui un banc de test fiable qui permet de tester les couches de supraconducteurs sortant de la centrale technologique de l'IEF. Une amélioration envisageable est d'élargir la gamme de températures accessible en utilisant un cryostat pouvant descendre à environ $100mK$.

CHAPITRE 9

Commutateur supraconducteur planaire

Dans les deux chapitres suivants, je présente le concept d'un déphaseur supraconducteur fonctionnant dans les ondes millimétriques. Le composant consiste en un pont supraconducteur placé au milieu d'une ligne de transmission. Ce dispositif est une solution pour réaliser un déphaseur miniature, intégrable sur des plans focaux planaires. Il permet également de réaliser un commutateur contrôlable via le courant.

Ce premier chapitre présente le pont supraconducteur dans son état de commutation. Un modèle a été développé montrant l'évolution des performances de commutation en fonction de la résistivité à l'état normal du matériau supraconducteur utilisé. Plusieurs échantillons ont été réalisés à partir de couches de nitrure de niobium¹ et ont été caractérisés à la fois en DC et en RF entre 7 et 13GHz (bande X). Une version à plus haute fréquence entre 75 et 110GHz (bande W) a également été conçue et simulée.

Le deuxième chapitre se concentre sur les propriétés de déphasage du pont supraconducteur. La variation de phase en fonction du courant circulant dans le pont y est modélisée.

9.1 Principe

9.1.1 Supraconductivité

Le commutateur utilise certaines propriétés de la supraconductivité. Nous avons vu dans le chapitre 6 qu'un supraconducteur se traduit par sa capacité en dessous d'une température critique T_C à basculer dans un état non résistif. Cette propriété apparaissant à l'état supraconducteur est très intéressante car elle permet de transmettre un signal sans perte le long d'une ligne de transmission. À contrario, le matériau supracon-

1. voir Chapitre 8

ducteur est un mauvais conducteur dans son état normal. Cette dualité est au coeur du fonctionnement du commutateur.

9.1.2 Pont supraconducteur

Le principe de ce composant est de modifier localement l'état d'une ligne de transmission planaire appelée *pont*, en passant d'un état supraconducteur (état par défaut de la ligne) à un état normal très résistif.

L'idée d'utiliser la supraconductivité pour réaliser un commutateur n'est pas récente. Il existe dans la littérature plusieurs descriptions de ce type de composant. En 1991, J.S Martens a présenté un commutateur fonctionnant dans la bande de fréquence 0.5 - 8.5GHz [58]. Il s'agit d'un pont au milieu d'une ligne de transmission réalisée avec un supraconducteur haute température Tl-Ca-Ba-Cu-O. Un serpent in situé au dessus du pont et parcouru par un courant continu provoque la transition du pont à l'état normal en le chauffant. Il a obtenu des performances de transmission de -1dB à l'état ouvert et -30dB d'isolation sur l'ensemble de la bande passante. Cette idée a été reprise par G. Dary Poulin en 1995 [59] en polarisant cette fois-ci le pont en tension et en étendant la gamme de fréquences jusqu'à 30GHz.

G. Gol'tsman, dans [60] montre la transition d'un pont commandé par un signal optique. Des photons transportant une énergie supérieure à l'énergie de gap du matériau $\Delta(T)$ propagés par une fibre optique viennent casser des paires de Cooper localement sur le pont. Ce principe est derrière le fonctionnement des détecteurs *single photon*.

Dans la publication [61], G. Yassin et L. Kuzmin proposent le concept d'un déphaseur utilisant un nano-pont pour commuter le signal entre différentes lignes à délai. Ce nano-pont est réalisé en nitrure de niobium et placé en parallèle de la ligne RF. Il s'agit d'un commutateur fonctionnant sur le principe de la réflexion, le pont venant court-circuiter le signal entrant.

9.1.3 Modélisation

Nous avons choisi de placer le pont supraconducteur en série de la ligne RF. Le choix de la géométrie de la ligne s'est porté sur une ligne coplanaire. Le ruban conducteur et le plan de masse sont situés sur le même plan (fig.6.10). Cela permet une plus grande liberté sans changer l'impédance de la ligne et permet également de limiter les pertes dues au diélectrique. La figure 9.1 représente la géométrie du commutateur. Pour réduire la quantité de courant nécessaire à la commutation, le pont a des dimensions réduites par rapport aux restes de la ligne. Une attention particulière doit être portée aux dimensions des lignes d'injection pour s'assurer que seul le pont transite lors de la commutation.

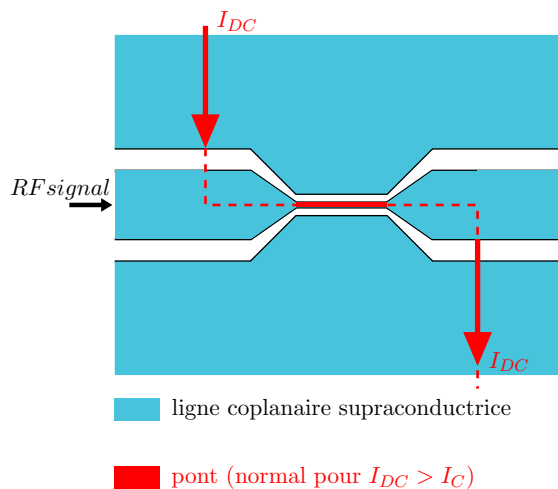


FIGURE 9.1 – Représentation schématique du commutateur

9.1.3.1 Ligne de transmission à pertes

Lorsque le pont est à l'état normal, on peut le considérer comme une ligne à fortes pertes définie par son impédance Z_P , son coefficient de propagation γ et sa longueur l . On définit Z_1 et Z_2 les impédances caractéristiques des deux lignes coplanaires propageant le signal, de part et d'autre du pont. Lorsque le pont est à l'état normal, il subit deux désadaptations au niveau de l'interface entre Z_1 et Z_P et entre Z_P et Z_2 . Pour modéliser le comportement du pont et calculer la transmission T du dispositif, on applique la méthode des multiples réflexions [62].

D'après la figure 9.2, on considère un signal d'amplitude 1 pénétrant dans le pont. Lorsque le signal va franchir la première interface, une partie du signal T_1 va être transmis et une partie du signal sera réfléchi Γ_1 .

On exprime le coefficient de transmission T_1 :

$$T_1 = 1 + \Gamma_1 \quad (9.1)$$

avec le coefficient de réflexion Γ_1 :

$$\Gamma_1 = \frac{Z_P - Z_1}{Z_P + Z_1} \quad (9.2)$$

La partie du signal T_1 pénétrant dans le pont se comportant alors qu'une ligne à perte de coefficient de propagation γ va subir une atténuation. À la sortie du pont, une partie du signal atténué sera réfléchi et une partie sera transmise $T_1 T_2 e^{-\gamma l}$.

La transmission globale T du pont sera la somme géométrique des différents signaux

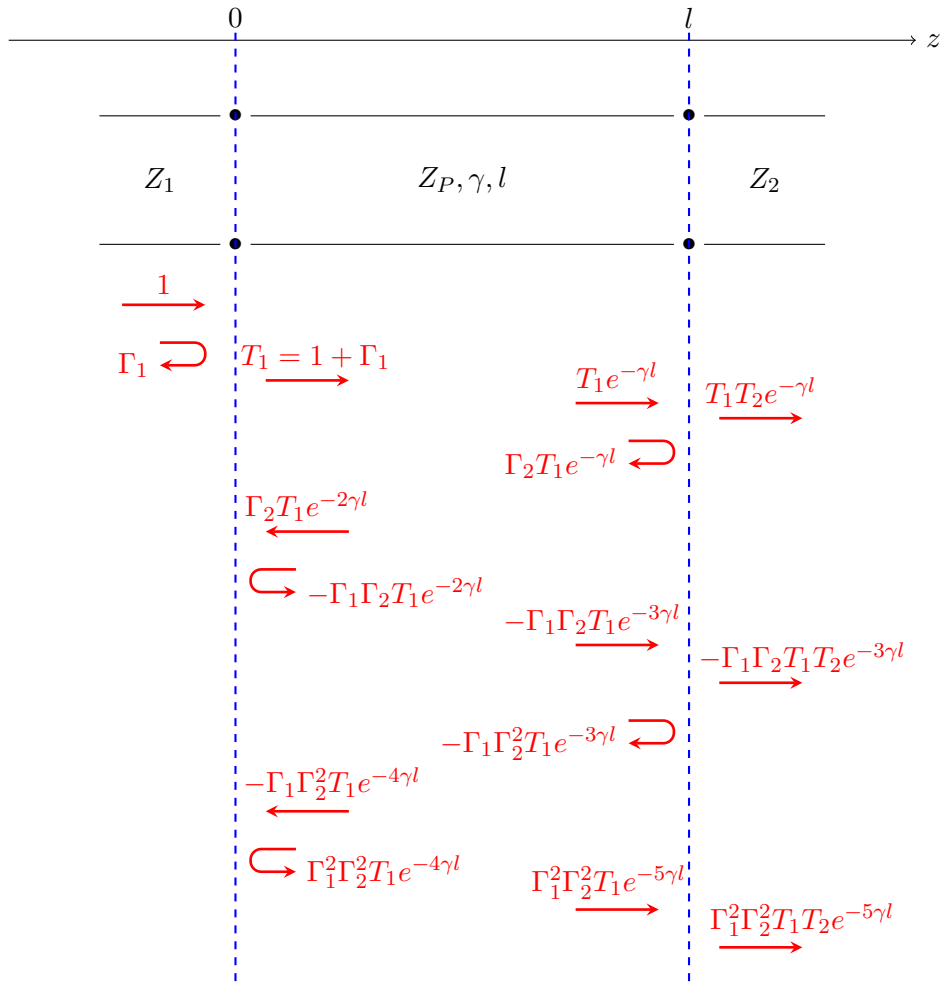


FIGURE 9.2 – Analyse en multiples réflexions du pont.

transmis au bout d'une longueur l du pont.

$$T = T_1 T_2 e^{-\gamma l} - \Gamma_1 \Gamma_2 T_1 T_2 e^{-3\gamma l} + \Gamma_1^2 \Gamma_2^2 T_1 T_2 e^{-5\gamma l} - \dots \quad (9.3)$$

$$T = T_1 T_2 e^{-\gamma l} \sum_i (-\Gamma_1 \Gamma_2 e^{-2\gamma l})^i \quad (9.4)$$

La raison de la suite $-\Gamma_1 \Gamma_2 e^{-2\gamma l}$ est inférieure à 1, ce qui nous permet de simplifier l'expression de T :

$$T = \frac{T_1 T_2 e^{-\gamma l}}{1 + \Gamma_1 \Gamma_2 e^{-2\gamma l}} \quad (9.5)$$

Dans notre cas, $Z_1 = Z_2$ implique que $\Gamma_1 = -\Gamma_2$. La transmission globale T du pont

est donc :

$$T = \frac{(1 - \Gamma_1^2)e^{-\gamma l}}{1 - \Gamma_1^2 e^{-2\gamma l}} \quad (9.6)$$

Les pertes par insertion du pont sont exprimées en dB et s'écrivent :

$$IL = 20 \log |T| \quad (9.7)$$

Lorsque le pont sera à l'état supraconducteur, le calcul des pertes par insertion donnera la *transmission* correspondant à l'état passant du composant. Lorsque le pont sera à l'état normal, les pertes seront appelées *isolation* correspondant à l'état bloquant du composant.

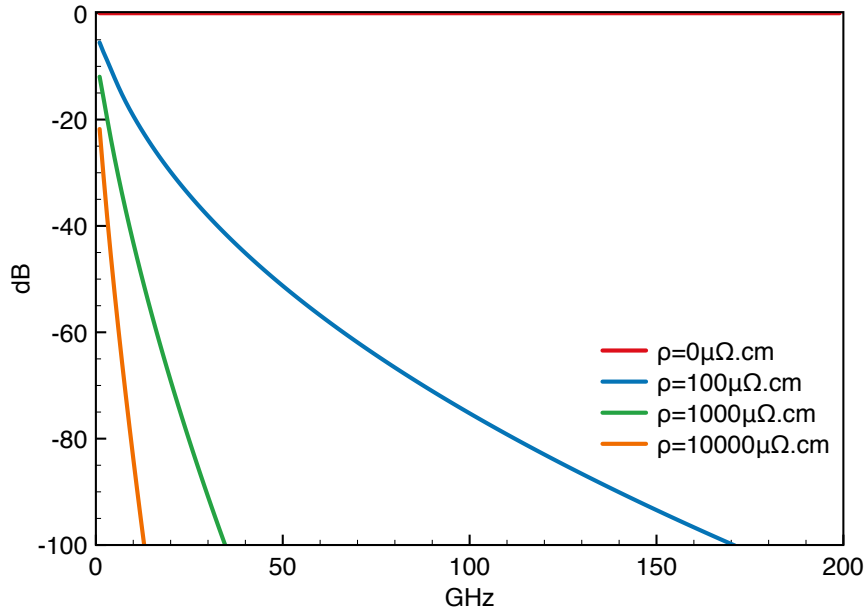
9.1.3.2 Influence de la résistivité à l'état normal ρ_N sur l'isolation

Alors que la résistivité du conducteur est quasi-nulle à l'état supraconducteur, elle devient importante dès la transition à l'état normal. Cette résistivité va apparaître dans la résistance de surface R_S . Plus cette résistivité à l'état normal ρ_N sera grande, plus l'isolation sera importante.

La figure 9.3 montre l'évolution des performances de l'isolation en fonction de la résistivité à l'état normal ρ_N entre 0 et 200GHz. La géométrie choisie est définie pour un composant fonctionnant à 100GHz, soit un pont de longueur $l = 3mm$, de largeur $w = 2\mu m$ avec un espacement de $s = 1.8\mu m$ entre le conducteur et le plan de masse pour assurer une impédance caractéristique de 50Ω à l'état supraconducteur. Les lignes d'alimentation RF ont une impédance caractéristique de 50Ω . Si on se place au milieu de la bande W (75-110GHz) à 90GHz, on attend déjà une isolation d'environ -70dB pour $\rho_N = 100\mu\Omega.cm$, -200dB pour $\rho_N = 1000\mu\Omega.cm$ et même inférieure à -400dB pour une résistivité de l'ordre de $10^4 \mu\Omega.cm$.

9.2 Conception en bande X

L'objectif est de réaliser un composant fonctionnant dans la bande W (75-110GHz). Pour caractériser ce composant de manière vectorielle, une structure de test similaire à celle développée pour l'OMT² doit être réalisée. Pour valider rapidement le concept, il a été décidé de réaliser dans un premier temps un dispositif fonctionnant à plus basse fréquence, entre 7 et 13GHz (bande X).

FIGURE 9.3 – Isolation en fonction de la résistivité à l'état normal ρ_N .

9.2.1 Dimensionnement

Pour limiter le courant à injecter, le pont doit avoir les dimensions les plus petites possibles. La méthode utilisée permettant de graver les géométries sur les couches est la lithographie. La résolution de cette technique est limitée à $1\mu m$. C'est cette dimension que nous prendrons comme limite inférieure pour les détails du composant. Le diélectrique utilisé est un wafer de Quartz de $500\mu m$ d'épaisseur et de constante diélectrique $\epsilon_r = 3.8$.

Pour faciliter les interfaces entre les différents éléments du dispositif de test, un composant avec une impédance caractéristique $Z_0 = 50\Omega$ a été conçu. Pour respecter les limites de la lithographie, la dimension entre le ruban central et le plan de masse a été fixée à $1\mu m$, ce qui donne d'après l'équation 6.13 une largeur du ruban central de $10\mu m$ pour un diélectrique de Quartz. Pour garder la même impédance le long de la ligne coplanaire, le rapport entre w et s est conservé entre la ligne coplanaire et le pont. Pour éviter toute désadaptation d'impédance, la transition entre la ligne et le pont se fait progressivement.

9.2.2 Té de polarisation

Le courant continu doit être injecté exclusivement dans le pont, seul élément du dispositif à devoir transiter. Pour couper tout signal basse fréquence pouvant remonter par la ligne haute fréquence, un filtre passe-haut est inséré sur la ligne. Il s'agit d'une

capacité appelée communément *DC block*. Du point de vue du signal hyperfréquence, les lignes d'injection amenant le courant au pont ne doivent pas apparaître. Il faut donc réaliser des lignes d'injection avec une haute impédance au regard de l'impédance caractéristique de la ligne RF. Ce type de dispositif est appelé *RF choke*. La combinaison de ces deux composants permet de réaliser un *Té de polarisation*, élément courant en micro-onde pour contrôler un composant actif (Fig. 9.4).

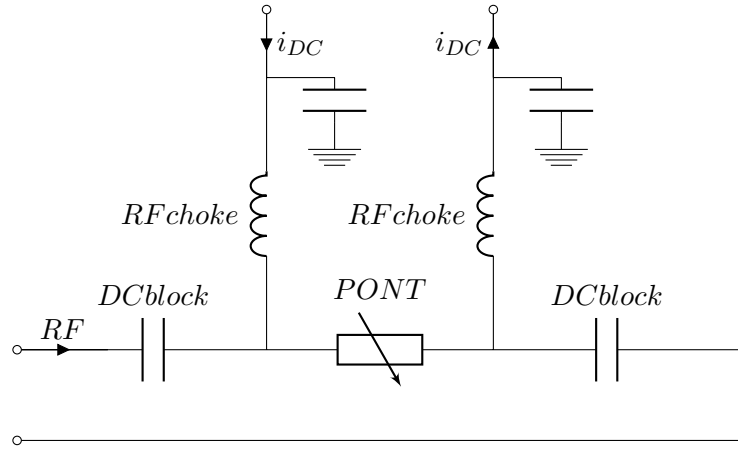


FIGURE 9.4 – Circuit équivalent du té de polarisation permettant d'injecter le courant i_{bias} dans le composant. Le pont est représenté par une impédance variable, le *DC block* par une capacité et le *RF choke* par une inductance.

Les valeurs de la capacité C du *DC block* et de l'inductance L du *RF choke* sont calculées à partir de ces relations :

$$Z_C = \left| \frac{1}{j\omega C} \right| \ll Z_0 \quad (9.8)$$

$$Z_L = |j\omega L| \gg Z_0 \quad (9.9)$$

avec $\omega = 2\pi\nu$ la pulsation angulaire.

Dans le cas du dispositif fonctionnant entre 7 et 13GHz, pour une impédance $Z_0 = 50\Omega$, la capacité C doit être supérieure à $454fF$ et l'inductance L supérieure à $1.14nH$. On peut trouver à ces fréquences des *DC blocks* dans le commerce que l'on peut connecter facilement sur les guides d'ondes propageant le signal RF dans le dispositif. À plus haute fréquence, il faudra intégrer le té de polarisation directement sur le composant.

9.2.3 Dispositif de test

Pour tester le commutateur de manière vectorielle avec un analyseur de réseau entre 7 et 13GHz, il faut réaliser une interface entre la ligne coplanaire et les connecteurs utilisés par l'instrument de mesure. Un circuit imprimé a été fabriqué pour faire cette connexion : il s'agit d'une ligne microruban avec un diélectrique en *Roger Duroid* sur lequel est déposé une métallisation en cuivre. Un dépôt en or est ajouté sur les contacts pour assurer une meilleure conductivité. Le circuit imprimé a été réalisé par la société *Systronic*. On ajoute ensuite deux transitions de la marque *SouthWest Microwave* permettant de connecter les guides d'onde coaxiaux et une ligne microruban. Les pièces mécaniques permettant la mise en place de tous les composants sont fabriquées en Invar pour éviter tout effort mécanique sur le composant lors de la dilatation brutale à la mise en froid. Les *DC blocks* utilisés ont été achetés dans le commerce (*Mini-circuit BLK-18-S+*) et se trouvent connectés en entrée du cryostat à température ambiante. Deux filtres capacitifs ont également été ajoutés sur les lignes d'injection de courant pour éviter de ramener du bruit sur le composant.

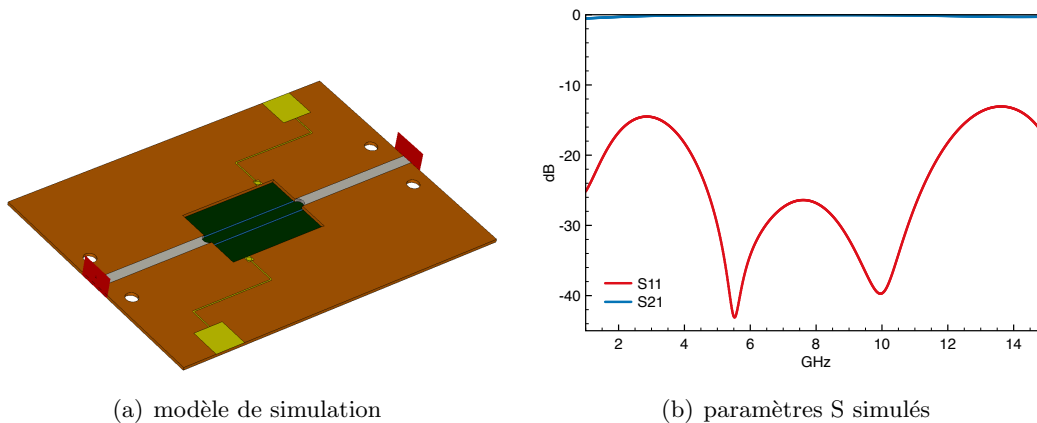


FIGURE 9.5 – Simulation du circuit imprimé de test et de la ligne simple coplanaire entre 1 et 15GHz.

Le dispositif a été conçu et simulé sur *CST Microwave Studio*. La figure 9.5 représente le modèle de simulation (a) et les paramètres S simulés (b) entre 1 et 15GHz. Le pont ici est remplacé par une simple ligne coplanaire. On observe une bande passante intéressante d'environ 6GHz autour de 8GHz.

9.3 Résultats en bande X

9.3.1 Mesures DC

Le courant continu injecté traverse les deux lignes d'injection et le pont situé au milieu. Pour comprendre le comportement du commutateur à l'état supraconducteur lors de la transition en présence du courant, plusieurs échantillons ont été réalisés en ne gravant que la partie nécessaire à cette étude. La figure 9.6 montre en (a) la représentation schématique du composant fabriqué. Six contacts ont été ajoutés pour caractériser les différentes parties en 2 ou 4 fils. On mesure entre P^+ et P^- la résistance du pont, alors que le courant est injecté entre I^+ et I^- . On peut également mesurer une ligne d'injection entre P^+ et I^+ pour vérifier que celle-ci ne transite pas en même temps que le composant.

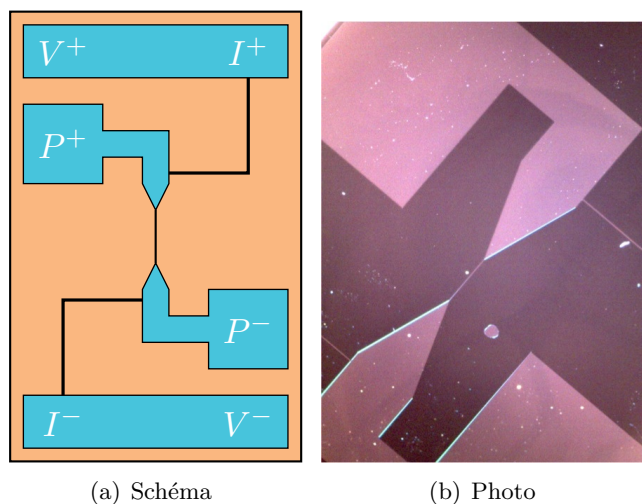


FIGURE 9.6 – Échantillons fabriqués pour comprendre le comportement du commutateur en présence d'un courant continu. *Crédit photo : Davide Cammilleri.*

Les échantillons font 1cm par 2cm et ont été gravés sur des couches de NbN préalablement caractérisées³. Les couches de NbN utilisées sont les couches PN08, PN11, PN13, PN15 et PN17 déposées sur un substrat d'oxyde de silicium SiO_2 . Les caractéristiques de ces différentes couches sont regroupées dans le tableau 9.1.

9.3.1.1 Banc de mesures

Le banc de mesure utilisé est identique à celui utilisé pour la caractérisation des couches de nitrure de niobium (Fig.9.7). Un système à 6 contacts par échantillon a rem-

3. voir chapitre 8

	$d(\text{nm})$	$\rho_{max}(\mu\Omega.cm)$	$T_C(K)$
PN08	125	725	11
PN11	120	696	11.2
PN13	60	1440	7.8
PN15	105	15225	6.8
PN17	47	404	11.2

TABLE 9.1 – Caractéristiques des couches de NbN utilisées pour réaliser les échantillons. d est l'épaisseur de la couche, $\rho_{max}(\mu\Omega.cm)$ est la résistivité du matériau à l'état normal juste avant la transition à l'état supraconducteur et T_C la température critique.

placé la mesure 4 pointes de Van der Pauw et permet de mesurer trois échantillons lors d'une même mise en froid. Les mesures ont été réalisées à l'aide d'un analyseur de composants semi-conducteurs *B1500A* d'Agilent qui permet de tracer des caractéristiques courant-tension en continu ou en pulsé en 4 ou 2 pointes.

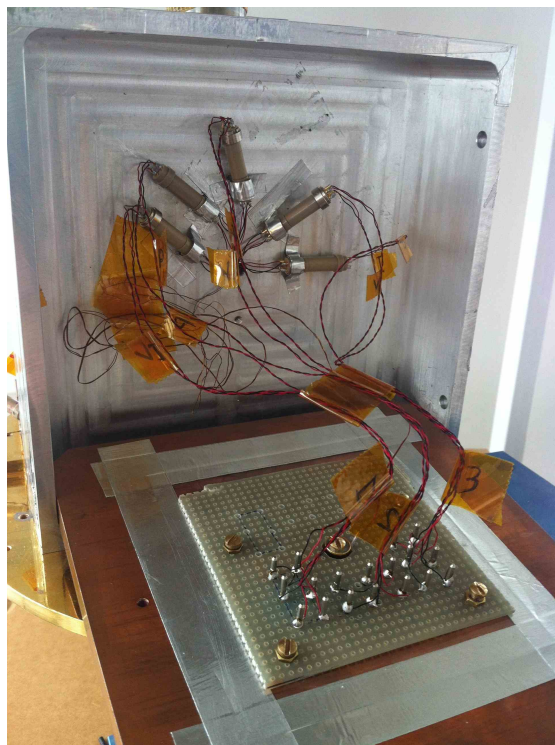


FIGURE 9.7 – Photo du banc de mesure utilisé. Les échantillons sont placés sur une plaque en cuivre. Un support avec des pointes à ressort est positionné sur les composants. L'ensemble est relié à la sortie du cryostat pour des mesures en 4 ou 2 pointes.

9.3.1.2 Polarisation en courant

Des mesures ont été réalisées en polarisant en courant le pont à différentes températures de bain. La figure 9.8 montre la réponse en tension de l'échantillon PN11. La caractéristique obtenue amène de nombreuses questions sur le comportement du pont en présence du courant continu. Plus on se rapproche de la température critique $T_C = 11.2K$, plus est faible le courant I nécessaire à la transition à l'état normal.

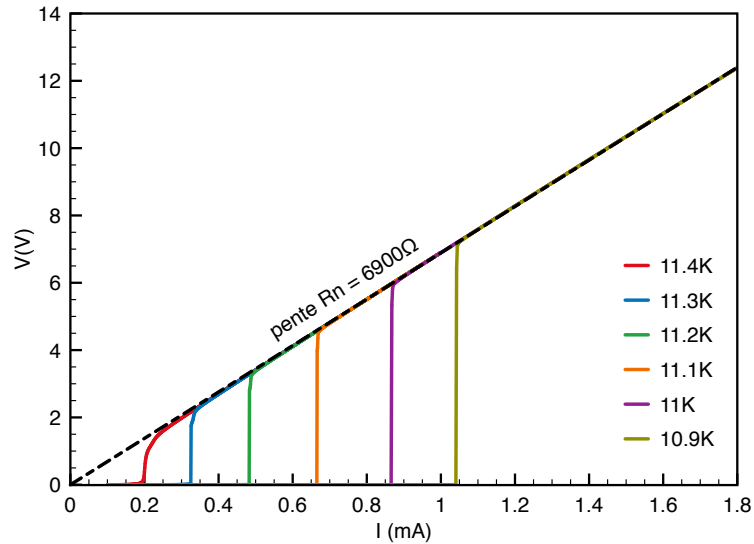


FIGURE 9.8 – Caractéristiques courant-tension du pont PN11 pour différentes températures de bain.

Si on change l'échelle et qu'on regarde le bas de la transition (Fig. 9.9), on observe que le pont ne transite pas tout de suite, mais une faible tension apparaît à ses bornes à partir d'un premier courant critique. Le pont transite ensuite dans son ensemble à partir d'un deuxième courant critique pour atteindre une pente correspondant à $R \approx 6900\Omega$, valeur qui correspond à la résistance du pont juste après la transition à l'état normal. Plus on est proche de la température critique, plus cette zone se réduit. Par contre on observe en haut de la transition que la tension met plus de temps pour atteindre l'état normal.

Les comportements observés sont typiques des supraconducteurs types II (Fig. 6.6) où le courant injecté dans la couche supraconductrice vient former et déplacer des vortex à la surface du supraconducteur.

Les échantillons étant résistifs lorsque le courant continu parcourt le pont, celui-ci a tendance à s'échauffer. On peut voir apparaître des hystérésis sur les mesures, l'échantillon mettant alors du temps pour redescendre à la température de bain. Lorsque

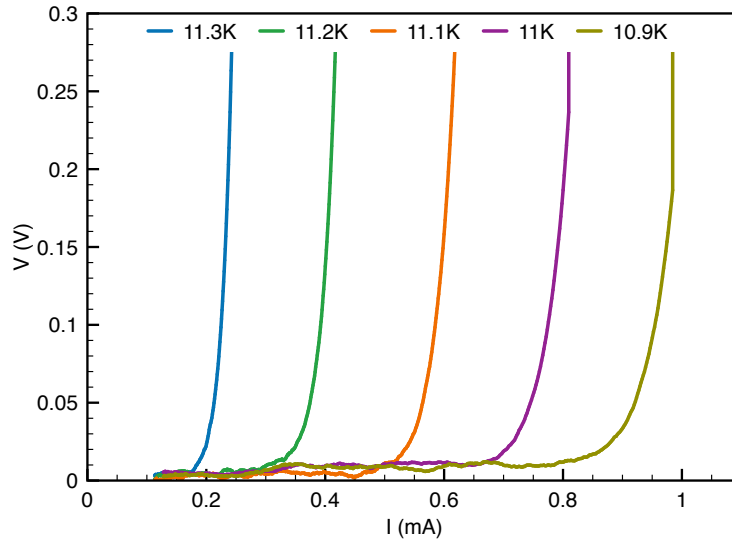


FIGURE 9.9 – Agrandissement du bas de la transition.

les mesures sont effectuées proche de la température critique, il est alors difficile de différencier si le pont a transité grâce au courant ou à la température. Une solution est de polariser le pont en tension.

9.3.1.3 Polarisation en tension

Les mesures suivantes ont été réalisées avec le pont polarisé en tension pour différentes températures de bain. Elles ont été effectuées en deux points, la résistance des câbles est donc incluse dans la mesure. La figure 9.10 illustre le principe des deux différents types de scan utilisés par le traceur de caractéristique *B1500A*. Le scan *continu* permet d'imposer la tension aux bornes du pont en fonction du temps selon des marches de durée $\Delta\tau$. Le deuxième type de scan est le scan *pulsé* où la tension est imposée aux bornes du pont pendant une durée $\Delta\tau_1$ avec une période $\Delta\tau_2$. Cette méthode permet de limiter l'échauffement de l'échantillon lors de la mesure.

La figure 9.11 montre les mesures réalisées en pulsé sur l'échantillon PN11 en polarisant le pont en tension. On peut distinguer plusieurs phases, par exemple sur la caractéristique pour une température de 10K :

- A. lorsqu'on commence à polariser le pont en tension, le pont est supraconducteur, la seule résistance aux bornes de l'instrument est celle des fils R_{bias} ($\approx 250\Omega$). Arrivé au courant critique I_C , le pont transite, ce qui implique une chute du courant circulant dans le pont.

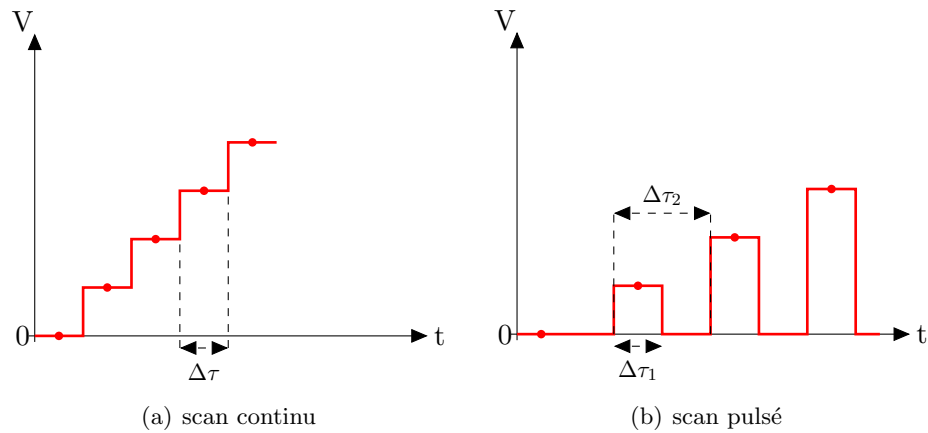


FIGURE 9.10 – Les deux différents types de scan utilisés pour la polarisation en tension du pont.

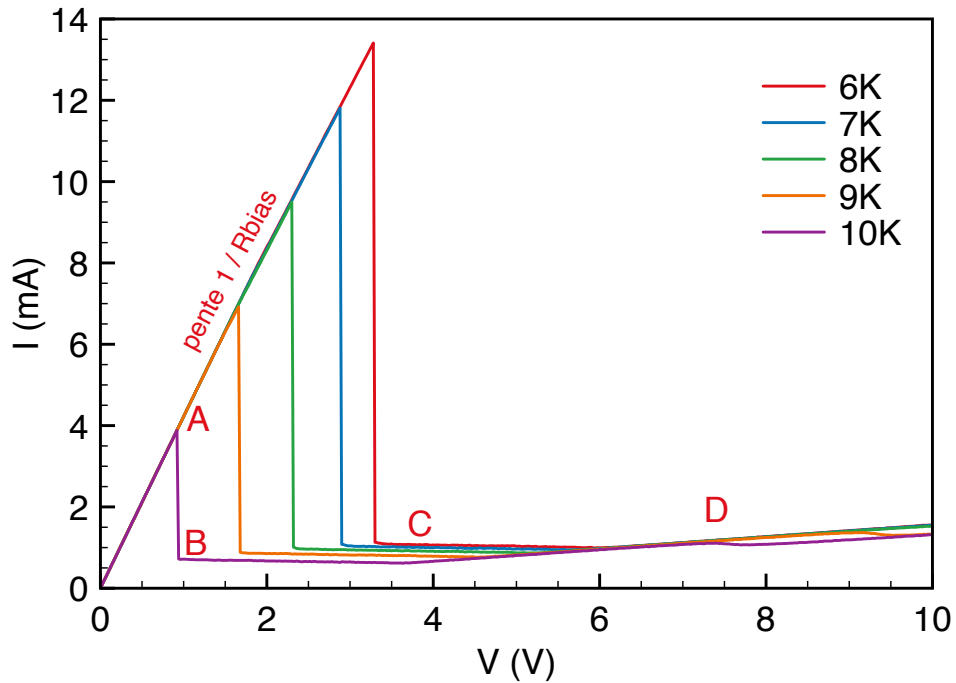


FIGURE 9.11 – Caractéristiques tension-courant du pont PN11 pour différentes températures de bain. La mesure est faite en pulsée avec une durée de pulse $\Delta\tau_1$ de $10ms$ et une période $\Delta\tau_2$ de $100ms$.

B. dûe aux pertes par effet Joule, le pont étant résistif, la résistance aux bornes du pont augmente.

C. on observe un deuxième changement de pente car une autre partie du composant

semble avoir transité : la partie où la ligne se rétrécit pour atteindre la largeur du pont.

D. l'ensemble du dispositif : pont et les lignes d'alimentation ont transité à l'état normal.

Une autre manière de représenter les différentes phases est de tracer la résistance aux bornes du pont en fonction de la polarisation du pont (Fig. 9.12).

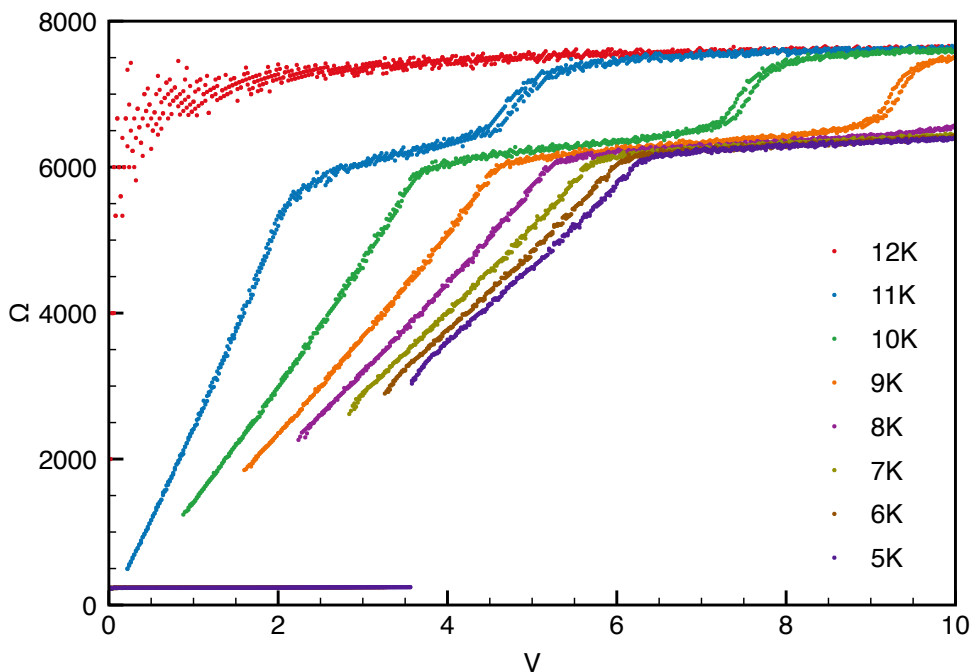


FIGURE 9.12 – Caractéristiques résistances du pont PN11 en fonction de la tension appliquée à ses bornes pour différentes températures de bain.

On observe ici de manière plus nette la transition à l'état normal des différentes parties du composant.

La caractéristique de la figure 9.11 ressemble au caractéristique courant - tension que l'on peut obtenir sur les bolomètres à électron chaud (*Hot Electron Bolometer HEB*) lorsqu'ils sont polarisés en tension. Ces bolomètres jouent le rôle de mélangeur pour la détection hétérodyne par leur capacité à suivre des petites fluctuations du signal. Ils sont conçus à partir d'un nanopont placé entre deux électrodes d'une antenne planaire. Le nano-pont a des dimensions géométriques de l'ordre du micromètre. Il est gravé à partir d'un film supraconducteur de quelques nanomètres d'épaisseur et déposé sur un diélectrique. La couche supraconductrice agit comme l'absorbeur et comme le senseur. Le rayonnement incident tombant sur le bolomètre va élever la température des électrons. Le fonctionnement de ces dispositifs est décrit par le modèle du *hot spot*.

C'est un modèle thermique basé sur les puissances des différents rayonnements et leur conséquence sur l'évolution de la température des électrons et des phonons au niveau du pont [63]. Malgré les différences de dimensions géométriques, il serait intéressant d'appliquer ce modèle pour analyser le comportement de notre pont supraconducteur lorsque celui-ci est polarisé en tension.

9.3.2 Mesures hyperfréquences

9.3.2.1 Échantillons

La couche de nitrure de niobium PN11 a été choisie pour être déposée sur le diélectrique de quartz pour réaliser la première série de composants à être testée vectoriellement. Plusieurs échantillons avec des géométries différentes ont été fabriqués sur un wafer de quartz de 3 pouces (7.62cm) de diamètre et d'épaisseur $500\mu\text{m}$ (Fig. 9.13) :

- 4 échantillons type *DC* où seule la partie propageant le courant d'injection a été gravée. Ces échantillons se différencient par la longueur du pont l .
- 5 échantillons avec différentes longueurs de pont l et des dimensions de lignes d'injection différentes (w_b , s_b).
- 2 échantillons *calibration* : il s'agit d'une ligne coplanaire simple de dimensions w_0 , s_0 .
- 4 *cloverleaves* permettant de faire des mesures Van der Pauw sur la couche de NbN utilisée.

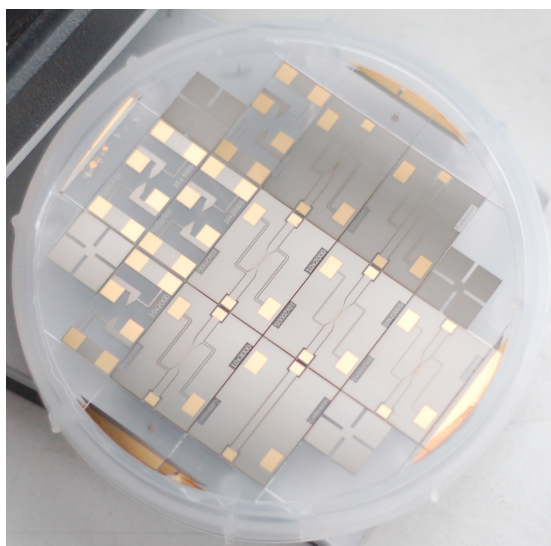
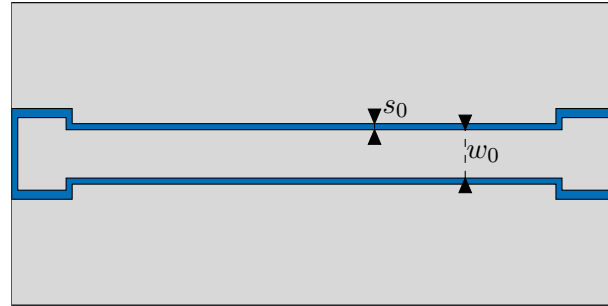


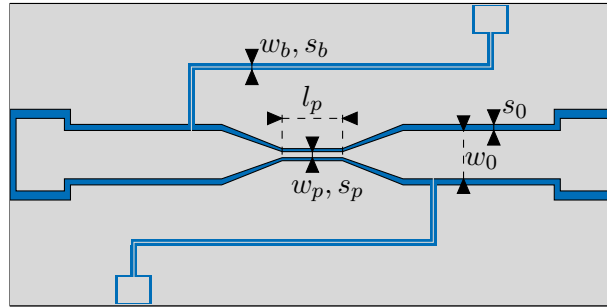
FIGURE 9.13 – Différents Échantillons élaborés sur un wafer de quartz de 3 pouces.

Ces premiers échantillons ont permis d'observer la commutation mais des problèmes de gravure ont révélé que certains échantillons étaient court-circuités dus à la présence

de métallisations entre le pont et le plan de masse. Une deuxième série d'échantillons a été gravée à partir d'une nouvelle couche de NbN PN51, avec des caractéristiques proches de la couche PN11. Les dimensions des différents échantillons sont représentées sur la figure 9.14.



(a) calibration



(b) pont

FIGURE 9.14 – Dimensions des échantillons fabriqués pour la caractérisation hyperfréquence entre 7 et 13GHz. Tous les échantillons ont $w_0 = 1.3mm$, $s_0 = 130\mu m$, $w_p = 10\mu m$, $s_p = 1\mu m$. La longueur du pont l_p varie de $500\mu m$ à $3000\mu m$. Les dimensions de la ligne d'injection varient également. La largeur de la piste w_b varie entre $20\mu m$ et $50\mu m$ ainsi que l'espace s_b entre $120\mu m$ et $300\mu m$.

9.3.2.2 Banc de mesures

Le dispositif a été testé entre 1 et 15GHz à température ambiante ainsi qu'à 5K à l'aide de la canne cryogénique⁴. Une série de guides d'onde en cuivre avec des connecteurs SMA descend depuis l'extérieur jusqu'à la boîte fixée sur la platine 4K du cryostat. Une section de guide en inox à l'intérieur du cryostat a été ajoutée pour isoler thermiquement le dispositif et des câbles semi-rigides pour atteindre le dispositif de test et compenser d'éventuelles contractions dues à la descente en température.

Les deux sorties à température ambiante sont connectées aux *DC block* permettant de filtrer le signal DC mais de laisser passer le signal hyperfréquence. Les mesures des

4. voir annexe A

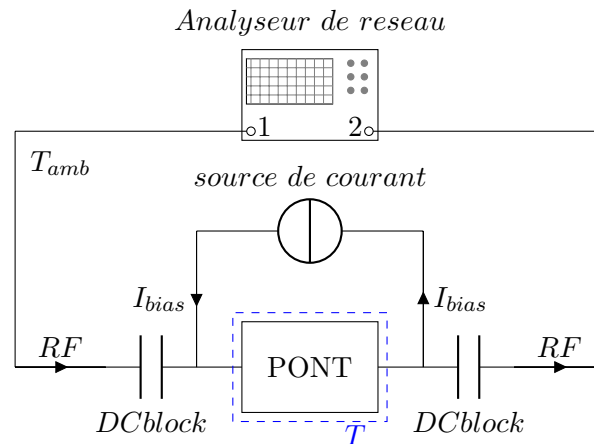


FIGURE 9.15 – Schéma de la caractérisation hyperfréquence du pont à température cryogénique T . L'état du pont est contrôlé par le courant de polarisation I_{bias} fourni par la source de courant.

paramètres S sont effectuées à l'aide d'un analyseur de réseau *Anritsu* jusqu'à 15GHz. Le courant est injecté grâce à une source de courant *Keithley*. L'étalonnage de l'analyseur de réseau est effectué à température ambiante. L'ensemble des différents guides et composants est donc pris en compte dans la mesure des paramètres S.

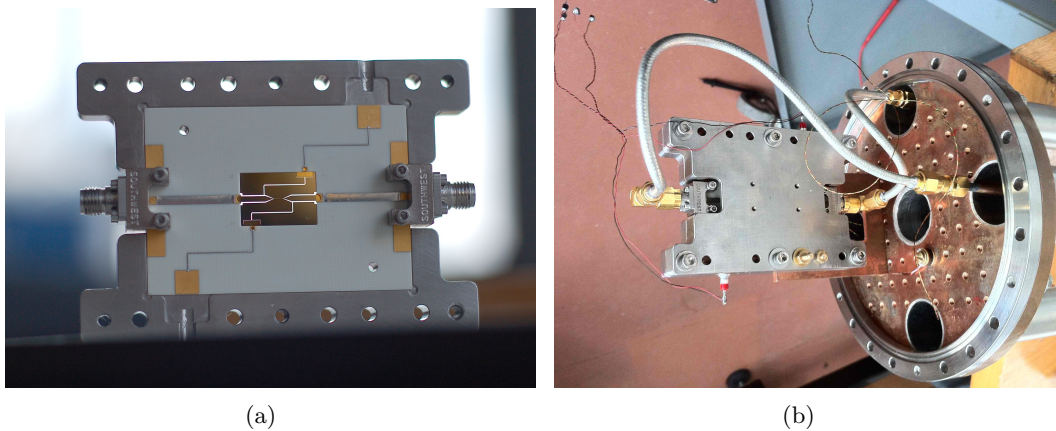


FIGURE 9.16 – (a) : un échantillon est installé dans la boîte en vue des tests. (b) Dispositif fixé à la platine 4K et connecté aux guides d'onde semirigides.

9.3.2.3 Mesures des paramètres S

Plusieurs mesures ont été réalisées à température ambiante ainsi qu'à température cryogénique. Une mesure préalable à froid de l'ensemble de la chaîne avec la boîte et un

circuit imprimé ne contenant qu'une ligne microruban a été faite pour donner une idée des performances du dispositif de test, en l'absence du pont et des lignes d'injection à température ambiante et à froid (Fig. 9.17). On observe une faible variation des paramètres de réflexion S_{11} et S_{22} entre les deux températures. Par contre un gain d'environ 3dB sur la transmission est mesurable entre la mesure à température ambiante et la mesure à 5K, dûe à la diminution de la résistivité des guides d'onde.

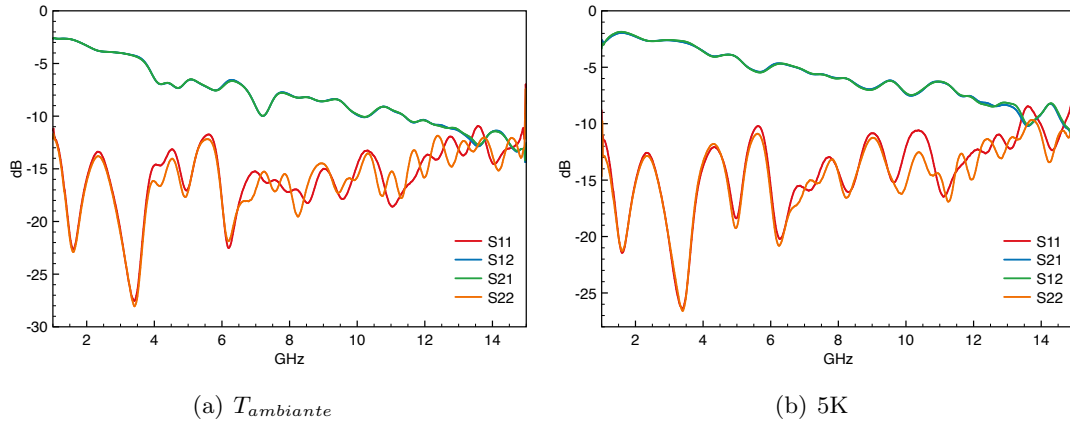


FIGURE 9.17 – Caractérisation du dispositif de test avec un circuit imprimé où est gravé une simple ligne microruban à température ambiante et à 5K.

La figure 9.18 montre les paramètres S du commutateur en position ouverte et fermée à 5K. Comme attendue, on observe bien une variation de gain sur la transmission entre l'état ouvert et l'état fermé du dispositif. On retrouve cette dynamique sur la figure 9.19. On atteint environ -23dB à 10.6GHz entre la transmission et l'isolation.

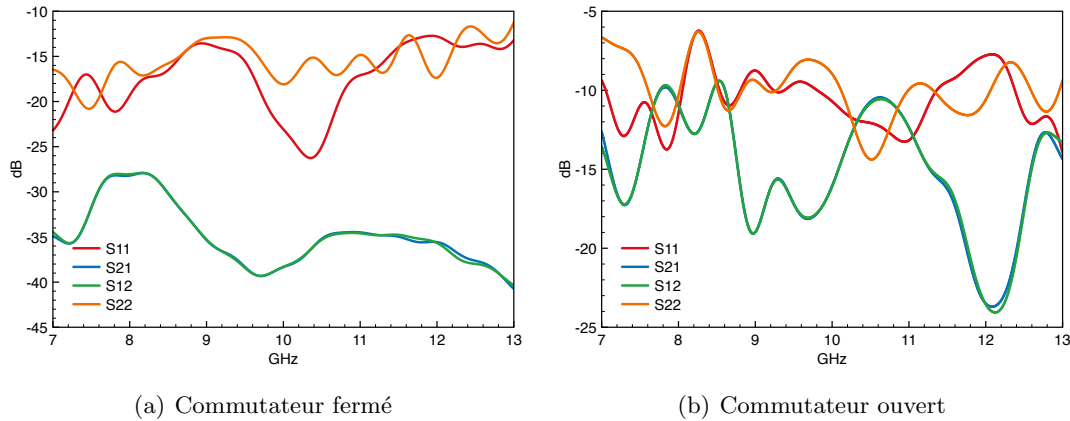


FIGURE 9.18 –

On peut comparer la dynamique obtenue en faisant la différence entre l'isolation et la transmission au niveau des mesures et des simulations réalisées pour une résistivité

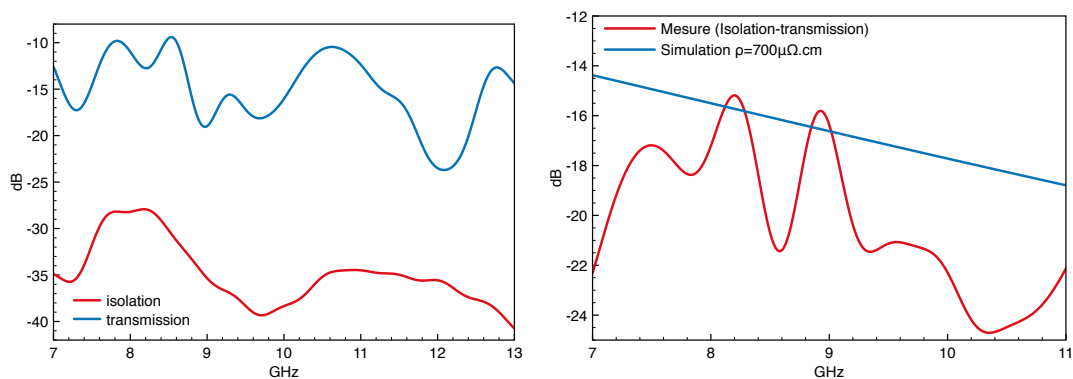


FIGURE 9.19 – Dynamique du pont et comparaison entre la simulation réalisée pour les dimensions du composant et un NbN de résistivité $\rho_N = 700\mu\Omega.cm$ et la dynamique de la mesure (isolation soustrait à la transmission).

$\rho_N = 700\mu\Omega.cm$ entre 7 et 13GHz. La figure 9.19(b) montre une bonne concordance entre le modèle du pont et les mesures. Entre 7 et 11GHz, on retrouve la pente de l'isolation calculée. Plus on monte en fréquence, plus l'isolation est importante pour cette géométrie. À 12GHz, on observe un pic sûrement dû à défaut dans le banc de test.

Lors de la remontée en température du cryostat, le courant critique I_C a été mesuré jusqu'à la température critique du NbN ($\approx 11K$). La figure 9.20 illustre le fait que plus on se rapproche de la température critique, plus le courant critique I_C devient faible. À 4.7K, le courant nécessaire pour faire transiter le pont est de l'ordre de 38.5mA, cette valeur chute à 10mA proche de la température critique. Les mesures n'ont pas pu être prises à l'approche de la température critique, l'élévation en température devenant trop rapide. Les valeurs données pour le courant sont grandes, mais elles sont à relier à la géométrie du pont. En effet le courant critique est donné par la densité de courant critique mais également par la section du pont. Plus il sera fin en épaisseur et en largeur, plus le courant à injecter sera faible. Ce paramètre sera à prendre en compte pour les futurs développements du pont.

9.3.2.4 Mesure du temps de commutation

Une mesure du temps de commutation du dispositif à froid a également été faite. L'analyseur de réseau *Anritsu* ne permet pas de faire de la même manière que l'analyseur *ABmm* un balayage temporel à une fréquence donnée⁵. L'idée a donc été de descendre en fréquence à 300MHz pour pouvoir visualiser la réponse du commutateur à l'aide d'un oscilloscope (Teledyne Lecroy HDO6034). Même si la dynamique est faible, elle permet toutefois d'effectuer cette mesure.

5. voir Chapitre 5

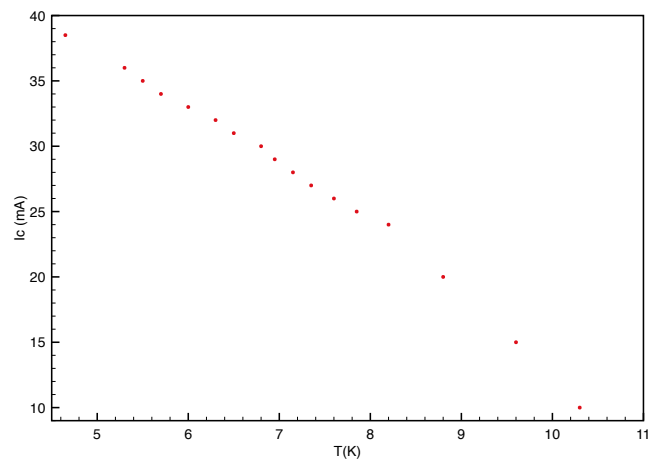


FIGURE 9.20 – Courant critique mesuré en fonction de la température lors de la remontée en température du cryostat.

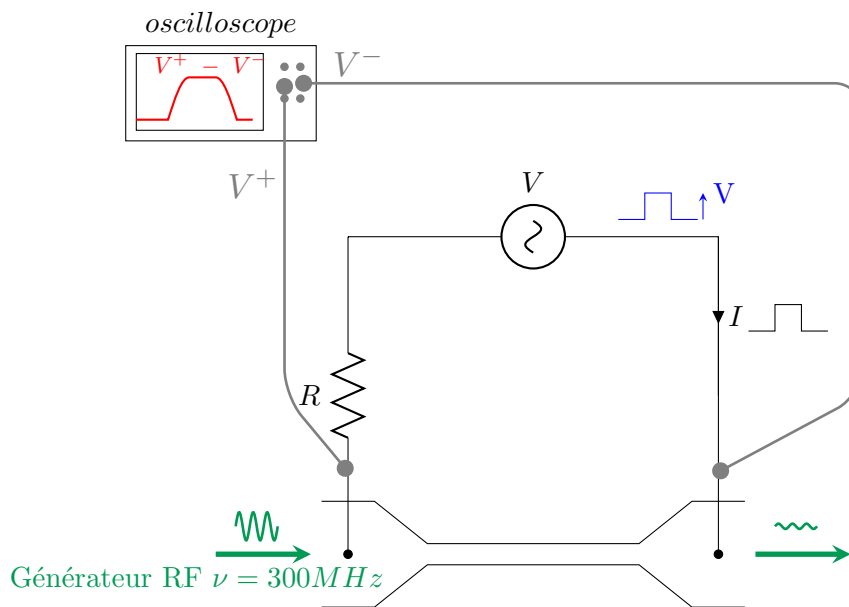
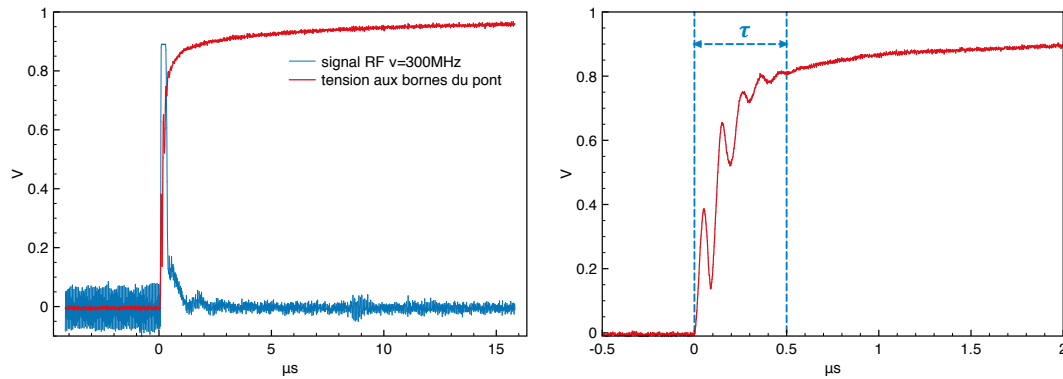


FIGURE 9.21 – Principe de la mesure de temps de commutation du pont à 5K.

La figure 9.21 montre le principe du banc de test utilisé. Un générateur de fréquence injecte un signal radio à $\nu = 300\text{MHz}$ à l'intérieur du pont. Un générateur de tension applique aux bornes du pont un signal carré. À l'aide d'une résistance en série R , un courant I de forme carrée est injecté faisant transiter le pont à l'état normal lorsque le courant dépasse le courant critique I_C . La différence de potentiel $V^+ - V^-$ est mesurée aux bornes du pont à l'aide de l'oscilloscope ainsi que le signal RF à la sortie du pont (Fig. 9.22).

Lorsque le pont transite à l'état normal, il devient résistif ($\approx 7k\Omega$). La tension à ses bornes augmente et le signal RF est atténué à la sortie du composant. τ correspond au temps de montée, durée nécessaire au composant pour passer de l'état supraconducteur à l'état normal. À partir de la mesure de la tension, on mesure un temps de commutation τ d'environ $0.5\mu s$.



(a) Tension aux bornes du pont et signal RF mesuré

(b) Zoom sur le temps de montée

FIGURE 9.22 – Le temps de commutation τ mesurée pour une fréquence $\nu = 300MHz$ est d'environ $0.5\mu s$.

9.4 Commutateur en bande W (75-110GHz)

9.4.1 Dimensionnement

Le composant fonctionnant dans la bande W (75-110GHz) est basé sur le développement de l'OMT⁶, à savoir un métal supraconducteur déposé sur un diélectrique de silicium ($\epsilon_r = 11.9$) de $280\mu m$ d'épaisseur. La forte permittivité du silicium permet de réduire les dimensions du composant. D'après l'équation 6.13, pour une distance entre le conducteur et le plan de masse limitée à $1\mu m$ et une impédance caractéristique de 50Ω , la largeur du ruban est fixée à $1.8\mu m$.

9.4.2 Té de polarisation

Le *DC block* est intégré directement au composant et inséré à la ligne coplanaire avant l'accès au pont. La représentation la plus simple d'une capacité est le modèle des deux plaques parallèles : deux conducteurs de surface S séparés d'une distance e par un

6. Chapitre 7

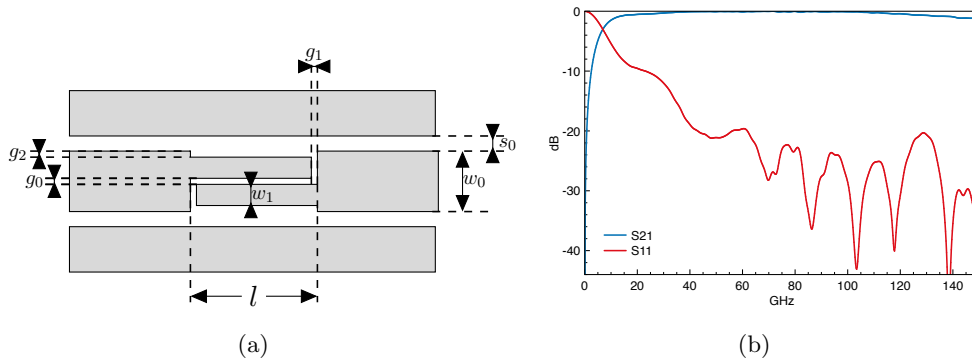


FIGURE 9.23 – Géométrie d'une capacité interdigitée intégrée à une ligne de transmission coplanaire.

isolant de constante diélectrique ϵ_r . La capacité C est alors définie comme :

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{e} \quad (9.10)$$

Plus la surface S des plaques est grande ou la distance e devient petite, plus la capacité sera importante. De manière analogue que les deux plaques conductrices parallèles, la façon la plus simple pour réaliser une capacité en technologie planaire est de créer un espace au niveau du ruban conducteur de la ligne de transmission. Plus cet espace sera petit, plus la capacité sera grande. Or cette dimension sera limitée par la technique employée. L'autre dimension sur laquelle on peut intervenir est la surface S , qui ici va correspondre à la largeur du ruban multipliée par l'épaisseur de la couche du ruban conducteur. Si on se retrouve limité par la largeur, ou l'épaisseur à cause de l'impédance du composant, on peut augmenter cette surface en réalisant une capacité interdigitée. La figure 9.23 représente un modèle simple qui peut être intégré à la ligne coplanaire alimentant le pont en signal hyperfréquence. Les dimensions correspondant à la simulation 9.23 (b) sont listées dans le tableau 9.2.

l	w ₀	s ₀	w ₁	g ₀	g ₁	g ₂
210	30	20	12.5	1	1	2

TABLE 9.2 – Dimensions en μm de la capacité interdigitée représentée sur la figure 9.23.

Le *RF Choke* est une ligne coplanaire haute impédance optimisée par simulation.

9.4.3 Dispositif de test

Pour tester vectoriellement le composant dans la bande W, nous partons sur la base du dispositif conçu pour la caractérisation de l'OMT⁷. Il faut réaliser une structure avec des transitions permettant de coupler le signal électromagnétique des guides d'onde à la ligne coplanaire. L'utilisation d'une antenne radiale suspendue sur une membrane dans le guide d'onde WR10 est la meilleure solution pour réaliser une structure large bande.

Un modèle a donc été conçu en simulation (Fig. 9.24(a)) sous *CST Microwave Studio*. Il possède un diélectrique de silicium ($\epsilon_r = 11.9$) de $280\mu m$ d'épaisseur. La métallisation supraconductrice est modélisée avec un matériau du type *PEC* (*Perfect Electric Conductor*), matériau conducteur parfait sans épaisseur. La simulation permet d'optimiser le couplage entre la ligne et le guide d'onde en modifiant la géométrie de l'antenne ainsi que le court-circuit placé en dessous de l'antenne et réalisé à partir du guide d'onde WR10.

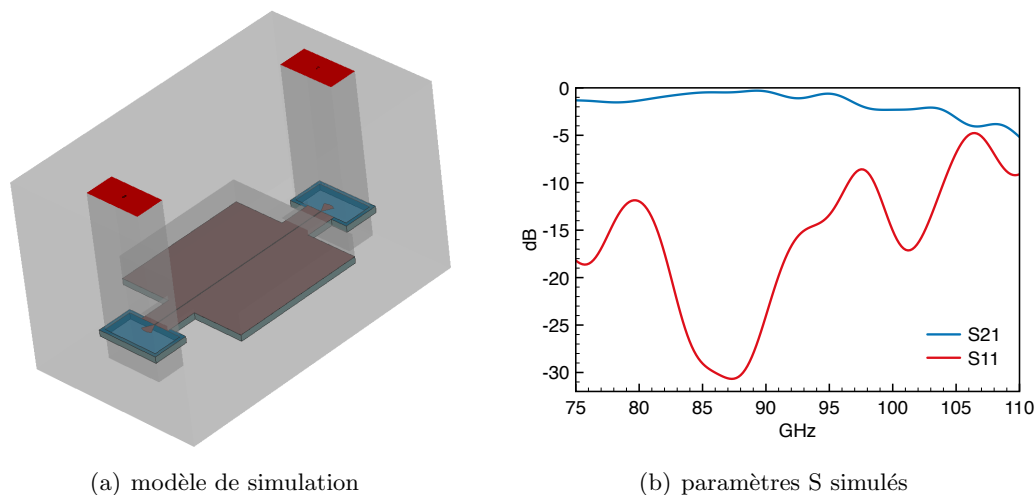


FIGURE 9.24 – Simulation du dispositif de test entre 75 et 110GHz.

Le modèle actuel montre une fenêtre intéressante d'environ 5GHz autour de 87GHz (Fig. 9.24 (b)). La bande passante obtenue est donc loin de l'objectif d'un composant avec 20% de largeur de bande. Les difficultés de la conception du composant proviennent à ce stade de son intégration au sein de la structure de test permettant de réaliser des tests vectoriels. Pour augmenter la largeur de bande, il faut améliorer le couplage entre l'antenne et la ligne RF en ajoutant un circuit d'adaptation d'impédance. Le composant planaire étant déposé dans une structure mécanique, il faut s'assurer que la masse est bien connectée entre les deux éléments, le long du composant et principalement au niveau de l'antenne. Des solutions existent [64] pour optimiser au mieux le couplage et

7. voir Chapitre 7

sont en cours d'étude pour être appliquées au modèle de simulation.

9.5 Conclusions

J'ai présenté dans ce chapitre le concept d'un commutateur supraconducteur en technologie planaire, contrôlable par l'injection d'un courant continu à travers le pont. Un modèle basé sur le principe des multiples réflexions y a été développé et montre que le composant peut atteindre de grandes performances en atténuation à haute fréquence (en bande W par exemple) en fonction de la résistivité à l'état normal du matériau supraconducteur utilisé.

Un modèle opérant à 10GHz a été conçu, simulé et testé. La commutation du signal RF à l'aide du courant continu a été observé. Si des optimisations peuvent être effectuées pour améliorer les performances de ce composant en terme de transmission et d'adaptation d'impédance, il a permis de valider le principe.

Les premières caractérisations de ce dispositif à la fois en DC et en RF ont permis de mettre également en évidence son comportement et de réfléchir aux conditions nécessaires à un fonctionnement optimal.

Une version dans la bande W est en cours d'étude et profitera des mesures réalisées sur la version en bande X pour fonctionner dans les meilleures conditions.

CHAPITRE 10

Déphaseur supraconducteur planaire

L'objectif est de réaliser un déphaseur contrôlable et intégrable sur une ligne de transmission fonctionnant dans les gammes de fréquences millimétriques. Aujourd'hui la modulation de phase sur les instruments dédiés à l'étude du rayonnement fossile peut-être réalisée par une lame demi-onde ou quart-d'onde. Cet élément imposant placé à l'entrée du télescope doit tourner dans un environnement cryogénique pour déphaser le signal entrant. Pour les plans focaux de nouvelle génération, l'idée est de réaliser une partie du traitement analogique du signal provenant du ciel directement sur le plan focal. Intégrer un déphaseur à la sortie d'un diplexeur de polarisation par exemple permettrait ainsi d'optimiser le contrôle des effets systématiques de l'instrument.

10.1 Concept

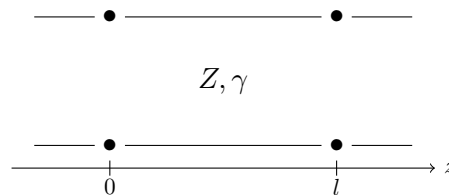
Le concept de ce composant a été présenté par S.M Anlage en 1989 [65]. Des mesures ont été réalisées sur des résonateurs microrubans de niobium sur un diélectrique de Sapphire entre 1 et 20GHz. Le déphasage n'a pas pu être observé mais ce travail a permis de donner les clés pour le développement d'un futur composant. Adnan Ghribi en 2009 a proposé dans sa thèse de reprendre ce travail mais d'utiliser du nitrure de niobium comme matériau supraconducteur et de réaliser un déphaseur dans la bande W, entre 75 et 110GHz [66]. Le composant a la même géométrie que le commutateur supraconducteur présenté précédemment. La différence vient de son régime de fonctionnement : le courant injecté I reste toujours inférieur au courant critique I_C . Le pont ne rentre donc pas en commutation mais reste supraconducteur pour une température donnée. L'injection du courant continu I engendre une variation de l'inductance cinétique. Cette inductance étant définie par rapport à la vitesse des paires de Cooper dans le matériau, la vitesse de phase de l'onde électromagnétique va alors varier.

10.1.1 Terme de phase β

Reprenons le concept de la ligne de transmission définie par son impédance caractéristique Z et son coefficient de propagation γ . Le coefficient de propagation γ s'écrit :

$$\gamma = \alpha + j \beta \quad (10.1)$$

α décrit l'atténuation du signal, β est le terme de phase qui décrit le déphasage induit par la propagation de l'onde au bout d'une longueur l .



En fonction des éléments distribués de la ligne de transmission, le coefficient de propagation γ s'écrit également :

$$\gamma = \sqrt{(R + jL\omega) (G + jC\omega)} \quad (10.2)$$

R est la résistance de la ligne, L l'inductance, G la conductance et C la capacité. $\omega = 2\pi\nu$ est la fréquence angulaire avec ν la fréquence de l'onde. Tous ces termes sont définis par unité de longueur. Dans le cas du déphaseur, le pont est toujours à l'état supraconducteur, on peut donc négliger les pertes α :

$$\gamma = j \beta = j \omega \sqrt{LC} \text{ rad/m} \quad (10.3)$$

Le terme de phase β en fonction de la longueur l s'écrit finalement :

$$\beta = \omega l \sqrt{LC} \text{ rad} \quad (10.4)$$

10.1.2 Inductance cinétique L_k

On a vu dans le chapitre 6 que l'inductance de la ligne de transmission est la somme de deux inductances : l'inductance géométrique L_g et l'inductance cinétique L_k . L'inductance totale s'écrit alors :

$$L = L_g + L_k \quad (10.5)$$

L'inductance géométrique dépend seulement de la géométrie de la ligne alors que l'inductance cinétique est reliée à l'énergie cinétique des paires de Cooper se déplaçant à la

surface du supraconducteur. Lorsqu'un courant I va circuler à travers le supraconducteur, la densité des porteurs de charge supraconducteurs va varier ainsi que l'inductance cinétique.

Pour favoriser l'inductance cinétique, il faut privilégier une couche de supraconducteur mince, c'est-à-dire une épaisseur d largement inférieure à la profondeur de pénétration du matériau λ . Dans ce cas le courant se propagera à l'intérieur du supraconducteur. Si la couche est épaisse ($d > \lambda$), le courant ne circulera que sur une couche d'épaisseur λ sur la surface du ruban.

A. J. Annunziata dérive des équations de Ginzburg-Landau une formule reliant l'inductance cinétique L_k et le courant de polarisation I . Ces formules sont valables pour une température de bain T proche de la température critique T_C , empiriquement évaluée à $T_C/2 < T < T_C$ [67]. Soit un ruban supraconducteur de largeur w , d'épaisseur d et de longueur l , l'inductance cinétique L_k s'écrit :

Pour $I \ll I_C$:

$$L_k \approx \mu_0 \lambda^2 \left(\frac{l}{wd} \right) \left[1 + \frac{4I^2}{9I_C^2} \right] \quad (10.6)$$

Lorsque I se rapproche du courant critique I_C , l'inductance diverge.

Pour $I \approx I_C$:

$$L_k \approx \mu_0 \lambda^2 \left(\frac{l}{wd} \right) \left[\frac{1}{2\sqrt{\frac{2}{3}\left(1 - \frac{I}{I_C}\right)}} \right] \quad (10.7)$$

L'inductance cinétique existe dans tous les métaux, normaux ou supraconducteurs. Pour les électrons normaux, sa valeur est négligeable par rapport à l'inductance géométrique. À l'état supraconducteur, sa valeur devient du même ordre de grandeur voire supérieure à L_g .

10.2 Modélisation

L'inductance géométrique L_g et la capacité C sont définies suivant les formules obtenues par la méthode de *conformal mapping* développées au chapitre précédent.

On définit le déphasage $\Delta\phi$ comme la différence entre les termes de phase pour $I = 0$ (β_0) et lorsque le courant I circule à l'intérieur du pont (β_I) :

$$\Delta\phi = \beta_I - \beta_0 = 2\pi\nu l \left[\sqrt{(L_g + L_k(I))C} - \sqrt{(L_g + L_k(0))C} \right] \quad (10.8)$$

Les valeurs utilisées pour la modélisation proviennent du pont modélisé pour fonc-

tionner dans la bande W (75-110GHz)¹. Il s'agit d'un pont de longueur $l = 1\text{mm}$ d'impédance caractéristique 50Ω avec une largeur w de $1.8\mu\text{m}$ et une épaisseur de métallisation d de 120nm , sur un diélectrique de Silicium ($\epsilon_r = 11.9$).

La figure 10.1 représente le déphasage $\Delta\phi$ en fonction du courant I normalisé par rapport au courant critique I_C pour la fréquence centrale de la bande $\nu = 90\text{GHz}$.

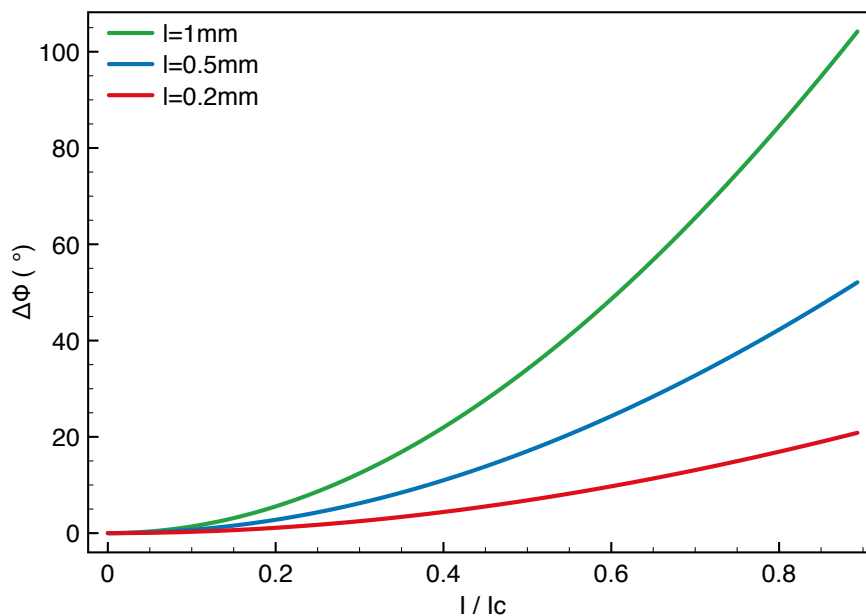


FIGURE 10.1 – Déphasage $\Delta\phi$ en fonction du rapport I/I_C pour différentes longueurs de pont l à $\nu = 90\text{GHz}$.

10.2.1 Influence de la géométrie du pont sur le déphasage $\Delta\Phi$

10.2.1.1 Longueur du pont l

L'équation 10.8 montre une dépendance de la phase $\Delta\phi$ avec la longueur de la ligne de transmission l . Cette dépendance est illustrée sur la figure 10.1 : plus la longueur du pont est importante, plus le courant de polarisation permet d'atteindre des valeurs de déphasage élevées.

10.2.1.2 Épaisseur de la couche supraconductrice d

Pour que le déphasage puisse évoluer de façon importante avec le courant de polarisation, il faut également que l'inductance cinétique L_k soit dominante par rapport à l'inductance géométrique L_g (10.6 et 10.7).

1. voir 9.4

On définit le rapport α , rapport de l'inductance cinétique et géométrique :

$$\alpha = \frac{L_k}{L_g} \quad (10.9)$$

La figure 10.2 représente le rapport α en fonction du courant de polarisation pour différentes épaisseurs de couches et pour une largeur de pont donnée. Plus la section du ruban sera petite, plus l'inductance cinétique sera importante.

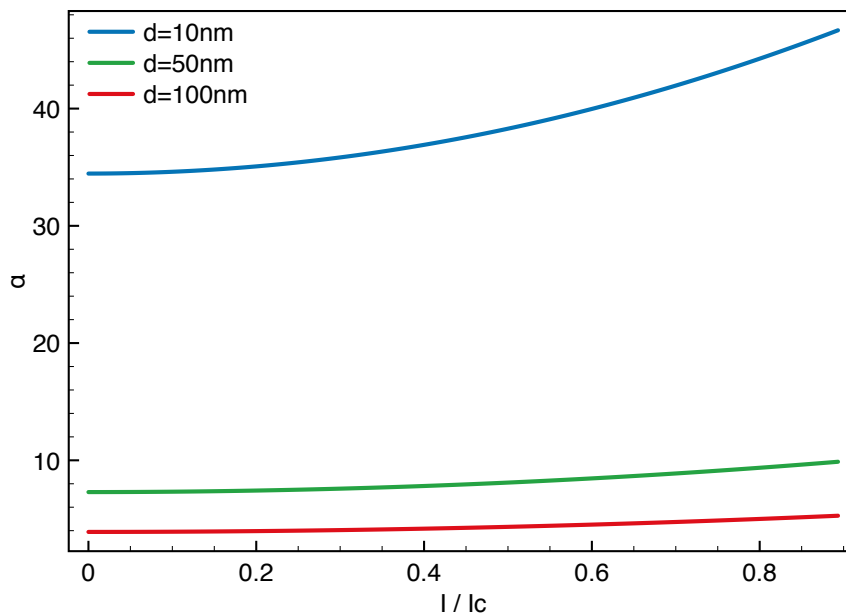


FIGURE 10.2 – α en fonction du courant de polarisation I pour différentes épaisseurs de couche d .

10.2.1.3 Impact sur l'impédance du pont

Il faut également prendre en compte que si le rapport α devient grand, l'impédance caractéristique de la ligne peut changer de manière conséquente. L'impédance caractéristique Z_P du pont est calculée à partir des formules de l'inductance 6.25 et de la capacité 6.18 de la ligne coplanaire.

Pour une ligne de transmission supraconductrice, l'impédance caractéristique est :

$$Z_P = \sqrt{\frac{L_g + L_k}{C}} \quad (10.10)$$

La figure 10.3 représente l'impédance caractéristique du pont en fonction du rapport I/I_C pour différentes valeurs du rapport α .

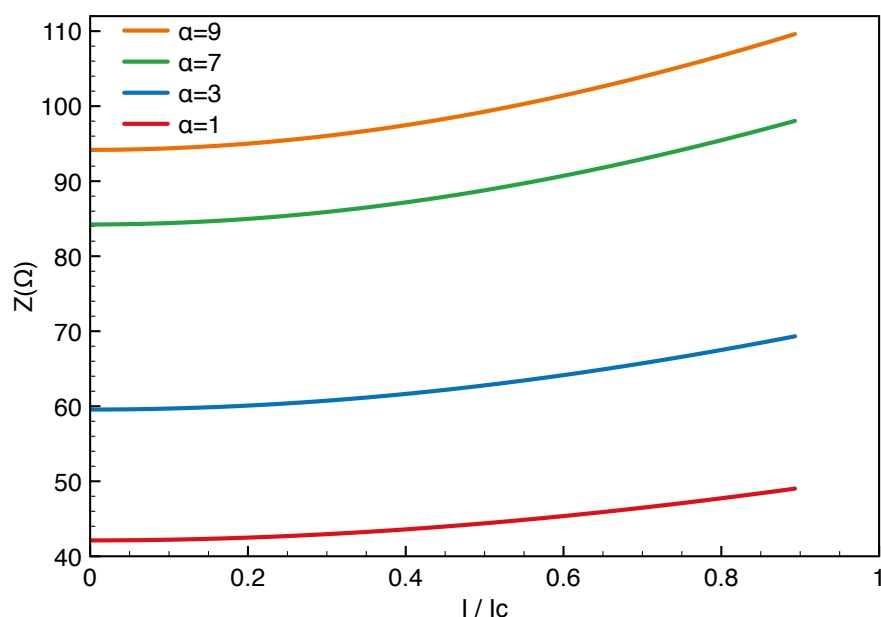


FIGURE 10.3 – Impédance du pont en fonction du courant de polarisation à 90GHz pour différentes valeurs de α .

On observe que plus α est important, plus la variation de l'impédance en fonction du courant peut devenir importante. C'est une notion à prendre en compte lorsque l'on conçoit le composant et si on veut l'utiliser sur une large gamme de courant.

10.2.2 choix du supraconducteur

On a vu au chapitre 6 que les supraconducteurs peuvent être *doux* ou *durs*. Un supraconducteur *doux* est un matériau très résistif qui transite facilement. Une densité de courant faible est nécessaire pour le faire transiter à l'état normal. Il s'agit des supraconducteurs de type I et de type II très résistif. Ce fonctionnement semble plus approprié au développement du commutateur.

Un supraconducteur *dur* nécessitera une densité de courant plus importante pour le faire transiter à l'état normal. Ces supraconducteurs de type II possèdent des défauts qui ancrent les vortex, les figeant ainsi sur l'épaisseur du matériau. Comme ils ne se déplacent pas, il n'y a pas de dissipation d'énergie et donc pas de pertes par effet Joule. Cette propriété est un des moteurs de la recherche autour des supraconducteurs de type II. Ces matériaux ont une caractéristique courant-tension typique où l'on voit apparaître un *saut de vortex* à la valeur du courant critique I_c . Si on se place dans un point de fonctionnement inférieur au courant critique, on peut moduler le courant sans faire chauffer l'échantillon. Un tel supraconducteur est approprié pour le développement du

déphaseur. Des couches de nitrure de niobium présentant ces caractéristiques ont été testées².

10.3 Mise en évidence sur le pont PN51

10.3.1 Modélisation

Tout d'abord, on peut modéliser le comportement attendu à partir des dimensions du pont et des paramètres des matériaux utilisés à 10GHz. La figure 10.4 est une modélisation représentant le déphasage $\Delta\phi$ en fonction du courant I/I_C injecté dans le pont.

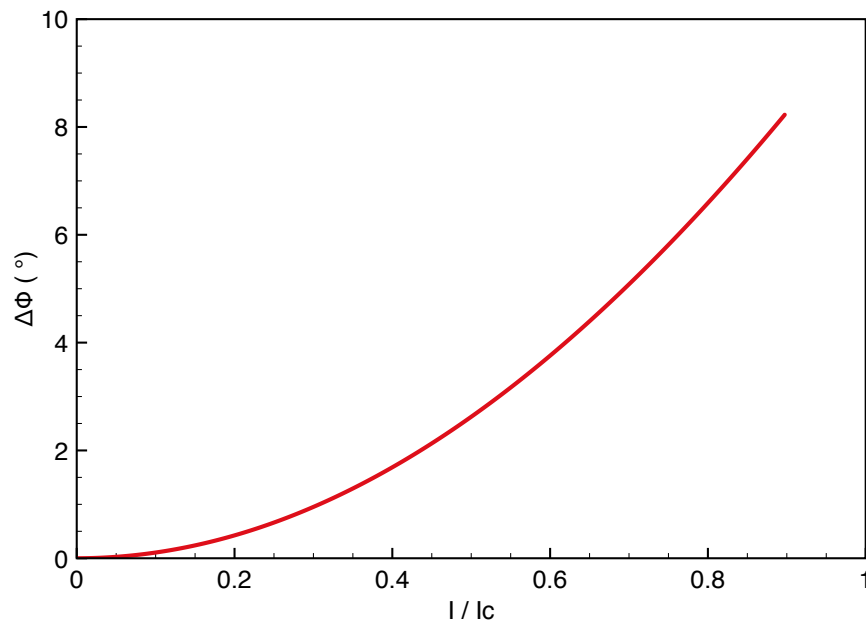


FIGURE 10.4 – Simulation du déphasage $\Delta\phi$ en fonction du courant I/I_C injecté dans un pont similaire à l'échantillon PN51 pour une fréquence de 10GHz.

On s'attend à observer un déphasage maximum d'environ 10° entre $I = 0$ et $I \approx I_C$.

10.3.2 Résultats

Des mesures de phase ont été faites à l'aide de l'analyseur de réseau lors du test de l'échantillon PN51 pour essayer de mettre en évidence le déphasage induit par l'injection du courant dans le pont. Les variations de phase observées étant faibles, la figure 10.5

². voir Chapitre 8

montre le déphasage obtenu entre la phase mesurée pour $I = 0mA$, $\phi = 9.12^\circ$ et pour $I = 37.5mA$, $\phi = 8.69^\circ$ juste avant le courant critique $I_C \approx 38mA$.

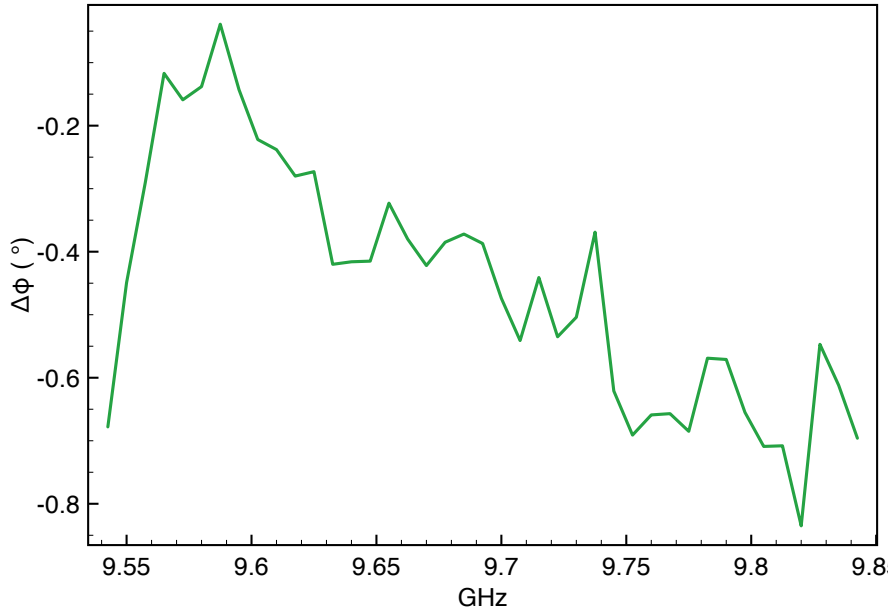


FIGURE 10.5 – Déphasage obtenu sur l'échantillon PN51 entre la phase mesurée à $I = 0mA$ et la phase mesurée à $I = 37.5mA$.

On observe un déphasage d'environ -0.5° . Cette valeur est plus faible que celle attendue. De plus elle a une valeur négative. On trouve dans la littérature [68] et [69] des cas où on l'observe une inductance cinétique chutant avant le courant critique au lieu de diverger comme attendu. Cette anomalie n'est pas très bien comprise mais est peut-être reliée à des mouvements de vortex ou à des effets Josephson dus à la granularité des couches utilisées.

Il faut rappeler que le composant testé a été conçu en premier lieu pour fonctionner en tant que commutateur. D'autres tests spécifiquement sur une conception de déphaseur sont à prévoir pour vérifier son fonctionnement.

10.4 Conclusions

On peut à partir des modélisations effectuées et des mesures précédemment réalisées conclure sur une liste de propriétés que le déphaseur doit posséder pour être intéressant à utiliser.

- L'utilisation d'un supraconducteur dur (type II) pouvant propager un courant électrique sans pertes par effet Joule est une caractéristique très intéressante

pour le dispositif.

- Les dimensions doivent être relativement petites, une épaisseur d inférieure à la profondeur de pénétration λ et une section réduite favorisent l'inductance cinétique L_k au détriment de l'inductance géométrique L_g . L'utilisation d'un diélectrique avec une permittivité relative importante comme le silicium ($\epsilon_r \approx 11.9$) permet d'avoir une largeur petite tout en gardant une impédance caractéristique $Z \approx 50\Omega$. De même, il est intéressant pour atteindre des valeurs de déphasage important d'avoir un long pont par rapport à la longueur d'onde guidée λ_g , ce que permet une constante diélectrique élevée.
- Pour être dans un régime de fonctionnement de *Ginzburg-Landau*, il faut fonctionner proche de la température critique T_C du matériau supraconducteur utilisé.
- Plus le rapport entre l'inductance cinétique et géométrique sera important, plus la variation d'impédance en fonction du courant le sera aussi. Pour s'assurer de ne pas désadapter la ligne, il faut s'assurer que cette variation ne soit pas trop importante ou utiliser le composant avec une variation faible du courant.

Conclusions

Les travaux effectués durant ma thèse se sont articulés autour d'une idée commune : la détermination et la réduction des biais instrumentaux à travers ma contribution à l'instrument QUBIC (cornets corrugués et commutateurs guides d'onde cryogéniques) d'une part et au projet BSD (composants planaires supraconducteurs) d'autre part.

La première partie de mon travail a consisté à travailler sur deux problématiques de l'instrument QUBIC. La première difficulté était de savoir comment fabriquer efficacement les deux matrices de 400 cornets corrugués identiques situées en entrée du télescope. Depuis quelques années, une technique d'assemblage appelée *platelets* est utilisée sur des instruments dédiés à la caractérisation du CMB. Cette technique permet, en assemblant des plaques gravées, de reconstruire plusieurs dizaines voire centaines de cornets corrugués. Pour valider son utilisation dans le cadre de l'instrument QUBIC, j'ai contribué à la fabrication d'un prototype à 90GHz qui a été assemblé au laboratoire APC et testé à l'université de Manchester. Ce premier essai a permis de mettre en évidence les problèmes liés à cette technique : l'alignement des plaques et la continuité de la conductivité électrique influent directement sur les performances du cornet (niveau d'adaptation et pertes). On peut également citer le poids qui peut poser un problème en vue de l'intégration des composants dans le cryostat. On peut envisager une solution pour chacune de ces difficultés. L'alignement peut être amélioré en ajoutant des tiges pour éviter tout déplacement des plaques les unes par rapport aux autres. Le problème de conductivité électrique peut être réglé par des techniques de soudure. Enfin le poids de l'ensemble peut être considérablement réduit en utilisant un matériau plus léger comme l'aluminium et en gravant des dentelles sur les plaques pour diminuer la matière utilisée.

Toutefois malgré ces inconvénients, les diagrammes de rayonnement mesurés sur les différents cornets du prototype à 90GHz ont montré de très bonnes performances tant au niveau des lobes primaires et secondaires que de la polarisation croisée.

Aujourd'hui, les matrices de cornets du premier module à 150GHz sont pris en charge par le groupe de Marco Bersanelli de l'Université de Milan et bénéficient des

améliorations citées plus haut.

La deuxième problématique est la réalisation de la phase d'étalonnage (*self-calibration*) de l'instrument. Cette phase est l'atout majeur de QUBIC et permet de déterminer les biais instrumentaux. Il s'agit de contrôler l'ouverture de chaque ligne de base indépendamment les unes des autres. L'opération est effectuée entre les deux matrices de cornets à une température de 4K.

La solution envisagée a été l'utilisation d'un électroaimant déplaçant une lame dans un guide d'onde circulaire. Au cours de ma thèse, la technologie pour réaliser ce composant a évolué. Le développement a débuté par un imposant électroaimant plongé dans l'azote liquide pour finir sur un prototype fonctionnant à 150GHz validant le cahier des charges demandé pour QUBIC en matière d'intégration et de performances électromagnétiques. Ces performances doivent maintenant être validées dans un environnement cryogénique. Il faudra également réaliser la matrice 20 par 20 de commutateurs et l'intégrer aux deux matrices de cornets.

Aujourd'hui, les différentes équipes de la collaboration travaillent pour assurer le déploiement du premier module à 150GHz au Dôme C, en Antarctique fin 2016.

La deuxième partie de mes travaux de thèse s'est concentrée autour de la technologie planaire supraconductrice pour réaliser des composants millimétriques performants pouvant être intégrés à des architectures de détection pour de futurs instruments au sol ou à bord d'un satellite.

J'ai tout d'abord travaillé sur la caractérisation d'un diplexeur de polarisation fonctionnant dans la bande W, composant permettant de séparer les polarisations linéaires d'une onde électromagnétique incidente. Ces mesures ont mis en évidence des différences entre les résultats attendus et ceux obtenus, principalement au niveau des pertes mesurées en transmission. Une étude réalisée à partir des modèles simulés a permis d'écarter certaines pistes (supraconducteur, position du court-circuit) mais d'autres restent encore à vérifier (pertes dans le diélectrique).

J'ai également travaillé sur la conception, la simulation et la caractérisation d'un déphaseur supraconducteur fonctionnant dans les ondes millimétriques (bande W) et pouvant opérer sous certaines conditions comme un commutateur. L'opération de déphasage est réalisée par la variation de l'inductance cinétique, grandeur devenant significative à l'état supraconducteur lorsqu'un courant continu vient traverser un pont supraconducteur. Cette variation se traduit par une modulation de la phase du signal RF propagé.

La commutation est réalisée lorsque le courant injecté devient supérieur à un courant critique rendant le supraconducteur normal. La désadaptation engendrée bloque le signal se propageant à l'intérieur du composant. Ce dispositif dans ces deux modes de

fonctionnement est une solution très intéressante pour réaliser un déphaseur miniature intégrable et contrôlable sur une architecture de détection planaire propre en termes d'effets systématiques.

La conception du commutateur a permis de mettre en avant la nécessité d'utiliser un matériau supraconducteur résistif à l'état normal. Le choix s'est porté sur le Nitrure de Niobium dont les propriétés peuvent être modifiées en fonction des conditions de déposition des couches. Une étude a été réalisée sur ce matériau à partir de la mesure de la température critique et de la résistivité en fonction de la température sur de nombreux échantillons.

Ces résultats ont mené à la fabrication d'un premier prototype de commutateur fonctionnant entre 7 et 13GHz. Ce composant a été testé avec succès dans un environnement cryogénique au laboratoire APC. Une dynamique entre l'état passant et bloquant a été mesurée à environ $-23dB$ à 10.6GHz en fonction de l'injection du courant continu dans le dispositif. Cette première mesure valide le principe du composant. Le concept et la modélisation d'un commutateur fonctionnant entre 75 et 110GHz est également à l'oeuvre.

Le déphaseur a été modélisé et a permis de mettre en avant certaines propriétés que celui-ci doit posséder pour être intéressant : dimensions, matériaux (diélectrique, supraconducteur) mais également les conditions de fonctionnement par rapport à la température critique du matériau supraconducteur. Lors de la mesure du commutateur, un déphasage a été mesuré d'environ -0.5° . Toutefois un dispositif fabriqué spécialement pour la mesure du déphasage devra être mis en oeuvre à 10GHz et à 90GHz.

Pour conclure, j'aimerais rappeler que l'année 2015 sera l'anniversaire des 50 ans de l'article *A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s* publié en juillet 1965 par Arno Penzias et Robert Wilson décrivant la première détection du rayonnement fossile. Cette détection marque le début de la cosmologie observationnelle et préfigure les futures expériences qui vont de la même manière conjuguer sensibilité des détecteurs et mitigation des effets systématiques instrumentaux. Depuis, cette science est dominée par des mesures réalisées depuis la Terre et l'espace qui ont permis de contraindre de plus en plus précisément le modèle décrivant l'évolution de l'Univers.

Aujourd'hui, les instruments déployés ou en cours de conception cherchent à détecter un signal très faible, les modes B de l'ordre du dixième de microkelvin, empreintes des ondes gravitationnelles primordiales laissées dans la polarisation du rayonnement fossile. Le niveau faible du signal implique que chaque avant-plan comme la poussière de notre galaxie mais également les effets systématiques de l'instrument ne peuvent être négligés et limitent la détection de ces modes B de polarisation. Il faut donc chercher à améliorer les composants voire proposer de nouvelles architectures de détection pour arriver à une

détection significative et à une caractérisation.

Actuellement en 2014, nous vivons une période passionnante : la prochaine publication des résultats sur la polarisation du satellite Planck et la possible détection des modes B par l'instrument américain BICEP2 (avec les débats autour), sans compter tous les instruments sur le point d'être déployés démontrent que la cosmologie observationnelle, tant du domaine scientifique que technologique est une science dynamique en constante évolution.

Annexes

ANNEXE A

Mesures hyperfréquences cryogéniques

Banc cryogénique de l'APC

Le laboratoire APC a développé un banc de test cryogénique pour caractériser les composants dans le domaine millimétrique dans la bande de fréquence X (7-13GHz) et W (75-110GHz). Il permet de tester des composants hyperfréquences à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel jusqu'à une température de 4K.

Cryostat

Il s'agit d'une canne cryogénique plongé dans un dewar (Fig. A.1). Au bout de cette canne se trouve une cloche en cuivre étanche mise sous vide à l'aide d'un joint en indium serré entre deux mâchoires en inox. Les composants à tester sont fixés à cette cloche. Cinq tubes la relie à l'extérieur, à température ambiante.

Pour descendre à 4K, température de liquéfaction de l'hélium il faut dans un premier temps mettre sous vide la cloche en connectant via l'extérieur une pompe. Puis on introduit l'azote liquide dans le dewar pour descendre à 77K, la température de liquéfaction de l'azote. Lorsque cette température est atteinte, on vide l'azote et on remplit le dewar d'hélium liquide. Lorsque l'ensemble est à l'équilibre thermique, on atteint une température d'environ 4K.

Des joints sont ajoutés au niveau de toutes les interfaces pour assurer l'étanchéité.

Configuration en bande X (7-13GHz)

À l'aide des différents tubes connectant l'intérieur de la cloche à l'extérieur, on peut introduire des câbles et guides d'onde permettant de réaliser des caractérisations de composants.

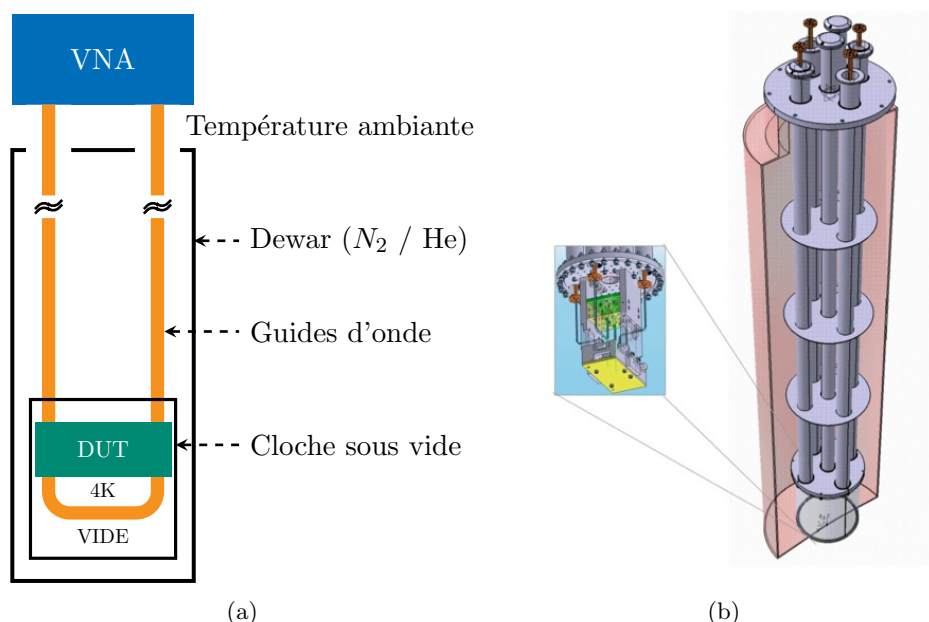


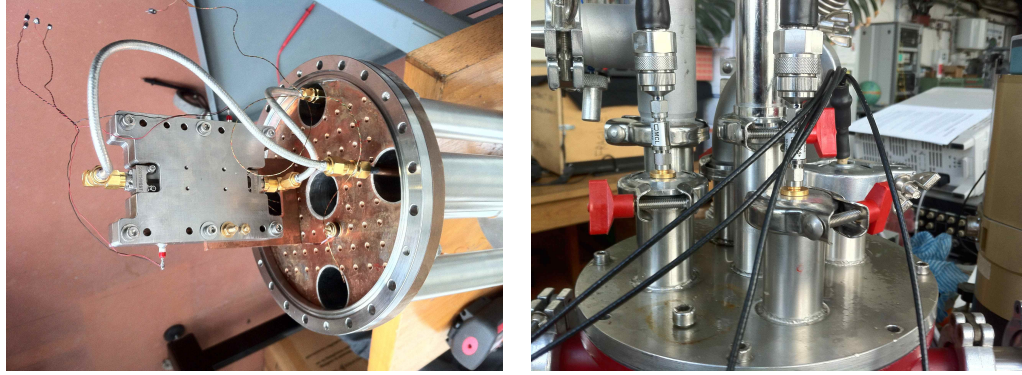
FIGURE A.1 – Schéma et dessin mécanique de la canne cryogénique introduite dans le dewar. On voit la cloche fixée au bout de la canne avec à l’intérieur les composants à tester (*DUT : Device Under Test*), eux-mêmes reliés à l’analyseur de réseau vectoriel (VNA) par des guides d’onde.

Pour transmettre le signal RF dans la bande X, on utilise des guides d’onde coaxiaux avec des connecteurs de type SMA. Des sections de guides d’onde en inox sont ajoutées pour découpler thermiquement l’échantillon de l’extérieur. Au niveau de la sortie du cryostat, des traversées étanches sont ajoutées pour assurer l’étanchéité de la cloche au vide. L’analyseur de réseau vectoriel peut être ensuite connecté directement sur ces sorties pour caractériser les composants. Au niveau de la cloche, les composants sont soit fixés directement à la platine 4K ou soit à l’aide d’une équerre en cuivre (Fig. A.2).

Configuration en bande W (75-110GHz)

Ce banc de test a été initialement prévu pour réaliser des tests dans la bande W. Quatre long guides d’onde rectangulaires en cuivre WR10 avec des flanges UG387-U font la connection entre l’extérieur à température ambiante et l’intérieur de la cloche placée à 4K. De la même manière que pour la configuration en bande X, une section de guide d’onde en Inox est ajoutée pour découpler thermiquement l’échantillon de l’extérieur.

Des traversées étanches, réalisées à partir d’une feuille de mylar sont ajoutées pour assurer l’étanchéité au niveau des guides d’onde. La mesure se fait ensuite en connectant



(a) Platine 4K

(b) Extérieur du cryostat

FIGURE A.2 – Platine 4K du cryostat. Deux guides d’onde coaxiaux descendent jusqu’à l’étage froid et sont connectés à un dispositif à tester dans la bande X.

à l’extérieur l’analyseur de réseau vectoriel.

L’étape la plus importante est la phase d’étalonnage, c’est elle qui déterminera la précision de la mesure. Ici, les ports du dispositif à tester sont ramenés à la sortie à l’extérieur du cryostat. Lors de la mesure, l’étalonnage est réalisé à l’extérieur, il n’y a donc pas que le composant qui est mesuré mais également les guides d’onde qui descendent en bas dans la cloche jusqu’au composant.

Calculons l’atténuation des guides d’onde reliant le composant à l’analyseur de réseau.

Les guides d’onde rectangulaires WR10 sont dimensionnés pour propager le mode fondamental TE_{10} dans la bande de fréquence 75 - 110 GHz. L’atténuation linéique due aux pertes du conducteur α_c s’exprime en fonction de l’impédance de surface R_S et des paramètres géométrique du guide d’onde [6] :

$$\alpha_c = \frac{R_S}{a^3 b \beta k \eta} (2b\pi^2 + a^3 k^2) Np/m \quad (\text{A.1})$$

- R_S est l’impédance de surface : $R_S = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}$
- k est le vecteur d’onde : $k = \frac{2\pi}{\lambda}$
- η , l’impédance de l’onde dans le vide 377Ω
- σ , la conductivité du matériau

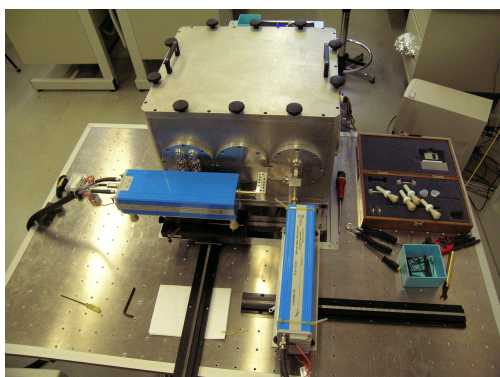
— β , la constante de propagation : $\beta = \sqrt{k^2 - k_c^2}$ avec $k_c = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$

Une ligne de transmission en guide d'onde est composée de quatre guides d'onde, trois en cuivre, et un en inox, qui permet le découplage thermique avec l'extérieur. Les atténuations pour un aller ont été calculés pour le cuivre et l'inox et sont regroupés dans la table A. On voit nettement avec une atténuation linéique de 14.3 dB/m à 4K contre 0.85 dB/m pour le cuivre que ce sont les guides d'onde en inox qui atténuent le plus dans la chaîne de transmission.

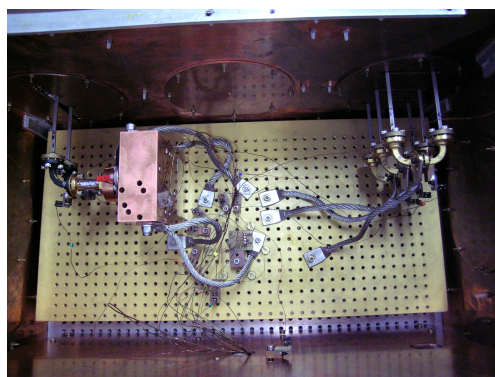
		$\rho(\Omega.m)$	$\alpha_C(dB/m)$	$\alpha_C(dB)$
Inox	300K	7.210^{-7}	17.39	6.96
(20cm)	4K	4.910^{-7}	14.35	5.74
Cuivre	300K	1.9610^{-8}	2.87	4.59
(80cm)	4K	1.7110^{-9}	0.85	1.36

Banc cryogénique de Milan

Le deuxième banc de test est disponible au département de physique de l'université de Milan Bicocca. Il s'agit d'une grande enceinte thermique sous vide refroidie à 4K à l'aide d'une tête pulsée Gifford-McMahon (Fig. A.3). Cette chambre est connectée à un VNA Agilent PNA-X qui peut mesurer la matrice S complète, soit les quatre paramètres : S_{11} , S_{21} , S_{12} et S_{22} dans les bandes 50MHz - 50GHz et 75GHz - 170GHz.



(a) extérieur



(b) intérieur

FIGURE A.3 – Vue extérieure et vue intérieure du banc de test mis en place à Milan pour caractériser les composants hyperfréquences à température cryogénique. *Crédit : Mario Zannoni.*

Ce banc de test possède huit ports, soit deux pour mesurer le composant et six pour l'étalonnage. L'avantage de ce banc de test est de pouvoir réaliser un étalonnage

à la même température que le dispositif à tester, ce qui permet de réaliser une mesure précise sur l'amplitude mais également sur la phase du signal [70].

L'étalonnage est dit *TRL* car les standards utilisés sont *Thru*, *Reflect*, *Line*. Le *thru* consiste à connecter les deux plans d'étalonnage. Pour mesurer le *Reflect*, il faut effectuer une mesure en plaçant un court-circuit au niveau des ports et le standard *line* correspond à une ligne ou une portion de guide d'onde. Ce type d'étalonnage est considéré souvent comme le plus précis pour les guides d'onde et guides coaxiaux [71] malgré qu'il soit dépendant de la connaissance de l'impédance de la ligne utilisée.

ANNEXE B

Paramètres S

Soit un dispositif hyperfréquence défini par ses ports d'entrée et de sortie. Si sa réponse peut être considérée comme linéaire, il peut être complètement caractérisé par une matrice de paramètres appelée *matrice de diffusion (scattering matrix)*. On peut sans connaître le contenu du dispositif évaluer son comportement et ses performances seul ou lorsqu'il est connecté à d'autres composants.

Les paramètres S sont très utiles dans le domaine hyperfréquence dû à leur facilité de manipulation et peuvent être reliés aux mesures effectuées avec un analyseur de réseau.

Dispositif à 2 ports

Pour simplifier l'explication des paramètres, nous allons considérer un dispositif à 2 ports alimenté par un générateur de tension V_S et de résistance Z_S et également terminé par une charge Z_L . L'utilisation des paramètres S peut être appliquée à également à un système à N ports.

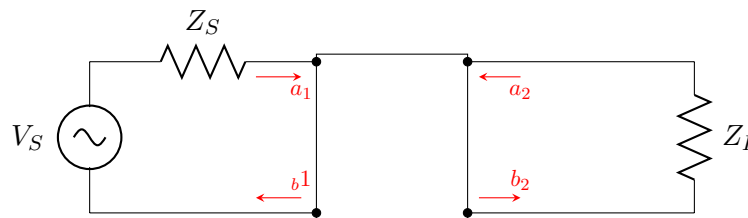


FIGURE B.1 – Dispositif à deux ports.

On définit les variables (a_i, b_i) respectivement les tensions complexes normalisées incidentes et réfléchies.

Le dispositif à deux ports peut être décrit par les équations linéaires suivantes :

$$b_1 = S_{11} a_1 + S_{12} a_2 \quad (\text{B.1})$$

$$b_2 = S_{21} a_1 + S_{22} a_2 \quad (\text{B.2})$$

ou par la matrice de diffusion S :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (\text{B.3})$$

Le paramètre S_{11} est le coefficient de réflexion au niveau du port d'entrée 1 quand le port de sortie 2 est terminé par une charge adaptée ($Z_L = Z_0$).

$$S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} \quad (\text{B.4})$$

Le paramètre S_{22} est le coefficient de réflexion au niveau du port de sortie 2 quand le port d'entrée 1 est terminé par une charge adaptée ($Z_L = Z_0$ et $V_S = 0$).

$$S_{22} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0} \quad (\text{B.5})$$

Le paramètre S_{21} est le coefficient de transmission directe (1 vers 2) avec le port 2 terminé par une charge adaptée.

$$S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} \quad (\text{B.6})$$

Le paramètre S_{12} est le coefficient de transmission indirecte (2 vers 1) avec le port 1 terminé par une charge adaptée.

$$S_{12} = \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0} \quad (\text{B.7})$$

Grandeurs caractéristiques

Détaillons la relation entre les paramètres S et les grandeurs mesurables définissant les performances d'un composant.

Pertes par réflexion

Si le composant d'impédance Z_L est désadapté par rapport à la ligne d'alimentation en signal RF d'impédance Z_0 , une partie du signal injecté sera réfléchi au niveau de la désadaptation. On définit le coefficient de réflexion Γ :

$$\Gamma = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (\text{B.8})$$

Si $\Gamma = 0$, le maximum de puissance est délivrée au composant, il n'y a pas de réflexion. Au contraire si $\Gamma = 1$, aucune puissance n'est délivrée. On définit les pertes par réflexion ou *return loss* en décibel :

$$\text{Return loss} = -20 \log |\Gamma| \text{ dB} \quad (\text{B.9})$$

S_{11} est le coefficient de réflexion vu du port 1 quand le port 2 est connecté à une charge adaptée. Le raisonnement est identique pour S_{22} .

Pertes par insertion

De même que les pertes par réflexion, on peut caractériser la transmission entre deux lignes de transmission ou entre une ligne d'impédance Z_0 et un composant d'impédance Z_1 . Ce terme T correspondant aux paramètres S_{12} et S_{21} correspond aux pertes par insertion ou *insertion loss*.

Le coefficient de réflexion Γ s'écrit :

$$\Gamma = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \quad (\text{B.10})$$

La transmission T est défini comme :

$$T = 1 + \Gamma = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_0} \quad (\text{B.11})$$

Les pertes mesurées peuvent être dues à une désadaptation ou des atténuations dues à des pertes diélectriques ou conductrices.

Transmission intrinsèque

Pour étalonner la transmission, une simple ligne de base est effectuée en reliant la sortie au récepteur mesurant la transmission. Pour étalonner la réflexion, une série de mesures est réalisée avec un court circuit fixe, une charge adaptée variable et un court circuit variable pour trois positions. Dû à l'indépendance des deux étalonnages, la transmission n'est pas corrigée par la réflexion. Hors si l'adaptation n'est pas très

bonne, la mesure de transmission sera faussée. Il faut donc calculer une transmission dite intrinsèque T_i , qui correspond à une mesure de transmission corrigée de la mesure de réflexion. Elle s'écrit à partir des mesures des paramètres S en linéaire :

$$T_{21} = \frac{S_{21}}{1 - S_{11}} \quad (\text{B.12})$$

Cette grandeur permet de distinguer les pertes dûes aux interfaces et celle du composant lui-même.

Publications

W-Band Superconducting Planar Orthogonal Mode Transducer Characterisation

G. Bordier · A. Ghribi · M. Zannoni · A. Tartari ·
B. Bélier · A. Baú · N. Bleurvacq · E. Bréelle ·
F. Gadot · M. Gervasi · M. Piat

Received: 2 August 2011 / Accepted: 9 January 2012 / Published online: 25 January 2012
© Springer Science+Business Media, LLC 2012

Abstract The next generation of Cosmic Microwave Background (CMB) instruments is dedicated to the detection of CMB B-modes. Instruments like QUBIC (QU Bolometric Interferometer for Cosmology) need components with state of the art properties at high frequency (>90 GHz) to minimise instrumental systematic effects. The Orthogonal Mode Transducer (OMT) is a critical front end component as it allows the discrimination of the polarisation mode of light. Superconducting planar technology seems very promising to improve its properties and miniaturisation. We present a planar superconducting OMT operating in the W band (75–110 GHz). Design and simulations have been performed using CST Studio Suite. Laboratory characterisations were obtained with two different cryogenic setups. We will present these two cryogenic setups, the calibration procedure and preliminary results for two OMT samples.

Keywords Microwave circuits · Passive devices · Orthomode transducers · RF switch · transmission lines · Cryogenic measurements

G. Bordier (✉) · N. Bleurvacq · E. Bréelle · M. Piat
Astroparticule et Cosmologie, Université Paris Diderot, 10, rue Alice Domon et Léonie Duquet,
75205 Paris Cedex 13, France
e-mail: bordier@apc.univ-paris7.fr

A. Ghribi
University of California, 151 LeConte Hall, Berkeley, CA 94720, USA

M. Zannoni · A. Tartari · A. Baú · M. Gervasi
Dipartimento di Fisica G. Occhialini, Università di Milano Bicocca, Piazza della Scienza 3,
20126 Milano, Italy

B. Bélier · F. Gadot
Institut d'Electronique Fondamentale, Université Paris Sud 11, Centre d'Orsay, 91405 Orsay cedex,
France

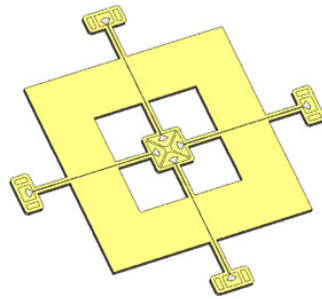


Fig. 1 (Color online) Geometry of the OMT test chip: 4 suspended antennas are in the middle of the device to receive the polarisation of the beam and four antennas are suspended to characterise the component in transmission. The square waveguide antennas and the antennas are connected by microstrip transmission lines

1 Introduction

The new generation of Cosmic Microwave Background experiments [1, 2] is dedicated to the detection of B-mode polarisation induced by primordial gravitational waves. The expected level of this signal is very low (below to 100 nK). An Orthogonal Mode Transducer (OMT) is a microwave component which allows to separate the orthogonal polarisation of an incident electromagnetic wave. These instruments need components with state of the art performance at high frequency (>90 GHz) to minimise instrumental systematic effects. The OMT is one of this components.

2 OMT Design

OMTs already exist in waveguide and planar technology. With the rise of the development of nanotechnology fabrication process, planar OMTs are expected to have very good performances. Planar OMTs combine polarisation separation and transition from waveguide to planar transmission lines. This configuration is very interesting for CMB instruments. We present a planar OMT designed for the W-Band (75–110 GHz) [3]. This OMT is designed to be placed at the end of a circular waveguide, the output of a horn for instance. To have a better isolation between linear polarisation, a square waveguide is used [3]. The two linear polarisations are probed by four radial antennas located inside the square waveguide as shown in Fig. 1. The antennas and the transmission lines are made of niobium and are deposited on a silicon substrate. The four antennas are suspended on a $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ membrane. The antenna is necessary to match the waveguide impedance to the strip line impedance. The output of the microstriplines are terminated in four additional antennas designed to couple to rectangular waveguide. This facilitates characterising the performance of this OMT at room temperature and at 4 K using a vector network analyser. At 4 K, when it is made with a superconductor material like Niobium, its losses can be very low [4]. To perform the transition between the microstrip line and the antennas strip line, the signal is propagating in a shielded microstrip line to avoid waveguide propagation modes to cause standing waves in the dielectric. This part of the component is critical because of the reflection that can be induced between the two lines geometries.

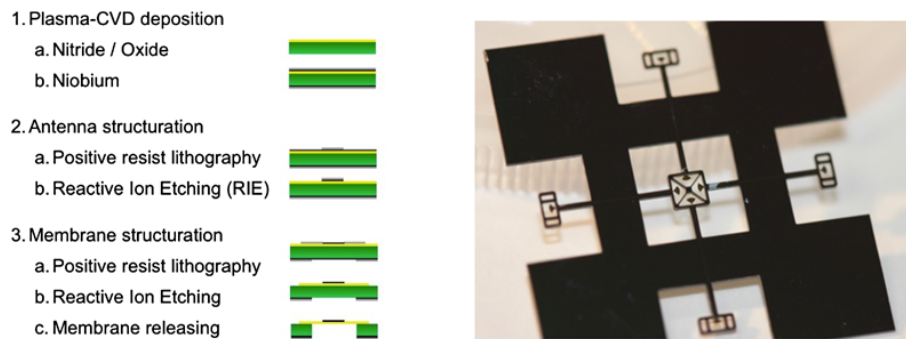


Fig. 2 (Color online) *Left*: different steps of the fabrication process. *Right*: one sample after release

3 Electromagnetic Simulations

The electromagnetic simulations are done with *CST Microwave Studio* [5]. Real time domain simulations are made with the transient solver which allows us to simulate the component with good accuracy in a broadband frequency domain. The circular to square waveguide transition and the four WR10 waveguide outputs are considered in the simulation. Each parameters has been optimised in order to reach the best performance. Niobium is considered as a perfect electrical conductor for the simulation. The waveguide port is configured to inject TE_{10} or TE_{01} , or both. Four TEM ports are placed at each output to be able to characterise the copolarisation and the cross-polarisation. Results for copolarisation and crosspolarisation obtained for one port of the OMT are visible in Fig. 4.

4 Fabrication Process

Low stressed 1 μm thick trilayer film composed of $\text{SiO}_y/\text{SiN}_x/\text{SiO}_y$ is deposited on 2 inches silicon substrate with a plasma-CVD deposition reactor (Fig. 2). Residual stress is tensile, compensated between each material and measured around 50 MPa. The sensor layer made of 400 nm thick sputtered Nb is deposited on top of the three layers. Antennas and planar strips are patterned and plasma etched in fluorine based mixture. Membranes shapes are also etched using RIE technique. Gas mixture of CF_4 and CHF_3 allow structuring the 1 μm thick dielectric trilayer on the front face. Silicon wafer rear face is then covered with a 400 nm thick sputtered Nb film to realise the electrical back short. A 10 μm thick positive resist defines silicon pattern on the rear side. Nb is first removed using SF_6/O_2 reactive ion etching tool, and silicon wafer is completely etched by deep reactive ion etching (DRIE). A special care is given to avoid over etching of the bottom SiO_2 layer of the membrane.

5 Experimental Setup

A cryogenic setup has been built to test planar components at 4 K in the W-band at the APC laboratory in Paris. Four WR10 waveguides are fixed on an immersion cryostat

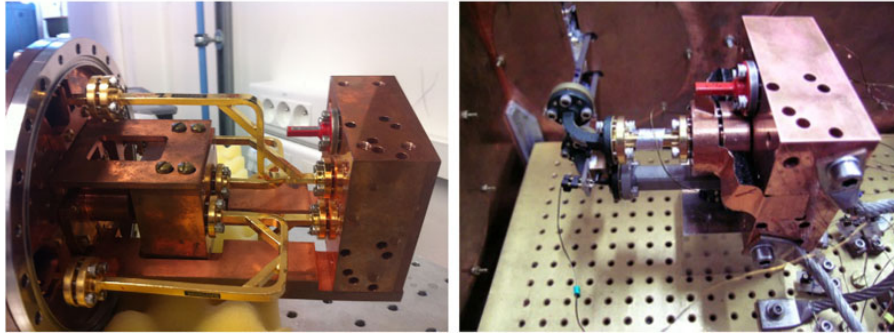


Fig. 3 (Color online) APC (*left*) and Milano Bicocca (*right*) cryogenic setups. The copper block OMT. A matching load is connected to the antenna placed in front of the tested antenna

and are terminated by two devices (Fig. 3). One is the device under test while the other is a reference for simple base calibration. The immersion cryostat under vacuum is submerged in a liquid helium dewar. We connect an ABmm [6] to the other ends of the four waveguides (room temperature) to perform vectorial measurements in the W band. The OMT has five physical ports. The source of the VNA is connected via a waveguide to the circular input of the OMT. Using the copper structure designed to test the OMT, we can characterise one output of the OMT at a time. This process allows us to check the preliminary performance. The devices are further characterised in a facility available at the Physics Department of the University of Milano Bicocca (Italy) by means of an AGILENT PNA-X attached to a thermal chamber able to reach a base temperature of 4 K. This VNA measures the full scattering matrix into two bands: 50 MHz–50 GHz and 75–170 GHz. The particularity of this facility is the possibility to perform a TRL (Through, Reflect, Line) calibration with the standards at the same temperature of the device under test (DUT) [7].

6 Preliminary Results

The results presented here were obtained with the setup of the University of Milano Bicocca. There is a fair qualitative matching between simulation and data within the bandwidth 85–105 GHz, as can be seen in Fig. 4. In our present simulations silicon structure as well as the geometry are the ones at room temperature, while superconducting Nb and Cu structure are treated as perfect conductors. Difference in CoPol transmission is big even if some overall behaviour can be recognised. An overall feature shift towards higher frequencies can be explained by geometry shrinking due to cryogenic temperature. Possible main causes of the observed differences can be both the effective values of Silicon ϵ_r and $\text{tg } \delta$ at 5 K and possibly the kinetic inductance of the Nb. These effects will be investigated in the next simulations. On the contrary, the Cross-Pol difference between simulation and data is smaller. This can be reasonable, since leakage inside the OMT of one polarisation into the orthogonal one is a matter of geometry rather than physical parameters of the structure itself. The topology does not change with temperature, at least in the first order. Probably due to a faulty device, the performance of the second sample have been better than the first one. To verify the OMT capability to separate the polarisations we have realised a *revolver* to

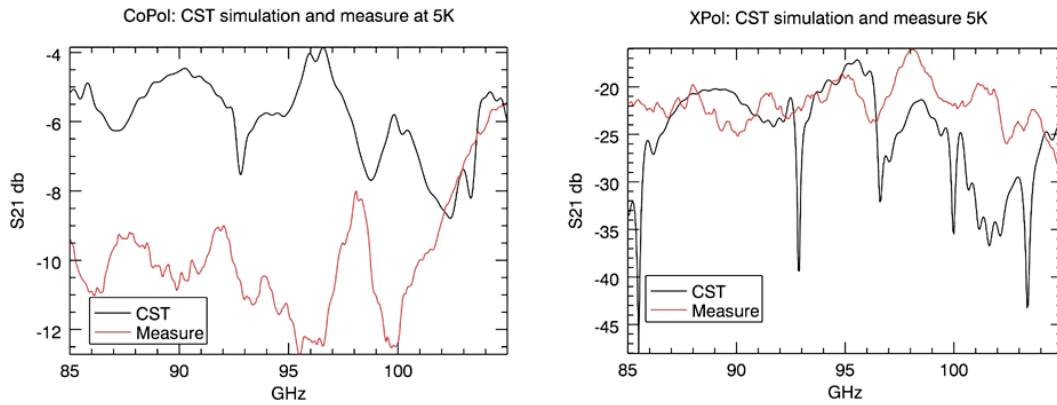


Fig. 4 (Color online) Comparison between simulation and data at 5 K. *Left*: CoPol transmission. *Right*: CrossPol transmission. Results are discussed in the text

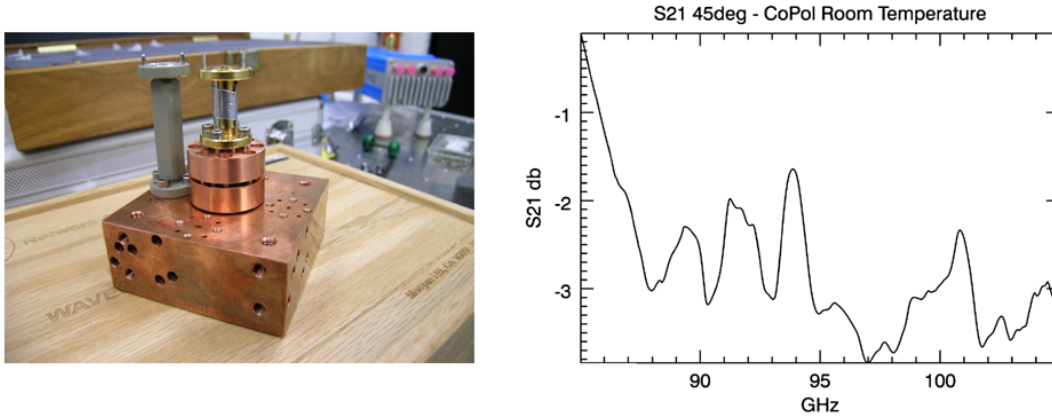
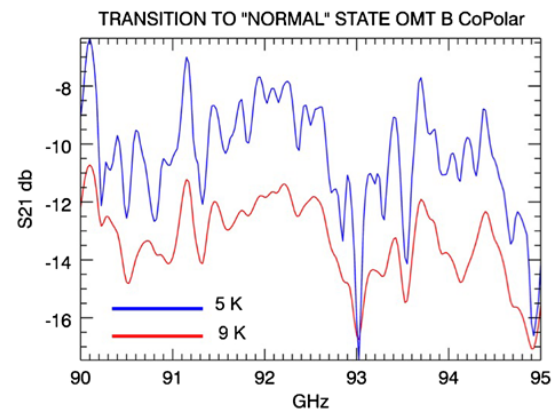


Fig. 5 (Color online) *Left*: a picture of the OMT with the *revolver* connected to the common port to inject radiation for CoPol (0°), XPol (90°) and 45° measurements. *Right*: a plot of the OMT transmission when radiation is injected at (45°). On average it is around -3 dB below CoPol configuration as expected

inject the electric field at different angles (0° , 45° , 90°) into the OMT common port. This device was used to measure CoPol (0°), XPol (90°) and 45° injection, for which, a -3 dB of transmission was expected. In Fig. 5 a picture of the *revolver* can be seen and the transmission of the OMT when the radiation is injected at 4° with respect CoPol configuration. On average we find -3 dB as expected, but it is clear that the design must be improved.

For one of the two samples of the OMT it was possible to observe a sudden transition of the transmission when switching off the cooler and letting the temperature rising. Due to the very fast happening, we selected a narrower measurement band without any average, in order to freeze the transition. The result is visible in Fig. 6. We could find an average worsening of the transmission equal to -2.9 ± 0.9 dB. The behaviour was systematic and repeatable when switch off and on the cryocooler and happened at a temperature around 8 K (a couple of thermometers were attached to the copper structure) regardless of the power injected. This behaviour was searched for also in the other OMT sample but it was unobservable.

Fig. 6 (Color online) In a narrower band it was possible to observe for one OMT sample a sudden transition to a worse transmission. See text for description



7 Conclusions

The orthogonal mode transducer developed in planar technology is an essential component for the next generation of instruments dedicated to the detection of CMB B-modes. The first samples have been designed, fabricated and tested. The first test shows interesting results that will allow to improve the performances of the component by more accurate simulations of the superconducting regime with a commercial software (CST Microwave Studio). Next version of this component is already under study.

Acknowledgements This work is supported by CNES, CNRS, Paris Diderot and Paris-Sud universities under the BSD French R&D project (B-mode Superconducting Detectors), and also by Agence Nationale de la Recherche (ANR) under the COS2 contract (Superconducting COmponents for Cosmic microwave background ObservationS).

References

1. The CORE Collaboration, CORE(CosmicOriginsExplorer)AWhitePaper. Cosmol. Extragalactic Astrophys. (2011). [arXiv:1102.2181v1](https://arxiv.org/abs/1102.2181v1)
2. The QUBIC Collaboration, QUBIC: The QU Bolometric Interferometer for Cosmology. *Astropart. Phys.* **34** (2011)
3. A. Ghribi, Composants millimétriques supra-conducteurs pour la mesure de la polarisation du Fond Diffus Cosmologique et Application à l'interférométrie bolométrique. Thèse de doctorat de l'Université Paris Diderot (2009)
4. R.L. Kautz, Picosecond pulses on superconducting striplines. *J. Appl. Phys.* **49**, 308–314 (1978)
5. <http://www.cst.com>
6. <http://www.abmillimetre.com>
7. M. Zannoni, A. Baù, M. Gervasi, A. Passerini, S. Spinelli, A. Tartari, G. Sironi, Measurement accuracy of S-parameters in W band at cryogenic temperature, in *35th International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, Sept. 5–10, 2010, pp. 1–2. doi:[10.1109/ICIMW.2010.5612595](https://doi.org/10.1109/ICIMW.2010.5612595)

Superconducting NbN Coplanar Switch Driven by DC Current for CMB Instruments

G. Bordier · V. D. Cammilleri · B. Bélier · N. Bleurvacq · A. Ghribi · M. Piat · A. Tartari · M. Zannoni

Received: 22 July 2013 / Accepted: 23 January 2014 / Published online: 11 February 2014
© Springer Science+Business Media New York 2014

Abstract The next generations of cosmic microwave background (CMB) instruments will be dedicated to the detection and characterisation of CMB B-modes. To measure this tiny signal, instruments need to control and minimise systematics. Signal modulation is one way to achieve such a control. New generation of focal planes will include the entire detection chain on chip. In this context, we present a superconducting coplanar switch driven by DC current. It consists of a superconducting micro-bridge which commutes between its on (superconducting) and off (normal metal) states, depending on the amplitude of the current injection. To be effective, we have to use a high normal state resistivity superconducting material with a gap frequency higher than the frequencies of operation (millimeter waves). Several measurements were made at low temperature on NbN and yielded very high resistivities. Preliminary results of components dc behavior is shown. Thanks to its low power consumption, fast modulation and low weight, this component is a perfect candidate for future CMB space missions.

Keywords Microwave circuits · RF switch · Transmission lines · Superconducting material characterisations · Cryogenic measurements

G. Bordier (✉) · V. D. Cammilleri · N. Bleurvacq · A. Ghribi · M. Piat · A. Tartari
Astroparticule et Cosmologie (APC), Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3, CEA/Irfu, Obs de Paris,
Sorbonne Paris Cité, 10, rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75205 Paris Cedex 13, France
e-mail: bordier@apc.univ-paris7.fr

V. D. Cammilleri · B. Bélier
Institut d'Electronique Fondamentale, Université Paris Sud, Centre d'Orsay,
91405 Orsay Cedex, France

M. Zannoni
Dipartimento di Fisica G. Occhialini, Università di Milano Bicocca, Piazza della Scienza 3,
20126 Milan, Italy

1 Introduction

The next generations of cosmic microwave background (CMB) instruments will be dedicated to the detection and characterisation of CMB B-modes, polarisation induced by primordial gravitational waves [1]. If detected, they can significantly constrain cosmology models and give the energy scale of inflation. This signal is very weak and new generation of instruments needs to be very sensitive (large array of detectors) and control systematic through signal modulation [2,3]. In this context, the development of a broadband (20–30 %) switch with a high isolation in the off state and a low insertion loss in the on state can be crucial in new detection architectures.

2 Switch Design

We present a switch working at millimeter waves based on superconducting planar technology [4]. Its working principle is based on locally changing a coplanar bridge from its superconducting state to its normal state by DC current injection (Fig. 1). The coplanar transmission line allows us to keep the same impedance while reducing the width of the transmission line. When the injected DC current I_{DC} in the bridge reaches the critical current I_C , the superconducting material becomes normal. The induced mismatch puts the switch in the off position.

The isolation of the switch when the bridge becomes normal can be calculated. The reflexion coefficient Γ is defined as:

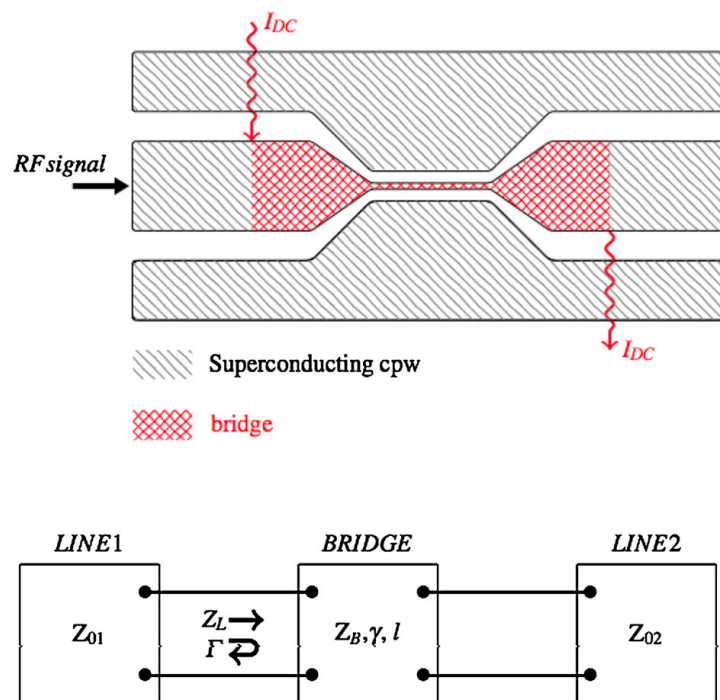


Fig. 1 (Top) A schematic of the bridge in the middle of a coplanar waveguide; (bottom) equivalent circuit with the impedance of the two transmission lines Z_{01} and Z_{02} and the bridge Z_B (Color figure online)

$$\Gamma = \frac{Z_L - Z_{01}}{Z_L + Z_{01}}$$

with Z_L representing the load seen from the input of the bridge, defined by its complex propagation constant γ and the length l of the bridge :

$$Z_L = Z_B \frac{Z_{02} + Z_B \tan \gamma l}{Z_B + Z_{02} \tan \gamma l}$$

If the bridge is superconducting, the resistance of the bridge is zero and the impedance of the bridge Z_B is equal to the characteristic impedance of the transmission line $Z_{01} = Z_{02} = 50 \Omega$. There is no isolation and the switch is on. When the bridge is in its normal state, the impedance of the bridge become higher due to the normal resistivity of the superconducting material. The switch is off.

For a bridge 1 mm long and 10 μm wide with a sheet resistance of 1,000 Ω^{-2} , the expected isolation is below -25 dB in the DC-110 GHz frequency band.

3 NbN Characterisations

The performance of the switch depends on the normal resistivity of the superconducting material. We need a high resistive material to provide isolation and also a material with a high energy gap to operate at millimeter wavelengths. Niobium Nitride (NbN) is a very interesting candidate. With the collaboration of IEF (Orsay), NbN samples were fabricated by DC reactive sputtering and cathode polarisation. Several parameters during the process of fabrication can be modified, such as nitrogen ratio, pressure and time deposition. These different parameters allow us to tune the critical temperature T_C and also the normal resistivity ρ of the material (Table 1).

The Van der Pauw method is a technique used to measure the resistivity of a sample with four ohmic contacts [5]. The sample must be homogeneous, isotropic and continuous, it needs to be two-dimensional and all four contacts should be located at the edges of the sample. From the current and the voltage measured at the contacts, we can retrieve the resistivity of the material solving:

Table 1 Parameters measured of some tested samples of Niobium Nitride thin films

Sample	P (μbar)	% N_2	T_c (K)	d (nm)	$R_{\square, T_C} (\Omega)$	$\rho_{max, T > T_C} (\mu\Omega \text{ cm})$
NbN PN08	2.5	8	11	125	58	725
NbN PN11	2.5	10	11.2	120	58	700
NbN PN13	2.5	15	7.8	60	240	145
NbN PN15	5	15	6.8	105	1450	14000
NbN PN17	2.5	10	11.2	47	86	404

P is the total pressure. % N_2 is the nitrogen ratio. d is the thin film thickness. $\rho_{max, T > T_C}$ and $R_{\square, T > T_C}$ are respectively the normal resistivity and the normal sheet resistance at $T > T_C$

Fig. 2 Diagram of Van der Pauw setup for one sample with a d thickness, a resistivity ρ , and the four ohmic contacts are located at the edges of the sample

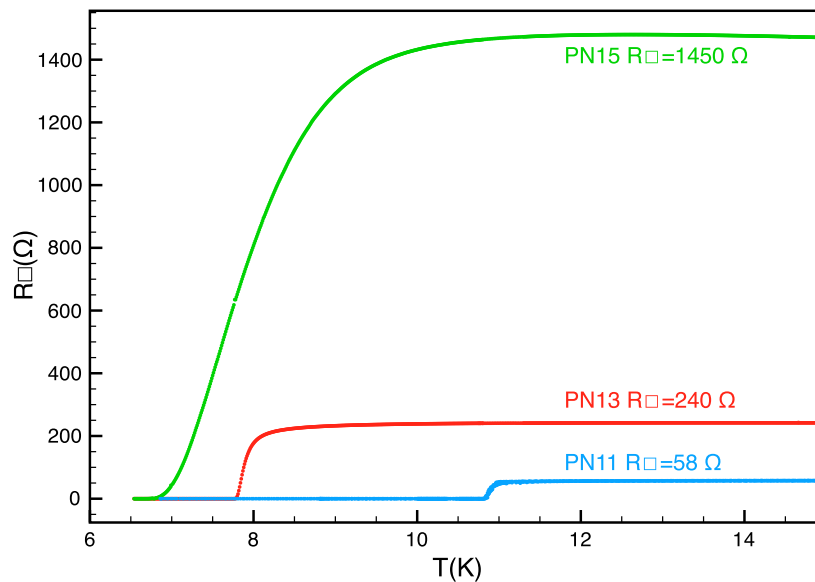
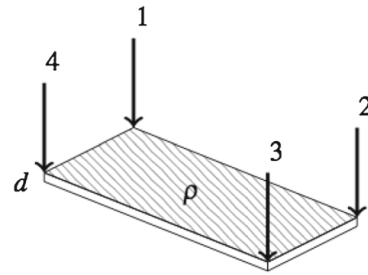


Fig. 3 Sheet resistance versus temperature for PN11, PN13 and PN15 (Color figure online)

$$\exp\left(-\pi \frac{R_{12,34}}{\rho/d}\right) + \exp\left(-\pi \frac{R_{23,41}}{\rho/d}\right) = 1$$

where d is the thickness of the thin film, ρ the resistivity of the sample and (Fig. 2)

$$R_{12,34} = \frac{V_{12}}{I_{34}} \quad \text{and} \quad R_{23,41} = \frac{V_{23}}{I_{41}}$$

These characterisations have been made in a pulse-tube cryostat with samples of 10×20 mm dimensions, with ohmic contacts located at the edges of the sample. The critical temperature T_C is defined here as the bottom of the transition. In the Fig. 3, measurements of the sheet resistance versus the temperature are presented for three samples. Some of the results are summarized in the Table 1. These measurements are very important to understand the behavior of NbN and to be able to make a material with the resistivity and the adequate critical temperature for our devices.

4 DC Behavior

Five devices have been made from characterised NbN samples. Only the circuit needed to understand the DC behavior has been fabricated (Fig. 4). Preliminary DC test results

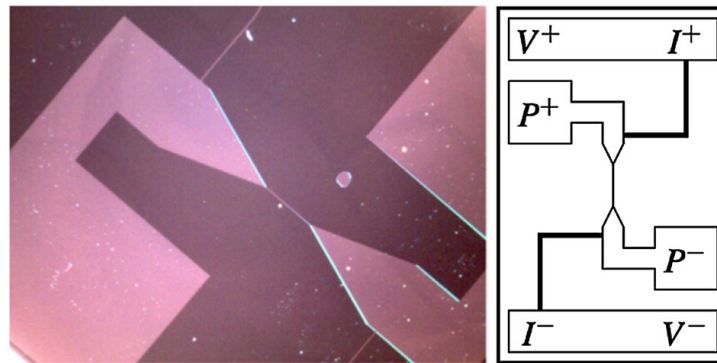


Fig. 4 Left A picture of the bridge with NbN (PN11) deposited on SiO_2 . Right diagram of the bridge (Color figure online)

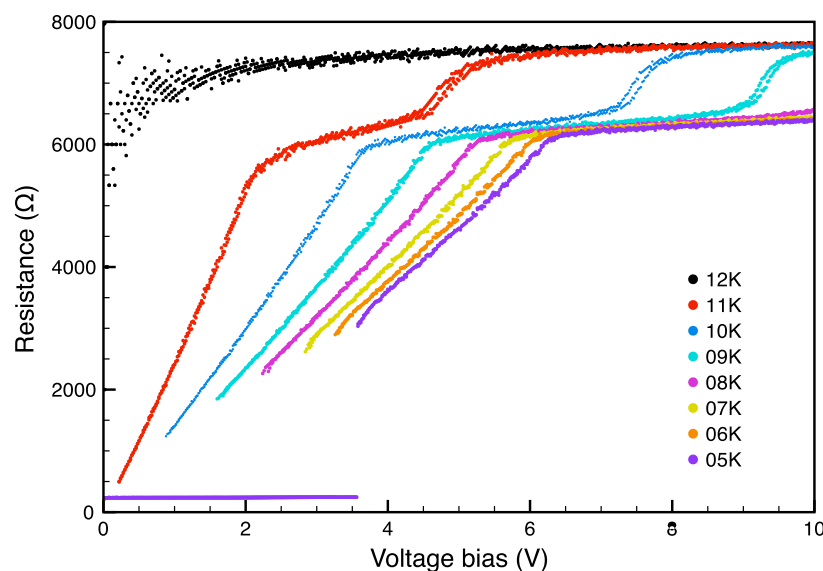


Fig. 5 Resistance of the bridge seen by the voltage generator between P^+ and P^- versus voltage bias for different temperatures (Color figure online)

allow us to confirm the expected behavior and proceed with RF switches fabrication and test. We measured the resistance at the level of the bridge between P^+ and P^- seen by the voltage generator on one sample : PN11. This sample has a critical temperature at 11.2 K and a sheet resistance at $58 \Omega^{-2}$. The voltage biasing is required to avoid hysteretic behavior due to positive electrothermal feedback in the case of current biasing.

In the Fig. 5, we present the resistance of the bridge versus the bias voltage. Different thresholds appear in the measurement. A first step at low bias voltage is due to the wires ($\approx 200 \Omega$). The second step of about $6 k \Omega$ corresponds to the nominal resistance of the bridge ($\approx 100 \times R_{\square}$). The last one ($\approx 7.5 k \Omega$) corresponds to the whole component.

Sweeping the voltage at different temperatures show the relation between the critical current and the critical temperature of a superconducting material (Fig. 6). The critical current decreases when the temperature approaches the critical temperature.

These preliminary results are still being analysed and are very encouraging for the development of a RF switch.

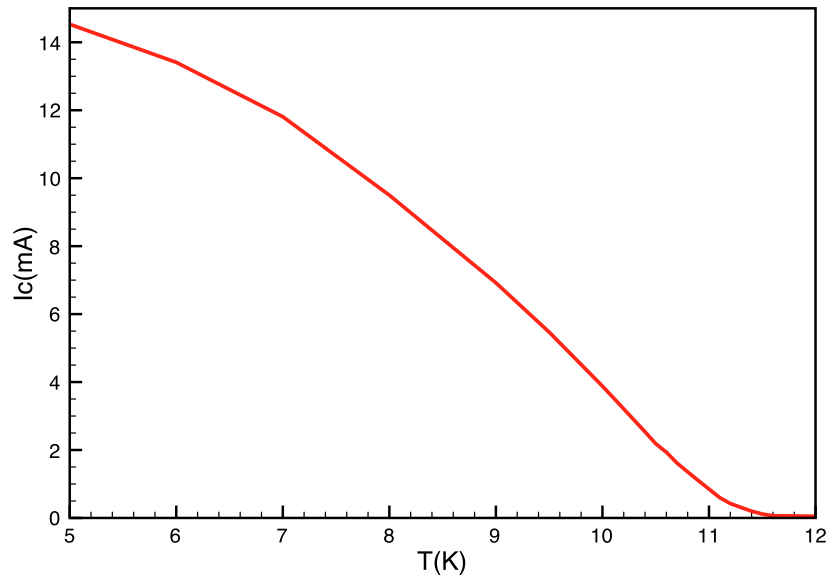


Fig. 6 Critical current of the bridge before ohmic transition versus temperature (Color figure online)

5 Perspectives

By characterising the NbN material with these measurements, we expect to reliably produce a material with the high resistivity and critical temperature needed for our devices. The DC characterisations of a RF switch has been made. The main purpose of this component is to commute a RF signal between two states. To test this configuration at low temperature, we have developed two specific structures to allow vectorial measurements at Ku-band and at W-band with a regulated control of the temperature, at APC laboratory and Milano Bicocca University. The development of a broadband (at least 20–30%) switch with a high isolation in off state and a low insertion loss in the on state can be crucial in new detection architectures.

This design can be also used as a phase shifter [6]. If the current injected I_{DC} is below the critical current I_C , a variation of current induces a variation of the kinetic inductance and thus a phase shift. The development of a continuous superconducting planar phase shifter is very interesting for future CMB space missions.

Acknowledgments This work is supported by CNES, CNRS, Agence Nationale de la Recherche (ANR), Paris Diderot and Paris-Sud universities under the BSD (B-mode Superconducting Detectors) and COSMOS (COmposantS millimétriques Main gauche pour la détection des Ondes gravitationnelles primordiales) French R&D projects.

References

1. M. Kamionkowski, A. Kosowsky, A. Stebbins, Statistics of cosmic microwave background polarization. *Phys. Rev.* 55, 7368 (1997). [arXiv:astro-ph/9611125](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9611125)
2. The QUBIC Collaboration, QUBIC: the QU bolometric interferometer for cosmology. *Astropart. Phys.* 34, 705–716 (2011)

3. The PRISM Collaboration, PRISM (polarized radiation imaging and spectroscopy mission): a white paper on the ultimate polarimetric spectro-imaging of the microwave and far-infrared sky. *Astro-Ph.CO* (2013). [arXiv:1306.2259](https://arxiv.org/abs/1306.2259)
4. S.M. Anlage, H.J. Snortland, M.R. Beasley, A current controlled variable delay superconducting transmission line. *IEEE Trans. Mag. MAG-25*, 25 1388–1391 (1989)
5. L.J. van der Pauw, A method of measuring the resistivity and Hall coefficient of lamellae of arbitrary shape. *Philips Tech. Rev.* 20(5), 220–224 (1958)
6. A. Ghribi, B. Béliier, F. Boussaha, E. Bréelle, M. Piat, S. Spinelli, A. Tartari, M. Zannoni, in *2009 AIP Proceedings LTD13. Superconducting Planar Devices for Cosmology*, vol. 1185, pp. 506–510



Bibliographie

- [1] E. Hubble. A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Proceedings of the National Academy of Science*, 15 :168–173, March 1929.
- [2] P.J.E. Peebles, L.A. Page, and R.B. Partridge. *Finding the Big Bang*. Cambridge University Press, 2009.
- [3] Yueh-Ning Lee. *Optimized instrumental architecture to measure the polarization of the CMB*. Université Paris Diderot, 2014.
- [4] N. Schneider, J. Urban, and P. Baron. Potential of radiotelescopes for atmospheric line observations : I. Observation principles and transmission curves for selected sites. *Planetary and Space Science*, 57 :1419–1433, October 2009.
- [5] G. Pisano, B. Maffei, M. W. Ng, V. Haynes, M. Brown, F. Noviello, P. de Bernardis, S. Masi, F. Piacentini, L. Pagano, M. Salatino, B. Ellison, M. Henry, P. de Maagt, and B. Shortt. Development of large radii half-wave plates for CMB satellite missions. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 9153 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2014.
- [6] D.M. Pozar. *Microwave Engineering*. Wiley, 2005.
- [7] P.J.B. Clarricoats and A.D. Olver. *Corrugated Horns for Microwave Antennas*. IEE electromagnetic waves series. P. Peregrinus, 1984.
- [8] P. Mangin and R. Kahn. *Supraconductivité*. Grenoble Sciences. EDP Sciences, 2013.
- [9] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, and et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *ArXiv e-prints*, March 2013.
- [10] S.-Z. Lin, O. Ayala-Valenzuela, R. D. McDonald, L. N. Bulaevskii, T. G. Holesinger, F. Ronning, N. R. Weisse-Bernstein, T. L. Williamson, A. H. Mueller, M. A. Hoffbauer, M. W. Rabin, and M. J. Graf. Characterization of the thin-film NbN super-

- conductor for single-photon detection by transport measurements. 87(18) :184507, May 2013.
- [11] J. Gao. *The Physics of Superconducting Microwave Resonators*. PhD thesis, California Institute of Technology, 2008.
- [12] D.A. Cardwell and D.S. Ginley. *Handbook of Superconducting Materials*. Number vol. 1 in Handbook of Superconducting Materials. Institute of Physics Pub., 2003.
- [13] A. A. Penzias and R. W. Wilson. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *Astrophysical Journal*, 142 :419–421, July 1965.
- [14] S. B. Nicholson and N. U. Mayall. Positions, Orbit, and Mass of Pluto. *Astrophysical Journal*, 73 :1, January 1931.
- [15] R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll, and D. T. Wilkinson. Cosmic Black-Body Radiation. *Astrophysical Journal*, 142 :414–419, July 1965.
- [16] R. Keisler, C. L. Reichardt, K. A. Aird, B. A. Benson, L. E. Bleem, J. E. Carlstrom, C. L. Chang, H. M. Cho, T. M. Crawford, A. T. Crites, T. de Haan, M. A. Dobbs, J. Dudley, E. M. George, N. W. Halverson, G. P. Holder, W. L. Holzapfel, S. Hoover, Z. Hou, J. D. Hrubes, M. Joy, L. Knox, A. T. Lee, E. M. Leitch, M. Lueker, D. Luong-Van, J. J. McMahon, J. Mehl, S. S. Meyer, M. Millea, J. J. Mohr, T. E. Montroy, T. Natoli, S. Padin, T. Plagge, C. Pryke, J. E. Ruhl, K. K. Schaffer, L. Shaw, E. Shirokoff, H. G. Spieler, Z. Staniszewski, A. A. Stark, K. Story, A. van Engelen, K. Vanderlinde, J. D. Vieira, R. Williamson, and O. Zahn. A Measurement of the Damping Tail of the Cosmic Microwave Background Power Spectrum with the South Pole Telescope. *The astrophysics Journal*, 743 :28, December 2011.
- [17] J. M. Kovac, E. M. Leitch, C. Pryke, J. E. Carlstrom, N. W. Halverson, and W. L. Holzapfel. Detection of polarization in the cosmic microwave background using DAS1. *nat*, 420 :772–787, December 2002.
- [18] A. C. S. Readhead, S. T. Myers, T. J. Pearson, J. L. Sievers, B. S. Mason, C. R. Contaldi, J. R. Bond, R. Bustos, P. Altamirano, C. Achermann, L. Bronfman, J. E. Carlstrom, J. K. Cartwright, S. Casassus, C. Dickinson, W. L. Holzapfel, J. M. Kovac, E. M. Leitch, J. May, S. Padin, D. Pogosyan, M. Pospieszalski, C. Pryke, R. Reeves, M. C. Shepherd, and S. Torres. Polarization Observations with the Cosmic Background Imager. *Science*, 306 :836–844, October 2004.
- [19] H. C. Chiang, P. A. R. Ade, D. Barkats, J. O. Battle, E. M. Bierman, J. J. Bock, C. D. Dowell, L. Duband, E. F. Hivon, W. L. Holzapfel, V. V. Hristov, W. C. Jones, B. G. Keating, J. M. Kovac, C. L. Kuo, A. E. Lange, E. M. Leitch, P. V. Mason, T. Matsumura, H. T. Nguyen, N. Ponthieu, C. Pryke, S. Richter, G. Rocha, C. Sheehy, Y. D. Takahashi, J. E. Tolan, and K. W. Yoon. Measurement of Cosmic

- Microwave Background Polarization Power Spectra from Two Years of BICEP Data. *Astrophysical Journal*, 711 :1123–1140, March 2010.
- [20] K. A. Cleary. Coherent polarimeter modules for the QUIET experiment. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7741 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2010.
- [21] T.L. Wilson, K. Rohlfs, and S. Hüttemeister. *Tools of Radio Astronomy*. Astronomy and Astrophysics Library. Springer, 2009.
- [22] J. Martino. *Développement d'une chaîne de détection bolométrique supraconductrice pour la mesure de la polarisation du Fond Diffus Cosmologique*. PhD thesis, Université Paris-Diderot - Paris VII, 2012.
- [23] QUIET Collaboration, C. Bischoff, A. Brizius, I. Buder, Y. Chinone, K. Cleary, R. N. Dumoulin, A. Kusaka, R. Monsalve, S. K. Naess, L. B. Newburgh, G. Nixon, R. Reeves, K. M. Smith, K. Vanderlinde, I. K. Wehus, M. Bogdan, R. Bustos, S. E. Church, R. Davis, C. Dickinson, H. K. Eriksen, T. Gaier, J. O. Gundersen, M. Hasegawa, M. Hazumi, C. Holler, K. M. Huffenberger, W. A. Imbriale, K. Ishidoshiro, M. E. Jones, P. Kangaslahti, D. J. Kapner, C. R. Lawrence, E. M. Leitch, M. Limon, J. J. McMahon, A. D. Miller, M. Nagai, H. Nguyen, T. J. Pearson, L. Piccirillo, S. J. E. Radford, A. C. S. Readhead, J. L. Richards, D. Samtleben, M. Seiffert, M. C. Shepherd, S. T. Staggs, O. Tajima, K. L. Thompson, R. Williamson, B. Winstein, E. J. Wollack, and J. T. L. Zwart. The QUIET Instrument. *ArXiv e-prints*, July 2012.
- [24] Romain Guerandel. *Composants millimétriques supraconducteurs pour l'observation de la polarisation du fond diffus cosmologique*. INSA Rennes, Institut national des sciences appliquées, 2010.
- [25] Alassane Sidibe, Frédérique Gadot, Benoit Belier, Guillaume Bordier, Davide Camilleri, Adnan Ghribi, Andrea Tartari, Michel Piat, Joseph Martino, François Pajot, and Faouzi Boussaha. Conception of a 90-ghz metamaterial-based coupler for astrophysical applications. *Applied Physics A*, 117(2) :523–526, 2014.
- [26] M.-A. Bigot-Sazy, R. Charlassier, J.-C. Hamilton, J. Kaplan, and G. Zahariade. Self-calibration : an efficient method to control systematic effects in bolometric interferometry. *aap*, 550 :A59, February 2013.
- [27] A. C. Gault. *The millimeter-wave bolometric interferometer*. PhD thesis, The University of Wisconsin - Madison, 2013.
- [28] G. Polenta, P.A.R. Ade, J. Bartlett, E. Bréelle, L. Conversi, P. de Bernardis, C. Duffour, M. Gervasi, M. Giard, C. Giordano, Y. Giraud-Heraud, B. Maffei, S. Masi,

- F. Nati, A. Orlando, S. Peterzen, F. Piacentini, M. Piat, L. Piccirillo, G. Pisano, R. Pons, C. Rosset, G. Savini, G. Sironi, A. Tartari, M. Veneziani, and M. Zannoni. The BRAIN CMB polarization experiment. *nar*, 51 :256–259, March 2007.
- [29] E. S. Battistelli, G. Amico, A. Baù, L. Bergé, É. Bréelle, R. Charlassier, S. Collin, A. Cruciani, P. de Bernardis, C. Dufour, L. Dumoulin, M. Gervasi, M. Giard, C. Giordano, Y. Giraud-Héraud, L. Guglielmi, J.-C. Hamilton, J. Landé, B. Maffei, M. Maiello, S. Marnieros, S. Masi, A. Passerini, F. Piacentini, M. Piat, L. Piccirillo, G. Pisano, G. Polenta, C. Rosset, M. Salatino, A. Schillaci, R. Sordini, S. Spinelli, A. Tartari, and M. Zannoni. Intensity and polarization of the atmospheric emission at millimetric wavelengths at Dome Concordia. *mnras*, 423 :1293–1299, June 2012.
- [30] A. Ghribi, A. Tartari, S. Galli, M. Piat, E. Breelle, J.-C. Hamilton, S. Spinelli, M. Gervasi, and M. Zannoni. A demonstrator for bolometric interferometry. *ArXiv e-prints*, February 2009.
- [31] Marie Anne Bigot Sazy. *Mesure des anisotropies de polarisation du fond diffus cosmologique avec l'interféromètre bolométrique QUBIC*. These, Université Paris-Diderot - Paris VII, September 2013.
- [32] D. Prêle, F. Voisin, E. Bréelle, and M. Piat. Cryogenic operation of a SiGe integrated circuit for control time domain SuietUID multiplexing. In P. Kern, editor, *EAS Publications Series*, volume 37 of *EAS Publications Series*, pages 141–148, 2009.
- [33] BICEP2 Collaboration, P. A. R. Ade, R. W. Aikin, D. Barkats, S. J. Benton, C. A. Bischoff, J. J. Bock, J. A. Brevik, I. Buder, E. Bullock, C. D. Dowell, L. Duband, J. P. Filippini, S. Fliescher, S. R. Golwala, M. Halpern, M. Hasselfield, S. R. Hildebrandt, G. C. Hilton, V. V. Hristov, K. D. Irwin, K. S. Karkare, J. P. Kaufman, B. G. Keating, S. A. Kernasovskiy, J. M. Kovac, C. L. Kuo, E. M. Leitch, M. Lueker, P. Mason, C. B. Netterfield, H. T. Nguyen, R. O’Brien, R. W. Ogburn, IV, A. Orlando, C. Pryke, C. D. Reintsema, S. Richter, R. Schwarz, C. D. Sheehy, Z. K. Staniszewski, R. V. Sudiwala, G. P. Teply, J. E. Tolan, A. D. Turner, A. G. Vieregg, C. L. Wong, and K. W. Yoon. BICEP2 I : Detection Of B-mode Polarization at Degree Angular Scales. *ArXiv e-prints*, March 2014.
- [34] Planck Collaboration, R. Adam, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, and et al. Planck intermediate results. XXX. The angular power spectrum of polarized dust emission at intermediate and high Galactic latitudes. *ArXiv e-prints*, September 2014.
- [35] The COre Collaboration, C. Armitage-Caplan, M. Avillez, D. Barbosa, A. Banday, N. Bartolo, R. Battye, J. Bernard, P. de Bernardis, S. Basak, M. Bersanelli, P. Bielewicz, A. Bonaldi, M. Bucher, F. Bouchet, F. Boulanger, C. Burigana, P. Camus, A. Challinor, S. Chongchitnan, D. Clements, S. Colafrancesco,

- J. Delabrouille, M. De Petris, G. De Zotti, C. Dickinson, J. Dunkley, T. Ensslin, J. Fergusson, P. Ferreira, K. Ferriere, F. Finelli, S. Galli, J. Garcia-Bellido, C. Gauthier, M. Haverkorn, M. Hindmarsh, A. Jaffe, M. Kunz, J. Lesgourgues, A. Liddle, M. Liguori, M. Lopez-Caniego, B. Maffei, P. Marchegiani, E. Martinez-Gonzalez, S. Masi, P. Mausekopf, S. Matarrese, A. Melchiorri, P. Mukherjee, F. Nati, P. Natoli, M. Negrello, L. Pagano, D. Paoletti, T. Peacocke, H. Peiris, L. Perrotto, F. Piacentini, M. Piat, L. Piccirillo, G. Pisano, N. Ponthieu, C. Rath, S. Ricciardi, J. Rubino Martin, M. Salatino, P. Shellard, R. Stompor, L. T. J. Urrutilla, B. Van Tent, L. Verde, B. Wandelt, and S. Withington. CORE (Cosmic Origins Explorer) A White Paper. *ArXiv e-prints*, February 2011.
- [36] A. C. Ludwig. The definition of cross polarization. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 21 :116–119, 1973.
- [37] P.F. Goldsmith. *Quasioptical Systems*. IEEE Press/Chapman & Hall Publishers series on microwave technology and RF. Springer, 1998.
- [38] P. A. Ade, R. J. Wylde, and J. Zhang. Ultra-Gaussian Horns for CLOVER - a B-Mode CMB Experiment. In E. Bryerton, A. Kerr, and A. Lichtenberger, editors, *Twentieth International Symposium on Space Terahertz Technology*, page 128, April 2009.
- [39] C. Dragone. Characteristics of a broadband microwave corrugated feed - A comparison between theory and experiment. *AT T Technical Journal*, 56 :869–888, August 1977.
- [40] R. W. Haas, D. Brest, H. Mueggenburg, L. Lang, and D. Heimlich. Fabrication and performance of MMW and SMMW platelet horn arrays. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 14 :2289–2294, November 1993.
- [41] J. Gundersen and E. Wollack. Millimeter-wave corrugated platelet feeds. *Journal of Physics : Conference Series*, 2009.
- [42] J. W. Britton, J. P. Nibarger, K. W. Yoon, J. A. Beall, D. Becker, H.-M. Cho, G. C. Hilton, J. Hubmayr, M. D. Niemack, and K. D. Irwin. Corrugated silicon platelet feed horn array for CMB polarimetry at 150 GHz. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7741 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2010.
- [43] Qubic Collaboration, E. Battistelli, A. Baú, D. Bennett, L. Bergé, J.-P. Bernard, P. de Bernardis, G. Bordier, A. Bounab, É. Bréelle, E. F. Bunn, M. Calvo, R. Charlassier, S. Collin, A. Coppolecchia, A. Cruciani, G. Curran, M. de Petris, L. Dumoulin, A. Gault, M. Gervasi, A. Ghribi, M. Giard, C. Giordano, Y. Giraud-Héraud, M. Gradziel, L. Guglielmi, J.-C. Hamilton, V. Haynes, J. Kaplan, A. Korotkov,

- J. Landé, B. Maffei, M. Maiello, S. Malu, S. Marnieros, J. Martino, S. Masi, A. Murphy, F. Nati, C. O'Sullivan, F. Pajot, A. Passerini, S. Peterzen, F. Piacentini, M. Piat, L. Piccirillo, G. Pisano, G. Polenta, D. Prêle, D. Romano, C. Rosset, M. Salatino, A. Schillaci, G. Sironi, R. Sordini, S. Spinelli, A. Tartari, P. Timbie, G. Tucker, L. Vibert, F. Voisin, R. A. Watson, M. Zannoni, and QUBIC Collaboration. QUBIC : The QU bolometric interferometer for cosmology. *Astroparticle Physics*, 34 :705–716, April 2011.
- [44] F. Del Torto. *Corrugated feed-horn arrays for future CMB polarization experiments*. Università degli Studi di Milano, 2011-2012.
- [45] The LSPE collaboration, S. Aiola, G. Amico, P. Battaglia, E. Battistelli, A. Baù, P. de Bernardis, M. Bersanelli, A. Boscaleri, F. Cavaliere, A. Coppolecchia, A. Cruciani, F. Cuttaia, A. D' Addabbo, G. D'Alessandro, S. De Gregori, F. Del Torto, M. De Petris, L. Fiorineschi, C. Franceschet, E. Franceschi, M. Gervasi, D. Goldie, A. Gregorio, V. Haynes, N. Krachmalnicoff, L. Lamagna, B. Maffei, D. Maino, S. Masi, A. Mennella, N. M. Wah, G. Morgante, F. Nati, L. Pagano, A. Passerini, O. Peverini, F. Piacentini, L. Piccirillo, G. Pisano, S. Ricciardi, P. Rissone, G. Romeo, M. Salatino, M. Sandri, A. Schillaci, L. Stringhetti, A. Tartari, R. Tascone, L. Terenzi, M. Tomasi, E. Tommasi, F. Villa, G. Virone, S. Withington, A. Zacchei, and M. Zannoni. The Large-Scale Polarization Explorer (LSPE). *ArXiv e-prints*, August 2012.
- [46] M. Daneshmand, R.R. Mansour, and N. Sarkar. Rf mems waveguide switch. In *Microwave Symposium Digest, 2004 IEEE MTT-S International*, volume 2, pages 589–592 Vol.2, June 2004.
- [47] D. C. Mattis and J. Bardeen. Theory of the Anomalous Skin Effect in Normal and Superconducting Metals. *Physical Review*, 111 :412–417, July 1958.
- [48] R. E. Glover and M. Tinkham. Conductivity of Superconducting Films for Photon Energies between 0.3 and $40kT_c$. *Physical Review*, 108 :243–256, October 1957.
- [49] R.N. Simons. *Coplanar Waveguide Circuits, Components, and Systems*. Wiley Series in Microwave and Optical Engineering. Wiley, 2004.
- [50] R.E. Collin. *Foundations for Microwave Engineering*. IEEE Press Series on Electromagnetic Wave Theory. Wiley, 2001.
- [51] A. Ghribi, B. Bélier, F. Boussaha, E. Bréelle, M. Piat, S. Spinelli, A. Tartari, and M. Zannoni. Superconducting Planar Devices for Cosmology. In B. Young, B. Cabrera, and A. Miller, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1185 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 506–510, December 2009.

- [52] A. Navarrini and R. L. Plambeck. A turnstile junction waveguide orthomode transducer. *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, 54 :272–277, January 2006.
- [53] J. W. Lamb. Miscellaneous data on materials for millimetre and submillimetre optics. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 17 :1997–2034, December 1996.
- [54] G. Yassin and S. Withington. Electromagnetic models for superconducting millimetre-wave and sub-millimetre-wave microstrip transmission lines. *Journal of Physics D Applied Physics*, 28 :1983–1991, September 1995.
- [55] J. Krupka, J. Breeze, A. Centeno, N. Alford, T. Claussen, and L. Jensen. Measurements of Permittivity, Dielectric Loss Tangent, and Resistivity of Float-Zone Silicon at Microwave Frequencies. *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, 54 :3995–4001, November 2006.
- [56] W. Huang. Thermodynamic assessment of the Nb-N system. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 27 :3591–3600, November 1996.
- [57] LJ Van der Pauw. A method of measuring the resistivity and hall coefficient on lamellae of arbitrary shape. *Philips technical review*, 20(8) :220–224, 1958.
- [58] J. S. Martens, V. M. Hietala, T. E. Zipperian, D. S. Ginley, C. P. Tigges, and G. K. G. Hohenwarter. A reflective microwave switch made of Tl-Ca-Ba-Cu-O for signal control applications. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 1 :291–293, October 1991.
- [59] G. D. Poulin. *Microwave Switching and Attenuation with Superconductors*. PhD thesis, MCMASTER UNIVERSITY (CANADA)., 1995.
- [60] G. N. Gol’Tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, and R. Sobolewski. Picosecond superconducting single-photon optical detector. *Applied Physics Letters*, 79 :705, August 2001.
- [61] Ghassan Yassin, Leonid S Kuzmin, Paul K Grimes, Mikhail Tarasov, Ernst Otto, and Phillip D Mauskopf. An integrated superconducting phase switch for cosmology instruments. *Physica C : Superconductivity*, 466(1) :115–123, 2007.
- [62] D.M. Pozar. *Microwave Engineering*. Wiley, 2005.
- [63] Gregory Gay. *Membrane based hot electron bolometers mixers beyond THz for the post-Herschel instrument*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, November 2013.
- [64] J.W. Kooi, G. Chattopadhyay, S. Withington, F. Rice, J. Zmuidzinis, C. Walker, and G. Yassin. A full-height waveguide to thin-film microstrip transition with

- exceptional rf bandwidth and coupling efficiency. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 24(3) :261–284, 2003.
- [65] S. M. Anlage, H. J. Snortland, and M. R. Beasley. A current controlled variable delay superconducting transmission line. *IEEE Transactions on Magnetics*, 25 :1388–1391, March 1989.
- [66] Adnan Ghribi. *Composants millimétriques supraconducteurs pour la mesure de la mesure de la polarisation du fond diffus cosmologique et application à l'interférométrie bolométrique*. PhD thesis, 2009.
- [67] A. J. Annunziata. *Single-Photon Detection, Kinetic Inductance, and Non-Equilibrium Dynamics in Niobium and Niobium Nitride Superconducting Nanowires*. PhD thesis, Yale University, 2010.
- [68] A. J. Annunziata, D. F. Santavicca, L. Frunzio, G. Catelani, M. J. Rooks, A. Frydman, and D. E. Prober. Tunable superconducting nanoinductors. *Nanotechnology*, 21 :5202, November 2010.
- [69] M.W. Johnson and A.M. Kadin. Anomalous current-dependence of kinetic inductance in ultrathin nbn meander lines. *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, 7(2) :3492–3495, June 1997.
- [70] M. Zannoni, A. Baz, A. Passerini, A. Tartari, M. Gervasi, and L. Valenziano. A cryogenic set-up for accurate measurements of S-parameters. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8452 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, September 2012.
- [71] J.P. Dunsmore. *Handbook of Microwave Component Measurements : With Advanced VNA Techniques*. Wiley, 2012.