

Mise au point d'un dispositif de mesure d'impédance complexe, micro-onde et cryogénique

par

Maxime Durand-Gasselin

Mémoire présenté au département de physique
en vue de l'obtention du grade de maître ès sciences (M.Sc.)

FACULTÉ des SCIENCES
UNIVERSITÉ de SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, 2 novembre 2018

Le 2 novembre 2018

Le jury a accepté le mémoire de Monsieur Maxime Durand-Gasselin dans sa version finale.

Membres du jury

Professeur Bertrand Reulet
Directeur de recherche
Département de physique de l'université de Sherbrooke

Professeur Alexandre Blais
Premier membre du jury
Département de physique de l'université de Sherbrooke

Professeure Éva Dupont-Ferrier
Second membre du jury
Département de physique de l'université de Sherbrooke

À mes parents et amis

Sommaire

Ce mémoire rapporte la mise au point d'un montage de mesure de l'impédance complexe d'un échantillon micro fabriqué au travers de son coefficient de réflexion Γ , et ce sur une gamme de fréquences de 200 MHz à 25 GHz et à une température pouvant aller jusqu'à ($T \sim 1,5$ K). Ce montage repose sur l'utilisation de procédures de calibration et d'une sonde micro-onde cryogénique. Le montage est utilisé pour caractériser plusieurs types d'échantillons micro fabriqués : inductance, capacitance, mais aussi une jonction tunnel et une jonction Josephson. Ce mémoire ouvre la porte à une multitude d'expériences à haute fréquence qui permettront d'explorer par exemple la dynamique de systèmes mésoscopiques.

Remerciements

Je tiens à remercier mon superviseur de maitrise Bertrand Reulet qui m'a accueilli à bras ouverts alors que je n'avais aucune expérience en laboratoire. J'ai passé presque trois ans dans son groupe et je me sens privilégié. Ensuite, je voudrais remercier l'intégralité de mes collègues qui ont su me conseiller et me guider avec beaucoup de patience. Je remercie mes parents qui m'ont toujours donnés les moyens d'accomplir tous les défis que j'ai eu à relever jusqu'à ce jour. Merci à Félycia pour son soutiens démesuré. Finalement, je fais une dédicace aux frères de Saint-Esprit et l'intégralité de l'équipe du "Clapas".

Table des matières

Sommaire	ii
Introduction	1
1 Réflectométrie micro-onde	3
1.1 Introduction à la réflectométrie	3
1.1.1 Ligne à transmission	4
1.1.2 Impédance caractéristique Z_0 et coefficient de réflexion	7
1.1.3 Ligne à transmission terminée par une impédance Z_L	8
1.2 Analyseur vectoriel de réseau	9
1.2.1 Architecture d'un analyseur vectoriel de réseau.	9
1.2.2 Réflectométrie temporelle à l'aide d'un VNA	10
1.2.3 Amplitude et phase	11
1.3 Calibration	14
1.3.1 Pourquoi avons-nous besoin de calibration?	14
1.3.2 Diagramme de flux de signal	15
1.3.3 Algorithme de calibration 1-port.	16
1.3.4 Application de l'algorithme à chaud.	17
1.4 Problématique	18
2 Calibration à basse température.	21
2.1 Cryostat à hélium liquide	21
2.2 Montage expérimental	23
2.3 Application de la calibration sur un filtre cryogénique	24
3 Solutions pour la connexion à un échantillon micro fabriqué	27
3.1 Le connecteur mâchoire	27
3.1.1 Introduction	27
3.1.2 Guide d'onde coplanaire (GOC)	28

3.1.3	Standards de calibration micro fabriqués	29
3.1.4	Désavantages des connecteurs mâchoires	32
3.2	Présentation des sondes et de la station	32
3.2.1	Adaptation d'impédance	33
3.2.2	Mesure de circuits électroniques simples ; R.L série et R.C série . . .	38
3.3	Mesure de Γ de jonctions tunnel	45
3.3.1	Fabrication des échantillons	45
3.3.2	Analyse du comportement des jonctions tunnel	47
4	Mesures Cryogéniques	50
4.1	Porte-échantillon cryogénique	50
4.1.1	Modèle 4 axes	50
4.1.2	Modèle 1 axe	51
4.2	Montage de calibration	52
4.3	1 ^{er} test cryogénique d'une jonction tunnel	53
4.4	Thermalisation des échantillons	55
4.4.1	Théorie du bruit d'une jonction	55
4.4.2	Montage de mesure	56
4.4.3	Résultats	57
5	Mesure d'une jonction Josephson : interface Nb/Al/Al₂O₃/Al/Nb	60
5.1	Introduction sur la supraconductivité et la jonction Josephson.	60
5.1.1	Notions de bases	60
5.1.2	La jonction Josephson	61
5.1.3	L'inductance Josephson	61
5.2	Fabrication des jonctions Josephson.	62
5.3	Montage expérimental	64
5.4	Résultats	65
	Conclusion	68
	Bibliographie	71

Liste des tableaux

- | | | |
|-----|--|----|
| 3.1 | Récapitulatif des mesures des coefficients de réflexion de 5 jonctions tunnel. | 49 |
| 5.1 | Tableau récapitulatif des mesures du coefficient Γ d'une jonction Josephson | 69 |

Liste des figures

1.1	Schéma d'une ligne à transmission.	5
1.2	Schéma d'un coupleur directionnel	9
1.3	Schéma interne d'un analyseur vectoriel de réseau	10
1.4	Mesure imageant le coefficient Γ mesuré en mode temporelle	11
1.5	Γ des trois standards de calibration	12
1.6	Coefficient de réflexion d'un filtre passe-bande cryogénique	13
1.7	Exemple d'un diagramme de flux	17
1.8	Comparaison entre une mesure calibrée et une non calibrée.	18
1.9	Mesure caractérisant une micro soudure	20
2.1	Schéma du cryostat à hélium liquide	22
2.2	Montage de calibration 1-port cryogénique	24
2.3	Mesure d'un filtre calibré à T ambiante.	25
2.4	Mesure de Γ d'un filtre commercial à T=4.21 Kelvin.	26
3.1	Schéma d'un connecteur mâchoire et d'un court-circuit micro fabriqué	28
3.2	Mesure d'un court-circuit connecté avec un connecteur mâchoire.	30
3.3	Comparaison entre trois standards de calibration micro fabriqués et trois commerciaux	31
3.4	Sonde micro-onde "GGB picoprobe"	33
3.5	Schéma de la procédure d'adaptation de l'impédance des pistes avec la sonde	34
3.6	Mesure d'adaptation d'impédance avec $W = 80 \mu\text{m}$	36
3.7	Mesure d'adaptation d'impédance avec $W = 40 \mu\text{m}$	37
3.8	Schéma d'inductance et capacité inter-digitée	38
3.9	Mesure d'une inductance micro fabriquée de $628 \mu\text{m}$	40
3.10	Résistance de capacité inter-digitées en fonction du nombre de doigts	41
3.11	Inductance en fonction de la longueur de boucles micro fabriquées	42
3.12	Mesure de la phase de Γ de la figure	43

3.13	Capacité en fonction du nombre de doigts inter-digités.	44
3.14	Résistance de capacité inter-digitées en fonction du nombre de doigts	45
3.15	Pont de résine, servant à la fabrication d'une jonction tunnel.	47
3.16	Mesures du coefficient Γ de 5 jonctions tunnel	48
4.1	Porte-échantillon à quatre axes	51
4.2	Porte-échantillon à un axe	52
4.3	Montage préliminaire de mesure cryogénique	53
4.4	Correction par fenêtrage de la mesure d'une jonction tunnel.	54
4.5	Montage de mesure du bruit d'une jonction.	56
4.6	Porte-échantillon 1 axe amélioré	58
4.7	Bruit d'une jonction tunnel.	59
5.1	Schéma des étapes d'évaporation d'une jonction Josephson faite en niobium	63
5.2	Photo prise sous microscope d'une jonction Josephson.	64
5.3	Montage expérimental de mesure de Γ d'une jonction Josephson.	65
5.4	Courbe $V(I)$ d'une jonction Josephson	66
5.5	Courbe $V(I)$ d'une jonction Josephson avec le VNA allumé	67
5.6	Coefficient Γ d'une jonction Josephson	69

Introduction

La façon la plus simple de caractériser un dispositif électronique est de mesurer sa résistance. Elle fixe le courant qui s'établit dans un circuit lorsqu'est appliquée une différence de potentiel aux bornes du dispositif. L'équation qui lie toutes ces variables à courant continu est la loi d'Ohm : $V = R \times I$. L'étude de la résistance en fonction de paramètres externes apporte beaucoup d'information sur le système. En étudiant la dépendance en température de certains matériels, nous sommes capables de détecter des transitions de phases, par exemple, une transition supraconductrice. Un autre exemple ; en étudiant l'effet du champ magnétique dans l'effet Hall, il est possible de mesurer la charge des porteurs dans un métal. Malgré toute l'information utile à courant continu, une partie de la physique est masquée. Effectivement, les phénomènes capacitifs et inductifs ne sont pas détectables à courant continu. À fréquence finie la loi d'Ohm prend la forme suivante : $V(f) = Z(f) \times I(f)$, où $Z(f)$ est l'impédance complexe du dispositif d'intérêt. Un cas d'intérêt, où mesurer l'impédance complexe est important, est présenté dans cet article théorique [1]. Il est prédit non seulement la possibilité de faire un amplificateur paramétrique grâce à une jonction tunnel en aluminium, mais un amplificateur plus large bande que ceux présentement étudiés. Actuellement, les amplificateurs paramétriques commerciaux fonctionnent sur une bande de quelques centaines de mégahertz. L'amplificateur paramétrique proposé pourrait fonctionner sur 4 GHz de bande passante. Cependant, un prérequis est d'utiliser une jonction tunnel dont la fréquence de coupure est supérieure à 10 GHz. Cette caractéristique dépend du temps RC de la jonction se manifestant dans l'impédance. Un autre exemple est de mesurer l'impédance total d'un circuit complexe à des fins de calibrations. Particulièrement dans notre laboratoire, les montages expérimentaux comportent différents composants qui influencent la mesure de nos échantillons d'intérêt. Il existe donc un besoin d'être capable de mesurer des impédances à haute fréquence. De plus, avec la variété d'expériences possibles avec une mesure d'impédance, il serait avantageux de pouvoir faire ces mesures sur une large bande.

Dans ce mémoire, nous commençons par présenter comment mesurer l'impédance d'un échantillon au travers du coefficient de réflexion Γ (1). Dans le troisième chapitre (2), nous

présentons un premier montage cryogénique pour calibrer des composants commerciaux, notamment un filtre passe-bande cryogénique. Dans le quatrième chapitre (3), nous présentons la méthode choisie pour connecter proprement des échantillons micro fabriqués. Dans le chapitre suivant (4), nous présentons le porte-échantillon cryogénique et la mesure de la fréquence de coupure d'une jonction tunnel à 1.39 kelvin. Finalement dans le sixième chapitre, nous présentons les résultats préliminaires obtenus sur une jonction Josephson faite en niobium et oxyde d'aluminium.

Chapitre 1

Réfectométrie micro-onde

1.1 Introduction à la réfectométrie

La réfectométrie est une technique non destructive qui permet de sonder les propriétés d'un milieu. En injectant un signal (électrique, sonore, etc.) au travers, celui-ci se propage selon une vitesse et une atténuation propre au milieu. Lorsque le signal rencontre une altération du milieu, nommée rupture d'impédance, une partie de l'énergie est réfléchi vers le point d'émission. L'étude du signal réfléchi en fonction du temps permet de déduire la position et le type de discontinuité rencontrée. Par exemple, cette technique est utilisée dans la prospection des sols où une puissante onde sonore est utilisée. En étudiant le signal réfléchi, chaque strate peut être différenciée par un coefficient de réflexion qui dépend des variations de densités. La position des discontinuités est déduite du moment de réception des ondes réfléchies dans la direction de propagation du signal émis. Nous définissons le coefficient de réflexion Γ comme le ratio d'amplitude de l'onde réfléchi par rapport à l'onde incidente.

Il existe deux types de réfectométries. La réfectométrie temporelle, comme présentée précédemment, se sert d'un pulse très court dans le temps pour lequel la mesure du signal réfléchi est enregistrée en fonction du temps. Par opposition, la réfectométrie fréquentielle utilise une source sinusoïdale de fréquence défini. L'analyse est ensuite faite sur l'onde stationnaire s'établissant dans le milieu.

Dans notre situation, nous utilisons la réfectométrie fréquentielle pour obtenir le coefficient de réflexion de composants électroniques. La source est un générateur d'onde

électromagnétique de fréquence comprise entre 0.01 GHz et 40 GHz. Dans un circuit électronique, le coefficient de réflexion est sensible aux variations d'impédances qui dépendent de la fréquence ($Z(f) = V(f)/I(f)$). V et I sont les variables de tension et de courant. Dans la gamme des micro-ondes (\sim GHz), les signaux doivent être transportés dans des câbles nommés lignes à transmissions. Ainsi lors de la mesure d'un échantillon il faut toujours prendre en compte les effets de ces câbles ainsi que d'autres composants présents sur le trajet du signal.

Nous présentons dans la section suivante comment se propage une onde électromagnétique dans une ligne à transmission ce qui nous permet de définir l'impédance caractéristique et le coefficient de réflexion dû aux variations d'impédance. Nous finissons par présenter l'impédance d'un échantillon quelconque vue au travers d'un câble. Nous finirons par introduire la notion de calibration qui est indispensable pour une mesure précise du coefficient de réflexion.

1.1.1 Ligne à transmission

Une ligne à transmission est un couple de conducteurs séparés par un diélectrique. Dans le cas d'un câble, la géométrie est concentrique. Les dimensions sont optimisées pour transmettre une puissance électrique d'un point à un autre. La théorie classique des circuits suppose que la longueur d'un circuit est bien plus petite que la longueur d'onde du signal électromagnétique [2]. Cela permet d'approximer que les variables V et I ne varient pas avec la position physique où elles sont mesurées le long d'un câble. En effet, à 1 MHz la longueur d'onde du champ électromagnétique se propageant dans un câble est de 210 m environ. À 1 GHz, la longueur d'onde est de 0.2 m. À température ambiante, la taille d'un circuit est de l'ordre de la dizaine de centimètre. Par contre à froid, il peut faire quelques mètres. Ce n'est donc plus négligeable.

Le but de la théorie des lignes à transmissions est de décrire le comportement des circuits électroniques lorsque les variables de tension et courant varient non seulement avec le temps, mais aussi avec la position sur le circuit. Nous allons nous servir des équations de Kirchhoff étendues aux cas des lignes à transmissions pour décrire mathématiquement leurs comportements. Une ligne à transmission est un objet continu que nous discrétisons à l'aide d'inductances (L), de capacités (C), de conductances (G) et de résistances (R) par unité de longueur. La figure 1.1.a montre une ligne à transmission de longueur infinitésimale Δz . Le circuit électrique équivalent est présenté dans la partie b. de cette figure. La loi des

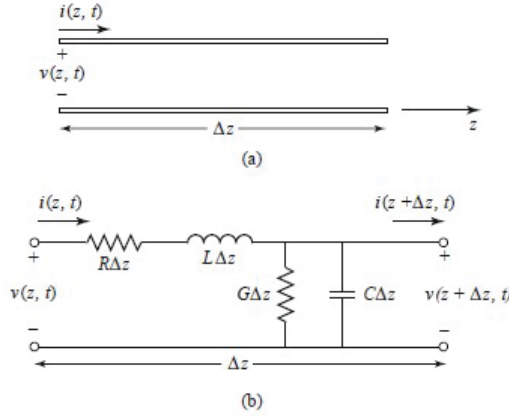


FIGURE 1.1 Représentation d'une ligne à transmission (a) et son circuit équivalent (b). R = résistance par unité de longueur, L = inductance par unité de longueur, G = conductance de fuite par unité de longueur, C = capacité de fuite par unité de longueur. La figure est tirée de la Réf. [2].

branches donne [2] :

$$v(z, t) - R\Delta z i(z, t) - L\Delta z \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} - v(z + \Delta z, t) = 0 \quad (1.1)$$

Ensuite, avec la loi des nœuds nous obtenons [2] :

$$i(z, t) - G\Delta z v(z + \Delta z, t) - C\Delta z \frac{\partial v(z + \Delta z, t)}{\partial t} - i(z + \Delta z, t) = 0 \quad (1.2)$$

En divisant ces deux équations par Δz et en prenant la limite $\Delta z \rightarrow 0$, nous obtenons des équations aux dérivés partielles connues sous le nom d'équations du télégraphiste :

$$\frac{\partial i(z, t)}{\partial z} = -Gv(z, t) - C \frac{\partial v(z + \Delta, t)}{\partial t} \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial v(z, t)}{\partial z} = -Ri(z, t) - L \frac{\partial i(z + \Delta, t)}{\partial t} \quad (1.4)$$

Dans le cas où la source génère un signal de la forme $v(z, t) = V(z)e^{-j2\pi ft}$ et $i(z, t) = I(z)e^{-j2\pi ft}$, ces deux équations sont équivalentes à :

$$\frac{dI(z)}{dz} = -(G + j\omega C)V(z) \quad (1.5)$$

$$\frac{dV(z)}{dz} = -(R + j\omega L)I(z) \quad (1.6)$$

En dérivant une nouvelle fois selon z et en manipulant ces deux équations, nous pouvons

découpler les variables i et v :

$$\frac{d^2 I(z)}{d^2 z} - \gamma^2 I(z) = 0 \quad (1.7)$$

$$\frac{d^2 V(z)}{d^2 z} - \gamma^2 V(z) = 0 \quad (1.8)$$

où

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \quad (1.9)$$

Les solutions de ces équations sont :

$$I(z) = I_0^+ e^{-\gamma z} + I_0^- e^{+\gamma z} \quad (1.10)$$

$$V(z) = V_0^+ e^{-\gamma z} + V_0^- e^{+\gamma z} \quad (1.11)$$

Ces solutions montrent que le courant et la tension sont composés de deux ondes, une se déplaçant vers les z croissants ($e^{-\gamma z}$) et l'autre vers les z décroissants ($e^{+\gamma z}$). Maintenant, avec l'équation 1.6 appliquée à la solution 1.11 nous obtenons :

$$I(z) = \frac{\gamma}{R + j\omega L} (V_0^+ e^{-\gamma z} - V_0^- e^{\gamma z}) \quad (1.12)$$

Ensuite, par identification entre cette égalité et l'équation 1.10, l'impédance caractéristique de la ligne à transmission est définie comme :

$$Z_L = \frac{V_0^+}{I_0^+} = -\frac{V_0^-}{I_0^-} = \frac{R + j\omega L}{\gamma} \quad (1.13)$$

Nous pouvons réécrire l'équation 1.12 :

$$I(z) = \frac{V_0^+}{Z_0} e^{-\gamma z} - \frac{V_0^-}{Z_0} e^{\gamma z} \quad (1.14)$$

Maintenant, prenons le cas où la ligne à transmission est terminée par une impédance Z_D à la position $z = 0$. Lorsque z est négatif, le rapport entre tension et courant doit être égal à l'impédance caractéristique de la ligne. Par contre, en $z = 0$ ce rapport doit être égal à Z_D . Des équations 1.14 et 1.11 nous écrivons :

$$Z_D = \frac{V(0)}{I(0)} = \frac{V_0^+ + V_0^-}{V_0^+ - V_0^-} Z_L \quad (1.15)$$

En supposant que nous connaissons V_0^+ , la tension réfléchi est égale à :

$$V_0^- = \frac{Z_D - Z_L}{Z_D + Z_L} V_0^+ \quad (1.16)$$

Le ratio d'amplitude des deux tensions est défini comme le coefficient de réflexion en tension ;

$$\frac{V_0^-}{V_0^+} = \frac{Z_D - Z_L}{Z_D + Z_L} \quad (1.17)$$

Dans le cas où l'impédance Z_D est égale à celle de la ligne, le coefficient vaut zéro et il n'y a pas de signal réfléchi. On dit qu'il y a adaptation d'impédance entre la ligne à transmission et l'impédance Z_D .

1.1.2 Impédance caractéristique Z_0 et coefficient de réflexion

Dans le domaine des technologies micro-onde, les fabricants de composants s'accordent à fournir des dispositifs d'impédance semblable pour maximiser le transfert du signal à travers une chaîne de composants. Dans notre cas, l'impédance caractéristique standard, notée Z_0 , que nous utilisons est $Z_0 = 50 \Omega$. Cette valeur a été choisie entre deux valeurs d'impédances 77 et 30 Ω [3]. 77 Ohm est la valeur qui minimise l'atténuation dans un câble dont le diélectrique est l'air. 30 Ohm est la valeur qui maximise le transfert de puissance pour un même câble.

Ainsi, par rapport à cette impédance caractéristique de circuit, le coefficient de réflexion à la rencontre d'un composant d'intérêt (Z) devient :

$$\Gamma = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \quad (1.18)$$

Voyons les coefficients de réflexions associés à quelques circuits simples à 1-port. Nous choisissons le court-circuit, le circuit ouvert et une résistance adaptée. Nous retrouverons ces trois circuits régulièrement dans ce mémoire. Leurs impédances respectives sont 0 Ω , $+\infty$ et 50 Ω .

$$\Gamma_{\text{court.c}} = \frac{0 - 50}{0 + 50} = -1 \quad (1.19)$$

$$\Gamma_{\text{c.ouvert}} = \frac{+\infty - 50}{+\infty + 50} \simeq 1 \quad (1.20)$$

$$\Gamma_{50 \Omega} = \frac{50 - 50}{50 + 50} = 0 \quad (1.21)$$

Le court-circuit et le circuit ouvert ont des réflexions maximales tandis que celle de la résistance est minimale. La différence entre les deux circuits réfléchissants est un déphasage de 180° (traduit par le signe négatif).

1.1.3 Ligne à transmission terminée par une impédance Z_L

Dans les sections précédentes, nous avons défini l'impédance caractéristique d'une ligne à transmission et le coefficient de réflexion d'un composant électronique par rapport à cette impédance. Maintenant, qu'obtiens-t-on lors d'une mesure de ce coefficient au travers d'une ligne à transmission ? [4]

Imaginons une ligne à transmission terminée par un composant arbitraire d'impédance Z_L au point $z = 0$. Une onde est émise depuis les z négatifs et se dirige vers le composant. Dans la ligne à transmission, le rapport de V sur I doit être égal à l'impédance caractéristique de la ligne Z_0 . Cependant à $z = 0$, ce rapport doit être égal à l'impédance du composant. Comme vu précédemment, une onde est émise en retour depuis le composant vers les z négatifs selon le coefficient de réflexion 1.18.

Cette équation du coefficient de réflexion est vraie lorsque mesurée à $z = 0$. Cependant, un composant aussi simple qu'un câble suffit à déphaser et atténuer le signal. Nous laissons de côté ce dernier effet et nous concentrons sur le déphasage. En conséquence, l'impédance mesurée à l'autre bout du câble (Z'_L) est différente qu'à $z = 0$. L'expression de l'impédance à une distance ℓ s'écrit :

$$Z'_L(-\ell) = \frac{V(-\ell)}{I(-\ell)} = Z_0 \frac{Z_L + jZ_0 \tan(\beta\ell)}{Z_0 + jZ_L \tan(\beta\ell)} \quad (1.22)$$

où β est la partie imaginaire de la variable γ , 1.9.

Nous allons discuter de trois exemples d'impédances Z_L différentes. Reprenons les trois circuits sélectionnés dans la section précédente. Le premier cas sera le court-circuit. D'après l'équation 1.22, l'impédance à une distance ℓ devient : $Z'_L = jZ_0 \tan(\beta\ell)$. À $\ell = 0$, nous retrouvons $Z'_L = 0$ comme prévu. Cependant à $\ell = \frac{\pi}{2\beta}$, Z'_L diverge comme un circuit ouvert. De la même manière, si la ligne à transmission est terminée par le circuit ouvert, d'après l'équation 1.22, l'impédance en fonction de la longueur devient : $Z'_L = -jZ_0 \cot(\beta\ell)$. À $\ell = 0$, nous retrouvons $Z'_L = +\infty$ comme prévu. Cependant en $\ell = \frac{\pi}{2\beta}$, l'impédance devient celle d'un court circuit ($Z'_L(\pi/2\beta) = 0$). Finalement, avec une résistance adaptée au reste du circuit $Z_L = Z_0$ l'équation 1.22 ne dépend alors plus de ℓ . Par ces trois exemples, nous voyons que la mesure d'impédance va dépendre du reste du circuit et ici particulièrement

de la longueur d'un câble.

1.2 Analyseur vectoriel de réseau

Jusqu'à présent, l'outil principal de mesure n'a pas été présenté. Dans cette section, nous présentons l'analyseur vectoriel de réseau (VNA) [5]. Nous commençons par montrer la principale pièce de "hardware" qui permet de séparer les amplitudes de l'onde réfléchie et incidente se propageant dans les deux sens d'une même ligne à transmissions. Ensuite, nous présentons l'architecture du VNA que nous avons utilisé. Finalement, nous discutons des figures que nous obtenons lors d'une mesure avec un VNA. Nous utiliserons des exemples plus ou moins compliqués pour l'illustrer.

1.2.1 Architecture d'un analyseur vectoriel de réseau.

Lors d'une mesure de réflectométrie, il faut mesurer précisément quelle amplitude (module et phase) est envoyée par la source et quelle proportion du signal est renvoyée par le dispositif d'intérêt. Les deux quantités se propagent dans le même câble dans des sens différents. Il est nécessaire de les séparer. La solution est le coupleur directionnel. Il a trois ports distincts. Deux d'entre eux sont connectés directement par un câble. Le troisième port est couplé par effet capacitif et inductif à un seul des deux autres. Selon le sens d'installation du coupleur, nous pouvons mesurer le signal incident ou le signal réfléchi. La figure 1.2 présente ce composant. Ici par exemple, les ports 1 et 2 sont reliés comme un câble ordinaire et le port 3 est couplé au port 1. Le couplage ne représente qu'un petit pourcentage du courant traversant les deux premiers ports. Typiquement, le facteur de couplage est de -20 dB, ce qui représente 1% du signal incident dans le port-1.

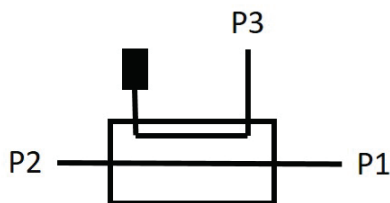


FIGURE 1.2 Schéma d'un coupleur directionnel utilisé dans un analyseur vectoriel de réseau. Les ports 1 et 2 sont liés à la manière d'un câble régulier. Seulement les ports 1 et 3 sont couplés par effets capacitifs et inductifs.

Le schéma 1.3 présente le fonctionnement interne d'un VNA. La plage d'utilisation de notre VNA est de 10 MHz à 40 GHz. La source produit un stimulus sinusoïdal de haute

fréquence. Il balaye les fréquences en même temps que la mesure réfléctive est faite. La puissance du signal envoyée est mesurée par le receveur de référence (noté Réf. dans le schéma). Le signal réfléchi est, quant à lui, mesuré par le receveur (Rec). Dans un analyseur, l'astuce utilisée est de convertir le signal haute fréquence à un signal de plus basse fréquence. Le principe est le suivant ; le signal est multiplié par un autre de fréquence presque identique. Ce processus produit deux signaux : un à la somme des fréquences et l'autre à la leur différence. Le signal haute fréquence est filtré pour ne garder que celui de plus basse fréquence. Le signal de référence est produit par un oscillateur local synchronisé avec la source.

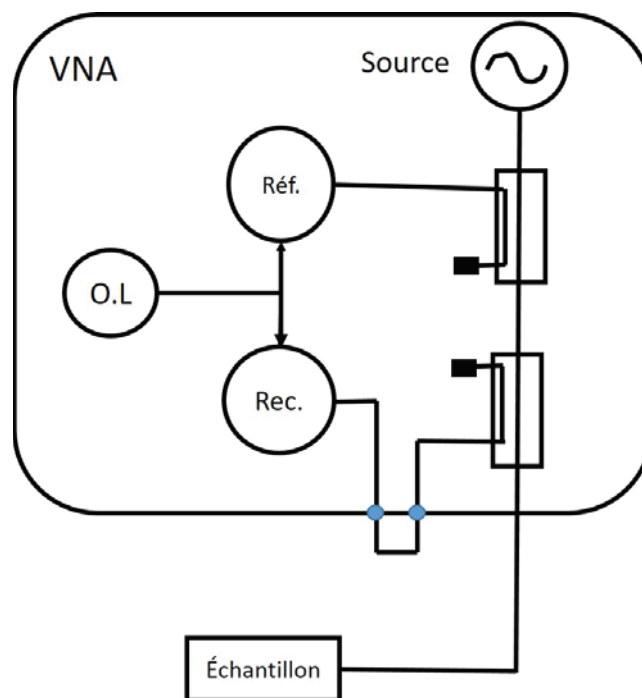


FIGURE 1.3 Schéma explicatif du fonctionnement interne de l'analyseur de réseau vectoriel. L'amplitude de la source est mesurée au travers d'un coupleur par le receveur (Réf). Le signal réfléchi est mesuré au travers d'un coupleur directionnel par le receveur (Rec). Le signal de la source et la fréquence de détection des receveurs sont synchronisés par un oscillateur local.

1.2.2 Réflectométrie temporelle à l'aide d'un VNA

La réflectométrie temporelle [6] peut s'avérer très utile pour sonder un composant. Comme présenté dans la section 1.1, cette technique utilise un pulse court envoyé dans le circuit étudié. Le signal réfléchi est ensuite mesuré en fonction du temps. Nous obtenons une visualisation plus intuitive du comportement du composant en fonction de la position

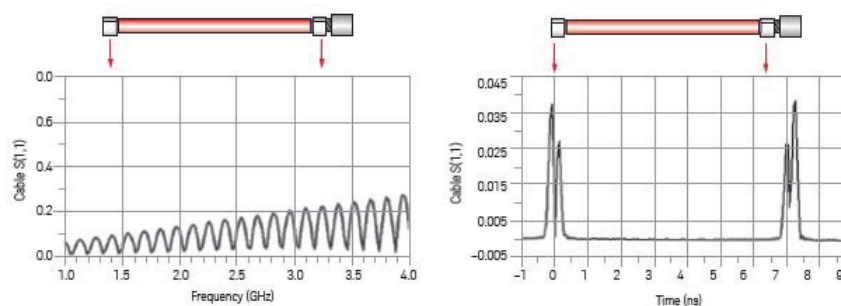


FIGURE 1.4 Deux figures comparatives du même câble. À gauche, nous avons l’amplitude du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence et à gauche la transformée de Fourier associé qui montre deux pics de réflexion. Chacun des pics est associé à un connecteur du câble.

dans celui-ci. Cependant, l’analyseur vectoriel (VNA) fonctionne en envoyant un signal sinusoïdale et non un pulse. Pour faire le lien entre les deux types de réflectométries, le VNA procède par transformé de Fourier inverse (TFI) pour passer dans le domaine du temps.

Un exemple assez simple est de voir l’effet de cette fonctionnalité sur un câble quelconque. La figure 1.4 montre le coefficient de réflexion en fonction de la fréquence à gauche et à droite les mêmes données après une TFI. Chaque connecteur n’étant pas parfait, il y a de petites variations d’impédance qui produisent chacun un double pic de réflexion sur la figure en TFI. Les oscillations visibles dans le domaine des fréquences s’expliquent par un effet de résonance entre les deux réflexions des connecteurs. La période des oscillations est fonction de l’espacement entre les deux connecteurs. Plus ils sont espacés plus les oscillations seront rapides en fréquence et inversement.

1.2.3 Amplitude et phase

Le coefficient de réflexion est une variable complexe, il est donc caractérisé par une amplitude et une phase. Dans plusieurs cas, nous pourrions nous contenter de l’amplitude comme, par exemple, pour caractériser le gain d’un amplificateur en fonction de la fréquence. Cependant dans plusieurs cas, la phase est une information indispensable, par exemple, pour effectuer une transformé de fourrier comme vu dans la section précédente. De la phase, nous pouvons aussi déceler le comportement plutôt inductif ou capacitif d’un dispositif.

Avant de décrire le coefficient de réflexion de plusieurs composants, nous allons décrire comment nous allons présenter la majorité de nos figures. Le coefficient de réflexion sera toujours présenté en fonction de la fréquence ou du temps. L’amplitude du coefficient est

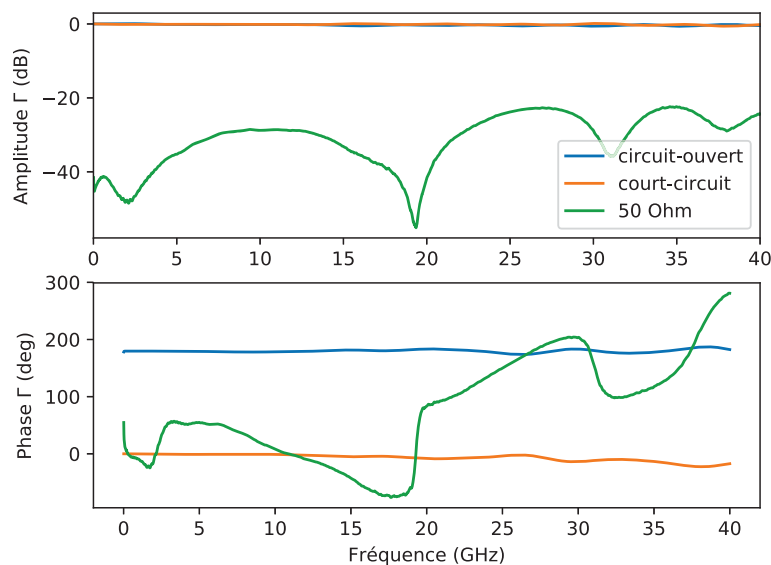


FIGURE 1.5 Coefficient de réflexion de trois standards de calibration : court-circuit, circuit ouvert et résistance adaptée en impédance.

présentée en décibel. La formule est la suivante :

$$Amplitude(dB) = 20 \log_{10}(|\Gamma|) \quad (1.23)$$

La phase est présentée en ayant été compensée pour un délai. Un composant d'une certaine longueur donne un déphasage linéaire en fonction de la fréquence due au délai de propagation dans celui-ci. Le traitement consiste à retirer ce délai de la façon suivante :

$$Phase(f) = phase(\Gamma) + (delais * f) \quad (1.24)$$

Maintenant, nous allons présenter les graphiques de quelques composants électroniques obtenus directement à la sortie d'un VNA. Reprenons le court-circuit, le circuit ouvert et la résistance adaptée en impédance. Nous avons déjà défini leurs coefficients de réflexion à la section 1.1.2.

La figure 1.5 montre en premier l'amplitude des composants en fonction de la fréquence du signal d'excitation. Les amplitudes du court-circuit et du circuit ouvert sont pratiquement superposées. Effectivement, la valeur absolue de l'amplitude est égale à 1 (= 0 dB). Nous ne pouvons donc pas les différencier l'un de l'autre avec cette courbe. L'amplitude de la résistance adaptée est très basse, inférieure à -25 dB sur toute la plage de fréquence. C'est

ce qui est attendu puisque le circuit est bien adapté en impédance, donc aucune réflexion ne devrait se produire. Le second graphique montre la phase des trois composants en fonction de la fréquence. Ici, nous voyons la différence entre le court-circuit et le circuit ouvert. À 10 MHz, le déphasage entre les deux composants est de 180° comme prévu par les équations 1.20 et 1.19. La pente observée est due à la longueur des composants. Finalement, la phase de la résistance est plus chaotique. Il y a des plages où la phase ne se comporte pas linéairement avec la fréquence. C'est un déphasage plus complexe que celui d'un simple câble.

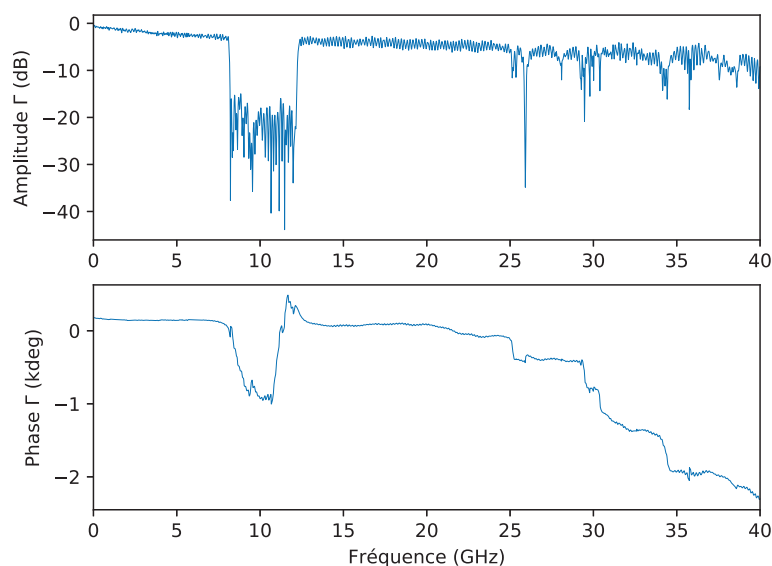


FIGURE 1.6 Coefficient de réflexion d'un filtre passe-bande cryogénique terminé par une résistance adaptée à l'impédance caractéristique Z_0 . Le filtre est spécifié pour fonctionner de 8.1 GHz à 11.9 GHz. Le filtre n'est pas spécifié au-dessus de 19 GHz.

Ensuite, prenons l'exemple plus complexe d'un filtre passe-bande. Celui-ci est spécifié pour être transparent de 8.1 GHz à 11.9 GHz. C'est un dispositif à 2-ports, mais que nous mesurons par 1-port. Nous le préparons de manière à ce qu'il ait le même comportement que lors d'une mesure 2-ports. Pour cela, nous fixons une résistance adaptée en impédance sur le second port du filtre. Elle sert à absorber et dissiper le signal ayant traversé le filtre. À quoi pouvons-nous nous attendre? Sur la bande de fréquence, 10 MHz à 8.1 GHz, le filtre est censé réfléchir tout le signal incident. De 8.1 GHz à 11.9 GHz, le signal traverse le filtre sans grosse réflexion et est absorbé par la résistance adaptée. Au-dessus de 11.9 GHz, le filtre doit retrouver son comportement réfléchif. Au-dessus de 19 GHz, le concepteur ne spécifie plus le comportement du filtre et il devrait donc y avoir plus d'anomalies au-dessus de 19 GHz. La figure 1.6 montre la mesure de ce filtre au bout d'un câble de 30 centimètres. Nous

retrouvons le comportement prédit sur les plages de fréquence précédemment évoquées. Sur le graphique de phase, nous voyons les deux plages constantes en fréquence qui font penser à une réflexion complète.

Malgré tous ces bons comportements, il y en a deux qui semblent étrange. La courbe d'amplitude a une pente négative selon la fréquence, soit -0.25 dB/GHz. Il s'agit de l'atténuation linéaire dû au câble. De plus, des oscillations très rapides sont visibles tout au long de la mesure d'amplitude. Ceci nous indique qu'il y a des points de réflexion qui interfèrent entre eux (1.2.2). Le câble de 30 cm perturbe la mesure du composant par rapport aux trois mesures des circuits précédents.

1.3 Calibration

1.3.1 Pourquoi avons-nous besoin de calibration ?

Dans la section précédente, nous avons vu que la mesure du coefficient de réflexion d'un composant dépend énormément du circuit dans lequel il est intégré. Il faut absolument corriger ces erreurs grâce à une calibration du système. Dans cette sous-section nous allons énumérer toutes les principales sources d'erreurs et nous discuterons lesquelles sont corrigeables ou pas. Les erreurs commises lors d'une mesure avec un analyseur vectoriel (VNA) sont classées en trois catégories : les erreurs systématiques, les erreurs aléatoires et les erreurs de dérive.

Le premier groupe rassemble les erreurs d'imperfections du VNA et du circuit de mesure. Par exemple, à l'intérieur du VNA il peut y avoir des fuites directes du générateur vers les appareils de mesure (receveurs) de l'onde réfléchie. Les receveurs peuvent aussi avoir des réponses fréquentielles différentes entre eux. Le reste du circuit, quant à lui, produit des erreurs principalement à cause des différences d'impédance entre les composants. Un amplificateur, par exemple, est un dispositif dont l'impédance d'entrée varie en fonction de la fréquence. Ajoutés à cela, les multiples points de réflexions dans un circuit interfèrent entre eux et forment des résonances pour des longueurs d'onde particulières du signal. Pour résumer, nous ne savons pas vraiment quelle quantité du signal envoyé se rend bel et bien au composant. Par chance, les erreurs systématiques sont prévisibles et ne varient pas sur des échelles de temps significatives.

Les erreurs aléatoires proviennent principalement du bruit des appareils de mesure. Puisqu'elles varient aléatoirement dans le temps, elles sont imprévisibles. Elles ne peuvent

pas être calibrées. La meilleure façon de combattre ces erreurs est de moyenniser les mesures du coefficient de réflexion. La dernière catégorie d'erreurs, erreurs de dérive, provient des variations dans le système de mesure après une calibration. La principale source est la variation de la température, surtout à basse température. En effet, les composants électroniques sont très sensibles à ce type de variations.

Pour résumer, le coefficient de réflexion du composant d'intérêt est caché dans le coefficient de réflexions du circuit complet. Dans les sections suivantes, nous présentons l'algorithme de calibration 1-port dont nous nous sommes servis pour nous débarrasser des erreurs systématiques.

1.3.2 Diagramme de flux de signal

Dans cette section, nous préparons le terrain pour comprendre l'algorithme de calibration 1-port que nous présentons dans la section suivante 1.3.3. L'explication est plus facile grâce à un diagramme de flux [7]. Ce type de schéma est très utile pour décomposer et analyser un réseau micro-onde avec des ondes se propageant dans celui-ci. Il se construit à partir de deux objets simples, le nœud et la branche.

1. Nœud : chaque port i possède deux nœuds a_i et b_i , qui correspondent respectivement à une onde provenant du port i et une onde réfléchi par le composant vers le port i . Dans un cas sans dissipation, l'énergie entrante dans ce nœud est égale à l'énergie sortante.
2. Branche : une branche est un trait directionnel reliant deux nœuds. L'énergie du système se propage uniquement dans cette direction. Nous y associons un paramètre correspondant à un coefficient de transmission ou de réflexion. Ici, nous les nommons e_{ij} pour une onde se propageant du nœud j vers le nœud i . Le coefficient Γ est conservé pour le coefficient de réflexion propre au composant d'intérêt.

Le schéma de la figure 1.7.a utilise ces deux notions. Il représente un composant à 1 port, caractérisé par un coefficient de réflexion Γ et connecté à un analyseur vectoriel par une ligne de mesure. Cette dernière peut regrouper plusieurs composants micro-ondes comme des câbles et un amplificateur par exemple. Cette ligne est identifiée par une matrice d'erreurs dont les termes sont notés e_{ij} .

Il existe des règles de décomposition [7] pour simplifier tout diagramme de flux. Les règles présentées ci-dessous servent à simplifier le diagramme de la figure 1.7.

1. Branche en série : deux branches orientées dans le même sens et connectées en série par un nœud peuvent être remplacées par une unique branche. Le coefficient de la

nouvelle branche est le produit des deux coefficients précédents.

2. Branche en parallèle : deux branches en parallèle peuvent être remplacées par une unique branche. Le coefficient de la nouvelle branche est la somme des coefficients précédents.
3. Branche en boucle : Si une branche relie le même nœud que celui qu'elle quitte, nous pouvons la combiner avec une autre branche entrante dans ce nœud. Le nouveau coefficient est égal au coefficient de la seconde branche divisé par 1 moins le coefficient de la branche en boucle.
4. Séparation de nœud : Deux nœuds reliés par une branche peuvent être déliés dans une configuration de branche bouclée ou la nouvelle branche est fixée au nœud de provenance de l'ancienne branche. Le coefficient de la nouvelle branche est le produit de toutes les branches précédemment en parallèle avec la branche d'origine.

Avec ces quelques règles, nous sommes prêts à résoudre le diagramme de flux de la figure 1.7

1.3.3 Algorithme de calibration 1-port.

L'algorithme a pour but d'exprimer le coefficient de réflexion du composant (Γ) en fonction du coefficient mesuré par l'analyseur vectoriel ($\Gamma_M = \frac{b_0}{a_0}$). Pour expliquer l'algorithme de calibration utilisé dans ce mémoire, nous utiliserons le schéma 1.7. Le processus est décrit dans la figure 1.7.a) à d). Finalement, grâce à la règle de décomposition numéros 2 appliqué sur la figure 1.7.d) nous obtenons l'équation [8] :

$$\Gamma_M = \frac{e_{00} - (e_{00} e_{11} - e_{10} e_{01}) \Gamma}{1 - e_{11} \Gamma} \quad (1.25)$$

Cette équation montre qu'en réalité il y a trois inconnus au problème. Ce sont les termes e_{00} , e_{11} et le produit $e_{10} e_{01}$. Il faut trois équations indépendantes pour résoudre ce problème. En pratique, nous utilisons trois standards de calibration. Nous prenons des circuits indépendants et dont l'impédance ne varie pas selon la fréquence. Les circuits utilisés sont le court-circuit, le circuit ouvert et une résistance adaptée à l'impédance caractéristique Z_0 . Les Γ associés ont été donnés dans la section 1.1.2.

Le processus d'une calibration consiste à remplacer l'échantillon d'intérêt alternativement par chacun des standards de calibration. Tout composant ajouté ensuite sur le circuit ne sera pas calibré. Nous définissons ainsi le plan de calibration comme l'endroit physique où sont fixés un après l'autre les standards de calibration. La phase, l'amplitude et le délai

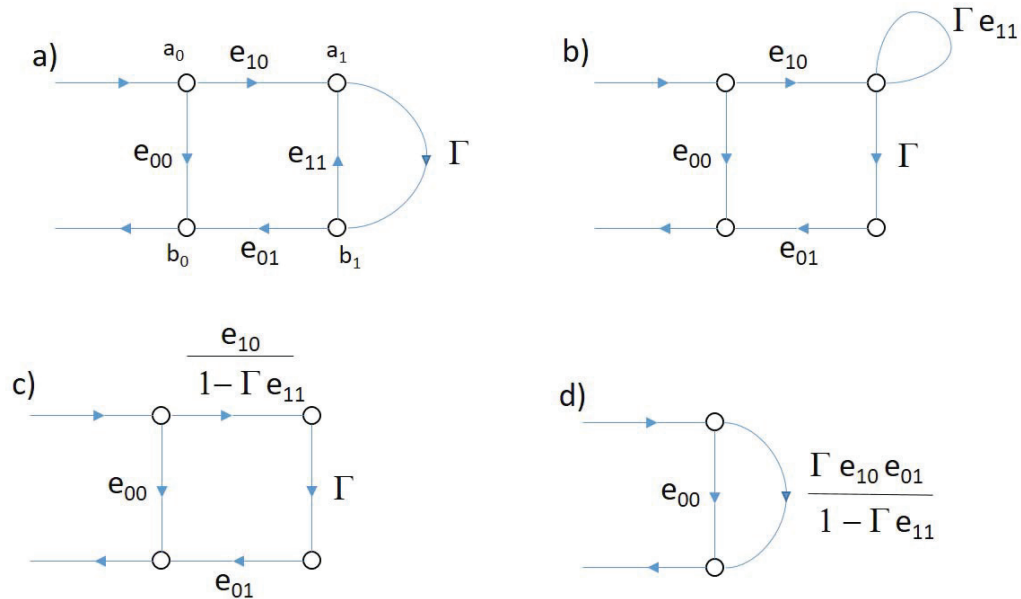


FIGURE 1.7 Diagramme de flux d'un circuit comprenant une ligne de mesure caractérisée par une matrice d'erreurs de termes e_{ij} et un composant d'intérêt dont le coefficient de réflexion est $\Gamma = \frac{b_1}{a_1}$. Les étapes a) à d) servent à lier le $\Gamma_M = \frac{b_0}{a_0}$ à celui du composant.

sont obtenus comme si ils avaient été mesurés à partir de ce plan. Dans ces conditions, il est utile de pousser le plan de calibration le plus proche de l'échantillon qui nous intéresse.

1.3.4 Application de l'algorithme à chaud.

Nous allons illustrer l'effet d'une calibration 1-port. Nous avons utilisé la même mesure que présentée dans la figure 1.6, mais en ayant préalablement complété un processus de calibration à la sortie du câble de 30 cm. La figure 1.8 présente en premier l'amplitude du coefficient de réflexion et en second la phase du filtre passe-bande cryogénique avant et après calibration en fonction de la fréquence. Sur l'amplitude, la pente dû à l'atténuation est corrigée. Les oscillations rapides ont aussi disparu sur la courbe orange. Sur la phase, nous voyons des différences surtout à 12 GHz, mais c'est à peut près les mêmes courbes au quelle a été ajouté une constante. L'effet de la calibration est très intéressant même lorsque nous calibrons un simple câble.

Dans la section suivante, nous présentons les problèmes qui se posent lorsqu'on veut faire une mesure large bande du coefficient de réflexion à basse température.

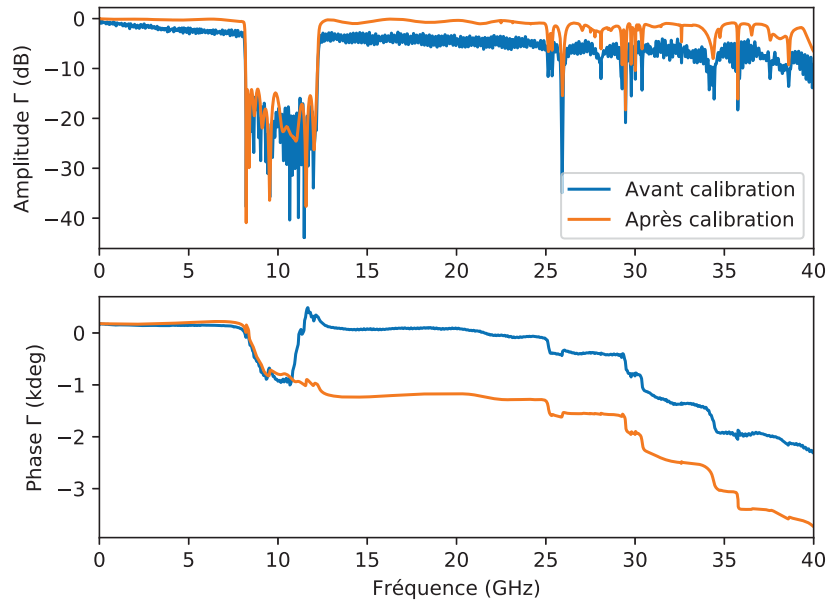


FIGURE 1.8 Mesure du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence d'un filtre passe-bande avant et après calibration. Figure du haut : mesure de l'amplitude, non calibrée en bleu et calibrée en orange. Figure du bas : mesure de la phase

1.4 Problématique

Jusqu'à présent, nous avons vu comment est faite une mesure de coefficient de réflexion à température ambiante. À basse température, la procédure se complique un peu. Nous allons introduire dans cette section les problèmes qu'engendrent les mesures large bande à haute fréquence, d'échantillon micro fabriqué sur géométrie plane et à basse température.

Nous souhaitons fournir un montage de mesure du coefficient de réflexion utilisable sur une large bande de fréquence. Plus la largeur de bande est grande plus le type d'échantillon mesurable sera diversifié. La largeur maximale est définie par celle de l'analyseur réseau, soit 10 MHz à 40 GHz. Ce sont les composants du reste du circuit qui limiteront potentiellement la largeur de bande. En somme, nous devons estimer et vérifier sur quelle largeur de bande nous pouvons mesurer le coefficient de réflexion de nos échantillons. Nous montrerons la mesure calibrée à 4.2 Kelvin d'un filtre cryogénique passe-bande centré à 10 GHz .

Un autre problème de taille est la façon avec laquelle nous allons connecter nos échantillons. En effet, ils sont fabriqués avec des procédés de micro fabrication sur des petites plaques de silicium. Cette géométrie planaire pose problème parce que le reste du circuit

est manufacturé en géométrie coaxial. Actuellement, la solution largement utilisée est la micro soudure. Des micros fils sont soudés par pression entre l'échantillon et une piste de cuivre qui est soudée sur un connecteur coaxial adapté. Électriquement, ils sont caractérisés par une inductance qui vaut typiquement un nanohenry par millimètre. À haute fréquence, l'impédance ($j2\pi fL$) provoque une mauvaise adaptation avec le reste du circuit. À 1 GHz par exemple, l'impédance d'un micro fil d'un centimètre de long est $Z = j61.4$ Ohm. Nous avons fait le test avec deux pistes de cuivre séparées par un centimètre et connectées par un micro fil. La figure 1.9 présente la transmission et la réflexion de ce dispositif de 1 GHz à 40 GHz. De 1 à 3 GHz sur le graphique d'amplitude, nous retrouvons le bon comportement : la transmission est plus importante que la réflexion. Ensuite, la réflexion devient plus importante que la transmission ce qu'on ne veut surtout pas pour un circuit aussi simple. À certaines fréquences, nous retrouvons le comportement attendu comme autour de 10 GHz et de 14 GHz. Cependant, ces deux fréquences de bon fonctionnement ne sont pas prévisibles. Dans la seconde partie de la figure, le délai dans le circuit est compensé sur la phase. Le comportement optimal attendu pour un fil serait que la phase compensée soit plate en fréquence. Cependant, ce n'est pas ce qui est observé. À très haute fréquence, c'est complètement chaotique. En résumé, ce n'est pas une technique envisageable pour une mesure haute fréquence et large bande du coefficient de réflexion. Dans ce mémoire, nous présentons deux techniques utilisées pour connecter efficacement nos échantillons. La première fait appelle à des connecteurs mâchoires et la seconde à des sondes micro-ondes.

Le dernier défi auquel nous avons fait face est l'aspect cryogénique. Nous faisons des mesures dans un cryostat à réfrigérant liquide (hélium ou azote). La température minimale accessible est 1.39 Kelvin. À température ambiante, un processus de calibration consiste à remplacer au bout du circuit à calibrer chacun des standards, les mesurer et ensuite mesurer le composant d'intérêt. À froid, ce n'est pas possible, car le cryostat est complètement fermé. Il faudrait refroidir et réchauffer le cryostat pour chaque standard. En plus de perdre du temps, entre deux refroidissements, les composants du circuit n'ont pas le même comportement. Par exemple, un câble n'a pas la même atténuation ni la même longueur due aux contractions thermiques. Ceci affecterait trop la qualité de la calibration pour mesurer ensuite nos échantillons. Nous avons opté pour une méthode qui nous permettrait de faire la calibration et la mesure de l'échantillon durant le même refroidissement. La solution est d'utiliser un relais cryogénique qui permet de changer le chemin du circuit.

Finalement, les échantillons doivent être bien thermalisés à la température du cryostat. Plus que le simple fait que le cristal ou le métal de nos échantillons soit thermalisé, il faut que les porteurs de charge le soient aussi. En effet, les échantillons sont connectés directement à des appareils de mesure à température ambiante. Ces derniers produisent du bruit qui

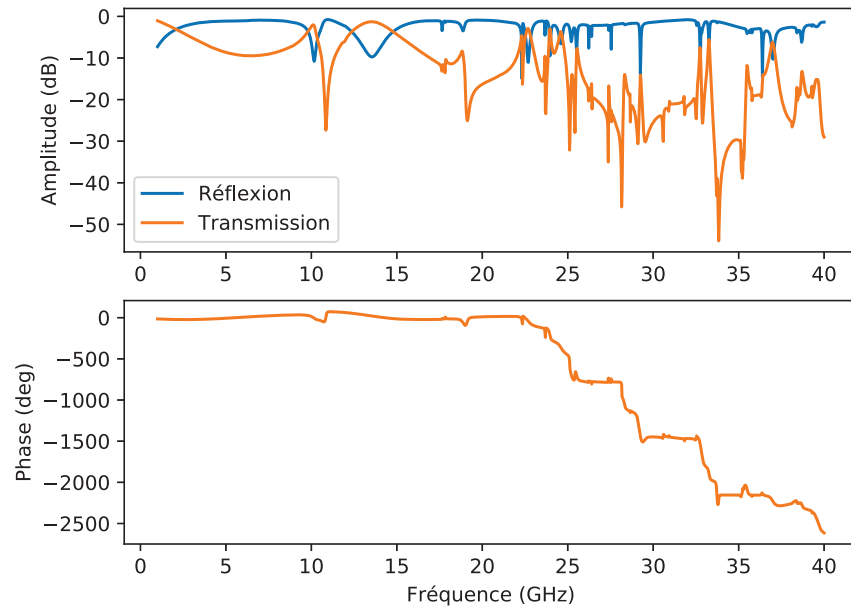


FIGURE 1.9 Coefficient de réflexion et de transmission de deux pistes de cuivres reliées par un micro fil. La longueur de ce fil est de 1 *cm* approximativement.

chauffe les échantillons. Dans la suite, nous mesurerons le bruit produit par une jonction tunnel qui dépend directement de la température des électrons dans la jonction. Ce sera notre outil pour caractériser la qualité de thermalisation de l'échantillon.

Chapitre 2

Calibration à basse température.

La question que nous nous posons dans ce chapitre est de savoir si un processus de calibration est possible dans un environnement cryogénique. Nous avons choisi le même filtre que présenté dans la figure 1.6. Nous avons développé un montage inspiré de [9]. Il reporte la mesure calibrée des coefficients de réflexion et de transmission de composants utilisés en électronique micro-onde, à 20 mK. Ils utilisent un algorithme de calibration des composants à deux ports nommés TRL (pour "Thru, Reflect, Line" [10]). Les mesures sont faites sur la plage 1 à 14 GHz. Dans ce chapitre nous montrerons un montage adapté pour faire des mesures en réflexion sur une largeur de bande allant de 0.2 à 25 GHz. Dans les sections suivantes, nous présentons le cryostat utilisé. Ensuite, nous discuterons du montage et du choix des composants. Finalement, nous présenterons la mesure du filtre passe-bande cryogénique (1.6) à 4.2 K.

2.1 Cryostat à hélium liquide

Le système de refroidissement dont nous nous sommes servis est un cryostat à hélium liquide. Son schéma détaillé est présenté dans la figure 2.1. Nous pouvons atteindre les températures de 4.2 kelvin et 1.39 kelvin si nous abaissons la pression dans le contenant d'hélium liquide. L'azote utilisé dans la gaine sert à isoler thermiquement l'hélium de l'extérieur pour qu'il s'évapore moins vite. Le circuit électrique est fixé sur le plateau thermalisé à 4.2 K. Autour du circuit, il y a un cylindre lui aussi thermalisé à 4.2 K pour isoler les composants du rayonnement extérieur. Encore autour, il y a un deuxième bouclier thermalisé à 77 K qui protège le premier du rayonnement de l'extérieur du cryostat. Le temps de remplissage est en moyenne de deux heures.

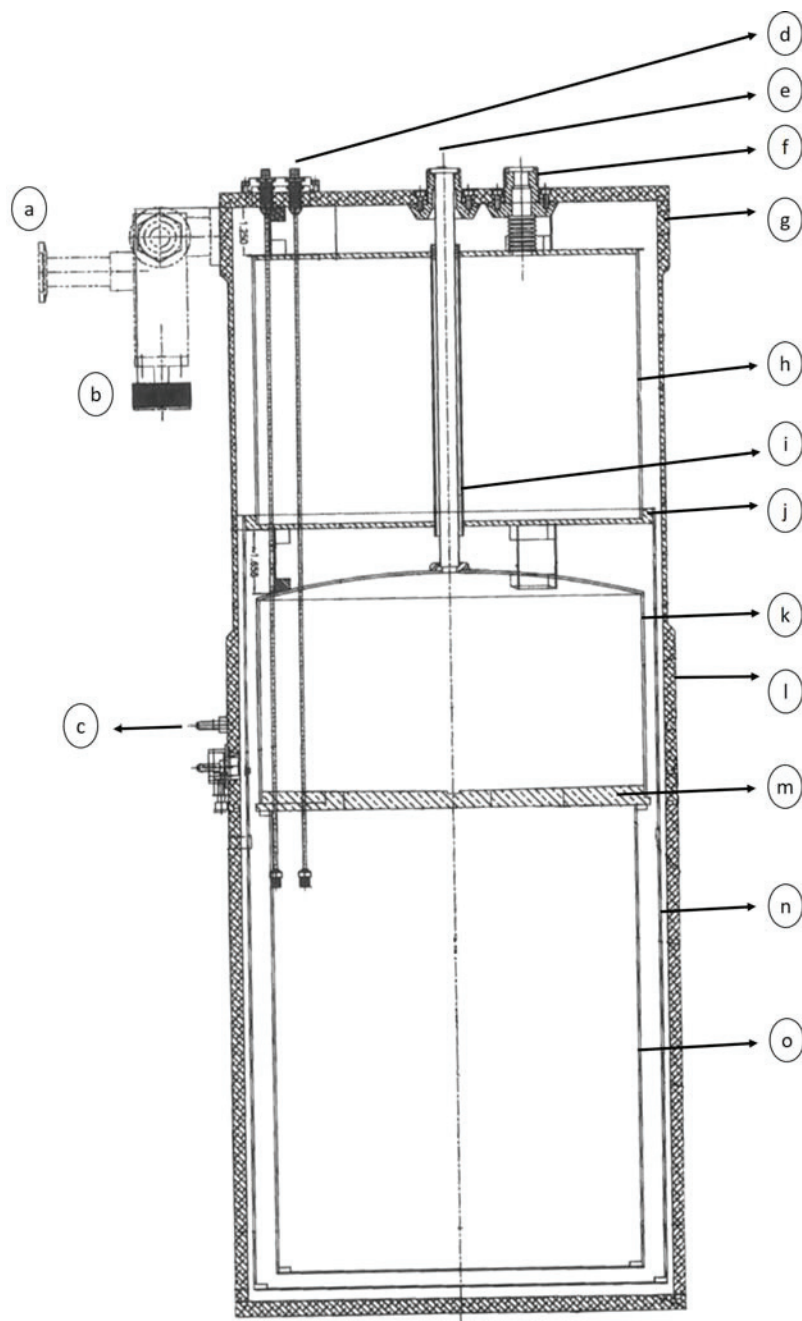


FIGURE 2.1 Schéma du cryostat à hélium liquide utilisé. a) embout pour pomper l'air présent dans le cryostat, b) valve de fermeture, c) connecteur du thermomètre, d) connecteur (0 – 40 GHz), e) entrée pour l'hélium liquide, f) entrée pour l'azote liquide, g) partie supérieure du cryostat (fixe), h) gaine d'azote, i) tuyau pour l'hélium, j) contact thermique avec le contenant d'azote et le premier bouclier, k) contenant d'hélium liquide, l) partie inférieure du cryostat (amovible), m) plateau à $T = 4.2$ K, n) bouclier amovible contre le rayonnement (77 K), o) bouclier amovible contre le rayonnement (4.2 K)

Dans la section suivante, nous décrivons le montage électronique pour mesurer le coefficient de réflexion d'un filtre passe-bande à 4.2 K dans ce cryostat.

2.2 Montage expérimental

Nous visons à mesurer des échantillons de tailles micrométriques. Ceci nous force à utiliser des signaux d'excitation faible pour ne pas les briser ou en cacher la physique intéressante. Le signal réfléchi est aussi de faible amplitude donc il faut utiliser un amplificateur cryogénique que nous mettons le plus près de l'échantillon. Cependant, tous les amplificateurs sont des composants unidirectionnels. Dans une mesure classique de réflexion, le canal d'excitation et de mesure est le même. Il faut donc absolument découpler l'excitation de la réflexion. Pour cela, nous court-circuitons le coupleur du receveur de la figure 1.3. Ceci permet d'utiliser un second coupleur directionnel (1.2) que nous mettons dans le cryostat pour envoyer l'excitation directement sur l'échantillon avant l'amplificateur. Le schéma du montage expérimental est présenté dans la figure 2.2. L'amplificateur a une impédance d'entrée qui n'est pas exactement 50 Ohm et qui varie avec la température. La mauvaise adaptation d'impédance avec le reste du circuit produit des résonances sur la mesure du coefficient de réflexion. Nous avons installé des atténuateurs 50 Ohm cryogéniques directement à l'entrée et à la sortie de l'amplificateur afin de diminuer ses réflexions.

Pour pouvoir faire une calibration lors du même refroidissement, nous utilisons un relais cryogénique. Depuis l'extérieur du cryostat, nous sommes capables de changer la direction depuis un connecteur d'entrée vers six autres connecteurs différents. Le mouvement est assuré par de petites bobines qui créent un champ magnétique et qui pousse des aimants où sont fixés des connecteurs. Le relais utilisé est fonctionnel à froid et sur une bande de fréquence allant de 0 à 40 GHz. En mettant les trois standards de calibration et l'échantillon sur quatre des six connecteurs, nous pouvons faire une calibration du circuit et mesurer l'échantillon. Il se peut qu'il y ait des différences de comportement entre les quatre chemins. Nous les négligerons si la mesure calibrée du filtre donne un comportement identique au même filtre mesuré en dehors du cryostat à chaud.

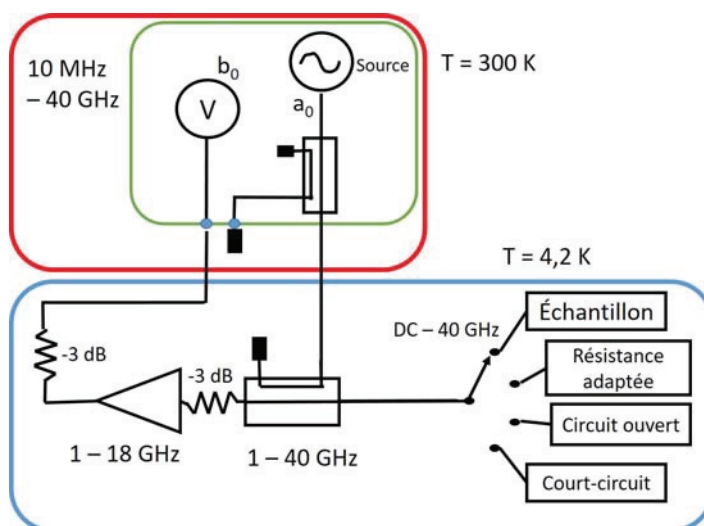


FIGURE 2.2 Montage expérimental de calibration 1-port cryogénique. L'amplificateur cryogénique permet d'amplifier le signal réfléchi sur l'échantillon. Sur le panneau frontal de l'analyseur de réseau, 1.3 nous avons court-circuité le coupleur du receveur pour pouvoir le remplacer par un second coupleur directement dans le cryostat et ainsi "by-passer" l'amplificateur. La largeur de bande théorique du circuit complet est de 1 à 18 GHz.

2.3 Application de la calibration sur un filtre cryogénique

Premièrement, nous avons mis l'échantillon dans le cryostat et l'avons mesuré sans faire de calibration au préalable. Cette mesure est présentée en bleu dans la figure 2.3. La comparaison de ce résultat avec celui obtenu avec la procédure de calibration standard (figure 1.6) montre que les comportements diffèrent par trois principales caractéristiques : d'une part, la présence de l'amplificateur se traduit par un coefficient de réflexion supérieur à 0 dB; d'autre part, il y a une pente globale en fonction de la fréquence qui est la manifestation de l'atténuation de l'amplitude du champ électromagnétique dans les câbles. Enfin, il y a des oscillations rapides présentes sur toute la courbe qui sont la manifestation de toutes les connexions de composants entre eux qui ne sont pas parfaites et qui interfèrent entre elles. Après la calibration 1-port, nous obtenons la courbe orange sur la figure 2.3. Nous comparons cette courbe avec la courbe verte qui est une mesure calibrée de référence. Elle est prise en dehors du cryostat à chaud. La courbe orange est très semblable à la verte, les oscillations, l'amplification et l'atténuation ont disparu par rapport à la courbe bleue.

Ensuite, le cryostat est porté à la température de l'hélium liquide, soit 4.21 Kelvin. Il faut faire une nouvelle calibration, car le comportement des composants à chaud est différent de celui à froid. Grâce au relais, la procédure de calibration est faite en quelques minutes. La

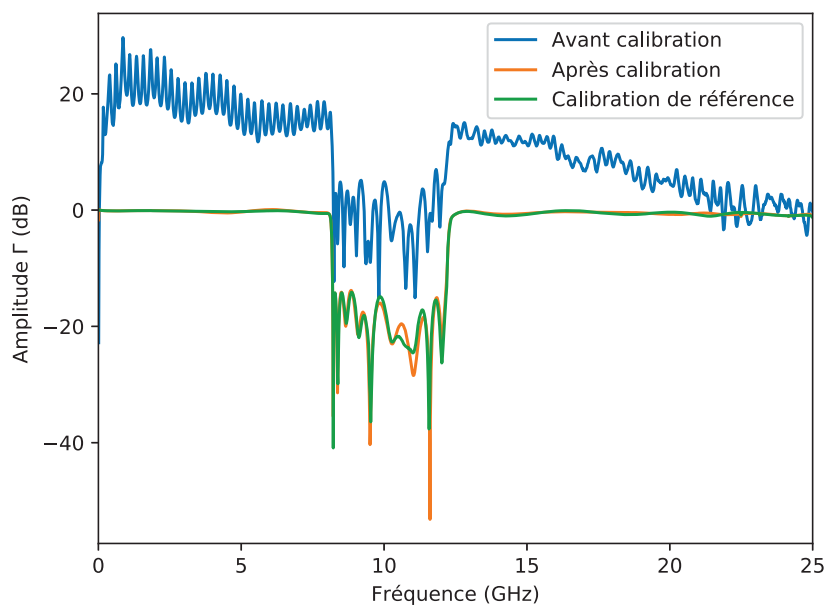


FIGURE 2.3 Mesure à température ordinaire d'un filtre passe-bande [8.1 -11.9 GHz] en fonction de la fréquence fixé dans le montage présenté à la figure 2.2. La courbe bleue est la mesure non calibrée du coefficient de réflexion. La courbe orange est la même mesure après calibration. La courbe verte est prise après calibration 1-port en dehors du cryostat. C'est une mesure témoin.

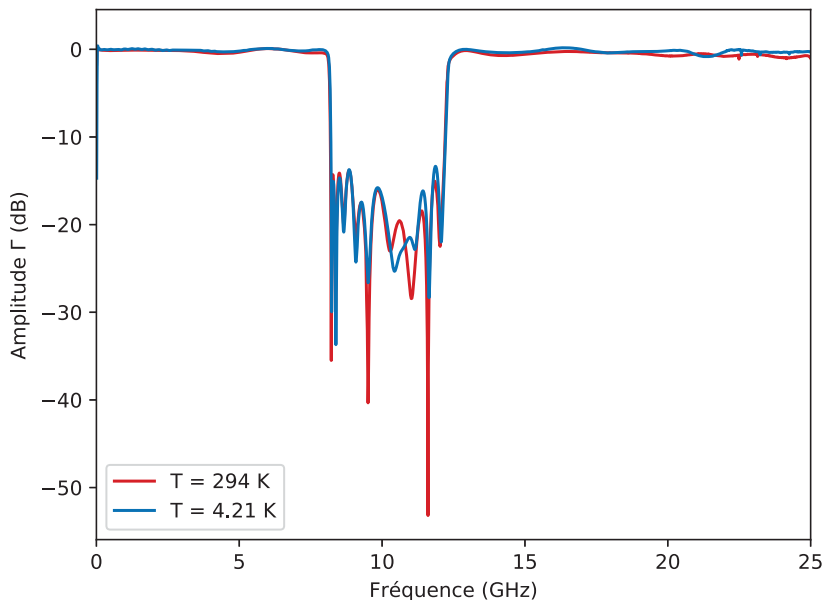


FIGURE 2.4 Comparaisons de deux mesures calibrées du même filtre passe-bande [8.1 -11.9 GHz]. La première en rouge est faite à $T = 294$ Kelvin. La seconde en bleu est prise à $T = 4.21$ Kelvin.

figure 2.4 présente la mesure à 4.21 Kelvin calibré du même filtre passe-bande. Cette mesure est comparée à la mesure calibrée à température ambiante en rouge. Le filtre passe-bande est un composant cryogénique dont le comportement ne doit pas beaucoup changer avec le refroidissement. C'est ce qui est vu sur la figure 2.4. Le filtre a pratiquement le même comportement qu'à chaud. Nous voyons de petites différences dans la bande absorbante du filtre, car c'est là où il y a le moins de signal réfléchi. Ce sont de petites variations dûs aux petits changements intrinsèques du filtre, mais qui sont en réalité faibles, car elles sont présentées ici en décibels. Pour résumer, nous sommes capables de calibrer l'effet du circuit jusqu'à un plan de calibration qui est la sortie du relais sur une bande de fréquence qui va de 200 MHz jusqu'à 25 GHz.

Dans ce chapitre, nous avons montré la possibilité de calibrer un circuit commercial jusque dans un cryostat à la température de l'hélium liquide. Le plan de calibration est poussé jusqu'à la sortie du relais. Dans le chapitre suivant, nous présenterons deux techniques pour faire une transition entre la géométrie plane des échantillons et la géométrie coaxiale des câbles.

Chapitre 3

Solutions pour la connexion à un échantillon micro fabriqué

Remplacer la micro soudure est un gros défi, car c'est une méthode rapide de préparation des échantillons et robuste aux contractions thermiques. Ce sont des avantages non négligeables malgré la mauvaise adaptation d'impédance vue dans la section 1.4. Dans la prochaine section 3.1, nous allons présenter une première solution envisagée. Elle repose sur l'utilisation de connecteur mâchoire. Puisque cette solution n'est pas robuste aux contractions thermiques, nous avons développé une seconde technique qui utilise une sonde micro-onde commerciale. Nous avons pu pousser cette méthode jusqu'aux essais cryogéniques que nous présenterons dans le chapitre suivant. Les résultats à chaud sont présentés à partir de la section 3.2.

3.1 Le connecteur mâchoire

3.1.1 Introduction

Les connecteurs mâchoires sont produits par la compagnie *Southwest*. Une vue éclatée est présentée à la figure 3.1.a. Le premier avantage avec ces connecteurs est qu'ils sont spécifiés pour fonctionner de courant continu à 40 GHz. Comme ceci, ils ne sont pas un facteur limitant pour la largeur de bande. Dans le contexte de mesure en réflexion, nous avons besoin que d'une seule connexion à l'échantillon. Ainsi ces connecteurs sont eux-mêmes de parfaits porte-échantillons. De plus, les dimensions des connecteurs, 1.52 cm de long, 1.27 cm de large et 1.20 cm de haut, sont très compactes donc optimales pour leurs

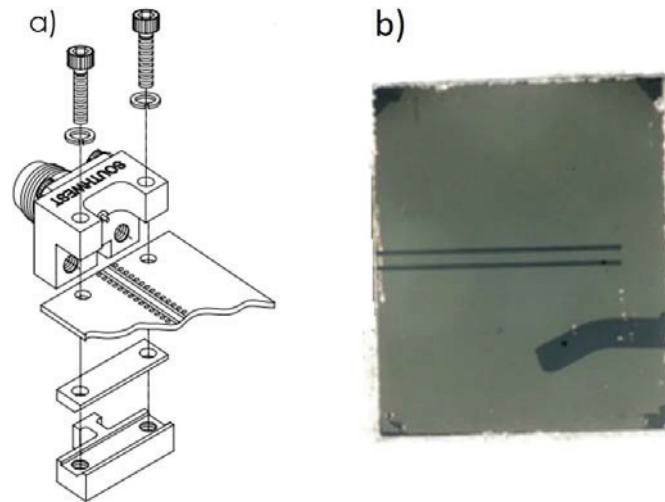


FIGURE 3.1 a) Schéma technique d'un connecteur mâchoire. La piste doit être un guide d'onde coplanaire pour être optimal à haute fréquence. b) Court-circuit micro fabriqué par photolithographie. Les dimensions du substrat sont 6.55 mm dans la direction transverse à la piste et 6.2 mm dans la direction de la piste.

utilisations dans un cryostat. Ils sont utilisés en électronique avec des pistes faites sur des plaquettes en céramique d'alumine (PCB). Le contact entre la piste et la pin centrale est assuré par pression avec les deux vis. L'alignement de la piste doit être précis et centré par rapport aux deux trous dans le PCB. Nos échantillons faits par dépôt de métaux très fin sont déposés sur des plaques de silicium. Le silicium a une surface très lisse par rapport au PCB. Les dépôts y sont donc plus homogènes. Percer des trous de part en part est très dure, tout du moins nous n'avons pas le savoir-faire ni le matériel. Cependant, il y a un petit espace entre la vis et la partie immobile dans laquelle la vis rentre. Nous nous en servons pour fixer l'échantillon. De ce fait, le substrat en silicium doit faire entre 6.3 et 6.7 mm de large. Les pistes des échantillons doivent être micro fabriquées en géométrie de guide d'onde coplanaire pour optimiser la propagation des champs électromagnétiques [11].

3.1.2 Guide d'onde coplanaire (GOC)

Un guide d'onde coplanaire (GOC) [11] est une façon de faire, sur un substrat diélectrique, des fils planaires. Comparé à une géométrie "microstrip", une simple piste de largeur constante, le GOC est plus adapté aux hautes fréquences. En effet, grâce à deux plans de masse situés de part et d'autre de la piste centrale et un plan de masse de l'autre côté du substrat, le champ électromagnétique est mieux confiné. Nous sommes capables d'attribuer une impédance à la géométrie d'un GOC. Elle dépend de l'épaisseur du substrat, de la

largeur de la piste (W) et de la distance entre la piste et chacun des plans de masse (S) [12].

Dans le calcul de l'impédance d'un GOC, il revient souvent le fait de mesurer les capacités entre les différentes parties métalliques [11]. Dans ce dernier ouvrage, il est défini un rapport de distance caractéristique k :

$$k = \frac{S}{2S + W} \quad (3.1)$$

Nous nous servons de cette expression dans la section 3.2.1.

3.1.3 Standards de calibration micro fabriqués

Dans le but de pousser le plan de calibration le plus proche possible de l'échantillon, nous avons micro fabriqué des standards de calibration par photolithographie. Ceci permettrait de pousser le plan de calibration jusqu'au début de la plaque de silicium sur laquelle l'échantillon est fabriqué. Les dimensions de la piste sont choisies pour donner 50 Ohm dans le cas d'un GOC avec un plan de masse inférieur¹. La largeur de la piste est égale à 250 μm . L'écart entre la piste et la masse est de 205 μm . L'épaisseur du substrat est 500 μm . Le court circuit est un bout de piste connecté à la masse du substrat. Le circuit ouvert est une piste subitement interrompue. Le circuit adapté en impédance est fait en alliage de Nickel-Chrome (Ni-Chrome). La structure de cet alliage ne varie pas beaucoup avec la température, car elle est très désordonnée. La résistivité à froid devrait être presque identique qu'à chaud. Avant de dessiner la résistance, une mesure de résistivité du Ni-Chrome a été faite à température de l'hélium liquide (4.2 K). Le contact avec l'échantillon est fait avec une micro soudure. La résistance utilisée faite par photolithographie faisait 52.44 Ohm à chaud. À $T = 4.21$ K, elle faisait 50.71 Ohm, un changement de 3%. Ses dimensions étaient 174 μm de long, 200 μm de large et 50 nm d'épais. La résistivité de notre Ni-chrome est 1.91×10^{-3} Ohm.m. Après la micro-fabrication, la résistance intégrée dans un GOC fait en aluminium dont nous avons mesuré le coefficient de réflexion faisait 54.3 Ohm à température ambiante.

En premier, nous avons mesuré le court circuit pour nous rendre compte d'un problème. Cette mesure est reportée en bleu à la figure 3.2. Nous observons des pics d'absorption très grands, -20 dB pour le plus important. En moyenne, l'espacement entre les pics est de 8 GHz, 6.5 GHz pour le plus petit et 9.2 GHz pour le plus grand. Des pics d'absorption régulièrement espacés suggèrent la présence de deux points physiques sur l'échantillon qui sont réfléchifs. Dans notre cas, certaines longueurs d'onde du signal vont interférer ensemble destructivement. La distance est reliée à la période en fréquence par la vitesse de propagation du champ électromagnétique dans l'échantillon. Typiquement dans le silicium

1. <https://chemandy.com/calculators/coplanar-waveguide-with-ground-calculator.htm>

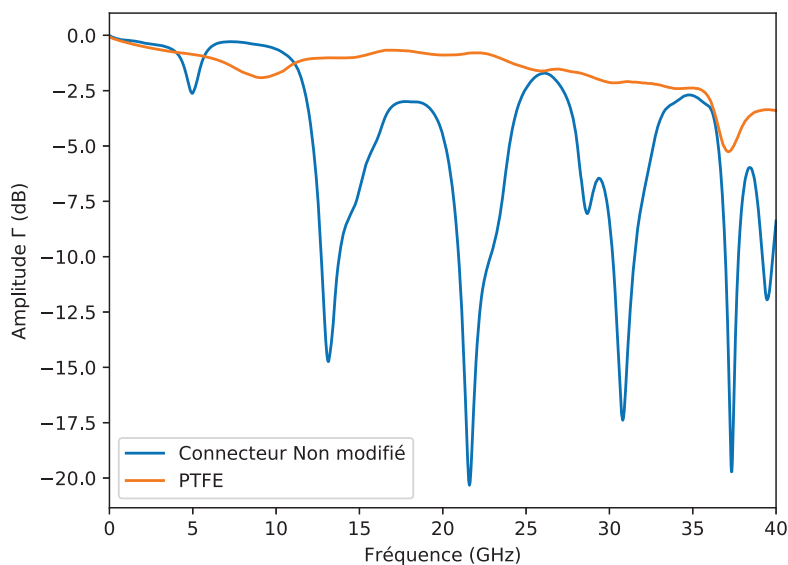


FIGURE 3.2 Mesure du même court circuit dans deux configurations. Dans la première, le connecteur n'est pas modifié. Le support inférieur est en acier inoxydable (courbe bleue). Dans la deuxième configuration (courbe orange), le support est remplacé par une pièce de même géométrie, mais faite en téflon. Elle a été usiné au département de physique de l'université de Sherbrooke.

la vitesse est 0.4 fois la vitesse de la lumière dans le vide. Ainsi, la distance associée à 8 GHz est environ 15 cm. Puisque nous mesurons la réflexion, en divisant par 2 nous obtenons un aller. La longueur des pistes, $L = 5.9$ cm, est un peu plus petite que 7.5 cm, mais du même ordre de grandeur. L'effet absorbant devrait donc provenir de l'échantillon. Si nous regardons l'exemple de piste utilisée dans la vue éclatée du schéma 3.1, il y a des via autour de la piste centrale. Un via est un trou perçant de part en part le substrat. En métallisant l'intérieur du via et la surface arrière du substrat la masse est prolongée des deux côtés du substrat. De cette façon, le champ électromagnétique est mieux confiné. Dans notre cas, nous avons une plaque de soutien en métal, mais nous ne savons pas exactement comment elle est liée électriquement à nos plans de masse. Des modes absorbants ont pu s'établir entre la piste de l'échantillon et le support métallique.

Nous avons utilisé des outils de simulation 3-D comme le logiciel "Advance Design System" pour attaquer ce problème. Parmi toutes nos simulations, la principale amélioration que nous avons apportée à ces connecteurs est de remplacer les deux plaques de maintien en acier inoxydable par les mêmes pièces usinées en téflon. De cette manière, il ne peut pas y avoir de modes absorbants qui s'établissent entre la piste et la plaque de soutien. Dans

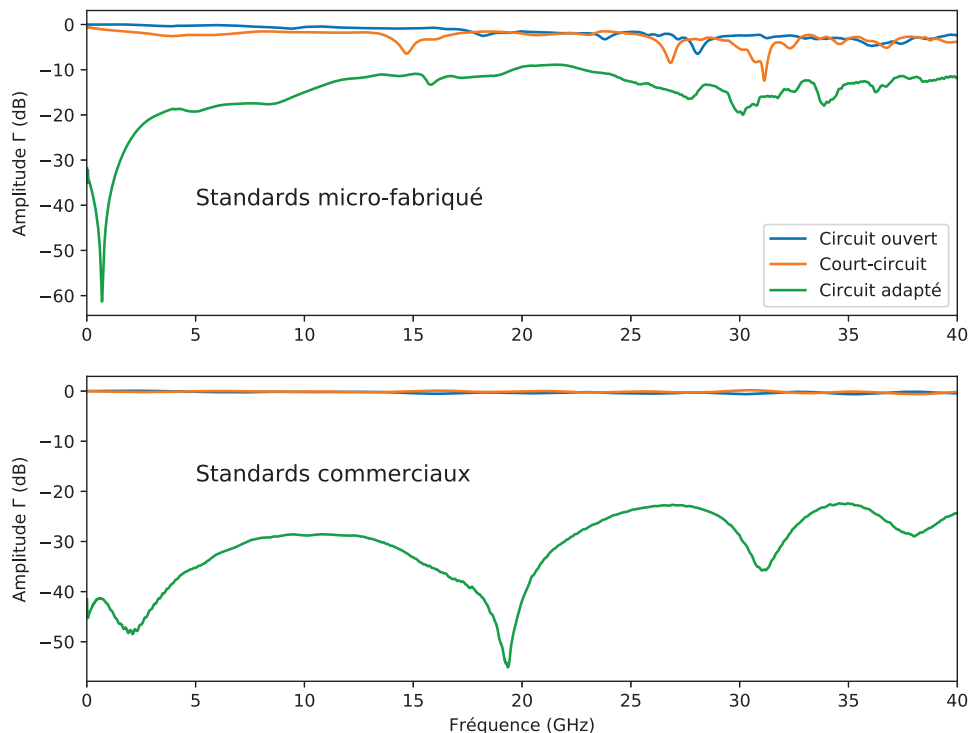


FIGURE 3.3 Figure du haut : Amplitude de réflexion de 3 standards micro fabriqués. Le plan de calibration est poussé jusqu'à l'entrée du connecteur mâchoire. Les standards sont faits sur des gaufres de silicium. Les pistes font $300\ \mu\text{m}$, l'espacement entre la piste et la masse est choisi pour que l'impédance de la géométrie soit $50\ \text{Ohm}$. Figure du bas : amplitude des coefficients de réflexion de 3 standards de calibration commerciaux de géométrie coaxiale.

la figure 3.2, la réflexion du même circuit avec la modification du connecteur est tracée en orange. Les pics d'absorptions disparaissent complètement sauf celui à plus haute fréquence (37 GHz). L'atténuation à 35 GHz est de $-2.5\ \text{dB}$.

Ensuite, nous avons mesuré les autres standards de calibration. La figure 3.3 présente la mesure des trois meilleurs standards obtenus. Nous cherchions à fabriquer un circuit ouvert et court circuit avec une grande réflexion. À l'inverse, la résistance $50\ \text{Ohm}$ devait donner un minimum de réflexion. Si nous les comparons aux standards commerciaux de la figure 1.5, nous sommes encore loin de cette qualité bien que l'esprit des standards est respecté. En effet, le circuit ouvert et le court-circuit sont réfléchifs et le circuit adapté est absorbant.

3.1.4 Désavantages des connecteurs mâchoires

Un des problèmes que nous avons avec ces connecteurs est qu'on ne peut avoir qu'un seul échantillon par substrat. En effet, nous ne pouvons pas fabriquer sur le même substrat des pistes qui mènent à différents échantillons à cause de la position de la pin du connecteur. Ceci est un gros problème, car les méthodes de fabrications d'un échantillon sont longues et ont un faible taux de réussite. Dans notre groupe, nous avons l'habitude de faire sur une même plaque de silicium (1×1 cm) une trentaine d'échantillons identiques dans une même étape de photolithographie. Avec la non-reproductibilité inhérente à la photolithographie, une petite fraction des échantillons seront satisfaisants. Le meilleur échantillon est ensuite choisi et connecté par micro soudure. Le temps d'une étape de photolithographie varie entre une et deux heures. Avec les connecteurs, il faut une étape de photolithographie pour chacun des échantillons. Le temps de fabrication est donc vraiment plus important.

Le problème majeur qui nous a fait renoncer à utiliser ces connecteurs est leur comportement à basse température. Lors d'un refroidissement à la température de l'azote liquide (77 K), les contractions thermiques provoquaient la perte du contact avec l'échantillon. À cause de ce problème et que les standards commerciaux sont plus performants, nous avons décidé de garder le plan de calibration au niveau des connecteurs du relais et d'optimiser la transmission du signal jusqu'à l'échantillon. Nous nous sommes dirigés vers une seconde technique qui implique l'utilisation de sonde micro-onde.

3.2 Présentation des sondes et de la station

Nous avons choisi les sondes de la compagnie GGB "Picoprobe", modèle 40A. Elles sont utilisables de 0 à 40 GHz d'après leurs spécifications. La figure 3.4 montre un schéma et une photo de la sonde. Elle est raisonnablement compacte avec des dimensions de 3.35 cm de long, 2.03 cm de large et 0.95 cm de haut. Nous avons choisi un modèle où l'espacement entre la masse et la pointe centrale est 150 μm . Les sondes fonctionnent avec des circuits en géométrie de guide d'onde coplanaire (GOC). De plus, nous avons acheté des standards de calibration (CS-5) faits sur un substrat d'alumine. Les dimensions sont adaptées aux sondes achetées. Avec ces standards, nous pouvons amener le plan de calibration au bout des pointes de la sonde.

Typiquement le contact étant fait par pression, ces sondes sont vendues avec des stations micrométriques pour les aligner avec l'échantillon dans les directions \hat{x} , \hat{y} et \hat{z} . Nous avons conçu notre propre station. Nous nous sommes servie de ressorts et de vis micrométriques

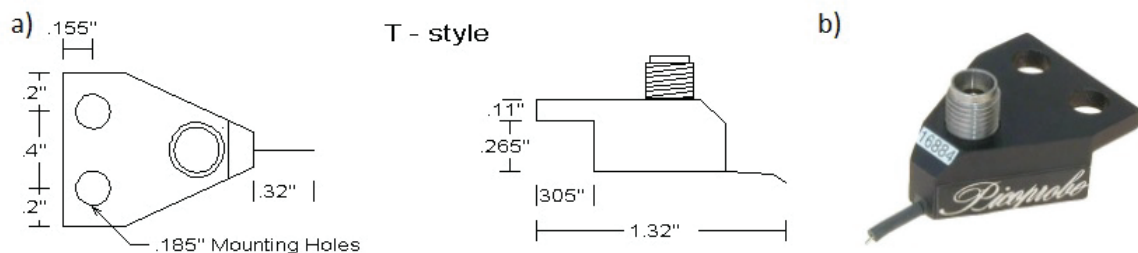


FIGURE 3.4 Sonde de la compagnie GGB Picoprobe, modèle 40A. a) Shéma et dimensions de la sonde. b) Photo d'una sonde. La partie supérieure est un connecteur 2.92 mm femelle. La pointe est montée dans une gaine de caoutchouc et possède trois doigts adaptés pour la géométrie d'un guide d'onde coplanaire (Masse-Signal-Masse). La distance entre les deux masses est 150 μm .

communément utilisées en optique. En fin de compte, nous avons accès aux 3 axes \hat{x} , \hat{y} et \hat{z} de déplacement et 2 axes de rotation. En effet, il y a une rotation accessible autour des axes \hat{x} et \hat{z} . Cette station sous pointe fonctionne à température ambiante. Les ajustements sont faciles et rapides à faire.

De la même manière qu'avec les connecteurs mâchoires, il y a un plan métallique qui soutient les plaques de silicium, mais la géométrie n'est pas la même. En effet, dû à la largeur des pointes les GOC utilisés ont des distances W et S plus petites. Avec une même épaisseur de substrat (500 μm typiquement), l'influence du support métallique est plus faible.

3.2.1 Adaptation d'impédance

Dans l'optique où le plan de calibration sera gardé à la sortie du relais cryogénique, la transition entre la géométrie coaxiale et la géométrie plane ne sera pas calibrée. Nous avons donc commencé par caractériser cette transition pour pouvoir minimiser ensuite son impact sur les mesures. Les dimensions des sondes sont fixées donc il faut adapter l'impédance des GOC à celle de la sonde. Nous avons posé $W = 80 \mu\text{m}$ pour que l'alignement soit aisé. Le logiciel ADS prévoit que la distance S soit égale à 36 μm pour que l'impédance soit 50 Ohm. Nous avons fabriqué par photolithographie un échantillon test composé de plusieurs pistes coplanaires de largeur $W = 80 \mu\text{m}$. Les pistes sont abruptement terminées par un circuit ouvert. Les écartements avec la masse S sont différents entre chaque piste coplanaire. Ils varient de $S = 24 \mu\text{m}$ à $S = 51 \mu\text{m}$. La longueur des pistes L est égale à 7.8 mm.

Le schéma de la figure 3.5 est un bon support pour comprendre la méthode dont nous sommes servis. Nous avons fait une calibration 1-port au niveau du connecteur coaxial de la sonde (plan A). La mesure finale comprend la sonde et l'échantillon test. En supposant

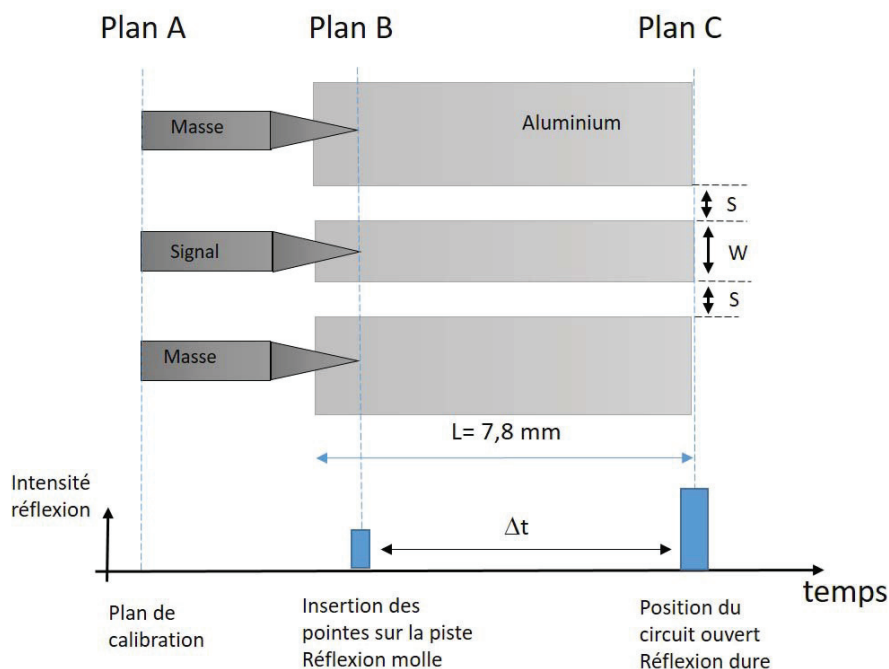


FIGURE 3.5 Schéma décrivant le montage utilisé pour déterminer la géométrie optimale du guide d'onde coplanaire qui minimise la réflexion du plan B, provenant de l'insertion des pointes sur la piste. Le plan A correspond à l'entrée du connecteur coaxial de la sonde. Le plan de calibration est porté jusqu'à ce plan pour le reste des mesures. Au plan C il y a un circuit ouvert, donc très réfléchitif.

que la propagation se fait sans réflexion à l'intérieur de la sonde et sur la piste, le coefficient de réflexion est le résultat des contributions dû au contact entre le bout de la sonde et la piste (plan B) et du circuit ouvert au bout de la piste (plan C). Pour pouvoir séparer chaque contribution, nous nous sommes servis de l'analyseur réseau en mode temporel (cf. section 1.2.2). Nous nous attendons à avoir deux pics séparés dans le temps, le premier de plus faible intensité que le second.

Nous avons reporté la mesure de l'amplitude du coefficient de réflexions en fonction du temps dans la figure 3.6 de tous les échantillons tests. À zéro seconde, par définition c'est le plan de calibration, soit ici l'entrée de la sonde. Comme mesure témoin, nous avons mesuré la sonde (courbe bleue) sans aucun contact avec un échantillon. Le pic 1 nous confirme la position dans le temps du plan B. Le second pic dans les mesures des échantillons est attribué au circuit ouvert (plan C). La différence de temps entre les deux pics d'un GOC correspond à un aller-retour entre la sonde et le circuit ouvert. La vitesse de propagation dans la piste est approximativement $v = c/\sqrt{\epsilon_r}$, avec $c \simeq 2.99 \times 10^8$ m/s la célérité de la lumière et $\epsilon_r = 6$ la permittivité relative du milieu de propagation. Nous avons pris la moyenne entre

la permittivité de l'air et du silicium. La distance déduite est $L = \frac{2.99 \times 10^8 \times 65 \times 10^{-12}}{\sqrt{6}} = 7.95$ mm. Cette valeur se rapproche de la distance (7.8 mm) attendue. Dans le bas du graphique, il est tracé l'amplitude du premier pic en fonction de la largeur S . La courbe rouge est une régression linéaire faite sur les points rouges, de même pour la courbe bleue. Au croisement de ces deux droites, nous obtenons la valeur empirique $S = 43.3 \mu\text{m}$ qui minimise la réflexion due au contact. En comparant avec la valeur donnée précédemment par le logiciel, il y a une grosse différence ($\simeq 7 \mu\text{m}$). Peut-être que la valeur simulée diffère autant de la valeur expérimentale, car la géométrie de nos échantillons n'est pas exactement celle prise en compte dans le modèle utilisé par la simulation. Une autre explication pourrait venir de l'impédance de la sonde. N'étant pas un composé parfait, la sonde pourrait avoir une impédance un peu différente de 50 Ohm. Ainsi avec notre procédure de caractérisation et d'optimisation nous avons trouvé des dimensions de GOC qui s'adapte le mieux avec la sonde et pas avec l'impédance caractéristique Z_0 .

La figure 3.7 montre la même méthode précédemment décrite, mais pour $W = 40 \mu\text{m}$. La valeur S qui optimise la transition est $S = 22.3 \mu\text{m}$. Nous nous apercevons qu'il y a un lien entre les deux S minimum, d'après le ratio 3.1. En effet, si nous écrivons :

$$\frac{S_{min}^{40}}{2S_{min}^{40} + W_{40}} = \frac{23.3}{2 \times 23.3 + 40} \quad (3.2)$$

$$= 0.269 \quad (3.3)$$

$$\frac{S_{min}^{80}}{2S_{min}^{80} + W_{80}} = \frac{43.3}{2 \times 43.3 + 80} \quad (3.4)$$

$$= 0.260 \quad (3.5)$$

Nous obtenons un facteur commun aux deux agencements. Nous venons de trouver le facteur (3.1) qui lie S et W pour les sondes que nous utilisons sur nos substrats. Ainsi nous pouvons choisir n'importe quelle géométrie tant qu'elle respecte la relation précédente. Pour la suite de nos expériences nous avons gardé le couple $W = 80 \mu\text{m}$ et $S = 43.3 \mu\text{m}$.

Dans la section suivante, nous nous assurons d'être capables de mesurer des circuits basiques de l'électronique. Nous avons choisi une inductance géométrique, une capacité inter-digitée puis une combinaison des deux composants.

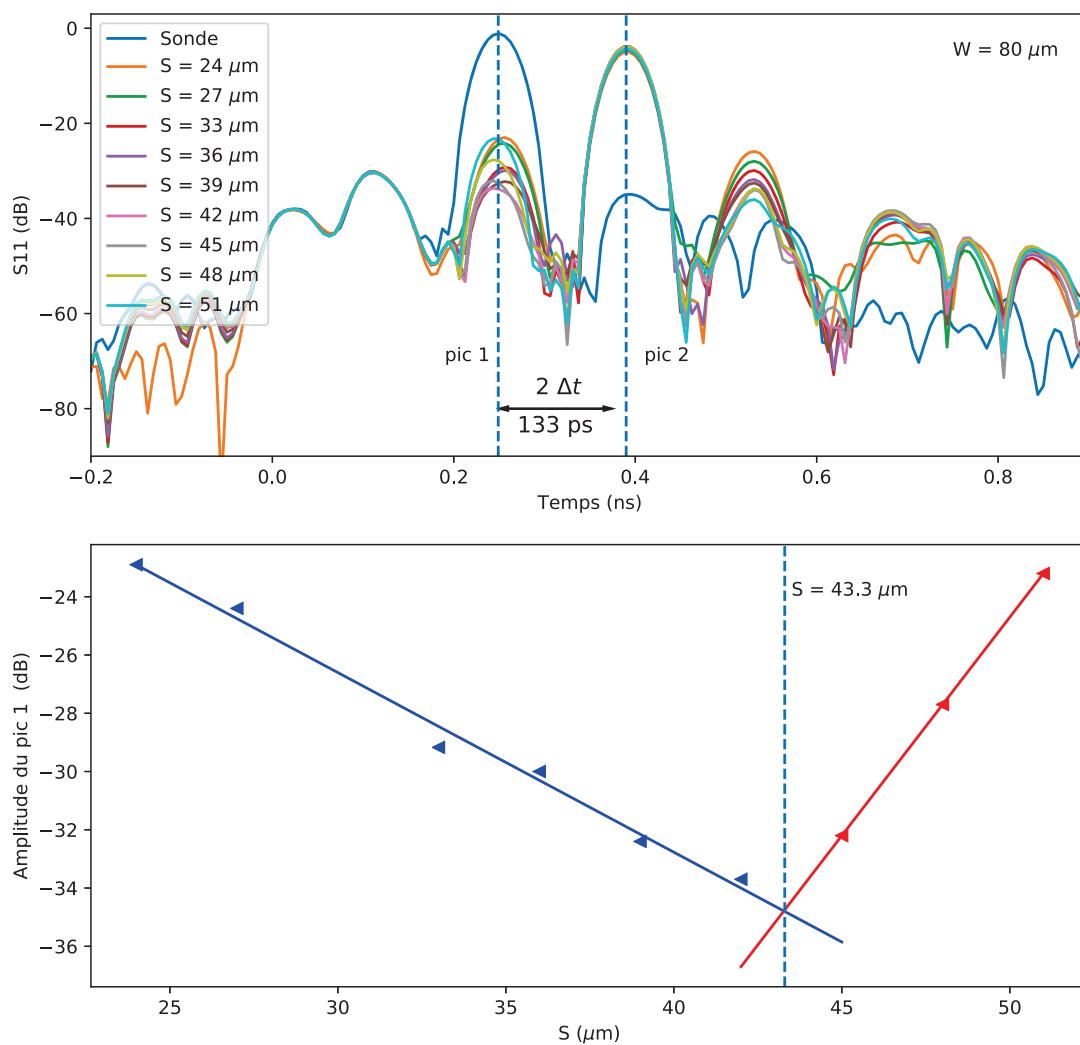


FIGURE 3.6 Figure du haut : amplitude du coefficient de réflexion en fonction du temps. La sonde GGB est connectée sur plusieurs GOC terminés par un circuit ouvert. La largeur de piste S est fixée à $80 \mu\text{m}$. Les tranchées S sont variables, allant de 24 à $51 \mu\text{m}$. Figure du bas : Amplitude du pic numéro 1 (figure du haut) en fonction de la largeur S des GOC. La valeur S qui minimise la réflexion du contact entre la sonde et le GOC est $S = 43.3 \mu\text{m}$.

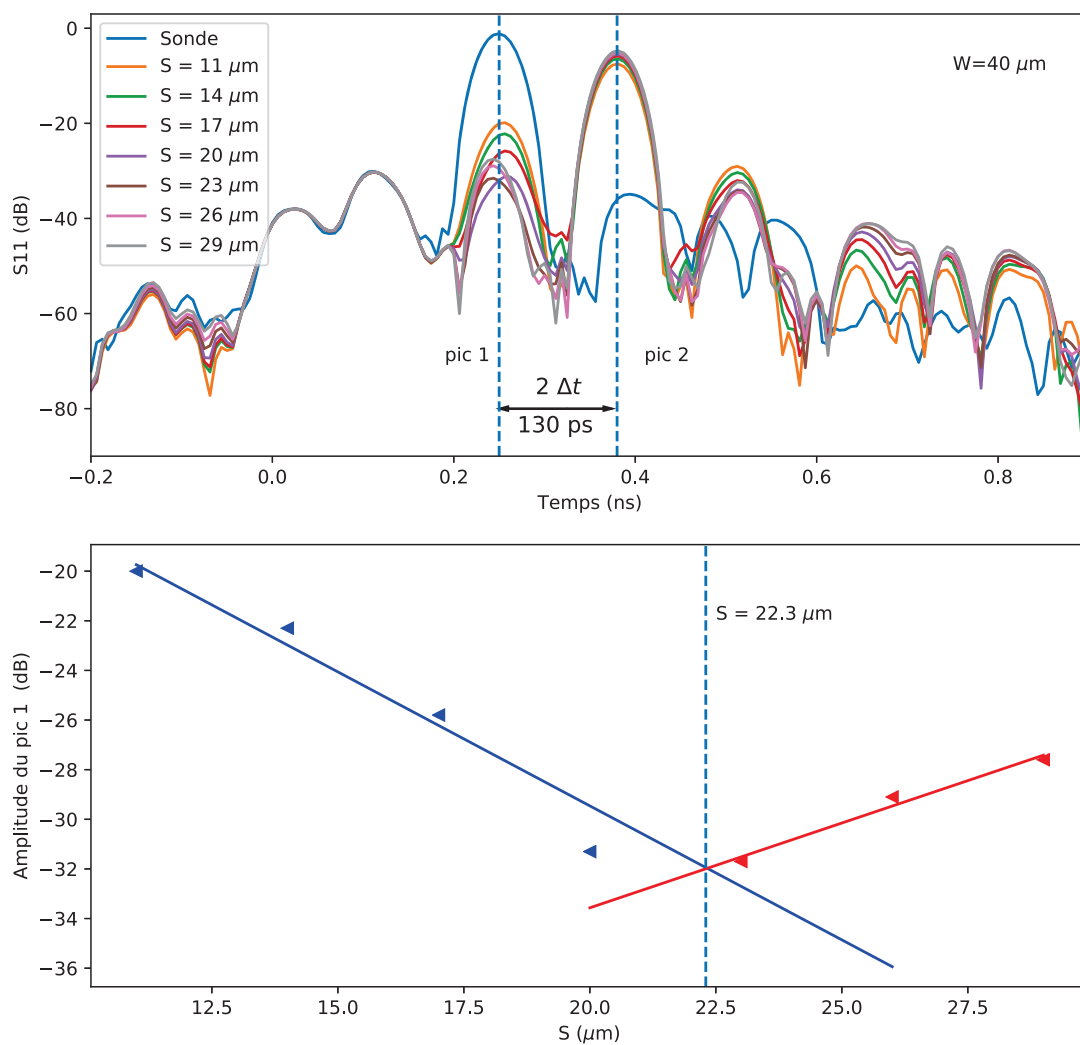


FIGURE 3.7 Figure du haut : amplitude du coefficient de réflexion en fonction du temps. La sonde GGB est connectée sur plusieurs GOC terminés par un circuit ouvert. La largeur de piste S est fixée à $40 \mu\text{m}$. Les tranchées S sont variables, allant de 11 à $29 \mu\text{m}$. Figure du bas : Amplitude du pic numéro 1 (figure du haut) en fonction de la largeur S des GOC. La valeur S qui minimise la réflexion du contact entre la sonde et le GOC est $S = 22.3 \mu\text{m}$.

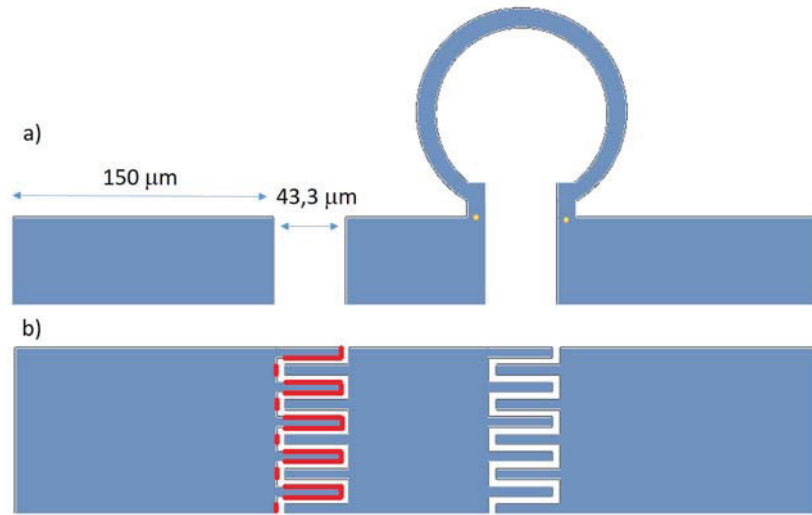


FIGURE 3.8 a) Schéma de l'inductance caractérisé. La longueur totale est prise entre les deux points jaunes. La largeur de la boucle est égale à $10\ \mu\text{m}$. b) Schéma de la capacité inter-digitée utilisé. Longueur d'un doigt : $37\ \mu\text{m}$. Largeur d'un doigt : $5\ \mu\text{m}$. Ici, il y a 10 doigts inter-digités. La distance surlignée en rouge correspond à la distance effective du condensateur coplanaire.

3.2.2 Mesure de circuits électroniques simples ; R.L série et R.C série

Ces circuits sont fabriqués par photolithographie sur un substrat de silicium. Les dépôts sont faits en aluminium dont l'épaisseur est de $200\ \text{nm}$. L'inductance est une boucle partant de la piste et reliant une des masses. La capacité inter-digitée est formée par des doigts en peigne décalé entre la piste et la masse. La figure 3.8 montre comment sont dessinées les inductances et les capacités. En combinant une capacité et une inductance, nous sommes capables de faire un circuit LC. Pour prouver que nous sommes capables de mesurer avec précision ces circuits électroniques simples, nous comparerons nos résultats avec des expressions analytiques qui décrivent des géométries semblables aux nôtres.

Circuit R.L :

La boucle de la figure 3.8 est décrite par un circuit R.L en série. L'impédance de ce circuit s'écrit de la façon suivante :

$$Z = R + jL\omega \quad (3.6)$$

où ω est la pulsation du signal d'excitation ($2\pi f$), R la résistance de la piste et L l'inductance. Le coefficient de réflexion associé est :

$$\Gamma = \frac{R - Z_0 + jL\omega}{R + Z_0 + jL\omega} \quad (3.7)$$

où $Z_0 = 50 \text{ Ohm}$. Voyons comment doit se comporter ce circuit par une étude aux limites de l'impédance 3.6. À basse fréquence ($\omega \rightarrow 0$), l'impédance tend vers la résistance R . Nous avons choisi des dimensions pour la boucle, tel que les résistances obtenues après fabrication, soit inférieures à 50 Ohm. Ce circuit se comporte donc comme un court-circuit imparfait. Le coefficient de réflexion est de signe négatif (déphasage de 180°) et l'amplitude tend vers 1 si R tend vers zéro. Lorsque ($\omega \rightarrow +\infty$), l'impédance tend vers l'infini. Le circuit se comporte comme un circuit ouvert. Nous nous attendons à ce que la phase du coefficient de réflexion tende vers zéro degré.

La figure 3.9 présente la mesure de la phase du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence d'une boucle de 628 μm de long. La mesure fréquentielle va de 10 MHz à 40 GHz. La résistance de ce circuit a été mesurée avec un multimètre à courant DC ($R = 6.8 \Omega$). Le déphasage obtenu (courbe bleue) est différent de celui dû à la propagation dans un fil. En effet, le déphasage attendu pour un simple câble est linéaire en fréquence. La forme de la courbe bleue est la manifestation de l'inductance. Nous retrouvons les comportements prédits dans le paragraphe précédent. À basse fréquence, la phase tend vers -180° et à haute fréquence elle tend vers 0° . L'inductance du circuit est déterminée par ajustement de courbe avec la relation 3.7. L'inductance obtenue est égale à 0.47 nH.

Nous avons répété ces mesures pour plusieurs longueurs de boucles. Les boucles font de 376 μm à 1163 μm de long. Les résistances des boucles ont été mesurées à courant continu et à 10 MHz. À cette basse fréquence, l'impédance du circuit R.L (3.6) vaut approximativement R . Nous la déduisons de l'amplitude du coefficient de réflexion. La figure 3.10 présente les deux mesures en fonction de la longueur de la boucle. Le premier point est celui où la différence est la plus grande. La mesure à 10 MHz est semblable à celle à courant continu. L'ajustement de courbe des données (courbe verte) augmente linéairement avec la longueur et tend vers zéro lorsque la longueur tend vers zéro. C'est ce à quoi nous nous attendions.

Théoriquement, l'inductance d'une boucle de géométrie semblable composée d'un fil vaut approximativement ² :

$$L_{\text{boucle}} \approx \mu_0 \mu_r \left(\frac{D}{2} \right) \left(\ln \left(\frac{8D}{d} \right) - 2 \right) \quad (3.8)$$

2. <https://www.eeweb.com/tools/loop-inductance>

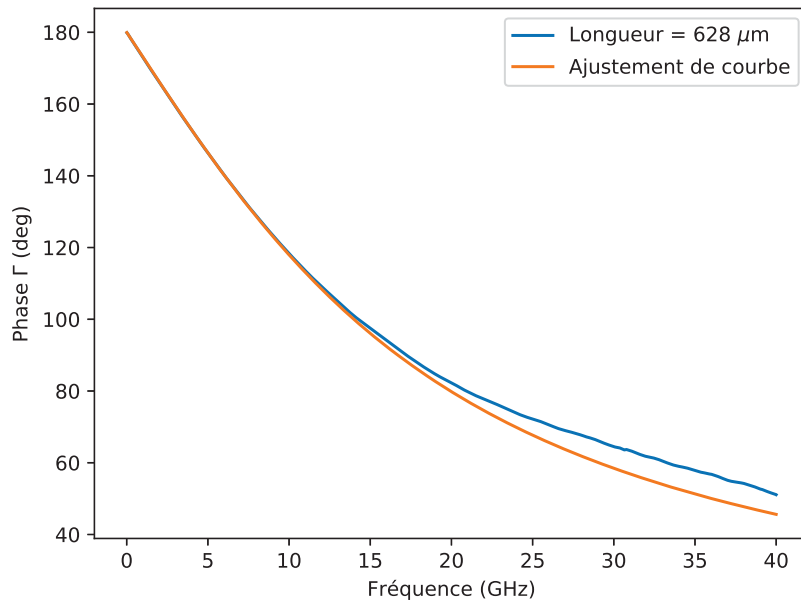


FIGURE 3.9 Phase du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence d'une boucle dont la géométrie est présentée à la figure 3.8. La longueur de la boucle est $L = 628 \mu\text{m}$. Courbe orange : courbe d'ajustement obtenue de l'équation 3.7 avec comme paramètre d'ajustement l'inductance. La résistance DC de la boucle est : $R_{DC} = 6.8 \Omega$. L'inductance déduite est $L = 0.47 \text{ nH}$.

où D est le diamètre de la boucle et d est le diamètre du fil. Il faut mentionner une chose avant de continuer. Nous mesurons la phase d'un objet étendue. En effet, tout déphasage externe à celui de l'inductance contribue aussi. Dans notre situation, nous avons calibré jusqu'à la sortie de la sonde. Il y a un petit morceau de piste coplanaire entre le contact de la pointe et le début de la boucle. Pour retirer cet effet, nous avons dessiné des pistes de même dimension sans la boucle au bout et mesuré le déphasage. Celui-ci a été retiré de toutes les courbes.

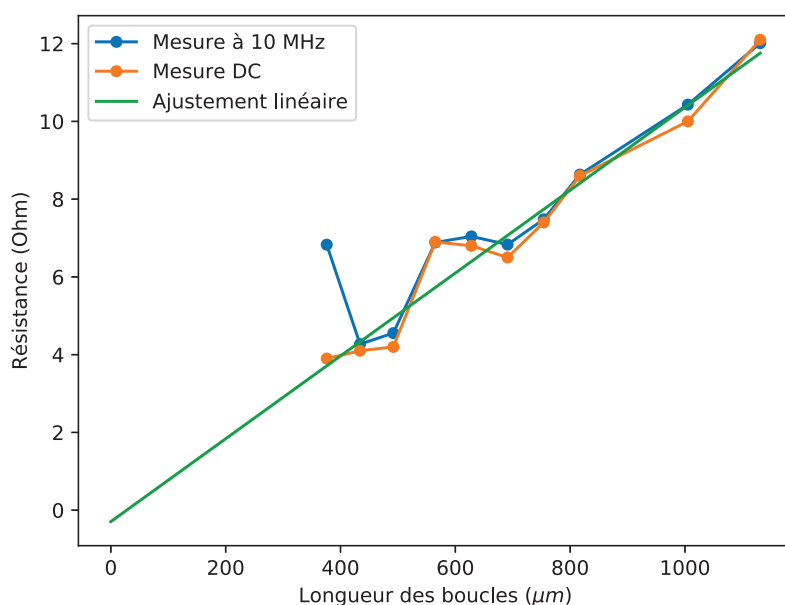


FIGURE 3.10 Résistance obtenue par mesure directe en fonction de la longueur des boucles.

L'inductance des échantillons est tracée en fonction de leurs longueurs à la figure 3.11. L'équation 3.8 est tracée en orange sans aucun paramètre ajustable. Nous avons pris le même diamètre de boucles et la largeur des pistes comme le diamètre du fil. Malgré les corrections faites sur le déphasage, il y a un petit décalage des points bleus par rapport à la théorie. La première explication peut venir de l'équation 3.8 que nous avons choisie. Cette formule est adaptée pour des fils en trois dimensions tandis que nous pouvons approximer nos fils à deux dimensions. En faisant un peu plus attention, nous nous rendons même compte que le décalage est de plus en plus grand avec la longueur des boucles. Pour expliquer ceci, nous pouvons dire que les inductances ne sont pas ponctuelles et le temps de propagation dans la boucle suffit à déphaser le coefficient de réflexion et donc surévaluer l'inductance.

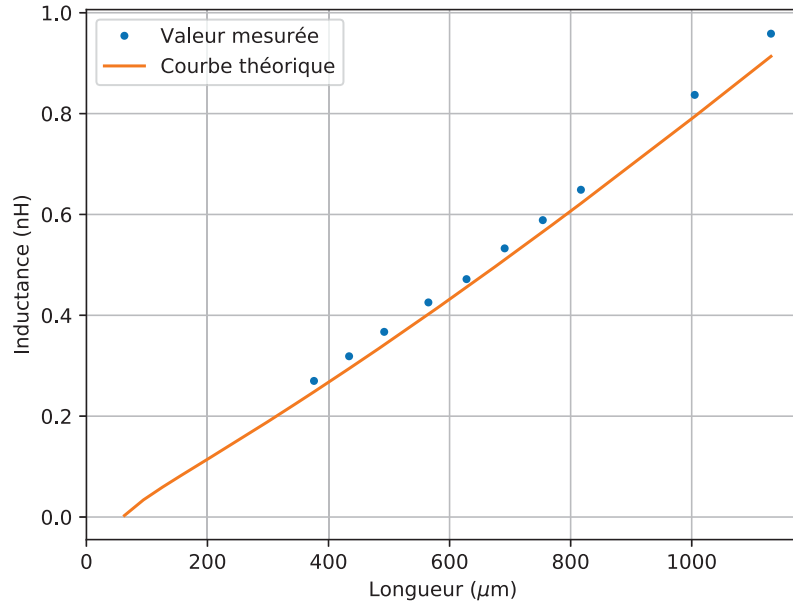


FIGURE 3.11 Inductance en fonction de longueur d'une boucle obtenue par ajustement de courbes comme dans la figure 3.9. Les résistances ont été préalablement mesurées à courant continu et ne font pas partie de l'ajustement de courbe.

Circuit R.C :

La capacité inter-digitée de la figure 3.8 est décrite par un circuit R.C en série. L'impédance de ce circuit s'écrit de la façon suivante :

$$Z = R + \frac{1}{jC\omega} \quad (3.9)$$

où R est la résistance de la piste et C la capacité. La résistance ne peut pas être déterminée à courant continu, car il y a un circuit ouvert entre la piste centrale et les masses. Le coefficient de réflexion associé est :

$$\Gamma = \frac{R - Z_0 - \frac{j}{C\omega}}{R + Z_0 - \frac{j}{C\omega}} \quad (3.10)$$

où $Z_0 = 50 \Omega$.

Voyons comment doit se comporter ce circuit avec une étude aux limites de l'équation 3.9. À fréquence nulle, l'impédance tend vers l'infini. Le circuit se comporte comme un circuit ouvert. Le déphasage doit être nul à fréquence nulle. Lorsque $\omega \rightarrow +\infty$, l'impédance totale tend vers la résistance de la piste. Nous nous attendons à ce que la résistance soit faible, car la section de la piste est plus grande que l'inductance. À haute fréquence, la phase

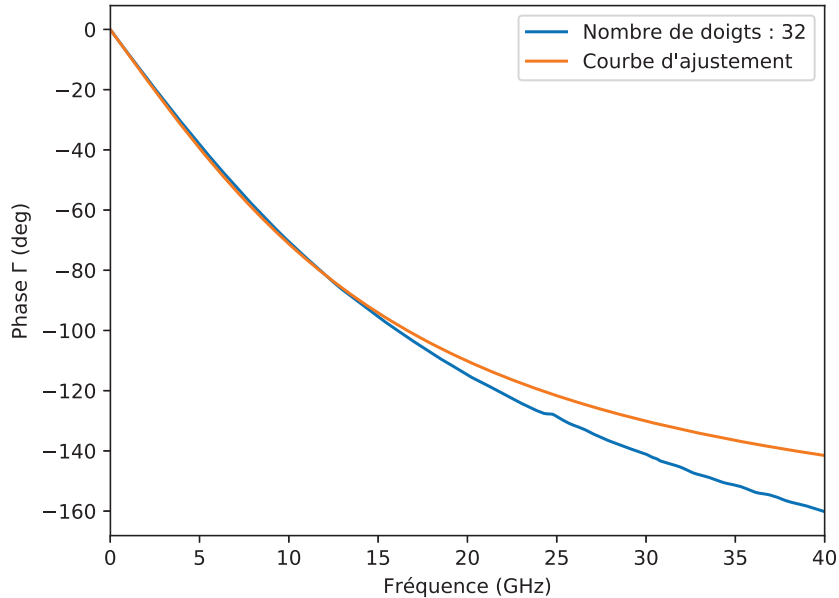


FIGURE 3.12 Phase du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence d'un condensateur inter-digité de 32 doigts dont la géométrie est présentée à la figure 3.8. Courbe orange : courbe d'ajustement obtenue de l'équation 3.10 avec comme paramètres d'ajustement la capacité et la résistance. La résistance et la capacité déduite sont $R = 0.037 \Omega$, et $C = 0.21 \text{ pF}$

du coefficient de réflexion doit tendre vers celui d'un court circuit, soit -180° . La figure 3.12 présente en bleu la mesure d'un condensateur inter-digité de 32 doigts. En orange, nous avons tracé l'ajustement de courbe utilisé avec l'équation 3.10. Les paramètres ajustables sont la résistance et la capacité. La valeur de capacité extraite est 0.21 pF et celle de résistance est 0.037 Ohm .

Théoriquement, la capacité de deux pistes en vis-à-vis est donnée par³ :

$$C = \frac{\ell \epsilon_r \ln \left(\frac{2}{1 - \sqrt[4]{1 - \frac{s^2}{(s+2w)^2}}} \left(\sqrt[4]{1 - \frac{s^2}{(s+2w)^2}} + 1 \right) \right)}{377 \pi v_0} \quad (3.11)$$

où ϵ_r , ℓ , s , w et v_0 sont respectivement la permittivité relative du substrat, la longueur des pistes en vis-à-vis, la distance entre les pistes, la largeur des pistes et la vitesse de la lumière dans le vide. Il a fallu faire un parallèle entre notre géométrie (3.8) en doigts inter-digités et celle de deux pistes parallèles. Dans notre situation, les surfaces dans les coins peuvent être

3. <https://www.emissoftware.com/calculator/coplanar-capacitance/>

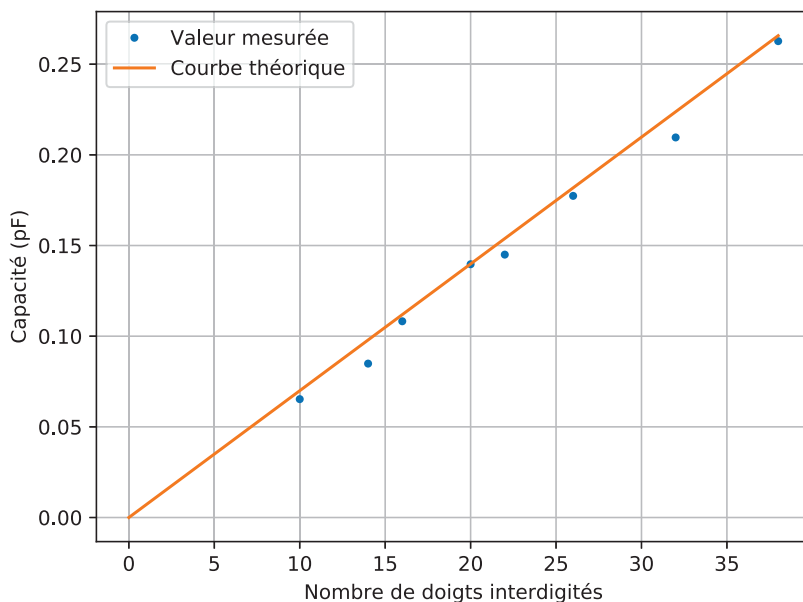


FIGURE 3.13 Points bleus : capacité en fonction du nombre de doigts d'un condensateur inter-digité mesuré avec les sondes micro-onde. Courbe orange : relation 3.11 tracée sans paramètre ajustable.

considérées comme contribuant beaucoup moins à la capacité globale. Comme guide pour l'œil, nous avons surligné en rouge la longueur effective que nous estimons être en vis-à-vis. Au nombre de doigts, nous pouvons attribuer une longueur totale de piste en vis-à-vis pour calculer la capacité attendue par l'équation 3.11. Nous prenons la valeur w égale à la largeur des doigts soit $5 \mu\text{m}$. Les valeurs de capacité mesurées en fonction du nombre de doigts sont reportées (en bleu) dans la figure 3.13. La courbe orange est la relation 3.11 sans paramètre ajustable en fonction du nombre de doigts. Les points expérimentaux suivent bien la courbe théorique. La figure 3.14 présente les résistances obtenues par ajustement en fonction du nombre de doigts inter-digités. La résistance augmente linéairement avec le nombre de doigt. C'est ce à quoi nous nous attendons, car la longueur des échantillons augmente aussi linéairement avec le nombre de doigts. De plus, la courbe orange tend vers zéro quand le nombre de doigts tend vers zéro.

Dans cette section, il a été montré que nous sommes capable de mesurer avec une bonne précision des circuits électroniques simples. Dans la section suivante, nous montrons les mesures à température ambiante de plusieurs jonctions tunnel.

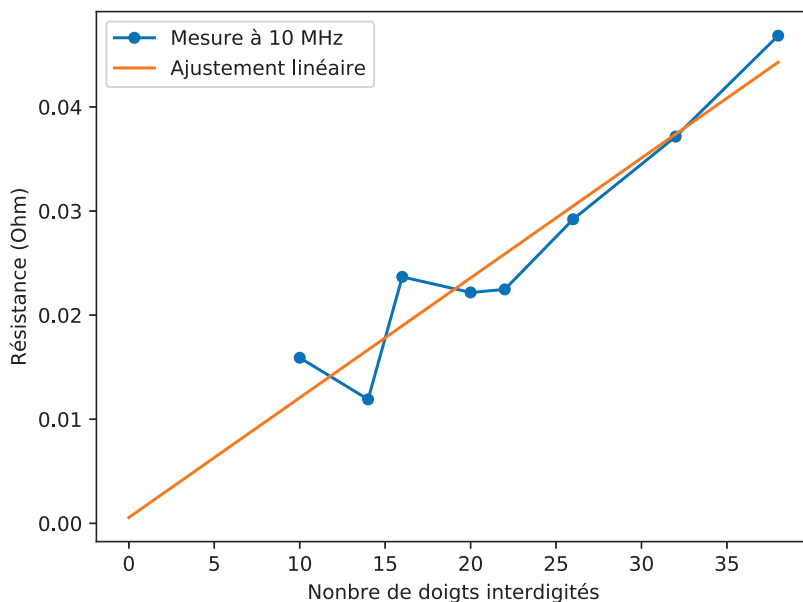


FIGURE 3.14 Résistance en fonction du nombre de doigts inter-digités obtenue par ajustement de courbe avec l'équation 3.10.

3.3 Mesure de Γ de jonctions tunnel

Une jonction tunnel est composée de deux surfaces métalliques séparées par un isolant très mince. L'isolant est si fin qu'il existe une probabilité que des électrons puissent le traverser par effet tunnel. Cette propriété provient du fait que la fonction d'onde de l'électron a une certaine étendue spatiale. La jonction est caractérisée par une résistance, manifestation de l'effet tunnel, et une capacité. En effet, la distance entre les plans métalliques est très petite ce qui crée une capacité non négligeable. Dans cette section, nous verrons comment les jonctions sont fabriquées. Ensuite, nous analyserons les mesures du coefficient de réflexion de plusieurs échantillons.

3.3.1 Fabrication des échantillons

Les jonctions tunnel utilisées sont faites en aluminium. La fabrication que nous avons utilisée est une technique d'évaporation par "Shadowing" décrite dans le mémoire de maîtrise de Karl Thibault [13]. Les échantillons ont été fabriqués par Sébastien Jézoin (post-doctorant dans le groupe). Nous allons décrire les étapes utilisées. Les premières étapes consistent à

former un pont de résine photosensible variant entre 1 et 3 μm de long et en large. Le pont après toutes les étapes de photolithographies est visible à la figure 3.15. Le pont crée une ombre sur le substrat où le métal ne se dépose pas lors du dépôt par évaporation. Lors du premier dépôt, nous inclinons l'échantillon de $+38^\circ$ par rapport à la vertical vers le côté de la piste. L'ombre du pont est décalée vers le côté de la masse. L'épaisseur d'aluminium déposée pour cette première couche est de 100 nm. L'étape suivante est d'oxyder le métal déposé pour former la couche isolante de la jonction. L'oxyde se compose principalement de Al_2O_3 . Les conditions d'oxydation sont les suivantes :

- Oxydation sous flux continu d'oxygène.
- Débit : 50 sccm
- Pression : 92 mTorr
- Temps : 20 minutes

La dernière étape de dépôt d'aluminium est faite à un angle de -38° par rapport à la vertical donc du côté de la masse. Ceci crée un recouvrement des deux dépôts sous le pont de résine. L'épaisseur déposée est égale 200 nm. La jonction tunnel est formée à la verticale par ce recouvrement. La valeur de capacité est proportionnelle à la surface de recouvrement de la jonction. Tandis que la résistance de la jonction est inversement proportionnelle à la surface de recouvrement. En fin de compte, le produit R.C des jonctions ne dépend que de l'épaisseur d'oxyde qui dépend du temps d'oxydation. En effet, la résistance dépend inversement de l'exponentiel de l'épaisseur d'isolant tandis que la capacité est inversement proportionnelle.

La fabrication par photolithographie n'est pas reproductible même lors de la même exposition due aux différences d'épaisseurs de la résine. C'est encore plus vrai lorsque nous travaillons près des limites techniques de l'appareil. Ceci implique que les surfaces de recouvrement varient d'une jonction à l'autre sur une même plaque de silicium. Cependant, l'oxydation est une étape de fabrication bien contrôlée et homogène sur tout le substrat. Nous nous attendons à ce que les échantillons fabriqués lors du même processus aient un produit R.C presque identique.

Elles sont fabriquées pour que la résistance mesurée à DC soit proche, mais inférieure à Z_0 . Comme ceci, l'adaptation d'impédance est bonne avec le reste du circuit. La surface des jonctions tunnel est de l'ordre de grandeur de la dizaine de micromètres carrés. Les jonctions sont intégrées dans un guide d'onde coplanaire. Dans la section suivante, nous décrirons la mesure de cinq jonctions. De celle-ci nous déduirons le temps R.C de ces cinq jonctions.

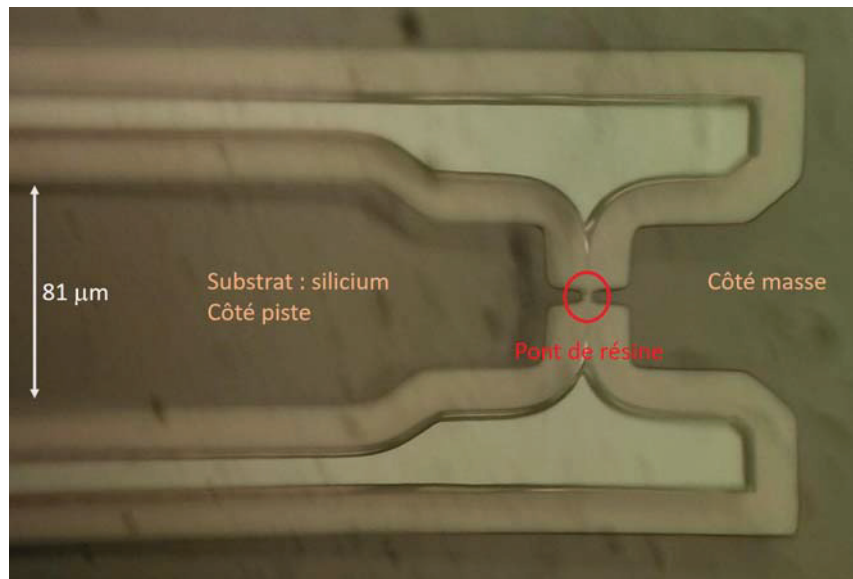


FIGURE 3.15 Photographie prise à la fin de l'étape de photolithographie où nous voyons le pont servant pour la technique de "shadowing" [13]. Le pont est la partie plus claire dans le cercle rouge. L'agrandissement est de 100×.

3.3.2 Analyse du comportement des jonctions tunnel

Le circuit équivalent à une jonction connectée à la masse est un circuit R.C parallèle. L'impédance de ce circuit est :

$$Z = \frac{R}{1 + j\omega RC} \quad (3.12)$$

Le coefficient de réflexion associé s'écrit :

$$\Gamma = \frac{\frac{R}{1 + j\omega RC} - Z_0}{\frac{R}{1 + j\omega RC} + Z_0} \quad (3.13)$$

Analysons le comportement aux limites des jonctions à l'aide de l'équation 3.12. À basse fréquence, l'expression de l'impédance tend vers la valeur de la résistance. Puisque les jonctions sont faites pour avoir une résistance proche de 50 Ohm, nous nous attendons à ce que le coefficient de réflexion soit faible. À haute fréquence, la valeur de l'impédance tend vers zéro donc les jonctions se comportent comme des courts-circuits. L'amplitude du coefficient de réflexion va progressivement tendre vers 0 dB. Nous pouvons définir une

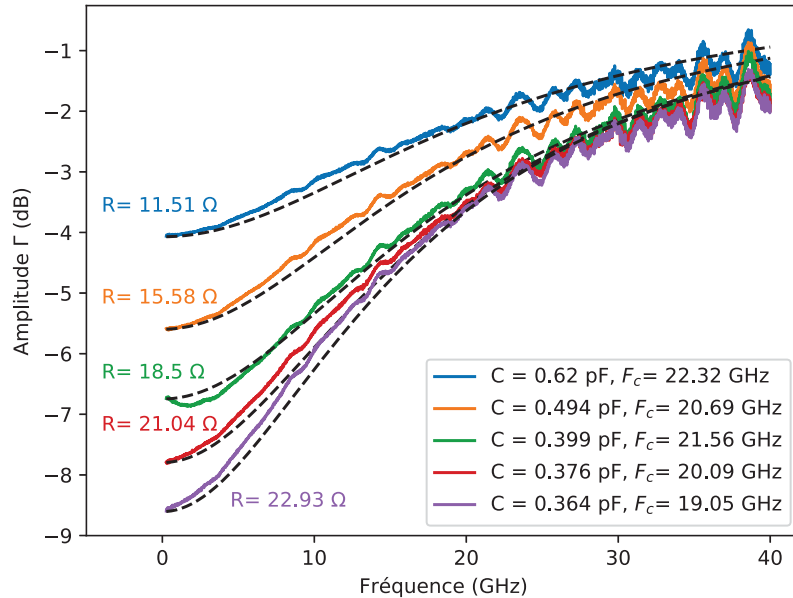


FIGURE 3.16 Amplitude du coefficient de réflexion Γ de 5 jonctions tunnel. Les résistances sont déterminées par une mesure à courant continu. Les capacités sont déterminées par ajustement de courbe avec l'équation 3.13. Les courbes noires sont le fruit de cet ajustement. Les fréquences de coupures sont déduites de la relation 3.14.

fréquence de coupure liée au temps RC. Elle est définie comme suit :

$$f_c = \frac{1}{2\pi RC} \quad (3.14)$$

Les jonctions sont mesurées avec la station précédente à température ambiante. Une mesure de résistance est faite à courant continu pour déterminer la partie réelle de l'équation 3.12. Ensuite avec le VNA, nous avons pris les spectres en fréquence du coefficient de réflexion des jonctions. Les mesures de cinq jonctions sont reportées dans la figure 3.16. La capacité est déterminée par ajustement de courbe avec l'amplitude du coefficient de réflexion de l'équation 3.13.

Comme prévu à basse fréquence, plus la résistance est proche de Z_0 plus l'amplitude du coefficient de réflexion est basse. La résistance doit varier comme l'inverse de la surface de recouvrement des jonctions tandis que la capacité est proportionnelle à la surface. Le produit RC ou la fréquence de coupure (3.14) doivent rester constants. C'est bien ce qu'on observe. Les fréquences de coupure des échantillons sont centrées autour de 20.74 ± 1.69 GHz. Le tableau 3.1 regroupe les valeurs expérimentales obtenues des courbes (3.16). Nous avons

Recouvrement (μm^2)	C_g (pF)	R (Ω)	C^{ajust} (pF)	f_c (GHz)
9	0.276	11.51	0.620	22.32
20	0.614	15.58	0.494	20.69
14	0.429	18.50	0.399	21.56
9	0.276	21.04	0.376	20.09
5	0.153	22.93	0.364	19.05

TABLE 3.1 Tableau récapitulatif des mesures de cinq jonctions tunnel. Le recouvrement est mesuré sous microscope optique. La capacité géométrique C_g est approximée en prenant l'expression d'une capacité planaire. La résistance R est mesurée à courant continu. La capacité C^{ajust} est obtenue par ajustement de courbe avec l'équation 3.13. La fréquence de coupure est obtenue du produit R.C par l'équation 3.14.

rajouté dans la seconde colonne la capacité théorique d'un condensateur plan⁴. La surface en vis-à-vis est la surface de recouvrement (colonne 1). La distance entre les deux électrodes est l'épaisseur d'oxyde, soit environ 3 nm (épaisseur d'oxyde natif sur l'aluminium). La constante diélectrique choisie est celle de l'oxyde d'aluminium ($\epsilon_r = 10.6$). Les capacités géométriques sont assez différentes des capacités mesurées. Ceci est probablement dû à l'imprécision des mesures de dimensions sous microscope optique.

Nous avons montré dans cette section que nous sommes capables de mesurer proprement la fréquence de coupure de jonctions tunnel à chaud. La prochaine étape est de montrer que cela est possible à basse température. Dans la section suivante, nous présentons le porte-échantillon qui nous permet de mesurer la fréquence de coupure d'une jonction tunnel à 1.39 K.

4. //fr.wikipedia.org/wiki/Condensateur_plan

Chapitre 4

Mesures Cryogéniques

4.1 Porte-échantillon cryogénique

La station sous pointe ne pouvant pas rentrer dans un cryostat, nous avons dû développer un modèle de porte-échantillon cryogénique. Les critères de fonctionnements sont les suivants :

- L’alignement doit être précis à la dizaine de microns près.
- La connexion doit être robuste aux contractions thermiques puisque l’alignement doit être fait à température ambiante. En effet, le cryostat est complètement fermé lors d’un refroidissement.
- La thermalisation entre l’échantillon et le plateau le plus froid du cryostat doit être bonne. Comme discuté dans la section 1.4, il faut que les porteurs de charges soient aussi thermalisés.

Dans les deux prochaines sous-sections, nous allons présenter deux modèles de portes-échantillons. Ils ont été conçus par Gabriel Laliberté (technicien du groupe).

4.1.1 Modèle 4 axes

Une photo d’un modèle quatre axes est présentée dans la figure 4.1. La partie en aluminium est fixe. Elle est ancrée au cryostat par des vis. Le gros morceau en laiton est composé de quatre parties mobiles entre elles. Chaque partie est connectée à la précédente par des ressorts en béryllium-cuivre. Le mouvement entre chaque partie est fait avec des vis micrométriques qui poussent sur les précédents morceaux de laiton. Ainsi, nous avons accès aux

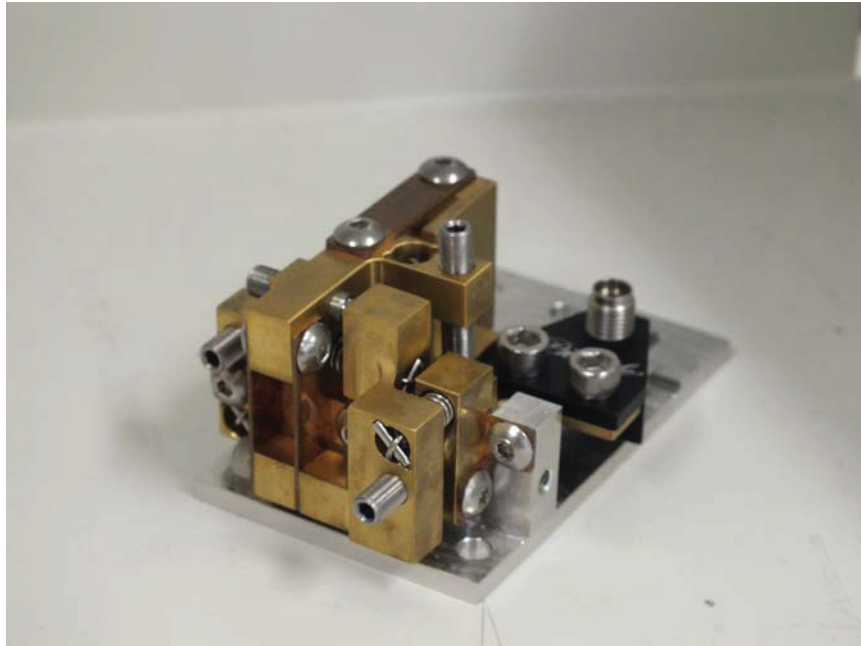


FIGURE 4.1 Porte-échantillon à quatre axes. Les déplacements sont accessibles dans les directions \hat{x} , \hat{y} et \hat{z} . Le quatrième axe correspond à la rotation selon l'axe \hat{x} .

déplacements dans les directions \hat{x} , \hat{y} et \hat{z} . Le quatrième axe correspond à la rotation selon l'axe \hat{x} . Pour clarifier, nous posons que l'axe \hat{x} est perpendiculaire à la direction de la sonde.

Le problème rencontré avec ce modèle est l'interdépendance de chaque axe avec les autres. En effet, déplacer la pointe dans une direction provoque aussi un mouvement dans les autres directions. L'alignement sur un échantillon n'a jamais été possible avec ce modèle. C'est pourquoi nous avons opté pour un modèle plus simple à un axe.

4.1.2 Modèle 1 axe

De la même manière qu'avec le modèle 4 axes, il y a une partie fixe, mais seulement un morceau mobile. La sonde est fixée sur la partie mobile. L'alignement dans les directions \hat{x} et \hat{y} est fait à la main avec des pinces plates à l'aide de la binoculaire. Pour fixer l'échantillon, nous avons utilisé une graisse cryogénique. Elle a la particularité d'être visqueuse à température ambiante ce qui aide pour ralentir le mouvement du substrat sur le socle en aluminium. À basse température, la graisse durcit et fixe l'échantillon.

Le contact avec l'échantillon est fait dans la direction \hat{z} avec une vis micrométrique qui relâche lentement le ressort.

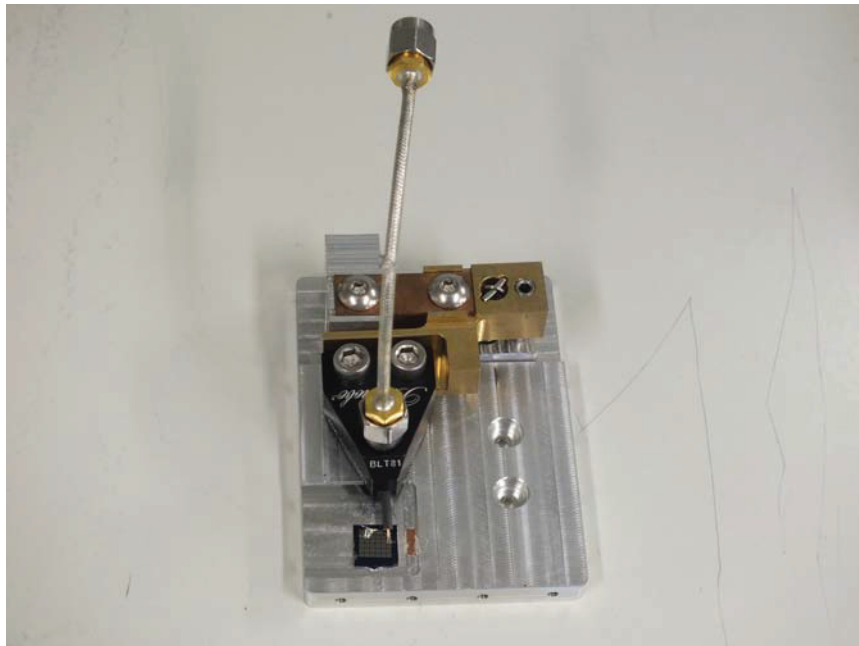


FIGURE 4.2 Porte-échantillon à un axe. Le seul déplacement micrométrique est dans la direction \hat{z} . L'alignement dans les directions \hat{x} et \hat{y} est fait à la main à l'aide deux pincettes. Sous l'échantillon, nous utilisons une graisse cryogénique qui fixe l'échantillon.

Finalement, nous avons réussi à connecter l'échantillon à chaud avec ce porte-échantillon. La prochaine étape est de prouver que le contact résiste aux contractions thermiques. Pour cela, nous avons mesuré le coefficient de réflexion large bande d'une jonction tunnel. Dans la section suivante, nous présentons le montage utilisé de mesure du coefficient Γ .

4.2 Montage de calibration

Le montage présenté dans la figure 4.3 est une version simplifiée du schéma 2.2. En effet, nous avons retiré l'amplificateur qui est un facteur limitant de la largeur de bande d'utilisation du montage complet. Les jonctions tunnel n'étant pas si fragiles ce fut une option possible par rapport à la discussion de l'utilité de l'amplificateur à la section 2.2. La largeur de bande de ce montage est de 10 MHz à 40 GHz. Le plan de calibration est poussé jusqu'à la sortie du relais avec les standards de calibration commerciaux. En fin de compte, la mesure comprend un câble de quatre pouces, la sonde et l'échantillon.

Nous avons choisi de ne pas pousser le plan de calibration plus loin. Nous aurions pu fabriquer des standards sur silicium et les positionner chacun sur un porte-échantillon.

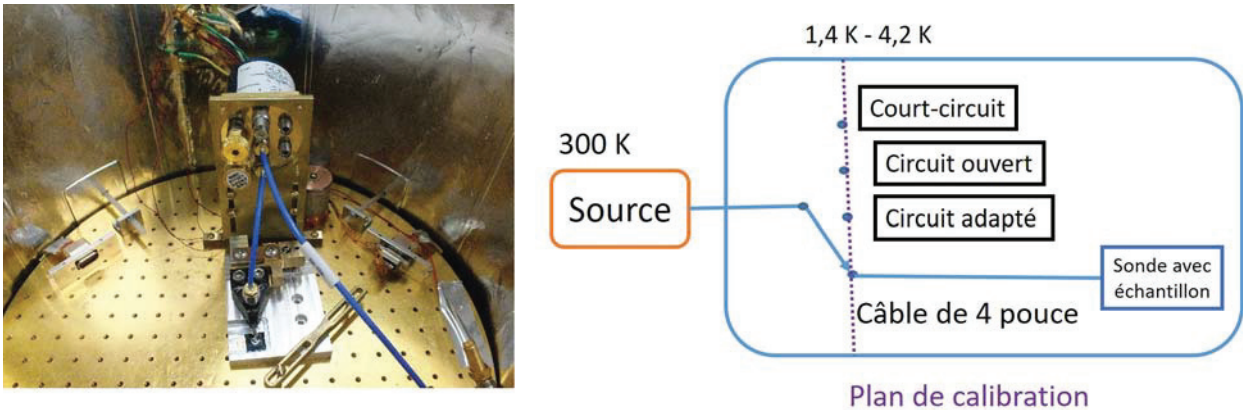


FIGURE 4.3 Montage simplifié de mesure du coefficient de réflexion d'un échantillon micro fabriqué. La largeur de bande de ce montage est 0 à 40 GHz.

Le plan de calibration serait amené sur la plaque de silicium directement à la sortie de la sonde. Cependant, le premier problème est la place qu'occupent quatre portes échantillons. Il faudrait passer par une phase de développement pour réduire leurs tailles. Le second problème serait la différence entre chaque chemin depuis le relais jusqu'à chaque standard ou l'échantillon. Effectivement, il faudrait utiliser quatre sondes et quatre câbles qui ne sont pas absolument identiques. Nous avons donc gardé un système simple. Dans notre cas, les différences restantes entre chaque mesure d'un calibrateur est le chemin à l'intérieur du relais.

La photo représente l'intérieur du cryostat avec le montage. Dans la section suivante, nous présentons la mesure du coefficient de réflexion d'une jonction tunnel à $T = 1.39$ K. La jonction tunnel utilisée est de même fabrication que celles présentées dans la section 3.3.

4.3 1^{er} test cryogénique d'une jonction tunnel

La résistance de la jonction à chaud est 41.2Ω et sa fréquence de coupure est égale à 17.75 GHz selon la relation 3.14 ($C = 0.218$ pF). Cette fréquence de coupure est déterminée de la même façon que dans la figure 3.16. À froid, la résistance intrinsèque de la jonction tunnel devrait augmenter, car la probabilité d'effet tunnel diminue. En effet, les électrons sont de moins grandes énergies donc le passage au travers de la barrière isolante est plus dur. Cependant, la résistance globale de la jonction intégrée dans le guide d'onde coplanaire baisse puisque la résistivité de l'aluminium diminue. Nous nous attendons alors à ce que la fréquence de coupure soit plus grande à basse température.

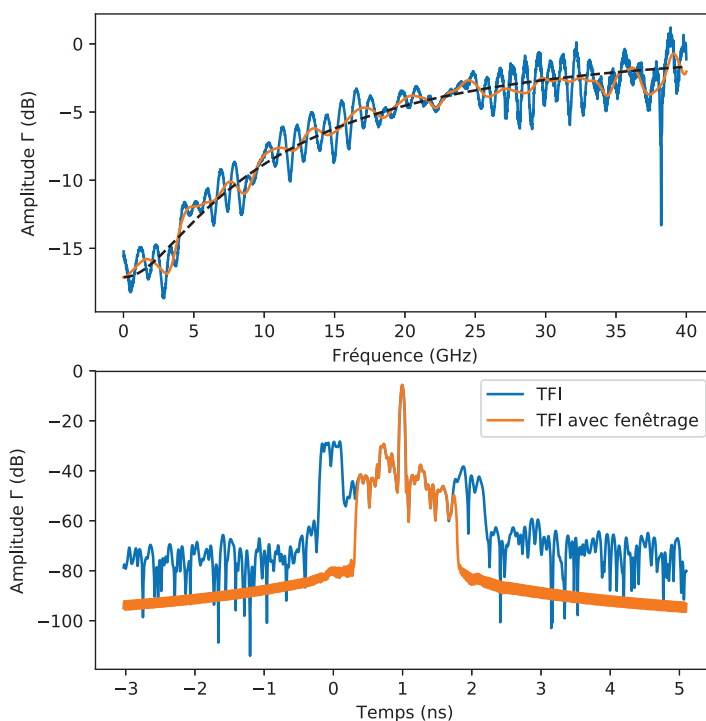


FIGURE 4.4 Figure du haut : amplitude de Γ en fonction de la fréquence d'une jonction tunnel à $T = 1.39$ K. Courbe bleue : mesure brut après calibration jusqu'au relais cryogénique. Courbe orange : données après fenêtrage temporel sur le pic temporel principal. Courbe noire : courbe obtenue par ajustement sur la courbe orange. La résistance à froid de la jonction est égale à 35.1Ω . La capacité obtenue par ajustement de courbe est égale à 0.214 pF. La fréquence de coupure déduite est égale à 21.12 GHz. Figure du bas : amplitude de Γ en fonction du temps de la même jonction tunnel. Courbe bleue : transformé de fourrier inverse effectuée sur la courbe bleue dans le graphique du haut. Courbe orange : courbe bleue après fenêtrage centré sur le pic principal à 1 nsec. Le porte échantillon ne comprenait pas le boîtier contre le rayonnement décrits dans la section suivante.

La partie supérieure de la figure 4.4 présente en bleu la mesure de l'amplitude du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence de la jonction à 1.39 K. La résistance de l'échantillon est 35.1Ω . Globalement, nous retrouvons le comportement d'un circuit R.C parallèle comme discuté dans la section 3.3.2. Cependant, il s'ajoute des oscillations de période égale à un gigahertz par rapport aux précédentes mesures. Ceci doit provenir d'interférence entre deux points de réflexion plus intense. Dans la seconde partie du graphique, les mêmes données sont présentées après une transformée de fourrier (1.2.2). À une nanoseconde environ, il y a un pic de réflexion très intense. Une nanoseconde est approximativement le temps de parcours d'un aller-retour du champ électromagnétique dans le câble, la sonde et l'échantillon. Par contre, à zéro seconde, donc au niveau du plan de calibration, il y a une réflexion plus intense que sur le reste du spectre. Ceci doit provenir d'un défaut du connecteur qui provoque une mauvaise adaptation d'impédance. La période d'un gigahertz des oscillations correspond à la différence de temps entre les deux pics dans le domaine temporel. Nous pouvons donc en déduire que ce sont ces deux points de réflexions qui interfèrent ensemble. Par fenêtrage [6], nous pouvons nous débarrasser de la contribution du premier pic au signal total. La courbe orange montre l'effet du fenêtrage sur le signal dans le temps. Lorsque nous retournons dans le domaine des fréquences (courbe orange), les oscillations ont diminué en intensité. De cette courbe traitée, nous pouvons déterminer par ajustement de courbe la capacité depuis l'équation 3.13 ($C_{fit} = 0.214 \text{ pF}$). La valeur déduite est très proche de celle mesurée à chaud. La fréquence de coupure est égale à 21.12 GHz. Elle est un peu plus grande que celle à chaud, mais cela s'explique par la variation de résistance.

Dans cette section, nous avons montré que nous sommes capables de mesurer le coefficient de réflexion d'un échantillon micro fabriqué à basse température ($T = 1.39 \text{ K}$). Dans la prochaine section, nous démontrons que nous sommes capables de thermaliser les échantillons avec la température du cryostat. Pour cela, nous mesurons le bruit produit par la même jonction.

4.4 Thermalisation des échantillons

4.4.1 Théorie du bruit d'une jonction

La tension aux bornes de n'importe quel conducteur fluctue dans le temps. Ceci s'explique par l'existence de fluctuations thermique et par le fait que la charge est quantifiée et non continue. La tension varie selon une distribution de probabilité propre au conducteur.

La variance de ces fluctuations est nommée le bruit. Dans le cas de la jonction tunnel, le bruit dépend du courant la traversant et de la température des porteurs de charge. Nous nous servons de ces dépendances, car une jonction tunnel est un fabuleux thermomètre auto calibré [14].

La densité spectrale de bruit (S_{vv} en Volt^2/Hz) émis par une jonction tunnel s'écrit de la façon suivante :

$$S_{vv} = 2eRV \coth \left[\frac{eV}{2k_b T} \right] \quad (4.1)$$

où e , R , V , k_b et T sont respectivement la charge d'un électron, la résistance de la jonction, la tension aux bornes de la jonction, la constante de Boltzmann et la température des électrons. Cependant, le bruit d'une jonction est très faible il faut absolument amplifier le signal généré par la jonction et cette expression ne prend pas ces effets en compte. Dans la section suivante, nous présentons le montage utilisé et l'expression du bruit dont nous nous sommes servis pour déterminer la température des porteurs de charges.

4.4.2 Montage de mesure

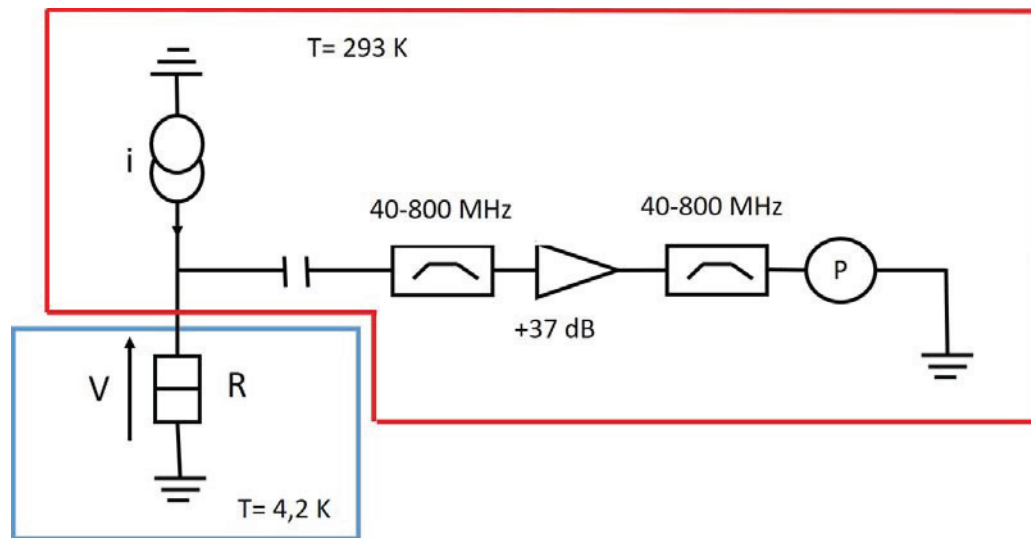


FIGURE 4.5 Montage servant à mesurer le bruit d'une jonction tunnel en fonctions du courant la traversant.

Le schéma de la figure 4.5 présente le montage de mesure du bruit de la jonction à basse température. Les fluctuations de tension aux bornes de la jonction sont amplifiées par deux amplificateurs ZFL-1000 de la compagnie "mini-circuit". Nous les représentons par un unique amplificateur de gain total de +37 dB. Le détecteur de puissance convertit

la puissance reçue du montage en une tension qui correspond directement au bruit de la jonction. Le bruit d'une jonction est un bruit blanc. Le filtre passe-bande est utilisé pour homogénéiser la mesure sur une bande de fréquence où l'amplificateur a un gain constant. En effet, lorsqu'on branche un analyseur de spectre¹ à la place du détecteur de puissance, le signal mesuré n'est pas constant en fréquence. En dessous de 20 MHz, il y avait des pics de grandes amplitudes anormaux. Ceci pourrait venir de sources de bruits électromagnétiques externes au montage captées par les composants du circuit. Ensuite, au-dessus d'un gigahertz le gain de l'amplificateur est variable en fonction de la fréquence. En utilisant un filtre passe-bas et un filtre passe-haut, nous obtenons un filtre passe-bande équivalent à celui que nous utilisons sur le schéma.

Finalement, l'équation 4.1 prend la forme suivante :

$$S_{vv} = G_f \left(2eRV \coth \left[\frac{eV}{2k_b T} \right] + 4k_b T_a R \right) \quad (4.2)$$

où G_f et T_a sont respectivement le gain effectif de l'amplificateur intégré sur la bande de fréquence 40 – 800 MHz et la température de bruit de l'amplificateur. Ce terme s'ajoutant traduit le bruit ajouté par l'amplificateur au signal total.

4.4.3 Résultats

Nous avons mesuré le bruit de la jonction, présenté dans la section 4.3, avec deux versions du porte-échantillon. La première est visible dans la figure 4.3. La seconde est visible dans la figure 4.6. La deuxième méthode se sert d'un couvercle en aluminium, les morceaux au milieu et à droite sur la photo. Cette amélioration a été nécessaire pour couper l'échantillon du rayonnement extérieur. En effet, des parties dans le cryostat peuvent être plus chaudes que la température de l'hélium liquide. Le rayonnement de ces parties chauffe l'échantillon. De plus, nous avons ajouté des fils micro soudés depuis la masse de l'échantillon vers le support en aluminium du porte-échantillon. Nous utilisons cette technique, car le silicium à basse température devient de plus en plus un isolant thermique.

Les mesures de bruit en fonction du courant traversant la jonction tunnel sont présentées dans la figure 4.7. Les points de couleurs sont les mesures prises à la température du cryostat T_c . Les points bleus ont été pris avec la première version tandis que les points verts et violets avec la seconde version. Les lignes pleines sont obtenues par ajustement de courbe de l'équation 4.2 sur les données. Les paramètres libres sont le gain de l'amplificateur, sa

1. Appareil de mesure servant à mesurer la puissance de chaque composante en fréquence d'un signal.

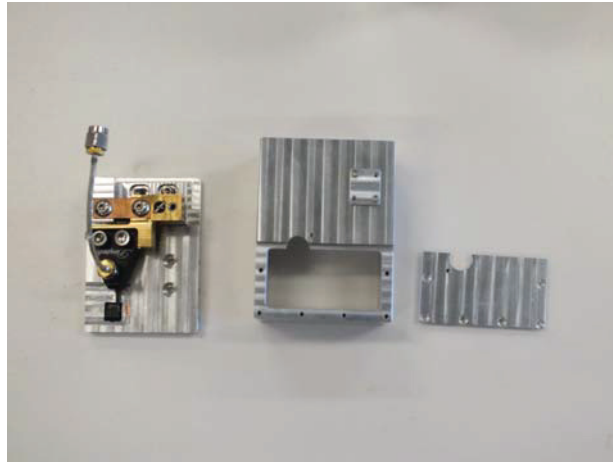


FIGURE 4.6 Améliorations faites aux portes-échantillon. Un couvercle fait en aluminium a été ajouté. De plus, la masse de l'échantillon est micro soudée au socle du porte-échantillon.

température et la température électronique de la jonction. Avec la première version, nous obtenons une température électronique de 5.02 K. À cette échelle de température, nous pouvons dire que la jonction n'est pas bien thermalisée avec la différence entre les deux températures. Dans la seconde version, la température est bien plus proche de la valeur du cryostat. À 1.39 K, la température électronique est encore très proche de celle du cryostat.

Les données sont prises en une minute et trente-cinq secondes à peu près. Ainsi, on peut négliger les dérives de la température sur cette échelle de temps. Dans les deux dernières courbes, nous avons juste pris les données avec un taux plus rapide. Chaque courbe est aussi le fruit de la moyenne entre 10 courbes. Les ajustements de courbes sont très précis par rapport aux données. Nous pouvons en conclure que le couvercle et les micros soudures ont amélioré la thermalisation de l'échantillon. Le troisième critère de bon fonctionnement du porte-échantillon décrit dans la section 4.1 est atteint avec ces derniers résultats.

Dans le chapitre suivant, nous présentons une mesure préliminaire du coefficient de réflexion d'une jonction Josephson faite en niobium et oxyde d'aluminium.

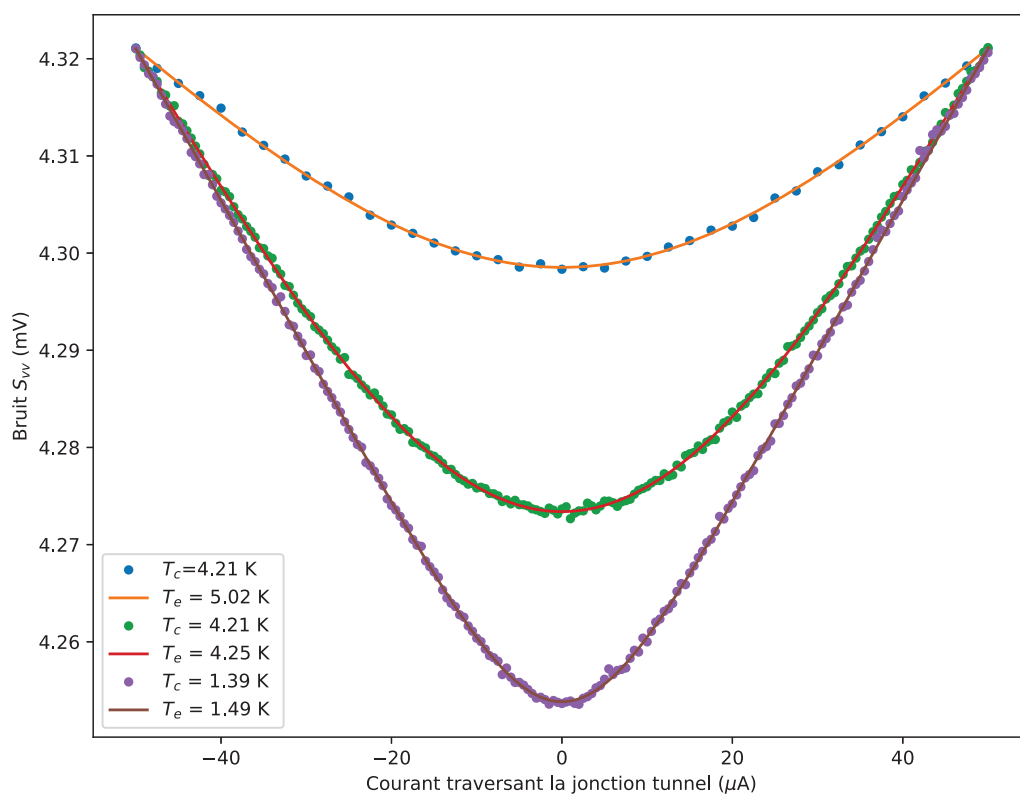


FIGURE 4.7 Bruit d'une jonction tunnel en fonction du courant la traversant. Les courbes formées par les cercles de couleurs sont les données expérimentales. En bleu, ce sont les mesures faites lorsque la température du cryostat est égale à 4.21 K avec le modèle de porte-échantillon sans couvercle ni micro soudure. En vert et violet, ce sont les données prises avec le modèle de porte-échantillon avec un couvercle et des micros soudures. La différence entre les deux est la température du cryostat, soit 4.21 K pour la verte et 1.39 K pour la violette. Les courbes pleines sont les ajustements de courbes faits sur les données pour obtenir les températures électroniques T_e d'après l'équation 4.2.

Chapitre 5

Mesure d'une jonction Josephson : interface Nb/Al/Al₂O₃/Al/Nb

5.1 Introduction sur la supraconductivité et la jonction Josephson.

5.1.1 Notions de bases

La supraconductivité fut découvert par Kamerlingh Omnes en 1911 quand il observa la résistance du mercure devenir nul sous une température spécifique. Elle se nomme la température critique et est notée T_c . La meilleure compréhension que nous avons de ce phénomène provient de la théorie BCS [15]. À cause d'interactions électron-phonon¹, une instabilité se crée au niveau de Fermi ce qui force les électrons à former un condensat (semblable au condensat de Bose-Einstein) composé de paires d'électrons. Elles sont nommées paires de Cooper. L'état supraconducteur est caractérisé par un paramètre d'ordre complexe $\Delta e^{i\phi}$. Δ est lié au "gap" du supraconducteur et ϕ est la phase de la fonction d'onde de Ginzburg-Landau (GL). Le "gap" est la différence d'énergie entre le niveau de Fermi et l'état d'excitation des quasi-particules. C'est-à-dire qu'il existe une énergie minimale (notée E_g) nécessaire pour briser une paire de Cooper en deux quasi-particules. À température nulle E_g vaut :

$$E_g(T = 0) = 2\Delta = 3.528k_B T_c \quad (5.1)$$

où k_B est la constante de Boltzmann. Dans la théorie de GL, il est introduit une longueur appelée la longueur de cohérence. C'est environ la distance occupée par une paire de

1. Phonon : Quantum d'oscillation d'une particule dans un réseau cristallin

Cooper. Un métal normal juxtaposé à un supraconducteur sera aussi supraconducteur s'il est suffisamment mince. C'est l'effet de proximité. La longueur de cohérence des paires dans le niobium est de l'ordre de grandeur de la centaine de nanomètres.

5.1.2 La jonction Josephson

B.D Josephson a prédit en 1973 l'existence d'un effet qui sera nommé effet Josephson. Un courant peut traverser deux métaux supraconducteurs séparés par un isolant par effet tunnel de paires de Cooper. Cet agencement de supraconducteur et isolant est appelé une jonction Josephson. Le super courant traversant une jonction vaut [16] :

$$I = I_c \sin(\Delta\phi) \quad (5.2)$$

où $\Delta\phi$ est la différence de phase des fonctions d'ondes de GL de chacune des électrodes de la jonction, et I_c est le courant critique de la jonction. Le courant critique est le courant maximal que peut supporter la jonction Josephson sans dissipation. Par [16], le courant critique d'une jonction Josephson vaut :

$$I_c = \frac{\pi E_g}{4eR_n} \quad (5.3)$$

où R_n est la résistance de la jonction à l'état normal et e la charge d'un électron.

5.1.3 L'inductance Josephson

L'inductance Josephson est un autre phénomène dérivant de l'existence d'un super courant dans une jonction. Dans la suite, nous allons présenter son expression bien que nous ne l'ayons pas observé directement dans notre échantillon. B.D Josephson a prédit que la différence de phase évolue linéairement dans le temps et dépend de la différence de potentiel aux bornes des électrodes. La dérivé dans le temps de $\Delta\phi$ vaut :

$$\frac{d(\Delta\phi)}{dt} = \frac{2eV}{\hbar} \quad (5.4)$$

où V est la différence de tension appliquée entre les deux électrodes. Si nous dérivons, dans le temps, le super courant 5.2, nous obtenons :

$$\frac{dI}{dt} = I_c \frac{2e \cos \phi}{\hbar} V \quad (5.5)$$

que nous pouvons écrire sous cette forme :

$$V = L \frac{dI}{dt} \quad (5.6)$$

où L est l'équivalent d'une inductance donnée par :

$$L = \frac{\hbar/2e}{I_c \cos \phi} = \frac{\hbar/2e}{\sqrt{I_c^2 - I^2}} \quad (5.7)$$

Cette dernière équation montre que l'inductance est supposée diverger lorsque le courant de polarisation se rapproche du courant critique.

Dans les prochaines sections nous présenterons comment ont été fabriqués les jonctions dont nous nous sommes servi. Ensuite nous présenterons le montage expérimental et les mesures que nous avons faites.

5.2 Fabrication des jonctions Josephson.

Une jonction Josephson est composée de deux métaux supraconducteurs séparés par une fine couche isolante. La température minimale atteignable avec notre cryostat est 1.39 K. La température critique de l'aluminium est 1.2 K, donc nous ne pouvons pas nous servir des jonctions déjà fabriquées dans la section 3.3. Nous avons choisi le niobium car sa température critique en couche mince est $\simeq 7$ K. Cependant, les oxydes de niobium n'ont pas de bonnes propriétés et sont difficiles à contrôler. Nous avons donc utilisé de l'oxyde d'aluminium comme couche isolante.

Nous avons utilisé la même technique pour former un pont de résine que décrite dans la section 3.3.1. La particularité de ces jonctions réside dans les étapes de déposition des métaux. Le schéma 5.1 résume comment ont été évaporées ces jonctions. Cependant, nous allons en énumérer les étapes ci-dessous :

Étape 1 : Évaporation de 20 nm de niobium avec un angle de $+45^\circ$ par rapport à la vertical du substrat. La couche est représentée en orange sur le schéma ;

Étape 2 : Évaporation d'une couche de 5 nm d'aluminium avec un angle de -45° ;

Étape 3 : Oxydation dynamique de l'échantillon avec les paramètres suivants, 90 mtorr de pression, 50 sccm pendant 20 min ;

Étape 4 : Évaporation d'une seconde couche de 2 nm d'aluminium avec un angle de -45° . Les deux couches d'aluminium sont représentées en gris sur le schéma ;

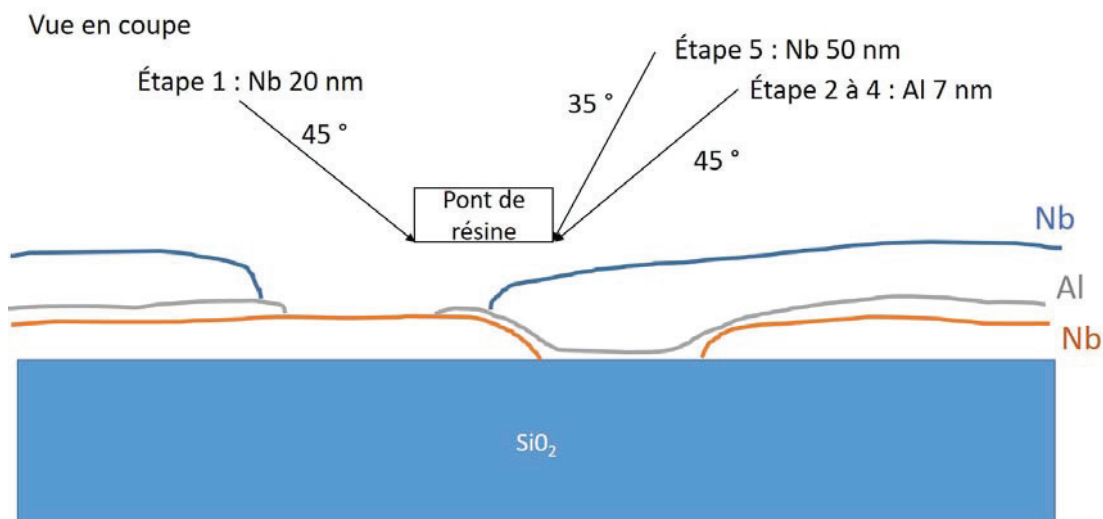


FIGURE 5.1 Schéma en vue de coupe des étapes d'évaporations d'une jonction Josephson faite en niobium. Étape 1 : 20 nm de niobium à $+45^\circ$. Étape 2 : 5 d'aluminium à -45° . Étape 3 : Oxydation. Étape 4 : 2 nm d'aluminium à -45° . Étape 5 : 50 nm de Niobium à -35° .

Étape 5 : Évaporation d'une dernière couche de 50 nm de niobium avec un angle de -35° . Cette couche est représentée en bleu sur le schéma.

Lors de l'étape d'oxydation, l'aluminium s'oxyde typiquement sur 3 à 4 nanomètres en profondeur. La couche totale d'aluminium est composée de 1 – 2 nm d'aluminium et 3 – 4 nm d'oxyde d'aluminium sur lequel nous avons évaporé 2 nm d'aluminium afin de symétriser la jonction. Les petites épaisseurs d'aluminium seront supraconductrices à basse température par proximité du niobium, car elles sont plus petites que la longueur de cohérence des paires de Cooper dans le niobium. La différence d'angle entre les couches d'aluminium et la seconde couche de niobium est choisie pour que la jonction ne soit pas court-circuitée. La surface de recouvrement mesurée sous microscope est de $13.31 \pm 1.6 \mu\text{m}$. La capacité plane² associée à cette surface et à 3 nm d'oxyde d'aluminium est $C = 0.416 \text{ pF}$.

La figure 5.2 présente une photo, prise sous microscope avec un objectif $100\times$, de la jonction utilisée lors des mesures faite par la suite. Les différentes couches de niobium sont visibles et surtout la partie plus claire qui est l'aluminium. La jonction est formée verticalement au recouvrement des couches.

2. https://fr.wikipedia.org/wiki/Condensateur_plan



FIGURE 5.2 Photo prise sous microscope avec un grossissement $100\times$ d'une jonction Josephson faite en niobium et oxyde d'aluminium avec le procédé d'évaporation décrit par la figure 5.1.

5.3 Montage expérimental

Le montage est schématisé dans la figure 5.3. La partie avec laquelle le coefficient de réflexion est mesuré est identique à celle de la figure 2.2. La bande passante est de 200 MHz à 25 GHz. En plus, nous avons ajouté une partie pour pouvoir polariser la jonction avec un courant continu. Nous nous sommes servis d'une source de tension idéale transformée en source de courant. Pour cela, nous avons branché à la sortie de la source de tension une résistance très grande (100 K Ω) par rapport à la résistance de la jonction dans l'état normal ($\simeq 60 \Omega$). Avec un multimètre digital, nous pouvons mesurer la tension aux bornes de la jonction Josephson. La partie AC du montage est découplée de la partie DC par un T de polarisation (0.1 MHz à 40 GHz).

Avec ce montage, nous pourrions faire une première mesure de caractérisation ($V(I)$). Sans que le VNA soit allumé, nous étudierons la dépendance de la tension aux bornes de la jonction en fonction du courant la traversant. Cela permettra de vérifier que le courant critique de la jonction est en accord avec l'équation 5.3. Ensuite, nous pourrions quantifier l'effet d'allumer le VNA sur cette courbe caractéristique. Nous avons mis le VNA en mode stationnaire, c'est-à-dire que la fréquence et la puissance du signal en sortit sont constantes dans le temps. Nous ajusterons la puissance envoyée sur l'échantillon pour qu'elle ne modifie

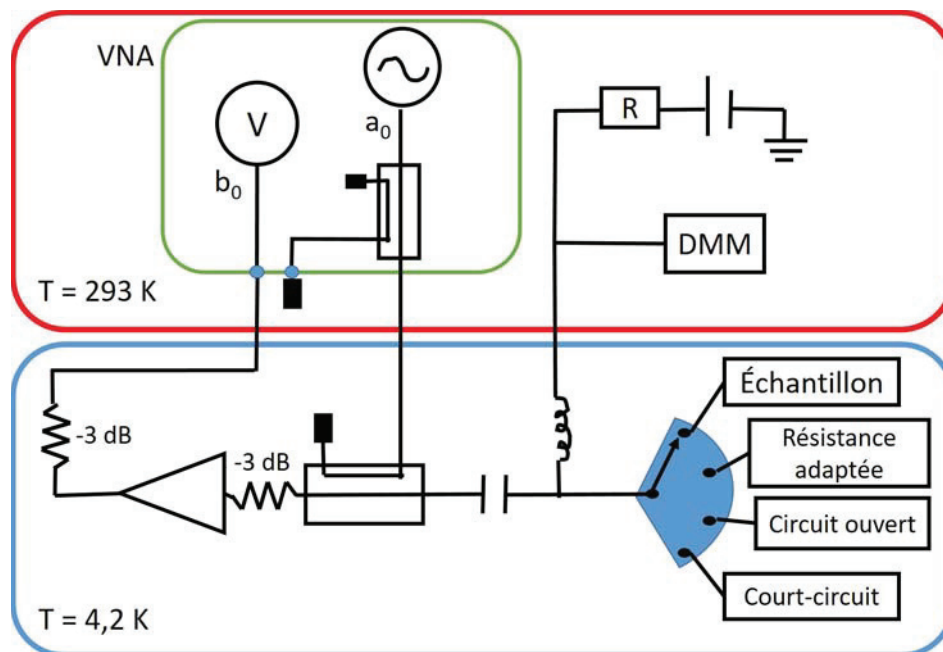


FIGURE 5.3 Schéma du montage expérimental servant à mesurer le coefficient de réflexion d'une jonction Josephson polarisée par un courant continu. DMM : Multimètre digital.

pas ou presque la courbe $V(I)$. Autrement dit que le comportement de la jonction ne soit pas affecté par l'excitation micro-onde. Ainsi, nous pourrions mesurer le coefficient de réflexion en fonctions de la fréquence pour différents points sur la caractéristique $V(I)$.

5.4 Résultats

La figure 5.4 présente la mesure $V(I)$ lorsque le VNA est éteint. La courbe bleue est la mesure de la tension lorsque le courant est augmenté de -200 à $200 \mu\text{A}$ et inversement pour la courbe orange. Sur la courbe bleue à courant positif, il y a une première transition à $31 \mu\text{A}$. La courbe passe d'une pente nulle ($R = 0 \Omega$) à une courbe avec une pente ($R \neq 0$). C'est la manifestation de la jonction Josephson qui transite de l'état supraconducteur à l'état normal. Plus loin, il y a deux transitions supplémentaires à $102 \mu\text{A}$ et $133 \mu\text{A}$. De la même manière à courant négatif, nous retrouvons les mêmes transitions sur la courbe orange, soit à $-32 \mu\text{A}$, $-102 \mu\text{A}$ et $-134 \mu\text{A}$. Ces transitions supplémentaires peuvent s'expliquer par l'existence de sections de supraconducteur qui ont un courant critique supérieur à celui de la jonction. La résistance normale de la jonction est extraite de la pente des courbes bleues ou orange lorsque toutes les transitions ont été dépassées. C'est-à-dire à courant supérieur à $150 \mu\text{A}$

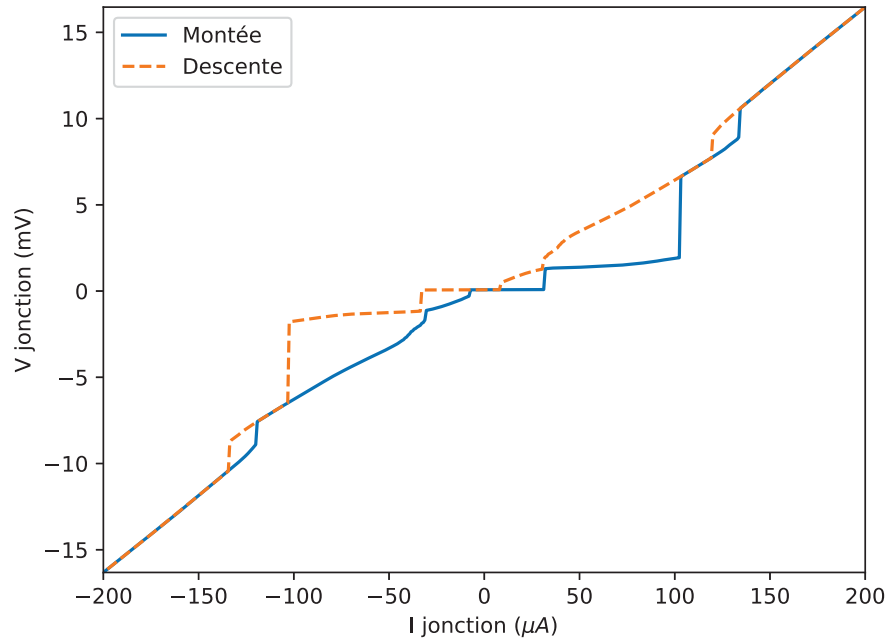


FIGURE 5.4 Mesure de la tension aux bornes d'une jonction Josephson en fonction du courant la traversant lorsque le VNA est éteint. La courbe bleue est prise en augmentant le courant de -200 à $200 \mu\text{A}$ et inversement pour la courbe orange.

ou inférieur à $-150 \mu\text{A}$. La résistance déduite, R_N , est égale à 60Ω . Selon la relation 5.1, l'énergie de gap du niobium à $T = 0$ avec $T_c = 7 \text{ K}$ est égale à $21 \times 10^{-4} \text{ eV}$. Nous pouvons en déduire le courant critique attendu pour une jonction Josephson en niobium. D'après 5.3, le courant attendu avec $R_N = 60 \Omega$ est égal à $I_c = 27.5 \mu\text{A}$. Cette valeur est très proche de celle mesurée ($31 \mu\text{A}$).

Les deux courbes montrent un comportement hystérétique. Une première explication serait le chauffage de la jonction par les quasi-particules. Lorsque le courant part d'une valeur nulle et augmente, il est porté par les paires de Cooper donc il n'y a pas de dissipation. Lorsque le courant critique est dépassé, ce sont des quasi-particules qui portent le courant. La jonction chauffe dû à la dissipation (effet Joule). Ceci entraîne la baisse du courant critique. Une deuxième explication est la capacité de l'échantillon qui est assez grande pour induire un comportement sous-amorti de la jonction [17]. Dans ce livre, il est défini un "facteur de qualité" de la jonction : $Q = \sqrt{2eI_c/\hbar C} RC$. Si $Q > 1$, la jonction est dans un régime nommé sous amorti et sa caractéristique $I(V)$ sera hystérétique. Nous utilisons les valeurs calculées, $I_c = 27.5 \mu\text{A}$, $C = 0.416 \text{ pF}$ et la valeur mesurée $R = R_N$. Dans notre cas Q est égal à 4.46. La jonction est donc bien dans un régime sous-amorti, ce qui explique l'hystérésis dans la figure

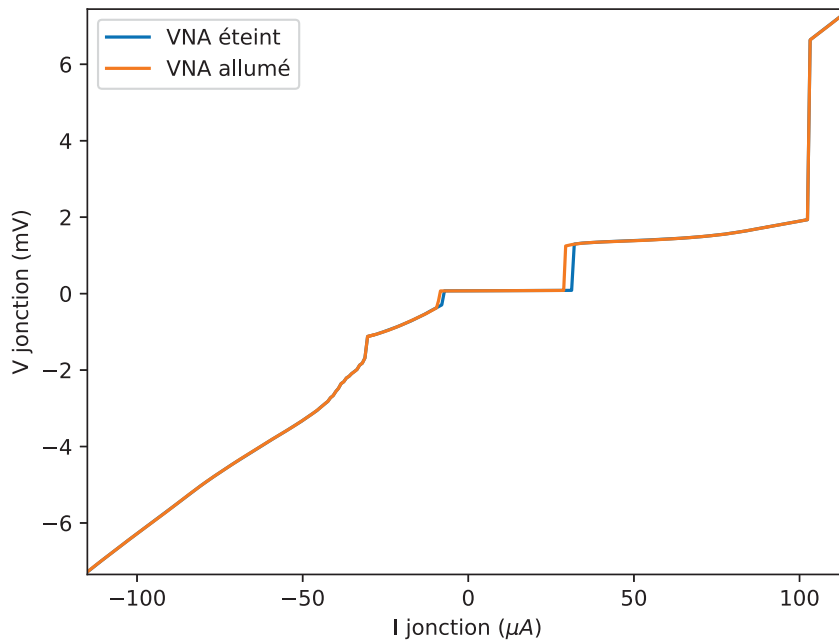


FIGURE 5.5 Mesure de la tension aux bornes d'une jonction Josephson en fonction du courant la traversant. Courbe bleue : le VNA est éteint. Courbe orange : le VNA est allumé et réglé en mode stationnaire. La fréquence d'excitation est mise à 2 GHz et la puissance envoyée est égale à -55 dBm. Les deux courbes sont prises en montant de -115 à 115 μA .

5.4. Si le courant est diminué sous le courant critique, l'état normal persiste à cause de l'inertie des quasi-particules. Le courant spécifique, où la jonction redevient supraconductrice, est le courant de repiégeage ("retrapping current") : $I_r = 4I_c / \pi Q$. Par le calcul, nous nous attendons à ce qu'il soit égal à 7.85 μA . Par mesure sur la courbe orange de la figure 5.4, ce courant vaut 8.22 μA . Ces arguments et la proximité entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées, nous confortent dans l'idée que c'est un effet d'amortissement plutôt qu'un effet de chauffage.

La seconde mesure faite est de quantifier l'effet du VNA sur cette courbe $V(I)$. La figure 5.5 présente les résultats de -115 à 115 μA . Nous nous sommes concentrés sur cette partie pour bien voir l'effet de la jonction Josephson sur la transition. La transition apparaît à plus bas courant lorsque le VNA est allumé. En effet, la puissance (-55 dBm) est suffisante pour faire transiter la jonction à plus faible courant continu. Cet effet reste quand même petit, un décalage d'environ 3 μA .

Finalement, nous avons mesuré l'amplitude du coefficient de réflexion en fonction de

la fréquence pour différents points de polarisation de la jonction. Les points choisis sont présentés dans l'encart de la figure 5.6. Les résistances différentielles (dV/dI) en chaque point sont déterminées numériquement à partir de cette courbe. Ces valeurs sont reportées dans le tableau 5.1 (seconde colonne). Les résistances sont mesurées aussi par l'amplitude du coefficient de réflexion à 200 MHz, avec l'approximation $Z \approx R$ (troisième colonne). Les deux mesures sont comparables avec la plus grande erreur étant de 5.19Ω . Le comportement général des courbes ressemble beaucoup à celui des jonctions tunnel de la section 3.3.2. Nous avons comparé leurs comportements à celui d'un circuit R.L en parallèle. Les courbes bleue, orange et verte ont des résistances si faibles que la capacité est toujours court-circuitée aux fréquences accessibles, si bien que Γ apparaît indépendant de la fréquence. Il est alors impossible de déterminer C. Il faudrait pouvoir aller à plus haute fréquence pour voir son effet.

Nous avons déterminé les capacités déduites des 5 autres courbes par ajustement de l'équation 3.13. Les valeurs sont reportées dans le tableau 5.1, dans la quatrième colonne. Nous nous attendons à ce que la capacité obtenue soit identique entre les cinq courbes, car elle n'est due qu'aux facteurs géométriques de la jonction. Les valeurs obtenues sont du même ordre de grandeur que celle prédite à l'aide de la surface de recouvrement dans la section 5.2. La différence doit une nouvelle fois venir de la difficulté à mesurer la surface de la jonction avec un microscope. Nous remarquons que les courbes rose, grise et jaune ont des capacités très similaires, tandis que les courbes rouge et marron sont légèrement différentes. Ces dernières courbes ont des résistances DC plus faibles que les autres. Ces petites variations de capacité peuvent provenir de comportements négligés jusque là tel que l'atténuation. Nous avons discuté de l'inductance Josephson dans les sections précédentes. La courbe qui est supposée subir le plus les effets de cette inductance est la courbe orange, car elle est proche du courant critique sans le dépasser. À courant nul d'après l'équation 5.7, l'inductance Josephson vaut $L(I = 0) = \frac{1.05 \times 10^{-34}}{2 \times 1.6 \times 31 \times 10^{-25}} = 10.1 \times 10^{-3} \text{ nH}$. Cette valeur est très petite comparée aux inductances mesurées dans la section 3.2.2. Au point orange ($I = 30 \mu\text{m}$), l'inductance vaudrait $42.9 \times 10^{-3} \text{ nH}$. Cette valeur est à nouveau bien inférieure aux inductances que nous avons mesurées. Pour augmenter l'inductance théorique, il faudrait pouvoir se rapprocher du courant critique. Nous ne sommes pas capables de nous en approcher comme nous le désirons sans que la jonction transite dans l'état normal. Ceci peut s'expliquer par la présence de fluctuations thermique ou du bruit électromagnétique. Pour conclure, nous interprétons notre échantillon comme un circuit R.C parallèle dont on peut faire varier la résistance.

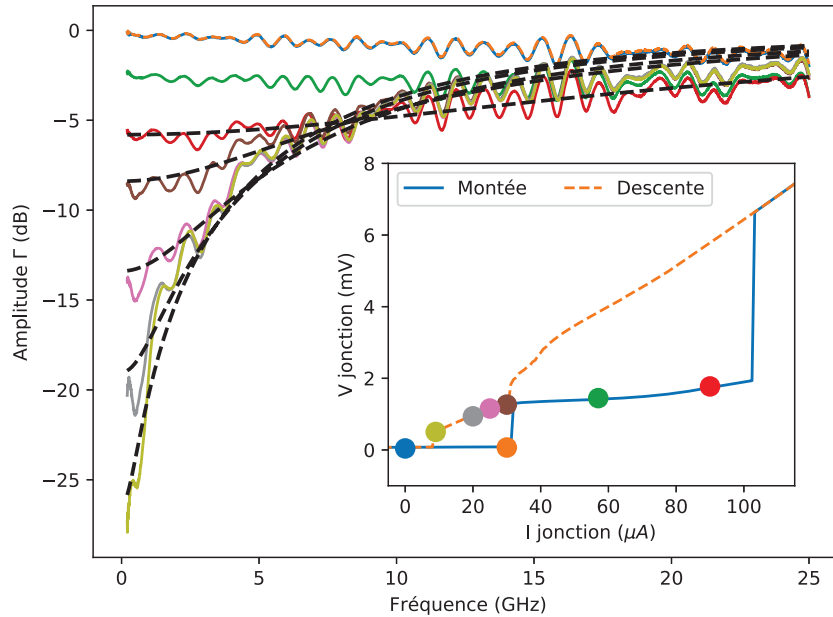


FIGURE 5.6 Amplitude du coefficient de réflexion d'une jonction Josephson à plusieurs courants de polarisation. Ces courbes peuvent être interprétées comme des circuits R.C en parallèle.

Couleur courbe	$R_{dV/dI}$ (Ω)	$R_{200\text{ MHz}}$ (Ω)	C_{fit} (pF)	f_c (GHz)
Bleue	0.02	0.34
Orange	0.5	0.29
Verte	4.5	6.73
Rouge	15.2	15.48	0.418	25.00
Marron	20.5	22.84	0.605	12.81
Rose	31.0	33.24	0.567	9.04
Grise	36.0	41.19	0.575	7.67
Jaune	45.0	45.87	0.574	6.16

TABLE 5.1 Tableau récapitulatif de l'analyse de la jonction Josephson faite en niobium. Colonne 1 : couleur de la courbe dans la figure 5.6. Colonne 2 : résistance (dV/dI) extraite de la pente de la figure 5.6 dans l'encart. Colonne 3 : résistance obtenue de l'amplitude de Γ à 200 MHz. Colonne 4 : capacité obtenue par ajustement avec l'équation 3.13. Colonne 5 : Fréquence de coupure obtenue du produit RC et l'équation 3.14.

Conclusion

Ce mémoire présente un montage cryogénique permettant de mesurer le coefficient de réflexion Γ de n'importe quel échantillon micro fabriqué sur plaque de silicium. Nous sommes capables de faire des mesures continues sur une plage de 0.2 GHz à 25 GHz. En le comparant à celui proposé par d'autres groupes [18] et [19], il est très bien placé dans la compétition. Le premier article présente un porte-échantillon où les connexions sont faites à la verticale par pression sur l'échantillon. La largeur de bande fonctionnelle va de 0 à 8 GHz. Dans le second article, le porte échantillon est utilisable de 0 à 32 GHz. Les dimensions du porte échantillon ont été optimisé pour que les premiers modes absorbants soient supérieurs à la bande précédente.

Tout ceci a été possible grâce à plusieurs aspects. Dans un premier temps, nous avons montré que nous sommes capables de faire une calibration cryogénique lors du même refroidissement (chapitre 2). Ensuite, nous avons optimisé la transition du signal vers les échantillons micros fabriqués en se servant de sonde micro-onde (chapitre 3). Nous avons démontré la mesure de la fréquence de coupure d'une jonction Tunnel à 1.39 Kelvin dans le chapitre 4. Finalement, nous avons présenté les mesures préliminaires faites sur une jonction Josephson faite en niobium et oxyde d'aluminium. Nous l'avons interprété comme un circuit R.C parallèle dont nous pouvons faire varier la résistance pour changer la fréquence de coupure de la jonction.

Malgré tous ces résultats prometteurs, il reste une bonne partie d'amélioration du montage. En effet, nous pourrions optimiser la surface occupée par le porte-échantillon. Ceci permettrait d'utiliser quatre portes-échantillons pour pousser directement le plan de calibration juste avant l'échantillon. Une autre solution serait de garder le montage comme il est actuellement et de modéliser mathématiquement l'effet des parties non calibré et qui ne nous intéressent pas, par exemple, le câble de quatre pouces et la sonde. Cela permettrait de compenser l'atténuation, le déphasage et les oscillations produites par les résonances. Le dernier test cryogénique est de mettre le montage développé dans un réfrigérateur à dilution.

Les mesures sur la jonction Josephson seront possiblement plus faciles dans un réfrigérateur à dilution, car nous utiliserons des jonctions faites en aluminium. Leurs fabrications sont mieux contrôlées qu'avec le niobium.

Malgré ces petites améliorations possibles, ce montage flexible permettra de faire des mesures haute fréquence sur des échantillons variés. Par exemple, dans cet article [20], ils mesurent l'impédance complexe d'une résistance en série avec une capacité, mais à une seule fréquence permise par leur montage. Avec notre montage, nous pouvons penser à faire ce type d'expérience, mais sur une bande de fréquence continue. De plus, à l'intérieur même de notre groupe, ce montage permettra de caractériser proprement nos échantillons micro fabriqués comme des jonctions tunnel, des microfils diffusant ou des bolomètres.

Bibliographie

- [1] Udson C.Mendes. Parametric amplification and squeezing with ac- and dc-voltage biased superconducting junction. *arXiv* (2018). 1
- [2] David M.Pozar. *Microwave engineering*, chapitre 2, 48. WILEY (1990). 4, 5
- [3] Thomas H.Lee. *Planar Microwave Engineering*, chapitre 3.5, 71. Cambridge University Press (2004). 7
- [4] David M.Pozar. *Microwave engineering*, chapitre 2.3, 56. WILEY (1990). 8
- [5] National instrument. Introduction to network analyzer measurements fundamentals and background. Technical report, Agilent, (2005). 9
- [6] Keysight Technologies. Time domain analysis using a network analyser. Technical report, Keysight, (2016). 10, 55
- [7] David M.Pozar. *Microwave engineering*, chapitre 4.5, 194. WILEY (1990). 15
- [8] Doug Rytting. Network analyzer error models and calibration methods. Technical report, Agilent Technologies, (2005). 16
- [9] Zoya Popovic Leonardo Ranzani, Lafe Spietz et José Aumentado. Two-port microwave calibration at millikelvin temperatures. *Review of scientific instruments* (2013). doi :10.1063/1.4794910. 21
- [10] Glenn F.Engen. Thru-reflect-line : an improved technique forcalibrating the dual six-port automatic network analyser. *IEE transactions microwave theory and technique* (1979). 21
- [11] Rainee N.Simons. *Coplanar Waveguide Circuits, Components, and Systems*. Wiley-Interscience, (2001). 28, 29
- [12] Rainee N.Simons. *Coplanar Waveguide Circuits, Components, and Systems*, chapitre 2.2.3, 20. Wiley-Interscience (2001). 29
- [13] Karl Thibault. *Corrélateur courant-courant dans le domaine temporel d'une jonction tunnel mesuré par spectroscopie micro-onde*. Mémoire de Maîtrise, Université de Sherbrooke, (2014). 45, 47
- [14] Lafe Spietz. Primary electronic thermometry using the shot noise of a tunnel junction. *ScienceLafeSpietz2003* (2003). 56
- [15] Michael Tinkham. *Introduction to superconductivity*, chapitre 3, 8. Dover Publications (2004). 60

- [16] Micheal Tinkham. *Introduction to superconductivity*, chapitre 6, 196. Dover Publications (2004). [61](#)
- [17] Michael Tinkham. *Introduction to superconductivity*, chapitre 6.3.2, 205. Dover publications (2004). [66](#)
- [18] J.H Béjanin. Three-dimensional wiring for extensible quantum computing : the quantum socket. *Phys. Rev. Applied* (2016). [70](#)
- [19] A.S. Averkin. Broadband sample holder for microwave spectroscopy of superconducting qubits. *Review of Scientific Instruments* (2014). [doi :10.1063/1.4896830](https://doi.org/10.1063/1.4896830). [70](#)
- [20] J.Gabelli. Violation of kirchoff's laws for a coherent rc circuit. *Science* (2006). [71](#)