



HAL
open science

Fabrication et caractérisation électrique et thermique de microbolomètres non refroidis suspendus à base de couches minces $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ sur silicium

Shuang Liu

► **To cite this version:**

Shuang Liu. Fabrication et caractérisation électrique et thermique de microbolomètres non refroidis suspendus à base de couches minces $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ sur silicium. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Caen, 2013. Français. NNT : . tel-00915819

HAL Id: tel-00915819

<https://theses.hal.science/tel-00915819>

Submitted on 9 Dec 2013

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

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

UNIVERSITÉ DE CAEN BASSE-NORMANDIE
U.F.R. : Sciences
ECOLE DOCTORALE S.I.M.E.M.

T H E S E

Présentée par : Shuang LIU

et soutenue **Le 8 Mars 2013**

en vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE CAEN BASSE-NORMANDIE

Spécialité : Électronique, microélectronique et nanoélectronique

Arrêté du 07 août 2006

**Fabrication et caractérisation électrique et thermique de
microbolomètres non refroidis suspendus à base de
couches minces $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ sur silicium**

MEMBRES DU JURY

M. Philippe LECOEUR	Professeur des universités IEF Orsay / Université Paris Sud	Rapporteur
M. Riad HAIDAR	Professeur Ecole Polytechnique ONERA Palaiseau / Ecole Polytechnique	Rapporteur
M^{me} Pascale ROY	Directrice de recherches CNRS Synchrotron SOLEIL, Gif sur Yvette	Examineur
M. Nicolas BERGEAL	Maître de conférences LPEM, CNRS - ESPCI ParisTech	Examineur
M. François SIMOENS	Ingénieur CEA CEA LETI Grenoble	Examineur
M^{me} Laurence MECHIN	Chargée de recherches CNRS GREYC Caen	Directrice de thèse
M. Bruno GUILLET	Maître de conférences GREYC / Université de Caen Basse-Normandie	Co-encadrant

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Messieurs Philippe Lecoer et Riad Haidar pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse. Un grand merci pour les remarques et les conseils qui m'ont permis d'améliorer nettement la qualité de mon manuscrit. Je suis très reconnaissante aux examinateurs : Madame Pascale Roy, Messieurs Nicolas Bergeal et François Simoens.

Je remercie ceux qui m'ont accueilli au sein de l'équipe Electronique du laboratoire GREYC de Caen. Je tiens à remercier Madame Laurence Méchin, directrice de cette thèse, qui m'a encadrée au jour le jour pendant les trois années de thèse. Son enthousiasme a pour beaucoup contribué à faire mon initiation à la recherche une expérience inédite.

J'exprime toute ma reconnaissance à Bruno Guillet mon co-encadrant pour sa disponibilité, ses conseils pertinents, d'avoir relu et corrigé ce mémoire qui ne serait pas ce qu'il est actuellement.

Je tiens à remercier Cédric Fur, qui m'a aidé pour certaines manipulations dans la salle blanche et la salle grise.

Je remercie également ma collègue de bureau Chantal Gunther, qui a dû subir mes mauvaises blagues et mes débordements durant toutes ces années.

Je dois aussi un grand merci à Nicole Delamotte pour sa gentillesse et sa disponibilité qui m'a beaucoup aidé pour gérer les aspects administratifs et personnels pendant ces années.

Cette thèse n'aurait tout simplement pas pu avoir lieu si un certain nombre de personnes n'avaient, un jour ou un autre, donné un coup de pouce sans même se douter combien leur rôle aura pu m'être précieux. Je voudrais remercier toutes les collègues du laboratoire : Jean-Marc Routoure, Christophe Dolabdjian, Stéphane Flament, Didier Robbes, Marc Lam, Corentin Jorel, Matthieu Denoual, Gilles Allègre, Bogdan Cretu, Sylvain Lebargy, Julien Gasnier, Christophe Cordier, Pierre Langlois, Sébastien Saez, Philippe Poupard, Laurette Chardon, Ammar Aryan, Xin Zhuang, Sheng Wu, Rachida Talamat, Maria Timofeeva, Kamel Fodil.

Un grand merci également à Carolina Adamo pour avoir fourni les échantillons des couches minces LSMO, à Frank Lemarie et Jafarre El Fallah pour des mesures aux MEB.

Je pense particulièrement aussi à mes amis, Alice Galdi, Qiran Li, Geeta Mutta, Yi Wang et Carlo Barone.

Enfin, je veux exprimer toute ma gratitude à mes parents, à mon mari Jian Sun et à mon fils Lucas Sun qui m'ont soutenu et encouragé depuis toujours et sans lesquels je ne serais pas parvenu à accomplir ce travail.

Table des matières

Introduction générale.....	i
----------------------------	---

Chapitre 1 : Présentation du sujet et bibliographie

I. Rayonnement infrarouge et détecteurs infrarouges..... 1

I.1. Définition du rayonnement infrarouge.....	1
I.2. Applications des détecteurs infrarouges.....	2
I.3. Différents types de détecteurs de rayonnement.....	3
I.3.a) Détecteurs photoniques.....	3
I.3.b) Détecteurs thermiques.....	4
I.3.c) Comparaison.....	5
I.4. Principales caractéristiques des détecteurs infrarouges.....	6
I.4.a) Sensibilités électriques et optiques, \mathfrak{R} élec ou \mathfrak{R} opt.....	6
I.4.b) Constante de temps de réponse τ	6
I.4.c) Notions de bruit, NET, et NEP.....	7
Bruit, SV ou SI.....	7
Température équivalente de bruit, NET et NETD.....	7
Puissance équivalente de bruit NEP.....	7
I.4.d) Détections 7	7
Détection spécifique D^* 7	7
Détection percussive Δ 7	7

II. Présentation du bolomètre..... 8

II.1. Principe de fonctionnement.....	8
II.2. Modèle simplifié et figures de mérite d'un bolomètre.....	9
II.2.a) Bilan énergétique et sensibilité.....	9
II.2.b) Constante de temps de réponse.....	11
II.2.c) Différentes sources du bruit dans un bolomètre et NEP.....	11
II.3. Limites fondamentales des performances d'un bolomètre non-refroidi.....	13

III. État de l'art des bolomètres non refroidis 16

III.1. Couplage du rayonnement avec la surface de détection.....	16
III.1.a) Couche absorbante.....	16

III.1.b) Couplage par antenne	16
III.1.c) Couplage par cavité quart d'onde.....	17
III.1.d) Spider web.....	18
III.2. Découplage thermique	19
III.2.a) Minimisation de la conductance thermique G.....	19
III.2.b) Techniques de micro-usinage du silicium	19
III.2.c) Quelques designs de bolomètres suspendus	21
III.2.d) Conclusion et résumé des techniques de fabrication.....	24
III.3. Matériaux résistifs utilisés comme thermomètres en bolométrie non refroidie.....	26
III.3.a) Métaux.....	26
III.3.b) Semi-conducteur.....	26
III.3.c) Oxydes de transition.....	26
III.3.d) Caractéristique du $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ (LSMO).....	29
III.4. Conclusion et résumé.....	31

Chapitre 2 : Fabrication des structures suspendues

I. Introduction.....	33
II. Propriétés des couches minces LSMO.....	34
II.1. Liste des couches minces étudiées.....	35
II.2. Propriétés des couches minces LSMO/STO/Si et LSMO/CTO/Si.....	36
II.3. Propriétés des couches minces LSMO/STO/CeO ₂ /YSZ/Si et LSMO/YSZ/Si.....	38
III. Fabrication des contacts métalliques.....	40
III.1. Masque dédié au test des contacts métalliques sans graver les couches LSMO	40
III.2. Effet du matériau de contact.....	41
III.3. Effet du recuit pour différents matériaux de contact	42
III.4. Effet du procédé lift-off.....	43
III.5. Conditions optimisées de fabrication des contacts métalliques	44
IV. Ajout de couches de protection	45
IV.1. Procédé de fabrication	45
IV.2. Dépôt de la couche de protection par canons à ions.....	46
IV.3. Dépôt de la couche de protection par PLD.....	47
V. Fabrication des structures suspendues par gravure du silicium.....	48
V.1. Masques des structures suspendues LSMO	48
V.2. Réalisation des structures suspendues.....	52
V.2.a) Étude préliminaire	52
V.2.b) Quelques éléments bibliographiques complémentaires.....	54
V.2.c) Premières tentatives de fabrication.....	55
V.2.d) Échantillons sans couche de protection avec procédé optimisé.....	57
V.2.e) Effet de l'ajout des couches protections sur la fabrication des structures suspendues....	58
V.2.f) Fabrication des méandres et ponts parallèles suspendues.....	60
VI. Procédé complet optimisé de fabrication des structures suspendues.....	62
VII. Conclusion	64

Chapitre 3 : Propriétés électriques et thermiques des ponts

LSMO suspendus

I. Propriétés électriques des ponts suspendus.....	67
I.1. Méthode de mesure de la résistance en fonction de la température.....	67
I.2. Liste des échantillons mesurés électriquement.....	69
I.3. Résistivité des ponts suspendus en fonction de la température	69
I.3.a) Couche CA658 (10 nm LSMO/ 20 nm STO/ Si).....	69
I.3.b) Couche CA508 (60 nm LSMO/ 20 nm STO/ Si).....	70
I.3.c) Couche CA615 (50 nm LSMO/ 20 nm CTO/ Si).....	71
I.3.d) Couche CA660 (75 nm LSMO/ 20 nm STO / Si).....	72
I.3.e) Couche CA656 (100 nm LSMO/ 20 nm STO / Si).....	73
I.3.f) Conclusion sur les mesures de résistivité en fonction de la température.....	74
I.4. Dérivée de la résistance par rapport à la température et TCR des ponts suspendus en fonction de la température	75
II. Propriétés thermiques des matériaux utilisés.....	78
II.1. $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ (LSMO).....	78
II.2. SrTiO_3 (STO).....	79
II.3. CaTiO_3 (CTO).....	80
II.4. Autre matériaux.....	81
II.5. Résumé.....	81
III. Conductance thermique des ponts suspendus.....	82
III.1. Expression analytique de la conductance thermique.....	82
III.2. Calcul de la conductance thermique des ponts suspendus attendue d'après les conductivités thermiques de la littérature.....	84
III.3. Mesure de la conductance thermique	85
III.3.a) Méthode de mesure	85
III.3.b) Mesures de conductance thermique et comparaison avec les calculs.....	87
III.4. Estimation de la conductivité thermique des matériaux LSMO et STO à partir des mesures de G.....	89
IV. Constante de temps de réponse des ponts suspendus.....	91
IV.1. Calcul de la constante de temps de réponse des ponts suspendus attendue d'après les données de la littérature.....	91
IV.2. Méthodes de mesure de la constante de temps de réponse.....	92

IV.2.a) Méthode de mesure de τ par application d'un échelon de température.....	92
IV.2.b) Méthode de mesure de la fréquence de coupure par la réponse optique.....	93
IV.2.c) Méthode de mesure de la fréquence de coupure par la méthode 3ω	94
IV.3. Résultats de mesure de la fréquence de coupure par la méthode 3ω	95
IV.4. Capacité calorifique C.....	98
V. Conclusion.....	99

Chapitre 4 : Performances bolométriques des bolomètres suspendus

I. Sensibilités électrique et optique.....	101
I.1. Évaluation de la sensibilité électrique des ponts suspendus.....	101
I.1.a) Sensibilité électrique en fonction de la température.....	101
I.1.b) Sensibilité électrique en fonction de la fréquence	103
I.2. Evaluation de la sensibilité électrique des méandres et des ponts parallèles	105
I.2.a) Expression des caractéristiques électriques des méandres et des ponts parallèles suspendus en fonction de celles des ponts suspendus.....	105
I.2.b) Sensibilité électrique des échantillons à dR/dT positive.....	106
I.2.c) Sensibilité électrique des échantillons à dR/dT négative.....	108
I.3. Mesure de la sensibilité optique	109
II. Mesures de bruit à basse fréquence des ponts suspendus.....	112
II.1. Problématique de la mesure de bruit en 4 points.....	112
II.2. Méthodes de mesure des paramètres de bruit blanc et de bruit en $1/f$	114
II.3. Bruit de la chaîne de mesure.....	116
II.4. Effet du motif sur le bruit blanc et le bruit en $1/f$	117
II.4.a) Bruit lié aux contacts en tension	118
II.4.b) Bruit lié aux contacts en courant.....	121
II.5. Bruit de phonons.....	125
II.6. Conclusion sur les mesures du bruit des ponts suspendus.....	127
III. Puissance équivalente de bruit électrique	128
III.1. Évolution du NEP électrique en fonction des paramètres critiques.....	128
III.1.a) Les différentes contributions du NEP électrique.....	129
III.1.b) Évolution du NEP électrique en fonction de la conductance thermique géométrique	130
III.1.c) Évolution du NEP en fonction de la température et du courant de polarisation.....	132
III.1.d) Évolution du NEP en fonction du coefficient de résistance en température α	133
III.1.e) Conclusion	134
III.2. Mesures de NEP électrique des ponts suspendus fabriqués.....	134
III.2.a) Méthode expérimentale.....	134
III.2.b) Échantillon CA658-23 (10 nm LSMO/20 nm STO/Si).....	135
III.2.c) Échantillon CA615-9 (50 nm LSMO/20 nm CTO/Si).....	136
III.2.d) Échantillon CA660-16 (75nm LSMO/20nm STO).....	138

III.2.e) Échantillon CA656-24 (100nm LSMO/20nm STO).....	139
III.2.f) Conclusion.....	140
IV. Déectivité spécifique D^* et déectivité percussionnelle Δ	142
IV.1. Estimation de D^*	142
IV.1.a) Mesure de l'absorption du LSMO à 1,5 μm	142
IV.1.b) Effet de l'épaisseur sur la déectivité spécifique D^* à 1,5 μm et à 30 Hz.....	142
IV.1.c) Déectivité spécifique D^* à 1,5 μm et à 30 Hz.....	143
IV.2. Déectivité percussionnelle Δ	145
V. Conclusion du chapitre.....	146
Conclusion générale.....	147
Liste de symbole.....	iii
Bibliographie.....	v
Annexe.....	xv

Introduction générale

Un bolomètre est un détecteur thermique de rayonnement. Lors de l'absorption du rayonnement incident, il réalise la conversion de la puissance incidente en élévation de température et de la mesure électrique de celle-ci. Il existe des bolomètres fonctionnant à température ambiante. Les bolomètres sont particulièrement intéressants dans l'infrarouge car leur principe de détection ne dépend que de l'absorption à la longueur d'onde considérée. Ils peuvent donc rester performants alors que les photodétecteurs semi-conducteurs par exemple ne fonctionnent plus lorsque la longueur d'onde du rayonnement à détecter dépasse la longueur d'onde seuil liée à la bande interdite du matériau constituant le détecteur.

Les détecteurs infrarouges sont beaucoup utilisés pour les mesures de température en mode non-contact, par exemple, dans les secteurs de la vision nocturne, pour la thermographie infrarouge, dans les spectromètres, les détecteurs de gaz, etc. Les détecteurs que nous avons étudiés pendant cette thèse sont réalisés à base de couches minces d'oxyde de manganèse, de composition $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ (noté LSMO), déposées sur substrats de silicium. La technologie associée n'est donc pas entièrement compatible avec l'industrie de la microélectronique silicium, ce qui implique un coût supplémentaire difficile à surmonter pour envisager des applications en imagerie infrarouge. C'est pourquoi nos détecteurs pourraient trouver préférentiellement des applications dans lesquelles un petit nombre de détecteurs et où une grande détectivité spécifique (ou une petite constante de temps de réponse) sont nécessaires. C'est par exemple le cas des applications pour la spectrométrie infrarouge, ou des détecteurs de gaz de type non dispersif qui utilisent un détecteur qui mesure le rayonnement issu d'une source après avoir traversé une cellule contenant le gaz à détecter.

Le LSMO est un matériau intéressant pour la bolométrie non refroidie car il présente une forte variation de résistance électrique en fonction de la température au voisinage de la température ambiante, liée à sa transition métal-isolant. De plus, des avancées sur la maîtrise des dépôts de ces couches minces de façon épitaxiale sur des substrats de silicium ont été réalisées ces dernières années. Nous disposons donc de couches minces de LSMO épitaxiées sur silicium, ce qui permet l'utilisation des techniques classiques de micro-usinage du silicium pour isoler thermique l'élément sensible et ainsi potentiellement augmenter la sensibilité des bolomètres de 3 à 5 ordres de grandeurs selon les géométries sans dégrader le bruit électrique grâce aux bonnes qualités structurales des couches minces. On attend donc des détectivités spécifiques proches de la limite théorique pour des détecteurs thermiques non refroidis ($1,8 \times 10^{10} \text{ cm.Hz}^{-1/2}.\text{W}^{-1}$) et des constantes de temps de réponse de l'ordre ou inférieurs à 1 ms. L'objectif de cette thèse a donc été de développer un procédé de fabrication en salle blanche permettant de réaliser des structures suspendues à partir de couches minces LSMO et de caractériser leurs propriétés électriques et thermiques (variation de résistance électrique en fonction de la température, conductance thermique, constante de temps de réponse, bruit électrique, etc). La détectivité spécifique sera évaluée à 635 nm et à 1,5 μm .

Les définitions des principales caractéristiques des détecteurs infrarouge sont présentés au chapitre 1. Le principe de fonctionnement d'un bolomètre est décrit en utilisant un modèle thermique simplifié, ce qui permet d'introduire trois paramètres influant sur les performances d'un bolomètre : le couplage du rayonnement avec le détecteur, la conductance thermique et la matériau constituant le thermomètre, c'est à dire transformant l'élévation de température en signal électrique. Une rapide présentation de la littérature est faite pour chaque paramètre.

Le chapitre 2 présente le procédé de fabrication des ponts suspendus à base de couches minces de LSMO. La première phase de l'étude consiste à caractériser la qualité des couches minces épitaxiées de LSMO déposées sur substrats de silicium par épitaxie à jets moléculaires à l'Université de Cornell aux USA. Les propriétés de couches minces LSMO de différentes épaisseurs et déposées sur différentes couches tampons sont étudiées. Nous décrivons ensuite les étapes de réalisation des contacts métalliques et d'ajout de couche de protection qui ont été nécessaires. L'optimisation de la gravure ionique réactive du silicium nécessaire pour suspendre les structures est détaillée. Nous avons réussi la fabrication de ponts suspendus, de ponts parallèles suspendus et de méandres suspendus. Le procédé de fabrication optimisé est décrit à la fin du chapitre et une statistique sur le taux de réussite lors de la fabrication est donnée.

Le chapitre 3 est consacré à la caractérisation des propriétés électriques et thermiques des ponts suspendus : variation de la résistance électrique en fonction de la température, conductance thermique et constante de temps de réponse. La résistivité électrique des ponts suspendus est mesurée et est comparée à celle des couches non-gravées, afin de vérifier que le procédé de fabrication ne dégrade pas la qualité des couches minces. Un modèle analytique simple utilisant les propriétés thermiques (conductivité thermique et chaleur spécifique) issues de la littérature des matériaux constituant les ponts suspendus permet de prévoir les conductances thermiques et les constantes de temps de réponse associées. Ces valeurs sont finalement comparées aux mesures, et permettent de valider le modèle utilisé.

Le chapitre 4 présente l'évaluation des performances bolométriques des ponts suspendus, à partir des mesures électriques et thermiques décrites dans le chapitre 3, et des mesures de bruit électrique. La sensibilité électrique de ponts suspendus simples, de méandres et de ponts parallèles tout d'abord est évaluée. Des mesures de la sensibilité optique à 635 nm réalisées sur deux ponts suspendus sont décrites. À partir des mesures de bruit électrique des ponts suspendus, la puissance équivalente de bruit (NEP pour *Noise Equivalent Power*) électrique est donnée. La détectivité spécifique D^* à 1,5 μm peut ensuite être évaluée à partir de mesure de l'absorption du LSMO dans le proche infrarouge. L'identification des sources de bruit mesurées permet de compléter le modèle analytique précédant donnant la conductance thermique et la constante de temps de réponse. Un modèle analytique simple décrivant NEP et D^* est alors proposé. La comparaison aux mesures permet de le valider afin de l'utiliser dans l'optimisation future des performances du bolomètre pour une application donnée et dans un domaine de longueur d'onde donné.

Chapitre 1 :Présentation du sujet et bibliographie

Comme exposé dans l'introduction générale de cette thèse, le but de ce travail est principalement de fabriquer et de caractériser des structures suspendues à base de LSMO déposé en couches minces sur substrat de silicium pour des applications en bolométrie non-refroidie.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les différents éléments nécessaires à la compréhension du sujet. Nous commençons par une présentation générale du rayonnement infrarouge et des détecteurs dans cette gamme de longueur d'onde. Le principe, la structure et les paramètres importants caractérisant un bolomètre sont présentés ensuite. La dernière section décrit les principales structures et les principaux matériaux utilisés dans la littérature.

I. Rayonnement infrarouge et détecteurs infrarouges

I.1. Définition du rayonnement infrarouge

Le bolomètre est un type de détecteur thermique de rayonnement. Il fonctionne dans une large gamme de longueur d'onde mais est particulièrement intéressant dans l'infrarouge. Le rayonnement infrarouge (IR) est une partie du rayonnement électromagnétique.

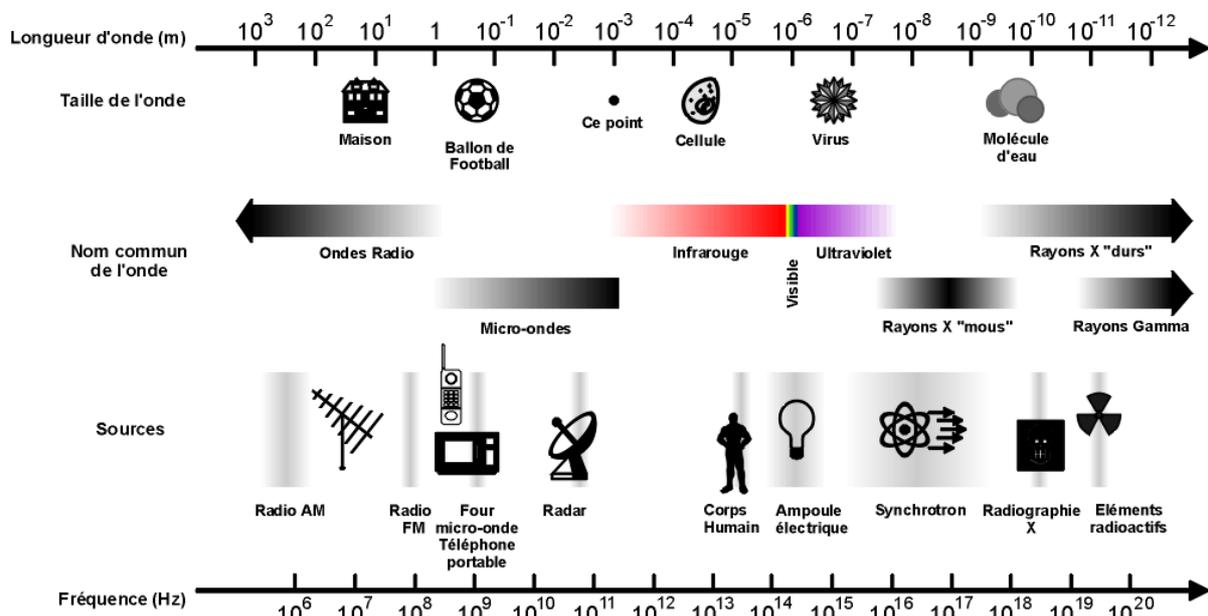


Figure 1.1: Spectre du rayonnement électromagnétique.¹

Le rayonnement électromagnétique se présente soit en fréquence, soit en longueur d'onde (Figure 1.1¹). Les différentes sources (radio, corps humain, ou bien éléments radioactifs par exemple) émettent à différentes longueurs d'onde. Le rayonnement de longueur d'onde comprise entre 380 nm et 780 nm est la lumière visible. Le rayonnement de longueur d'onde comprise entre 800 nm et 1 mm est appelé le rayonnement IR. À cause de l'absorption de l'eau et du dioxyde de carbone, l'at-

¹ La figure vient du site web <http://www.chupa.ch/mywiki/index.php?title=ICH-115-L01&redirect=no>

mosphère ne peut pas être transparente à toutes les longueurs d'onde de l'infrarouge. La Figure 1.2 présente le spectre de transmission de l'atmosphère pour le rayonnement IR [Gravrand 2010]. L'infrarouge peut être divisé en différentes régions selon la longueur d'onde :

- l'infrarouge proche (0,75 – 1,4 μm , NIR pour « *Near Infrared* »),
- l'infrarouge court (1,4 – 3 μm , SWIR pour « *Short-wavelength infrared* »),
- l'infrarouge moyen (3 - 5 μm , MWIR pour « *Mid-wavelength infrared* »),
- l'infrarouge lointain (8 – 15 μm , LWIR pour « *Long-wavelength infrared* »),
- l'infrarouge très lointain (15 – 1000 μm , VLWR pour « *Very Long-wavelength infrared* »).

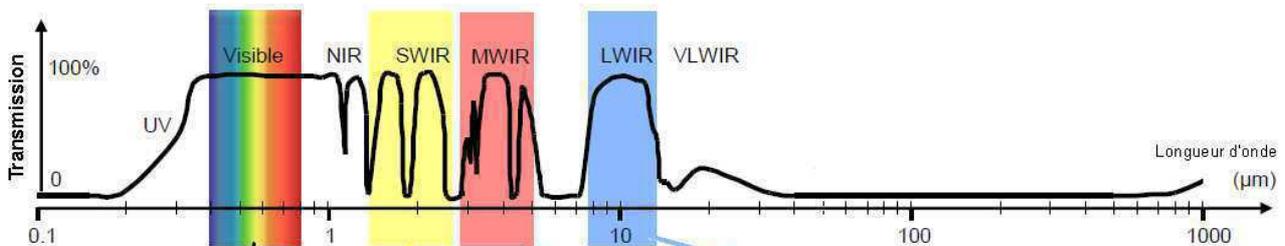


Figure 1.2: Spectre de transmission de l'atmosphère dans l'infrarouge [Gravrand 2010]

Grâce à une bonne transmission de l'atmosphère, l'infrarouge proche est utilisé pour la télécommunication et la télédétection. L'infrarouge moyen est utilisé pour la détection de gaz. L'infrarouge lointain est souvent utilisé pour mesurer les propriétés thermiques d'un objet ou pour faire de la détection thermique.

I.2. Applications des détecteurs infrarouges

Il existe de nombreuses applications aux détecteurs infrarouge [Budzier 2010], [Rogaski 2003].

La vision nocturne utilise des détecteurs infrarouges. L'entreprise FLIR¹ par exemple fabrique des caméras thermiques pour des applications militaires (dans les domaines maritime, aéroporté, force de protection, etc). Elle propose aussi des systèmes commerciaux de vision nocturne (par exemple des caméras thermiques de sécurité, de surveillance aux frontières pour des applications maritimes, etc).

La thermographie infrarouge est aussi utilisée dans la construction automobile dans le bâtiment, l'aéronautique ou la médecine. Il y a beaucoup d'entreprises en France qui travaillent dans ce domaine, comme Devos Vandenhove Electromécanique S.A.R.L.², ACE 2I³, ou S.A.3I⁴, etc.

1 . FLIR: <http://www.flir.com/fr/>

2 Devos Vandenhove Electromécanique S.A.R.L.: <http://www.dv-groupe.fr/>

3 ACE 2I :http://www.ace2i.com/thermographie_infrarouge.html

4 S.A.3I: <http://www.saei.fr/produits-11.html>

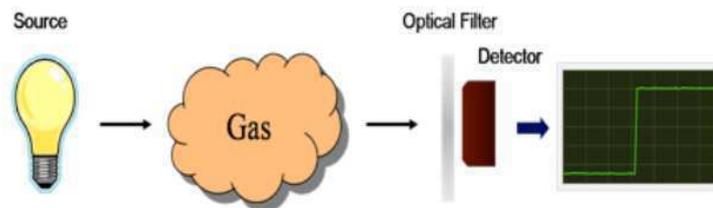


Figure 1.3: Schéma de principe d'un détecteur de gaz utilisant un détecteur infrarouge

Les détecteurs que nous avons étudiés pendant cette thèse sont réalisés dans une technologie qui n'est pas encore entièrement compatible avec l'industrie de la microélectronique silicium. Il nous sera tout à fait possible de réaliser des matrices de détecteurs, car notre technologie utilise des techniques de fabrication collective, mais il sera très difficile d'intégrer toute l'électronique nécessaire à la lecture des pixels (circuit de multiplexage et amplification). C'est pourquoi nos détecteurs pourraient trouver préférentiellement des applications dans lesquelles un petit nombre de détecteurs et où une grande détectivité sont nécessaires. C'est par exemple le cas des applications pour la spectrométrie infrarouge, ou des détecteurs de gaz de type non dispersif (NDIR¹ *gas sensors*) qui utilisent un détecteur qui mesure le rayonnement issu d'une source après avoir traversé une cellule contenant le gaz à détecter (figure 1.3).

I.3. Différents types de détecteurs de rayonnement

Les détecteurs de rayonnement peuvent être classés en deux grandes familles : les détecteurs photoniques et les détecteurs thermiques. Les détecteurs photoniques (ou quantiques) mettent en jeu une création directe de charges électriques (Figure 1.4 (b)). Pour les détecteurs thermiques, la conversion photon-électron est indirecte (Figure 1.4 (a)) : l'absorption de la lumière se traduit par une élévation de température d'un matériau absorbant qui est ensuite convertie en signal électrique.

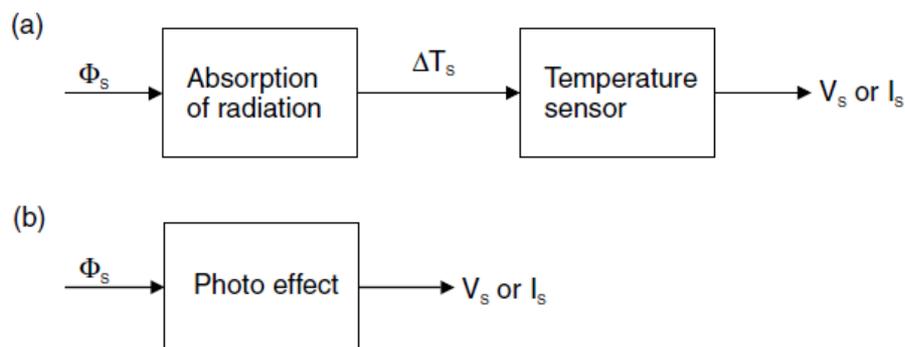


Figure 1.4: Principe de fonctionnement des détecteurs thermiques (a) et photoniques (b)
[Budzier 2010]

I.3.a) Détecteurs photoniques

Les détecteurs photoniques sont utilisés dans les gammes suivantes : rayons X, ultraviolet, lumière visible et infrarouge. Différents types de détecteurs photoniques tels que les photoconducteurs intrinsèques et extrinsèques, les photodiodes et les détecteurs photo-émissifs sont présentés rapidement ci-dessous : [Rieke 2003] [Laurat 2007].

- Photoconducteurs intrinsèques et extrinsèques

¹ NDIR : *Non Dispersive InfraRed*

Un semi-conducteur intrinsèque (Silicium, Germanium) est un solide cristallisé à liaisons de covalence, de structure ordonnée et périodique. Très faible à basse température, la conductivité électrique augmente avec elle. C'est une différence essentielle avec les métaux qui eux sont conducteurs électriques dès le zéro absolu. Un photon permet à un électron de la bande de valence de passer dans la bande conduction (laissant une place vacante appelée trou). Cette transition ne se produit que si l'énergie du photon¹ est supérieure à l'énergie de gap (différence d'énergie entre la bande de conduction et la bande de valence), donc si sa longueur d'onde est inférieure à la longueur d'onde seuil λ_c (Figure 1.5).

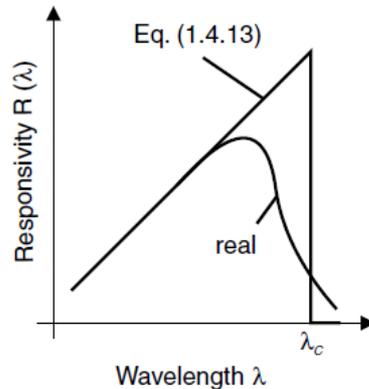


Figure 1.5: Sensibilité théorique et réelle d'un photoconducteur intrinsèque en fonction de la longueur d'onde [Budzier 2010]

Pour améliorer la conductivité électrique, des impuretés peuvent être introduites dans le réseau cristallin. Cette opération est appelée "dopage" et donne des semi-conducteurs dits extrinsèques. Un dopage de type N (impuretés donatrices) augmente la densité de charges négatives alors qu'un dopage de type P (impuretés acceptrices) augmente la densité de charges positives.

- Photodiodes

La photodiode est une diode à jonction qui produit un courant qui est fonction de l'éclairement reçu. Elle est constituée d'un semi-conducteur dopé P d'un côté et N de l'autre (jonction dite PN). Les photons incidents d'énergie supérieure à l'énergie de gap sont absorbés et induisent le passage d'un électron de la bande valence vers la bande de conduction, laissant un trou dans la bande de valence.

Les diodes PIN sont plus performantes car elles comportent une zone isolante entre les zones N et P pour augmenter la zone d'absorption (zone de charge d'espace).

- Photomultiplicateurs

Le photomultiplicateur utilise un effet photo-émissif. Il est basé sur deux phénomènes physiques mis en œuvre successivement: l'effet photo-émissif et la génération d'électrons secondaires par bombardement électronique. Un photomultiplicateur est constitué d'un tube à vide contenant une photocathode, une succession de dynodes et enfin une anode. Un photon incident sur la photocathode engendre, si son énergie est supérieure à une valeur seuil dépendant du matériau, l'éjection d'un électron. Cet électron pourrait être collecté directement : c'est le principe des diodes photo-émissives mais le signal de détection est faible. Le principe du photomultiplicateur permet d'accroître le nombre d'électrons récupérés par photon incident.

¹ L'énergie d'un photon est définie par $h\nu = hc/\lambda$, h étant la constante de Planck, c la vitesse de la lumière et λ la longueur d'onde du rayonnement.

1.3.b) Détecteurs thermiques

Il existe différents types de détecteurs thermiques. Les principaux sont décrit succinctement ci-dessous.

- Bolomètres résistifs

Le bolomètre est le détecteur thermique le plus connu et existe sous divers modes de fonctionnement. Il a la particularité d'utiliser comme thermomètre un matériau dont la résistivité électrique varie fortement en fonction de la température. Son principe sera détaillé dans la section II de ce chapitre.

- Thermopiles

La thermopile est un dispositif électronique qui convertit l'énergie thermique en énergie électrique entre deux matériaux constituant une jonction (effet Seebeck). Elle est composée de thermocouples connectés en parallèle ou en série. On mesure la différence de tension entre deux jonctions dont l'une est maintenue à température fixe tandis que l'autre, placée contre l'absorbant, s'échauffe. Les thermopiles existent sous différentes formes : à lames métalliques, à aminées semi-conductrices Si et Ge et à couches minces, etc. Les sensibilités sont assez faibles (quelques $V.W^{-1}$ à quelques dizaines de $V.W^{-1}$) et les constantes de temps de réponse sont de l'ordre de 10 à 100 ms.

- Détecteurs pyroélectriques

Le détecteur pyroélectrique est un dispositif électronique constitué de lames cristallines qui convertit l'énergie thermique en charges électriques de surface. Le signal électrique est proportionnel à la variation de polarisation des charges. L'application d'un champ électrique amplifie la variation de potentiel. Les matériaux actuellement utilisés pour les effets pyroélectriques sont le sulfate de tri-glycine (TGS), le titanite de baryum et strontium (BST), le titanite de plomb et de zircon (PZT). Ces détecteurs ont de bonnes performances à basse fréquence (10 Hz – 1 kHz) et à 300 K dans le domaine infrarouge et sub-millimétrique, mais sont aveugles à fréquence nulle (0 Hz).

- Détecteurs pneumatiques

Le détecteur pneumatique constitué de deux chambres séparées par une membrane et un capillaire, mesure les variations du produit volume-pression d'un gaz soumis à un flux lumineux. L'échauffement provoque une dilatation du gaz de la chambre principale. Cette dilatation entraîne alors une déformation de la membrane qui est mesurée soit de manière capacitive (détecteur de Luft), soit de manière optique (cellule de Golay). Ces dispositifs sont très lents et ont une bande passante réduite (jusqu'à une dizaine de Hz), mais présentent une très bonne sensibilité. Une lente modulation (quelques Hz à quelques centaines de Hz) est souvent utilisée.

1.3.c) Comparaison

Généralement, pour les détecteurs photoniques, le signal délivré est proportionnel au nombre de photons incidents, donc la réponse énergétique dépend fortement de la longueur d'onde. Sa constante de temps de réponse est rapide, et sa surface de pixel est petite. Ils sont utilisés plus souvent pour les petites longueurs d'onde ($< 1,8\mu m$ car limité par la bande interdite du semi-conducteur utilisé). Pour les longueurs d'onde supérieures à $2\mu m$, les détecteurs thermiques seront plus intéressants.

Les avantages et les inconvénients des détecteurs photoniques et des détecteurs thermiques sont cités dans le tableau 1.1. La réponse des détecteurs thermiques dépend du taux d'absorption. Ils sont généralement plus lents que les détecteurs photoniques. Ils peuvent être utilisés dans un large domaine spectral de longueur d'onde [Audaire 2000].

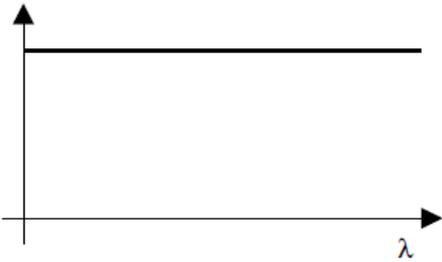
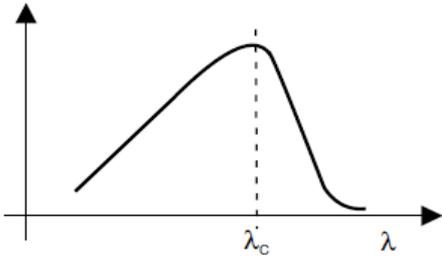
Paramètres	Détecteurs thermiques	Détecteurs photoniques
Sensibilité	 <ul style="list-style-type: none"> • Dépend de l'absorption du rayonnement à la longueur d'onde considéré 	 <ul style="list-style-type: none"> • Proportionnelle à la longueur d'onde jusqu'à la longueur d'onde de coupure (liée au matériau)
Délectivité spécifique	<ul style="list-style-type: none"> • Indépendant de la longueur d'onde 	<ul style="list-style-type: none"> • Dépend fortement de la longueur d'onde λ_c. • Grande délectivité D^* à l'IR proche • Augmente quand la température diminue
Température de fonctionnement	<ul style="list-style-type: none"> • Refroidi ou non-refroidi 	<ul style="list-style-type: none"> • Majoritairement refroidi
Gamme de fréquence	<ul style="list-style-type: none"> • Typiquement quelques centaines de Hz 	<ul style="list-style-type: none"> • Jusqu'au GHz

Tableau 1.1 : Comparaison des détecteurs photoniques et des détecteurs thermiques d'après [Budzier 2010]

I.4. Principales caractéristiques des détecteurs infrarouges

Pour évaluer les performances des détecteurs, plusieurs caractéristiques sont couramment utilisées [Richards 1994], [Kruse 2001]. Les plus importantes sont rappelées ci-dessous :

I.4.a) Sensibilités électriques et optiques, \mathcal{R}^{elec} ou \mathcal{R}^{opt}

Pour un détecteur thermique, la sensibilité optique du détecteur \mathcal{R}^{opt} est le rapport entre l'amplitude du signal de sortie du détecteur sur la variation correspondante de puissance du rayonnement incident. \mathcal{R}^{opt} est liée à la sensibilité électrique \mathcal{R}^{elec} par la relation suivante :

$$\mathcal{R}^{opt} = \eta \mathcal{R}^{elec} \quad (1.1)$$

où η est le coefficient d'absorption du détecteur à la longueur d'onde du rayonnement considéré. Selon cette relation, on peut estimer la sensibilité optique par des mesures électriques (en apportant la puissance de façon électrique) si on connaît η .

La sensibilité est exprimée en tension \mathcal{R}_V ($V.W^{-1}$) ou en courant \mathcal{R}_I ($A.W^{-1}$), selon que le détecteur est polarisé en courant ou en tension.

I.4.b) Constante de temps de réponse τ

La constante de temps de réponse τ , exprimée en seconde, caractérise le temps de conversion du signal lumineux en signal électrique. Elle traduit la dépendance de la sensibilité en fonction de la fréquence de modulation du signal incident.

I.4.c) Notions de bruit et NEP

Bruit, S_V ou S_I

Le bruit du détecteur exprime une fluctuation du signal de sortie aléatoire notée S_V ou en S_I , selon que le détecteur est lu en tension ou en courant. En général, le bruit varie en fonction de la gamme de fréquence sur laquelle il est mesuré. Il est très commun de donner la densité spectrale de bruit sur une bande de fréquence d'une largeur de 1 Hz, balayée sur toute les fréquences de la bande passante du détecteur. La densité spectrale de bruit est exprimée en ($V.Hz^{-1/2}$) ou en ($A.Hz^{-1/2}$) selon le type de signal de sortie. Nous citerons les différentes sources de bruit dans le cas d'un bolomètre au paragraphe II.2.c) .

Puissance équivalente de bruit NEP

La puissance équivalente de bruit NEP ¹ ($W.Hz^{-1/2}$) détermine la plus petite valeur de puissance détectable par le capteur dans une bande passante de 1 Hz, c'est à dire le seuil de détection de puissance de façon à avoir un rapport signal sur bruit égal à un. Elle est définie par le rapport de la densité spectrale de bruit sur la sensibilité:

$$NEP = \frac{S_V}{\mathfrak{R}_V} \quad (1.2), \text{ ou } NEP = \frac{S_I}{\mathfrak{R}_I} \quad (1.3) \quad (\text{en } W.Hz^{-1/2})$$

I.4.d) Défectivités

Défectivité spécifique D^*

Le NEP est un paramètre couramment employé, mais il n'est pas très pratique pour comparer des détecteurs de géométries différentes. En effet, selon la géométrie, et donc la surface de détection A , un détecteur aura des performances bien différentes. Pour comparer des détecteurs de géométries différentes, on utilise plus souvent la défectivité spécifique D^* . Elle est égale au rapport de la racine carrée de la surface de détection A (avec A en cm^2) sur le NEP :

$$D^* = \frac{\sqrt{A}}{NEP} \quad (\text{en } cm.Hz^{1/2}.W^{-1}) \quad (1.4)$$

Défectivité percussionnelle Δ

Lorsque les détecteurs sont adaptés à la détection de signaux rapides, il est intéressant de les comparer suivant leur défectivité percussionnelle Δ qui est la défectivité spécifique divisée par la racine carrée de la constante de temps de réponse [Khrebtov 1991] :

$$\Delta = \frac{D^*}{\sqrt{\tau}} \quad (\text{en } cm.J^{-1}) \quad (1.5)$$

II. Présentation du bolomètre

Le principe de fonctionnement et la représentation simplifiée du modèle thermique du bolomètre sont présentés ci-dessous. Le modèle et l'influence des différents paramètres seront ensuite décrits dans les sections II.2 et II.3.

II.1. Principe de fonctionnement

Le bolomètre a été inventé en 1878 par Samuel Pierpont Langley, alors qu'il étudiait rayonnement du Soleil [Langley 1880]. Le bolomètre de Langley se composait de quatre bandes de

1 NEP : Noise Equivalent Power

titane disposées en un pont de Wheatstone. Deux des bandes métalliques étaient peintes en noir et exposées à un rayonnement tandis que les deux autres étaient couvertes. Le lecteur intéressé par l'histoire des bolomètres peut se reporter à la synthèse de [Rogaski 2012].

La Figure 1.6 donne une représentation schématique simplifiée du modèle thermique du bolomètre. Le bolomètre est constitué de 4 parties : un absorbeur, un thermomètre, une fuite thermique et un thermostat. L'absorbeur (de coefficient d'absorption η) convertit la puissance du rayonnement incident P_{opt} (W) en élévation de température ΔT (K). L'élévation de température change la température du thermomètre à $T = \Delta T + T_0$, où T_0 est la référence de température qui est fixée par le thermostat. La résistance électrique R du thermomètre change selon le coefficient de température de résistance, noté TCR ou $\alpha = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dT}$ (K^{-1}). La fuite ou conductance thermique $G = P/\Delta T$ ($W.K^{-1}$) est le lien thermique entre l'absorbeur et le thermostat du bolomètre. Elle fixe également la constante de temps de réponse du bolomètre. L'autre paramètre qui influe sur la constante de temps de réponse est la capacité calorifique du thermomètre (ou capacité thermique) C ($J.K^{-1}$). Avec ce principe, la puissance du rayonnement peut être mesurée par la variation de résistance électrique R du thermomètre constituant le bolomètre.

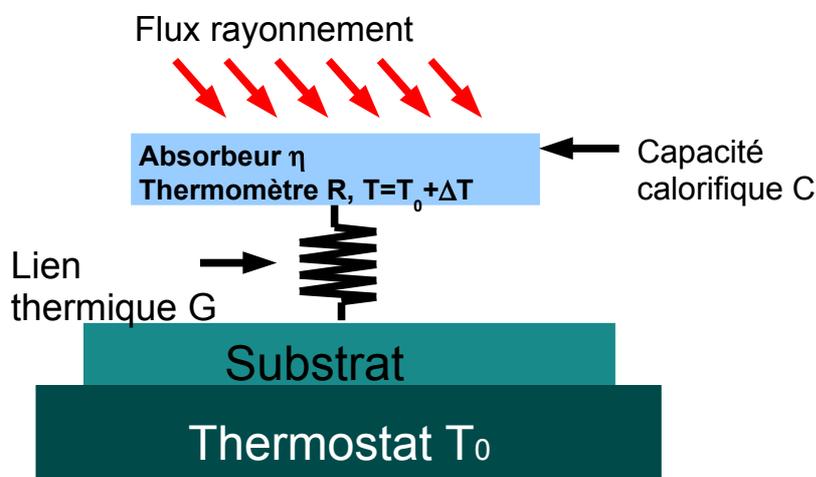


Figure 1.6: Représentation schématique simplifiée du modèle thermique du bolomètre.

Plusieurs structures de bolomètre existent et sont classées en deux grandes familles que sont les bolomètres monocorps et les bolomètres composites. Dans les bolomètres monocorps, l'élément absorbant et le thermomètre ne sont pas séparés. C'est donc un matériau unique qui convertit l'onde électromagnétique reçue en chaleur et qui, par mesure de sa résistance électrique évoluant avec la température, permet de connaître la variation de température du corps du bolomètre. Le bolomètre étudié dans cette thèse est un bolomètre monocorps : LSMO joue le rôle du matériau absorbeur et du thermomètre. Dans les bolomètres composites, le thermomètre et l'absorbant sont deux éléments distincts. Cette séparation de l'absorbant et du thermomètre présente l'avantage de permettre une optimisation séparée des éléments, répondant a priori mieux aux contraintes de fabrication d'un bolomètre.

II.2. Modèle simplifié et figures de mérite d'un bolomètre

La présentation du modèle simplifié et des différentes caractéristiques d'un détecteur de rayonnement est nécessaire pour évaluer les performances d'un détecteur thermique, et plus particulièrement ceux d'un bolomètre.

II.2.a) Bilan énergétique et sensibilité

Selon la définition de la sensibilité donnée en I.4.a), la sensibilité traduit le rapport de transformation du flux thermique en tension ou en courant électrique. L'expression de la sensibilité est établie ci dessous à partir du bilan énergétique classique du bolomètre.

Le bilan énergétique d'un bolomètre est donnée par l'équation suivante :

$$\text{Énergie accumulée} = \text{Énergie reçue} - \text{Énergie évacuée}$$

- L'énergie accumulée au sein du bolomètre pendant l'intervalle de temps dt provoque une élévation de température $\Delta T = (T-T_0)$, et est égale à $C\Delta T$ avec C la capacité calorifique.
- Dans le bolomètre, l'énergie reçue vient de deux parties :

- la puissance électrique P_{elec} dissipée par effet Joule selon la polarisation

$$\text{en courant : } P_{elec}(t) = R(T)I(t)^2, \quad (1.6)$$

$$\text{ou en tension : } P_{elec}(t) = V(t)^2/R(T), \quad (1.7)$$

- et la puissance du rayonnement électromagnétique incident reçu par l'absorbeur :

$$P_{abs}(t) = \eta P_{opt}(t). \quad (1.8)$$

$$\text{Pendant la durée } dt, \text{ l'énergie reçue s'écrit : } P_{elec}(t)dt + \eta P_{opt}(t)dt. \quad (1.9)$$

- L'évacuation de la chaleur se produit via la conductance thermique de la géométrie du matériau $G_{géo}$ reliant le bolomètre à la température T au substrat à la température T_0 . L'énergie évacuée pendant le temps dt s'écrit : $G_{géo}(T-T_0)dt$.

Le bilan énergétique peut donc s'écrire sous la forme :

$$C(T-T_0) = P_{elec}(t)dt + \eta P_{opt}(t)dt - G_{géo}(T-T_0)dt \quad (1.10)$$

Considérons une puissance incidente $P_{opt}(t)$ d'amplitude faible et dépendante du temps autour d'une valeur moyenne P_1 : $P_{opt}(t) = P_1 + \delta P_{opt}(t)$. En conséquence, la température de l'absorbeur varie autour d'une température moyenne T_1 avec une amplitude $\delta T(t)$: $T(t) = T_1 + \delta T(t)$.

$$\text{La puissance électrique peut également s'écrire : } P_{elec}(t) = P_{elec1} + \delta P_{elec}(t) \quad (1.11)$$

Le bilan énergétique se réécrit sous la forme suivante :

$$C(T_1 + \delta T(t) - T_0) = [P_{elec1} + \delta P_{elec}(t) + \eta(P_1 + \delta P_{opt}(t)) - G_{géo}(T_1 + \delta T(t) - T_0)]dt \quad (1.12)$$

Après dérivation par rapport au temps, et séparation des termes constants et des termes dépendant du temps, on obtient :

$$\text{pour les termes constants : } 0 = P_{elec1} + \eta P_1 - G_{géo}(T_1 - T_0) \quad (1.13)$$

et pour les termes dépendants du temps :

$$C \frac{\delta T(t)}{dt} = \delta P_{elec}(t) + \eta(\delta P_{opt}(t)) - G_{géo}(\delta T(t)) \quad (1.14)$$

Les termes constants traduisent l'échauffement permanent du bolomètre, c'est à dire le déplacement du point de fonctionnement thermique. Dans la suite, pour établir l'expression de la sensibilité du bolomètre, nous ne considérerons que les termes dépendant du temps.

En considérant des variations de puissance lumineuse incidente de type sinusoïdale modulée à la fréquence f , la sensibilité en température du détecteur en $(K.W^{-1})$ est donnée par la formule :

$$\mathfrak{R}_T(f) = \frac{\delta T}{\delta P_{opt}} = \frac{\eta}{G_{géo} - \frac{\delta P_{elec}}{\delta T} + jC2\pi f} \quad (1.14)$$

On définit alors la conductance effective G_{eff} telle que $G_{eff} = G_{géo} - \frac{\delta P_{elec}}{\delta T}$ (1.14), qui s'écrit (avec $\alpha = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dT}$) :

$G_{eff} = G_{géo} - \alpha.P_{elec}$ (1.15) dans le cas d'une polarisation en courant,
ou $G_{eff} = G_{géo} + \alpha.P_{elec}$ (1.16) dans le cas d'une polarisation en tension.

On a donc finalement : $\Re_r(f) = \frac{\delta T}{\delta P_{opt}} = \frac{\eta}{G_{eff} + jC2\pi f}$ (1.17)

Selon que l'on est dans le cas d'une polarisation en courant ou en tension, on peut également exprimer P_{elec} comme :

$P_{elec}(t) = R(T)I(t)^2$ (1.18) ou $P_{elec}(t) = V(t)^2/R(T)$ (1.19)

Si on écrit la résistance électrique du thermomètre comme: $R(T, t) = R(T_1) + \frac{dR}{dT} \delta T(t)$ (1.20), et en supposant une variation linéaire de la résistance autour de son point de fonctionnement, la conductance thermique effective devient:

$G_{eff} = G_{géo} - \alpha.P_{elec} = G_{géo} - I^2 \frac{dR}{dT}$ (1.21) dans le cas d'une polarisation en courant,

ou $G_{eff} = G_{géo} + \alpha.P_{elec} = G_{géo} + \frac{V^2}{R^2} \frac{dR}{dT}$ (1.22) dans le cas d'une polarisation en tension.

Pour que la chaleur reçue soit totalement évacuée, G_{eff} doit toujours être positive. Si ce n'est pas le cas, il y a emballement thermique et le dispositif est détruit. Le courant de polarisation (ou la tension de polarisation) est donc limité selon le signe de dR/dT du matériau thermosensible comme le montre le tableau 1.2.

Type de matériau	Polarisation en courant	Polarisation en tension
dR/dT positive	$I < \sqrt{\frac{G_{géo}}{dR/dT}}$	Tension de polarisation illimitée
dR/dT négative	Courant de polarisation illimité	$V < \sqrt{-\frac{G_{géo} R^2}{dR/dT}}$

Tableau 1.2 : Limitation de la polarisation en courant ou en tension selon le signe de dR/dT pour éviter une destruction du dispositif par emballement thermique.

Pour un matériau avec dR/dT positive, comme c'est le cas de notre matériau LSMO, on fixe la limite du courant à $I_{limit} = \sqrt{0,3} \times \sqrt{\frac{G_{géo}}{dR/dT}}$ (1.23) pour ne pas risquer l'emballement thermique [Richards 1994]. Dans le cas d'une polarisation en tension avec ce même matériau, G_{eff} est toujours positif et on ne risque pas l'emballement thermique. Pour un matériau avec dR/dT négative, le courant de polarisation n'est pas limité. Par contre, la tension de polarisation est limitée pour éviter l'emballement thermique.

Avec une polarisation en courant, la sensibilité optique en tension en $V.W^{-1}$ s'écrit :

$\Re_v^{opt}(f) = \frac{\delta V}{\delta P} = I \frac{dR}{dT} \frac{\delta T}{\delta P} = \frac{\eta I}{G_{eff} + jC2\pi f} \times \frac{dR}{dT}$ (1.24)

Selon cette définition, on remarque que la sensibilité est grande quand le courant est grand. Pour éviter l'emballement thermique, on limite I à I_{limit} . La sensibilité électrique en tension maximale dans la bande passante s'écrit donc :

$$\Re_V^{elec}(I_{limit}) = \frac{I_{limit}}{G_{eff}} \times \frac{dR}{dT} \approx 0,78 \sqrt{\frac{dR/dT}{G_{géo}}} = 0,78 \sqrt{\frac{\alpha R}{G_{géo}}} \quad (1.25)$$

Il apparaît clairement dans l'expression de la sensibilité en tension que, plus la conductance thermique G sera faible et plus le coefficient de température α sera grand, plus la sensibilité du bolomètre sera grande. Il serait donc tentant de croire que le choix d'une conductance thermique la plus faible possible et un coefficient de température le plus grande possible aboutirait à un bolomètre optimisé. Cela est vrai si l'on ne tient pas compte de la constante de temps de réponse et du bruit, qui sont deux autres paramètres importants eux aussi.

II.2.b) Constante de temps de réponse

La constante de temps de réponse τ définie au paragraphe I.3 est inversement proportionnelle à la fréquence de coupure du détecteur et permet de caractériser la dépendance fréquentielle de la sensibilité.

La constante de temps de réponse τ d'un détecteur thermique est le rapport de la capacité calorifique C et de la conductance thermique G_{eff} : $\tau = \frac{C}{G_{eff}}$ (1.26). La capacité calorifique est donnée par :

$$C = m \times c \times \Omega \quad (1.27)$$

avec c ($J.kg^{-1}.K^{-1}$) la chaleur spécifique du matériau, m ($kg.m^{-3}$) sa masse volumique et $\Omega = l.w.d$ (m^3) le volume du bolomètre.

La fréquence de coupure f_c du bolomètre s'écrit comme :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (1.28)$$

Comme cela a été déjà dit, pour avoir un bolomètre de grande sensibilité, la conductance thermique G doit être petite. Mais cela va augmenter le temps de réponse τ du bolomètre. Si on veut un bolomètre rapide, il faut également réduire C donc diminuer le volume du bolomètre, tout en considérant la surface de détection demandée par l'application envisagée.

II.2.c) Différentes sources du bruit dans un bolomètre et NEP

Le bruit est l'autre paramètre important du bolomètre. Il donne la résolution du système et limite les performances d'un bolomètre. Les différentes sources de bruit vont être expliquées dans ce paragraphe. La densité spectrale de bruit en tension notée S_V indique la puissance de bruit d'un signal en tension, rapportée à une bande passante de 1 Hz.

- Bruit de phonons S_{Vph}^2 ($V^2.Hz^{-1}$)

Le bruit de phonons est d'origine thermodynamique. Il est lié à la fluctuation de chaleur échangée entre le thermomètre et le substrat au travers de la conductance thermique G . La puissance équivalente de bruit du bruit de phonons est indépendante de la fréquence et est donnée par :

$$NEP_{ph}^2 = 4 k_B T^2 G_{géo} \quad (1.29)$$

avec k_B la constante de Boltzmann.

La densité spectrale du bruit en tension s'écrit :

$$S_{Vph}^2(f) = \Re_V^2(f) \times 4 k_B T^2 G_{géo} \quad (1.30)$$

Le bruit de phonons dépend de la température, de la sensibilité et de la conductance thermique du système [Mather 1982], [Mather 1984].

- Bruit de Johnson S_{VJ}^2 ($V^2 \cdot Hz^{-1}$)

Le bruit de Johnson est lié à la fluctuation d'origine thermique des électrons dans un matériau. Il dépend de la température absolue T et de la valeur de la résistance électrique R du matériau thermomètre. Sa densité spectrale de bruit en tension S_{VJ}^2 est indépendante de la fréquence et le NEP associé sont :

$$S_{VJ}^2 = 4k_B TR \quad (1.31) \quad \text{et} \quad NEP_J^2(f) = \frac{4k_B TR}{\Re_V^2(f)} \quad (1.32)$$

- Bruit en $1/f$ $S_{V1/f}^2$ ($V^2 \cdot Hz^{-1}$)

Le bruit en $1/f$, ou le bruit excédentaire à basse fréquence, dépend des propriétés intrinsèques du matériau utilisé comme thermomètre. Son origine est souvent mal connue. Il limite les performances du détecteur à basse fréquence. L'amélioration de la qualité du matériau et des contacts électriques permettent de le diminuer.

La relation empirique de Hooge permet d'introduire le paramètre de Hooge normalisé $\frac{\alpha_H}{n_c}$, qui normalise la densité spectrale de bruit en tension à la fréquence f par la tension appliquée V (V), le nombre des porteurs n_c (m^{-3}) dans un volume étudié Ω (m^3), selon la relation :

$$S_{V1/f}^2 = \frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{V^2}{\Omega \cdot f} \quad (1.33)$$

Le NEP du bruit en $1/f$ peut être exprimé comme :

$$NEP_{1/f}^2(f) = \frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{V^2}{\Omega \cdot f \cdot \Re_V^2(f)} \quad (1.34)$$

- Bruit de la chaîne de mesure S_{VA}^2 ($V^2 \cdot Hz^{-1}$)

Le bruit de la chaîne de mesure est lié au bruit en tension et en courant des composants. Le bruit de la chaîne de mesure et le NEP associé s'expriment selon la formule :

$$S_{VA}^2(f) = e_{nA}^2(f) + R^2 \cdot i_{nA}^2(f) \quad (1.35) \quad \text{et} \quad NEP_A^2(f) = \frac{e_{nA}^2(f) + R^2 \cdot i_{nA}^2(f)}{\Re_V^2(f)} \quad (1.36)$$

En pratique, on cherche à utiliser une électronique présentant un bruit plus faible que celui du détecteur, de façon à rendre ce bruit négligeable.

- Bruit de photons $S_{Vphoton}^2$

Le bruit de photons est créé par l'absorption de photons issus de l'environnement et par l'émission de photons par le bolomètre. La puissance équivalente de bruit correspondant au bruit de photons est :

$$NEP_{photons}^2(f) = \frac{S_{Vphotons}^2(f)}{\Re_V^2(f)} \quad (1.37)$$

Théoriquement, à une température donnée, le bruit de photons représente la limite minimale du bruit du détecteur et est décrit au paragraphe II.3 (on parle alors de BLIP¹).

- Bruit total S_V^2 ($V^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$)

Le bruit total en tension du bolomètre prend la forme :

$$S_V^2(f) = \mathfrak{R}_V^2(f) \cdot 4k_B T^2 G_{\text{géo}} + 4k_B TR + \frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{V^2}{\Omega \cdot f} + S_{VA}^2(f) + S_{V\text{photons}}^2 \quad (1.38)$$

La puissance équivalente de bruit total :

$$NEP^2(f) = \frac{e_n^2(f)}{\mathfrak{R}_V^2(f)} = 4k_B T^2 G_{\text{géo}} + \frac{4k_B TR}{\mathfrak{R}_V^2(f)} + \frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{V^2}{\Omega \cdot f \cdot \mathfrak{R}_V^2(f)} + \frac{S_{VA}^2(f)}{\mathfrak{R}_V^2(f)} + NEP_{\text{photons}}^2(f) \quad (1.39)$$

Pour un bolomètre suspendu avec un matériau thermomètre présentant un dR/dT positif, le courant de polarisation est limité pour éviter l'emballement thermique à I_{limit} . On peut donc calculer les bruits et les NEP à ce courant limite dans la bande passante. Le tableau 1.3 synthétise toutes les expressions de sensibilité, de bruit et de NEP dans le cas général ou dans le cas particulier où $I = I_{\text{limit}}$ dans la bande passante.

II.3. Limites fondamentales des performances d'un bolomètre non-refroidi

Les performances de tout détecteur infrarouge sont limitées de façon fondamentale par le mécanisme utilisé dans la détection. Les détecteurs photoniques et les détecteurs thermiques sont soumis à une limite associée au taux statistique d'arrivée des photons. L'analyse repose sur les fluctuations statistiques de l'énergie rayonnante incidente (bruit de photons). La valeur maximum de D^* de tous les types de détecteurs infrarouges est présentée en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident à la Figure 1.7 [Rogalski 2012].

Pour un détecteur thermique idéal, si on considère le détecteur à une température T_1 , entouré par une température d'environnement uniforme T_2 , et d'émissivité ε , la détectivité spécifique ultime du détecteur (BLIP) dans une bande passante de 1 Hz sera égale à [Kruse 2001], [Budzier 2010]:

$$D^* = \frac{1}{[8\varepsilon\sigma_{SB}k_B(T_1^5 + T_2^5)]^{1/2}} \quad (\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}) \quad (1.40)$$

Ici, $\sigma_{SB} = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ est la constante de Stefan-Boltzmann.

La Figure 1.8 présente D^* d'un détecteur BLIP fonctionnant à différentes températures T_1 en fonction de la température d'environnement T_2 . Pour un détecteur à 300 K placé dans un environnement de température 300 K, la détectivité maximale est limitée à $1,8 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{-1/2} \cdot \text{W}^{-1}$.

1 BLIP: *Background-Limited Infrared Photodetector*

		Cas général à I et à f	Cas particulier à I_{limit} et dans la bande passante : $I_{limit} = \sqrt{0,3 \times \frac{G}{dR/dT}}$
Sensibilité $\Re_V(f)$		$\frac{I}{G_{eff} + jC2\pi f} \times \frac{dR}{dT}$	$0,78 \sqrt{\frac{\alpha R}{G_{géo}}}$
Bruit de phonons	$S_{V_{ph}}^2(f)$	$S_{V_{ph}}^2(f) = \Re_V^2(f) \times 4 k_B T^2 G_{géo}$	$2,43 k_B T^2 \alpha R$
	$NEP_{ph}^2(f)$	$4 k_B T^2 G_{géo}$	$4 k_B T^2 G_{géo}$
Bruit de Johnson	$S_{V_J}^2(f)$	$4 k_B T R$	$4 k_B T R$
	$NEP_J^2(f)$	$\frac{4 k_B T R}{\Re_V^2(f)}$	$\frac{4 k_B T G_{géo}}{0,78^2 \cdot \alpha}$
Bruit en 1/f	$S_{V_{1/f}}^2(f)$	$\frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{V^2}{\Omega \cdot f}$	$\frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{0,3 R G_{géo}}{\Omega \cdot f \cdot \alpha}$
	$NEP_{1/f}^2(f)$	$\frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{V^2}{\Omega \cdot f \cdot \Re_V^2(f)}$	$\frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{0,49 G_{géo}^2}{\Omega \cdot f \cdot \alpha^2}$
Bruit de la chaîne de mesure	$S_{VA}^2(f)$	$e_n^2(f) + R^2 \cdot i_n^2(f)$	S_{VA}^2
	$NEP_A^2(f)$	$NEP_A^2(f) = \frac{e_n^2(f) + R^2 \cdot i_n^2(f)}{\Re_V^2(f)}$ $\frac{S_{VA}^2}{\Re_V^2}$	$\frac{S_{VA}^2}{0,78 \sqrt{\frac{\alpha R}{G_{géo}}}}$
Bruit total	$S_V^2(f)$	$\Re_V^2(f) \cdot 4 k_B T^2 G_{géo} + 4 k_B T R$ $+ \frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{V^2}{\Omega \cdot f} + S_{VA}^2(f)$	$2,43 k_B T^2 \alpha R + 4 k_B T R$ $+ \frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{0,3 R G_{géo}}{\Omega \cdot f \cdot \alpha} + S_{VA}^2$
	$NEP^2(f)$	$4 k_B T^2 G_{géo} + \frac{4 k_B T R}{\Re_V^2(f)}$ $+ \frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{V^2}{\Omega \cdot f \cdot \Re_V^2(f)} + \frac{S_{VA}^2}{\Re_V^2(f)}$	$4 k_B T^2 G_{géo} + \frac{4 k_B T G_{géo}}{0,78^2 \cdot \alpha}$ $+ \frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{0,49 G_{géo}^2}{\Omega \cdot f \cdot \alpha^2} + \frac{S_{VA}^2}{0,78 \sqrt{\frac{\alpha R}{G_{géo}}}}$

Tableau 1.3 : Résumé des formules donnant la sensibilité, le bruit et le NEP dans le cas général d'une polarisation en courant, puis dans le cas particulier d'une polarisation à I_{limit} dans la bande passante.

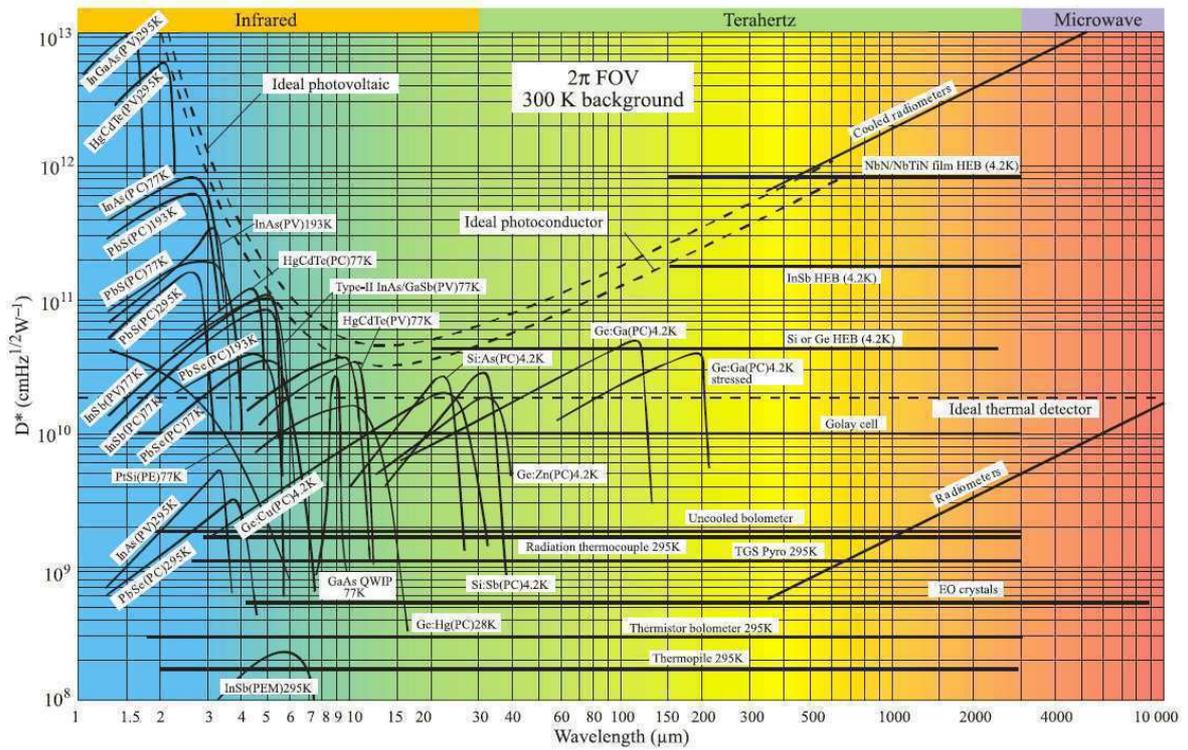


Figure 1.7: Comparaison des détectivités spécifiques D^* des détecteurs infrarouges fonctionnant aux températures indiquées en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident [Rogalski 2012].

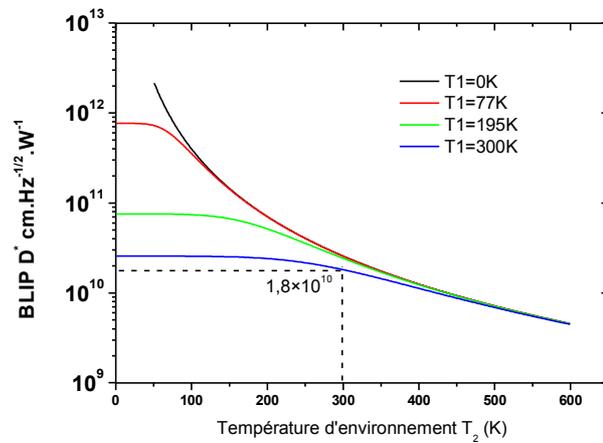


Figure 1.8: D^* d'un détecteur BLIP fonctionnant à différentes températures T_1 en fonction de la température d'environnement T_2

III. État de l'art des bolomètres non refroidis

Dans cette section, l'état de l'art des bolomètres non refroidis est présenté, en abordant successivement les problèmes de couplage du rayonnement avec la surface de détection, de découplage thermique et de choix des matériaux constituant les thermomètres des bolomètres.

III.1. Couplage du rayonnement avec la surface de détection

Dans cette thèse, la structure du bolomètre étudié est la structure monocorps. C'est le même matériau pour l'absorbeur et le thermomètre. On parle de couplage direct. Afin d'améliorer les performances, il faudra considérer le couplage du rayonnement avec la surface de détection en fonction de l'application.

Les bolomètres composites comprennent une couche absorbante et une couche thermométrique. Si la longueur d'onde du rayonnement incident est plus grande, une antenne sera intéressante pour augmenter l'absorption.

III.1.a) *Couche absorbante*

L'or noir¹ est un matériau qui est utilisé très souvent comme couche absorbante [Sintsov 1996] [Becker 1996]. Par exemple, le coefficient d'absorption pour une couche d'or noir de $0,127\mu\text{m}$ est supérieure à 90 % pour une longueur d'onde de $40\mu\text{m}$ [Nelms 2005]. D'autres matériaux absorbants sont aussi étudiés et utilisés, mais ne seront pas présentés dans cette thèse.

III.1.b) *Couplage par antenne*

Quand la taille du bolomètre devient proche des longueurs d'onde du rayonnement incident, des phénomènes de diffraction sont à prendre en compte. Il faut s'orienter vers des structures composites qui dissocient la fonction d'absorption sélective et la zone thermique de détection. Le bolomètre composite à antenne est une solution pour deux raisons :

- la zone thermiquement sensible peut admettre des dimensions très inférieures aux longueurs d'ondes du rayonnement incident autorisant ainsi la conception de bolomètres de capacité thermique C fortement réduite par rapport aux bolomètres à couplage direct. Le temps de réponse est réduit d'autant pour une meilleure détectivité spécifique.
- L'antenne assure la fonction d'adaptateur d'impédance convertissant le champ électromagnétique incident en un courant hyperfréquence pour finalement échauffer par effet Joule le microbolomètre.

Les structures planaires sont préférées pour la facilité d'usinage et permettent d'y joindre facilement des lentilles hémisphériques pour accroître le couplage optique. Les principales formes d'antennes planaires usuelles sont l'antenne papillon, l'antenne spirale, l'antenne log-périodique [Le Dem 2007]. Le tableau 1.4 présente quelques exemples récents de bolomètres avec antenne.

Actuellement, des designs prometteurs développés au CEA proposent des couplages capacitifs entre les antennes et les charges bolométriques pour réduire les fuites thermiques liées au couplage par antenne [Simoens 2012].

¹ L'or noir est obtenu dans une atmosphère d'azote, d'hydrogène ou de gaz inerte, il peut avoir une grande absorption pour la lumière visible et infrarouge.

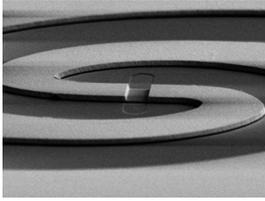
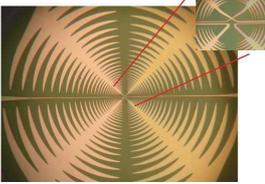
Références	Antenne	Couche mince	Substrat	Température de fonctionnement
[Lu 2009]	Papillon	Nb ₅ N ₆	Si	300 K
[Bideaud 2011]	Papillon 	NbSi	Si	100 mK
[Bevilacqua 2012]	Antenne spirale 	MgB ₂	Silice	14 K
[Cibella 2009]	Antenne spirale 	Nb	Si	300 K
[O'Brient 2008]	Antenne log-périodique 	Nb	Si	500 mK

Tableau 1.4 : Exemples récents de bolomètres à antenne.

III.1.c) Couplage par cavité quart d'onde

Pour maximiser l'absorption, une structure plus complexe peut être mise en œuvre : le résonateur quart d'onde ou $\lambda/4$. La structure de la cavité quart d'onde est composée d'un substrat, d'un film réfléchissant dans la bande de longueur d'onde de travail. La partie transmise se propage alors dans la cavité quart d'onde et se réfléchit sur la couche réfléchissante. Dans le cas idéal, des phénomènes d'interface induisent 100 % d'absorption. Deux types de cavité quart d'onde sont présentées à la Figure 1.9 [Niklaus 2008].

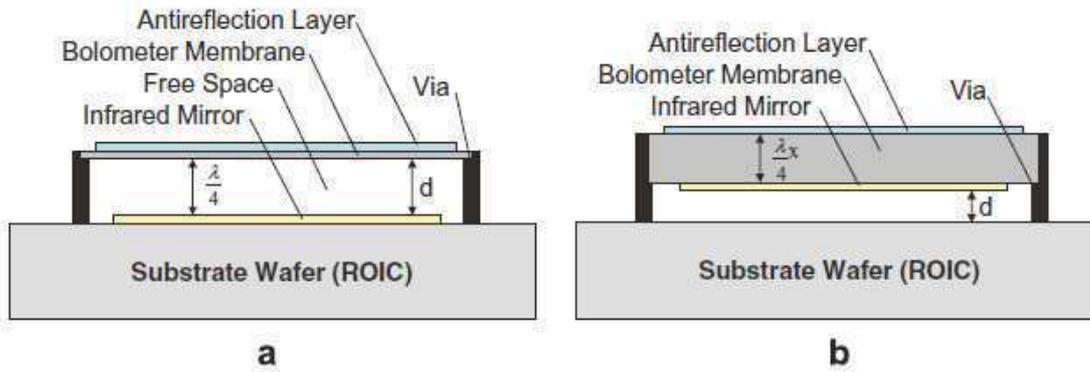


Figure 1.9: Cavités quart d'onde utilisées en bolométrie : (a) Cavité optique résonante est une espace en dessous du bolomètre membrane (b) Cavité optique résonante est une partie du bolomètre membrane [Niklaus 2008]

III.1.d) Spider web

La structure en forme de toile d'araignée (ou *spider web*, Figure 1.10¹) permet d'accroître l'absorption sélective. Si la longueur d'onde est plus grande que la taille de la maille élémentaire de la toile, le rayonnement va 'voir' une surface quasi-continue et va alors interagir avec le film. Mais si la longueur d'onde est plus petite que la maille élémentaire, le rayonnement traversera le film sans aucune interaction. Les principaux avantages de cette structure *spider web* sont : l'effet de filtrage en longueur d'onde, le faible facteur de remplissage, la réduction de la conductance thermique et la réduction de la masse.

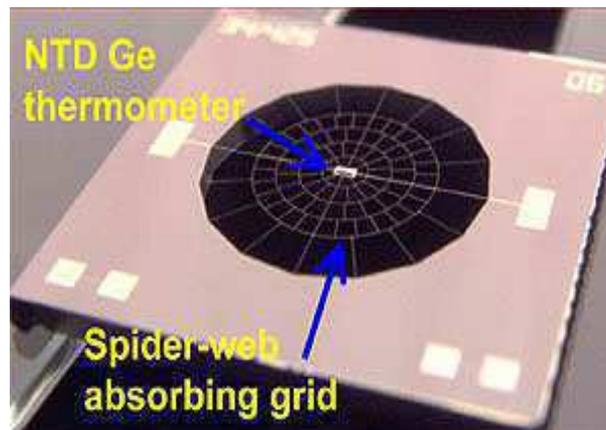


Figure 1.10: Photographie du bolomètre de toile d'araignée (site web de NASA)

III.2. Découplage thermique

III.2.a) Minimisation de la conductance thermique G

La fuite thermique entre le thermomètre et le thermostat est caractérisée par sa conductance thermique G . Elle permet de faire s'écouler la chaleur due à la fois à l'absorption de la puissance incidente et à la puissance électrique nécessaire pour polariser le thermomètre. Plus ce lien

¹ NASA, Jet Propulsion laboratory, <http://herschel.jpl.nasa.gov/spireInstrument.shtml>

thermique sera faible, plus l'échauffement dans le bolomètre sera grand et plus celui-ci sera sensible (cf. paragraphe II.2.a)).

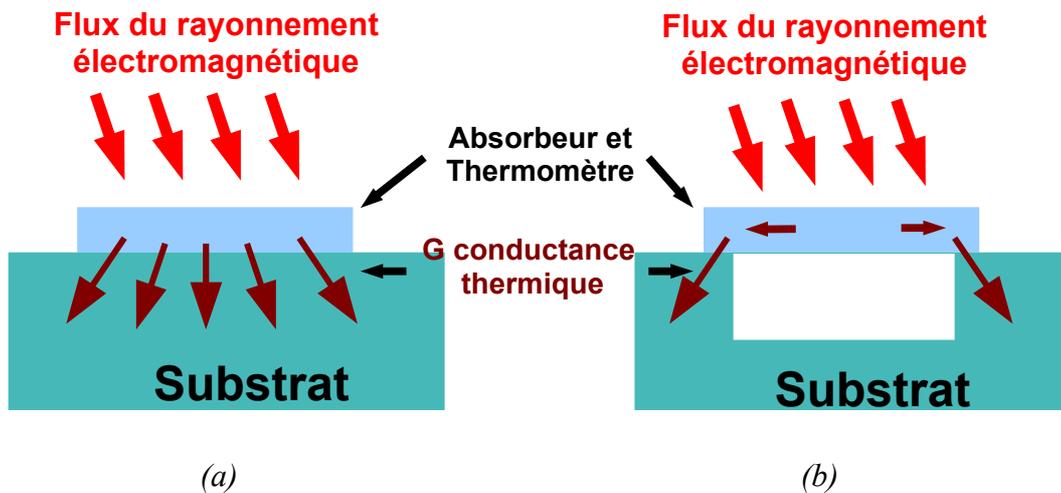


Figure 1.11: Schéma représentant la fuite thermique pour une structure (a) non suspendue et (b) suspendue.

Pour avoir une petite fuite thermique, une structure suspendue est intéressante. La Figure 1.11 représente schématiquement une structure suspendue et une non-suspendue. Dans le cas d'une structure non-suspendue, la chaleur qui vient de flux du rayonnement va diffuser directement dans le substrat (diffusion 3D). L'élévation de température de thermomètre sera alors petite. Avec la structure suspendue, la chaleur absorbée dans le thermomètre va diffuser seulement par les supports (diffusion 2D). La fuite thermique est donc fortement réduite et l'élévation de température sera plus importante.

III.2.b) Techniques de micro-usinage du silicium

De nombreuses techniques de micro-usinage des substrats de silicium permettent la fabrication d'un grand nombre de structures en 3 dimensions (membranes, ponts, poutres, ...). Elles sont suffisamment bien maîtrisées aujourd'hui pour réaliser pratiquement n'importe quelles structures de taille micrométrique. Le micro-usinage de volume du silicium peut être réalisé par la face avant ou par la face arrière.

La gravure anisotrope du silicium en face arrière dans des solutions chimiques de KOH ou TMAH est très répandue. Pour réaliser cette gravure, il faut réaliser un alignement du masque en face arrière et protéger la face avant pendant la gravure. Cette technique présente l'avantage de pouvoir graver de grandes épaisseurs assez rapidement, mais il peut être difficile de déterminer l'arrêt de gravure.

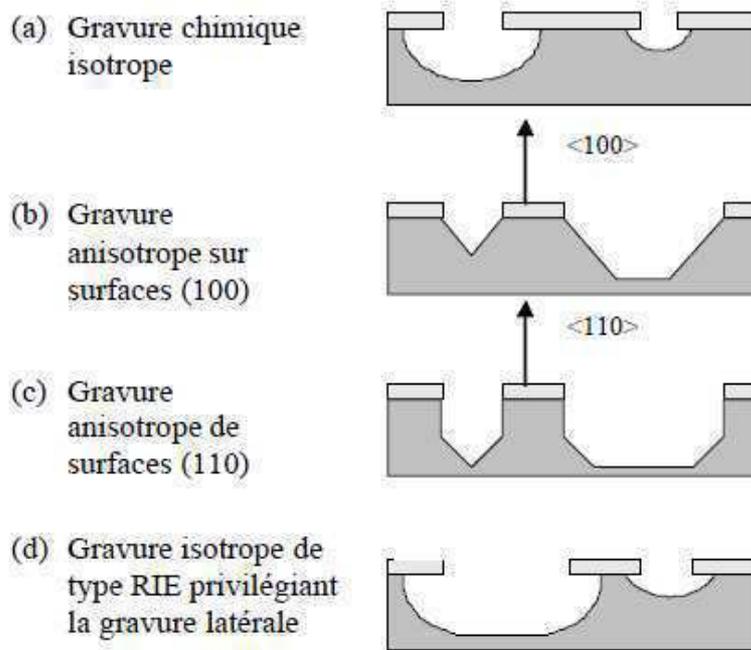


Figure 1.12: Représentation schématique des différents moyens de gravure de volume d'un substrat de silicium par la face avant [Méchin cours MEMS]

La gravure isotrope du substrat de silicium en face avant de l'échantillon est une autre solution pour graver des structures suspendues. Différents types de gravure de volume en face avant seront présentées en Figure 1.12.

- Gravure chimique isotrope (gravure humide) (Figure 1.12 (a))

Cette technique est très utilisée dans la technologie planaire standard pour graver certaines couches en volume. Elle consiste à plonger les substrats de silicium à graver dans une solution chimique sélective, dont la température et le dispositif de mélange sont bien contrôlés. Les solutions réalisant une gravure isotrope (c'est à dire indépendante de l'orientation cristallographique) sont à base d'acides nitrique (oxydant), fluorhydrique (grave SiO_2) et acétique (complexant). En pratique, différents problèmes apparaissent tels que le contrôle précis du temps de gravure, et ainsi la précision du micro-usinage obtenu. La vitesse de gravure dépend notamment de la vitesse de diffusion et peut donc varier selon la forme de la structure à graver. Pour ces raisons, la gravure de type anisotrope est souvent préférée.

- Gravure chimique anisotrope (gravure humide) (Figure 1.12 (b) et (c))

L'ensemble des solutions alcalines organiques, minérales ou mixtes (EDP (Ethylenediamine), KOH, TMAH, NaOH, LiOH) sont susceptibles de graver le silicium. La gravure a lieu sur des régions des substrats de silicium intentionnellement découvertes par photolithographie, sur la face avant ou arrière du substrat. Les structures suspendues sont constituées de sandwichs d'oxydes (grille, isolation), couches de passivation (nitrures), de poly-silicium, de niveaux métalliques ou encore de couches actives. Dans les articles [Ma 2009], [Méchin 1997] et [Kim 2005], les gravures dans TMAH et KOH sont présentées pour fabriquer des structures suspendues en face avant.

- Gravure isotrope de type RIE privilégiant la gravure latérale (Figure 1.12(d))

La gravure ionique réactive (RIE, acronyme anglais pour *Reactive Ion Etching*) est une gravure ionique de nature chimique. Le gaz de bombardement est un composé fluoré (SF_6 ou CHF_4). Les molécules de gaz se transforment en ions F^+ à leur arrivée sur l'échantillon et réagissent avec le silicium pour former des espèces volatiles. Cette technique est très sélective, et est principalement

utilisé en microélectronique pour graver le SiO₂. Pour la gravure de volume du silicium en vue de réaliser des structures suspendues, les paramètres de gravure sont choisis de façon à privilégier la gravure chimique par rapport au bombardement ionique, c'est à dire une pression de gaz assez élevée et une puissance de plasma faible. La vitesse de gravure latérale du silicium est typiquement de l'ordre de 0,5 μm.min⁻¹, la vitesse de gravure en profondeur vaut le double.

Le micro-usinage de surface est basé sur la gravure d'une couche sacrificielle qui libère ainsi une autre couche. Les matériaux constituant la couche sacrificielle sont : SiO₂, poly-silicium, silicium poreux, aluminium, ... Chacun est gravé par une solution spécifique. La couche sacrificielle la plus utilisée est SiO₂. Elle est gravée par des solutions d'acide fluorhydrique (HF). Les couches constituant la membrane sont couramment en poly-silicium ou en nitrure de silicium. L'utilisation d'une couche sacrificielle, de matériaux polymères et de substrats SOI¹ est souvent rencontrée. D'autres exemples sont décrits dans [Méchin 97 APL], [Sainiemi 2009] (pour des substrats SOI), [Wang 2004] et [Nocke 2009] (pour des couches sacrificielles). Cette technique peut présenter le désavantage d'un collage de la structure gravée sur le fond du substrat si l'épaisseur de la couche sacrificielle est trop mince.

III.2.c) Quelques designs de bolomètres suspendus

La structure élémentaire la plus simple est le pont suspendu. L. Sainiemi *et al.* ont fabriqué des ponts suspendus en silicium de dimensions 25 μm × 400 μm à partir de substrats SOI et en protégeant le motif de silicium par une couche d'oxyde. Le pont suspendu du silicium a été obtenu après une gravure par plasma SF₆ et retrait de la couche d'oxyde de protection [Sainiemi 2009].

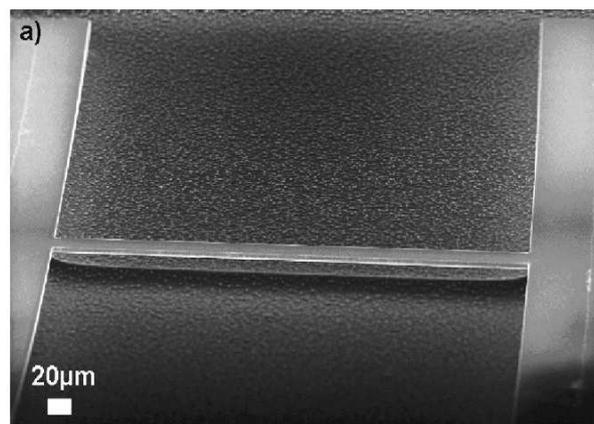


Figure 1. 13: Photographie SEM d'un pont suspendu en silicium de dimensions 25 μm × 400 μm réalisé à partir d'un substrat SOI [Sainiemi 2009].

Pour augmenter la surface de détection, il faut des structures suspendues qui couvrent des surfaces plus grandes. Dans [Méchin 97 JAP], des méandres sont fabriqués à partir de couches minces d'YBa₂Cu₃O_{7-δ} d'épaisseur 40 nm sur 80 nm de couche tampon de CeO₂/YSZ pour couvrir une surface de 100 × 100 μm² (Figure 1.14). Deux méthodes de fabrication ont été utilisées. La première est la gravure isotrope RIE du substrat de silicium avec le gaz SF₆. La deuxième méthode utilise la gravure sacrificielle de la couche SiO₂ d'un substrat SOI dans une solution de 10% de HF. Ce motif de forme méandre couvre une surface de 100×100 μm² et possède une conductance thermique égale à 6,2×10⁻⁷ W.K⁻¹ à 90 K.

1 SOI : Silicon On Insulator

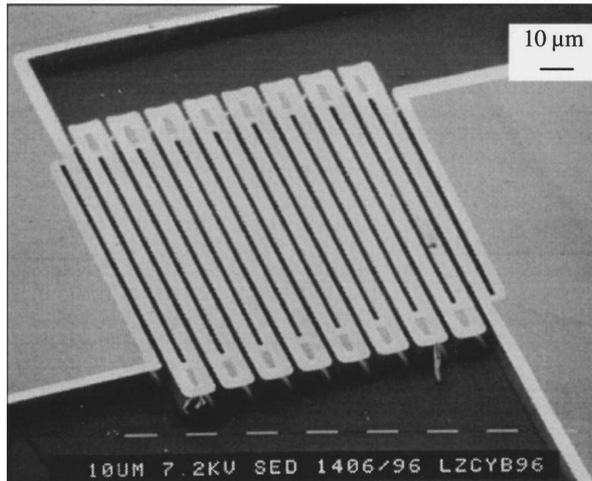
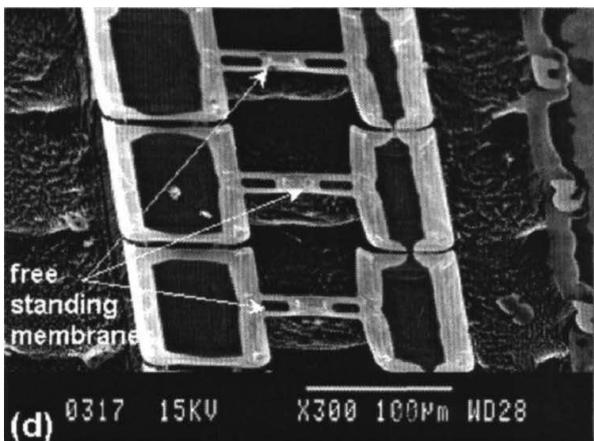
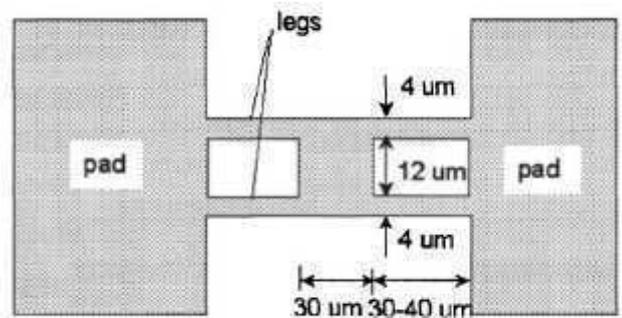


Figure 1.14: Photographie SEM d'un méandre suspendu constitué de couches minces d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-8}$ déposées sur des couches tampons de CeO_2/YSZ couvrant une surface de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ et réalisé par gravure RIE du silicium à 90 K [Méchin 1997]

J.H. Kim a présenté des structures suspendues à base de couche mince de manganite ($\text{La}_{1-x}(\text{Sr},\text{Ca})_x\text{MnO}_3$) déposée sur une couche tampon $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}/\text{CeO}_2/\text{YSZ}$ gravée dans le substrat de silicium (Figure 1.15). Des pixels suspendus ont été fabriqués couvrant une surface de $20 \times 30 \mu\text{m}^2$ et possédant 4 bras. La fabrication est effectuée par une gravure RIE avec SF_6 [Kim 2005], [Kim 2006]. La résistivité des couches ainsi suspendues étaient cependant dégradées, puisque elle est augmentée d'un facteur 7 par rapport à la résistivité de la couche non suspendue. Les valeurs de conductance thermique obtenues ne sont pas communiquées dans les articles.



(a)



(b)

Figure 1.15: (a) Photographie SEM des microbolomètres suspendus à base de $\text{La}_{1-x}(\text{Sr},\text{Ca})_x\text{MnO}_3$; (b) Design des structures réalisées [Kim 2005]

Ma *et al.* [Ma 2009] ont présenté des bolomètres non-refroidis suspendus constitués de membranes de $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ et de couches sensibles en silicium amorphe. La surface de la structure suspendue est $150 \times 150 \mu\text{m}^2$. La couche sensible a été protégée par une couche métallique. Une solution 25 % de TMAH¹ à 80 °C a permis de graver le substrat silicium. La vitesse de gravure est 0,32 $\mu\text{m}/\text{min}$ selon le plan (110) et 0,0315 $\mu\text{m}/\text{min}$ selon le plan (111). Différents designs sont testés présentant différentes tailles d'ouverture, afin d'optimiser la vitesse de gravure et aussi de réaliser différentes valeurs de conductance thermique. Les conductances thermiques sont simulées pour les

1 TMAH : tetramethyl ammonium hydroxide

quatre motifs : $G_{th(a)}=2,06\times 10^{-5} \text{ W.K}^{-1}$, $G_{th(b)}=2,10\times 10^{-5} \text{ W.K}^{-1}$, $G_{th(c)}=1,97\times 10^{-5} \text{ W.K}^{-1}$, $G_{th(d)}=1,78\times 10^{-5} \text{ W.K}^{-1}$.

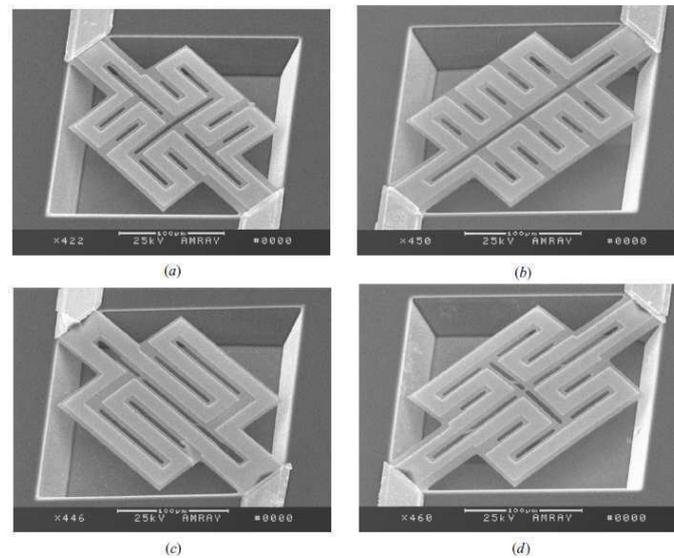


Figure 1.16: photographie MEB au micro bolomètre suspendu [Ma 2009]

Pour couvrir une surface plus grande, les techniques de fabrication de surfaces carrées suspendues sont intéressantes. Dans l'article [Dong 2003_S] et [Dong 2003_C], des structures suspendues ($\text{SiO}_2/\text{poly SiGe}/\text{Si}_3\text{N}_4$) de surface $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ ont été réalisées par gravure RIE avec le gaz SF_6 en face arrière (Figure 1.17). Les valeurs de conductance thermique obtenues ne sont pas communiquées.

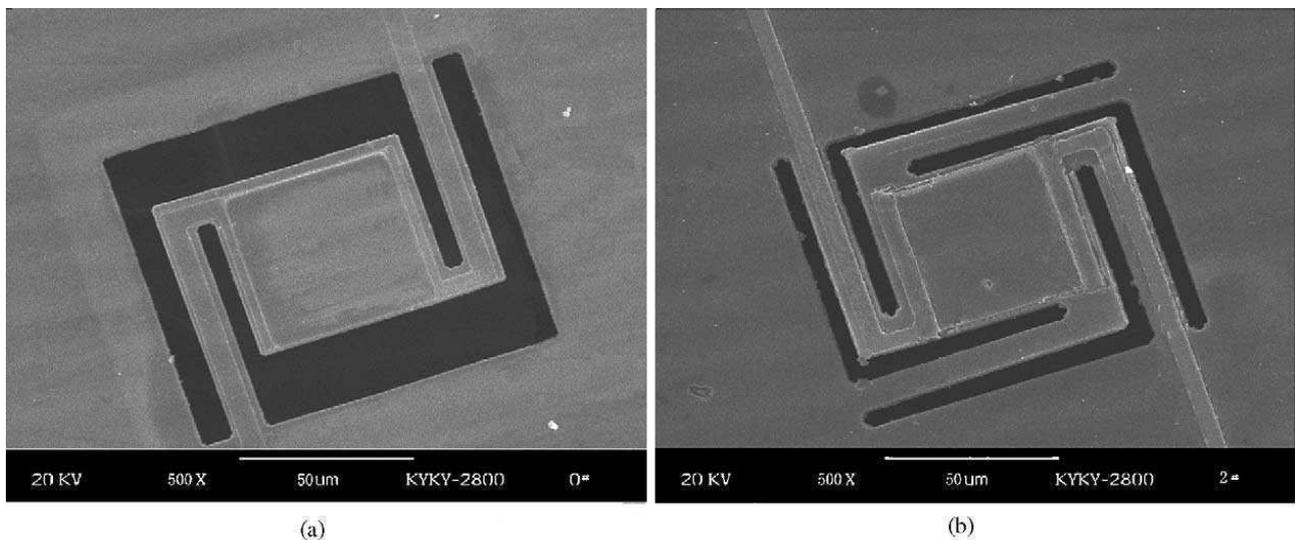


Figure 1.17: Photographie SEM des microbolomètres suspendus poly SiGe ;

(a) Deux ancrages thermiques (b) Quatre ancrages thermiques [Dong 2003_S]

Un carré suspendu de VO_x de surface $50 \times 60 \mu\text{m}^2$ a été fabriqué par gravure dans une solution de 1% KOH de la couche sacrificielle de silicium poreux [Wang 2004] (Figure 1.19). N. Chi-Anh *et al.* [Chi-Anh 2005] ont fabriqué 4 pixels de surface $70 \times 70 \mu\text{m}^2$ composés de 40nm VWO_x inséré entre 2 couches de 300nm de SiN_x (Figure 1.18). La couche VWO_x a été déposée sur une couche sacrificielle de PI2160 déposée sur le substrat de silicium. Un plasma d'oxygène est utilisé pour retirer la couche sacrificielle et former la structure suspendue. Pour ce bolomètre non-refroidi, on a une conductance thermique de $1,2 \times 10^{-5} \text{ W.K}^{-1}$.

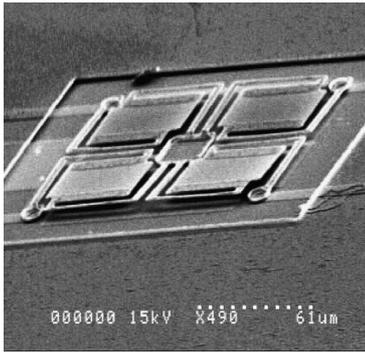


Figure 1.18: Photographie SEM d'un micro bolomètre à base de $VWOx$ couvrant une surface de $70 \times 70 \mu m^2$ [Chi-Anh 2005]

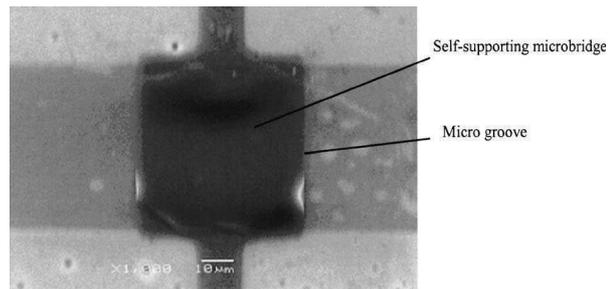


Figure 1.19: Photographie d'un micro bolomètre à base de VOx couvrant une surface de $50 \times 60 \mu m^2$ [Wang 2004]

III.2.d) Conclusion et résumé des techniques de fabrication

Le tableau 1.5 résume les descriptions des structures suspendues présentées ci-dessus pour la réalisation de microbolomètres suspendus.

En conclusion, la couche sacrificielle est beaucoup utilisée pour la fabrication des structures suspendues [Méchin 97 APL], [Wang 2004] et [Chi-Anh 2005]. Mais dans notre cas, ce n'est pas facile d'ajouter une couche sacrificielle en dessous de la couche LSMO. La vitesse de gravure par KOH est grande, mais la gravure humide peut poser des problèmes si les couches suspendues sont fines. La gravure en face arrière est intéressante [Dong 2003_S] et [Dong 2003_C] mais pour définir le motif en face arrière, il faut disposer d'un aligneur double face, qui n'est pas disponible dans notre laboratoire.

Finalement, nous avons choisi la gravure RIE avec le gaz SF_6 , qui est une gravure sèche, pour fabriquer nos structures suspendues à base de LSMO comme [Méchin 97 JAP], [Kim 2005] et [Kim 2006].

III.3. Matériaux résistifs utilisés comme thermomètres en bolométrie non refroidie

Le matériau constituant le thermomètre contrôle les paramètres électriques du bolomètre. Les deux plus importants sont le coefficient de température de résistance TCR et le bruit électrique. Un matériau avec un grand TCR peut augmenter la sensibilité du bolomètre. Un matériau ayant un faible niveau de bruit intrinsèque permet d'améliorer la résolution (cf. II.2.).

Les thermomètres résistifs utilisent la dépendance en température de la résistivité électrique de matériaux très divers : citons les métaux (Pt, Ti, Ni, Nb, Cu), les semi-conducteurs (a-Si, SiGe) et les oxydes présentant des transitions (vanadium, nickelates, cobaltites, manganites). Dans cette section, nous présentons les principaux thermomètres résistifs utilisés dans la réalisation de bolomètres non refroidis. Les valeurs typiques de TCR sont données. Le bruit intrinsèque de ces matériaux n'est pas indiqué car il est très rarement donné dans la littérature. Les valeurs reportées sont très souvent données pour des géométries d'échantillons et des paramètres électriques bien spécifiques. Il n'existe pas à notre connaissance dans la littérature une étude détaillée permettant de comparer le bruit intrinsèque des matériaux thermosensibles fonctionnant à 300K. Il est donc très difficile de comparer de manière objective ce paramètre critique qui permet d'obtenir les meilleurs détecteurs. Une étude du bruit basse fréquence des couches de LSMO est présentée au Chapitre 4, paragraphe II.

Références	Couches suspendues	Dimensions des structures suspendues (μm^2)	Techniques de fabrication	Conductance thermique G (W.K^{-1})
[Sainiemi 2009]	Silicium	400×25	À base de substrat SOI, et gravure RIE du silicium avec le gaz SF_6 .	-
[Méchin 97 JAP]	$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{CeO}_2/\text{YSZ}$	100×100	Gravure RIE du silicium substrat avec SF_6 en face avant	$6,2 \times 10^{-7}$
[Méchin 97 APL]	$\text{Yba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{CeO}_2/\text{YSZ}/\text{Si}$	10×100	A base de couche SIMOX et gravure de la couche sacrificielle de SiO_2 par 10% HF	2×10^{-5}
[Kim 2005] [Kim 2006]	$\text{La}_{1-x}(\text{Sr},\text{Ca})_x\text{MnO}_3/\text{Bi}_4\text{T}_i_3\text{O}_{12}/\text{CeO}_2/\text{YSZ}$	20×30	Gravure du substrat de silicium par RIE avec SF_6 en face avant	
[Ma 2009]	$\alpha\text{-Si}/\text{SiO}_2/\text{SiN}_x$	150×150	Gravure du substrat de silicium dans 25% TMAH	$1,78\text{-}2,10 \times 10^{-5}$
[Dong 2003_S] [Dong 2003_C]	$\text{SiO}_2/\text{poly SiGe}/\text{Si}_3\text{N}_4$	50×50	Gravure du substrat de silicium par RIE avec SF_6 en face arrière	
[Wang 2004]	VO_x	50×60	Gravure de la couche sacrificielle de silicium poreux par dans une solution de 1% KOH.	
[Chi-Anh 2005]	$\text{SiN}_x/\text{VWO}_x/\text{SiN}_x$	70×70	Gravure de la couche sacrificielle PI2160 par plasma d'oxygène	$1,2 \times 10^{-5} \text{ W.K}^{-1}$

Tableau 1.5 : Résumé les descriptions des structures suspendues pour la réalisation de microbolomètres suspendus.

III.3.a) Métaux

En général, les métaux sont utilisés dans leur zone linéaire de variation de résistance avec la température. Le platine est le métal le plus utilisé comme thermomètre. Dans [Liddiard 1984], on trouve que la valeur de TCR de Pt à température ambiante est de l'ordre de $0,15\% \text{ K}^{-1}$.

Les articles [Ramakrishna 2000] et [Lee 1999] décrivent des bolomètres non-refroidis avec des thermomètres en Titane. L'avantage principal du titane est qu'il est compatible avec les procédés de fabrication microélectronique. Le titane a un TCR de $0,27\% \text{ K}^{-1}$.

III.3.b) Semi-conducteur

Le silicium amorphe (a-Si) est utilisé commercialement par l'entreprise Raytheon¹ aux États-Unis et ULIS en France. Le TCR de a-Si égal est à $-2,5\% \text{ K}^{-1}$. Le silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) est utilisé comme en microélectronique et dans les applications photovoltaïques industriellement. Pour les micro-bolomètres, a-Si:H est intéressant comme matériau thermosensible grâce à son grand TCR de $13\% \text{ K}^{-1}$ [Syllaios 2000]. Des micros-bolomètres non refroidis sont aussi fabriqués à base de germanium silicium amorphe (a-Ge_xSi_y:H) de trois différentes compositions [Moreno 2008]. Le TCR est compris entre $2,7$ et $4,3\% \text{ K}^{-1}$. Le tableau 1.6 résume les différents TCR pour différentes compositions.

Matériau	TCR (% K ⁻¹)	Références
a-Si:H(PECVD)	-3,9	[Syllaios 2000]
a-Si:H,B (PECVD)	-2,8	[Syllaios 2000]
Ge _x Si _{1-x} O _y	-4,2	[Iborra 2002]
Poly-SiGe	-2,4	[Sedky 1998]
a-Ge _x Si _y :H, Ge _x =0,5	-4,3	[Moreno 2008]
a-Ge _x Si _y B _z :H, Ge _x =0,45 B _z =0,09 Planar	-2,7	[Moreno 2008]
a-Ge _x Si _y B _z :H, Ge _x =0,55 B _z =0,07 Sandwich	-2,8	[Moreno 2008]
a-Si	-2,8	[Liu 2007]

Tableau 1.6 : Thermomètres à base de semi-conducteurs utilisés en bolométrie non refroidie d'après

III.3.c) Oxydes de transition

Les couches minces thermosensibles incluent les oxydes de vanadium, les cobaltites, les nickelates, les manganites, etc.

- **Oxydes de vanadium**

Les oxydes de vanadium sont les oxydes les plus populaires comme matériau constituant le thermomètre dans la fabrication de bolomètres non refroidies. Ce matériau peut être déposé par différentes méthodes, qui induisent différentes qualités et donc différentes valeurs de TCR. Leurs valeurs sont résumées dans le tableau 1.7 [Radamson 2010].

1 <http://www.raytheon.com/>

Matériau	Techniques de dépôt	TCR (% K ⁻¹)	Références
VO _x	dc sputtering+oxidation	-2,0	[Chen 2007]
VO _x	PLD	-2,8	[Rogalski 2011]
VO ₂	Ion beam sputtering + oxidation	-2,6	[Wang 2006]
V ₂ O ₅ /V/V ₂ O ₅	RF sputtering	-2,6	[Moon 2005]
V-W-O	RF sputtering	-2,6	[Han 2003]
VO ₂ +V ₂ O ₅	Reactive e-beam evaporation	-3,2	[Subrahmanyam 2008]
VWO _x	RF sputtering	-2,98	[Chi-Anh 2005]

Tableau 1.7 : Thermomètres à base d'oxydes de vanadium semi-conducteurs utilisés en bolométrie non refroidie

- **Manganites**

Grâce à la grande variation de résistance électrique en fonction de la température à la transition métal-isolant (MI), les manganites sont intéressantes pour la réalisation de bolomètres. Dans la Figure 1.20 issue de [Goyal 1997] et dans le tableau 1.8, nous présentons les propriétés électrothermiques des manganites. Pour les bolomètres non-refroidis, les matériaux avec un grand TCR autour de la température ambiante sont intéressants. De plus, une faible résistivité électrique du matériau permet de minimiser le bruit blanc. Dans le tableau 1.8 et la Figure 1.20, La_{0,7}Sr_{0,3}MnO₃ remplit toutes les conditions de température de transition au dessus de 300 K et de faible résistivité électrique. Ce sont les raisons pour lesquelles nous avons choisi le matériau LSMO comme thermomètre pour la réalisation de nos microbolomètres non refroidis dans cette thèse.

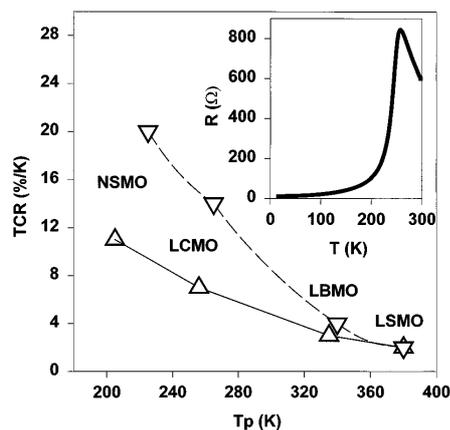


Figure 1.20: TCR maximum en fonction de la température T_p (température à laquelle la résistivité électrique est maximum) pour quelques manganites [Goyal 1997]. En encart, une courbe $R(T)$ typique d'une manganite est indiquée.

Composition du matériaux	Température du maximum de résistivité électrique (K)	TCR (%K ⁻¹)	Pic de résistivité électrique (mΩ.cm)	Référence
La _{0,7} Ba _{0,3} MnO ₃	330	4	17,5	[Rajeswari 2003]
La _{0,7} Sr _{0,3} MnO ₃	380	2,5	0,5	
Ag-doped La _{0,7} Ca _{0,3} MnO ₃	285	18	8,0	
Nd _{0,7} Sr _{0,3} MnO ₃	235	32	40,0	
Pr _{0,7} Sr _{0,3} MnO ₃	320	11	8,0	
La _{0,9} Sr _{0,1} MnO ₃	277	5	14,0	
La _{0,37} Pr _{0,30} Ca _{0,33} MnO ₃	230	58	200	
La _{0,8} Ca _{0,2} MnO ₃	298	8	12,0	
Nd _{0,6} Sr _{0,4} MnO ₃	215	7	60,5	
La _{0,5} Ba _{0,5} MnO ₃		1,5		
La _{0,7} Ca _{0,3} MnO ₃		7		
La _{0,5} Sr _{0,5} MnO ₃		2		
(La _{0,6} Pr _{0,4}) _{0,67} Ca _{0,33} MnO ₃		10		
La _{0,7} (Pb _{0,63} Sr _{0,37}) _{0,3} MnO ₃		7,4		[Lisauskas 2000]

Tableau 1.8 : Propriétés électrothermiques des manganites

- **Autres matériaux**

La composition YBa₂Cu₃O_{6+x} semi-conductrice a été étudiée comme matériau thermosensible de microbolomètres non refroidis. Un tel bolomètre présente un TCR égal à -3,1% et -3,4% K⁻¹ et un bruit en tension égal à 0,75×10⁻⁶ V.Hz^{-1/2} à 30 Hz et à 294 K et à 2,03×10⁻⁶ V.Hz⁻¹ [Shan 1995], [Dayeh 2005]. Les nanotubes de carbone sont également envisagés pour la réalisation de détecteurs [Koechlin 2010], [Maine 2010]. Ils présentent un TCR de -0,2 % K⁻¹.

Récemment, le matériau Mn-Ni-Co-O a été utilisé comme couche thermométrique d'un bolomètre non refroidi, et a permis d'atteindre une détectivité spécifique D*=4.4×10⁸ cmHz^{1/2}W⁻¹ à 10 Hz [Karanth 2009].

III.3.d) Caractéristique du $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ (LSMO)

- **Structure du LSMO**

En 1950, Jonker et Van Santen ont publié les premiers résultats de caractérisation magnétique de manganites de valence mixte. Ils ont utilisé le nom « manganite » pour indiquer toutes les compositions contenant du manganèse [Jonker 1950], [Van Santen 1950].

Les manganites de valence mixte de formule $\text{La}_{1-x}\text{M}_x\text{MnO}_3$ (où $\text{M}^{+2} = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}, \text{Pb}$), sont des matériaux très intéressants en raison de leur grand potentiel pour les capteurs. Ils présentent l'effet de magnétorésistance colossale (CMR) et différents types de transition selon leur composition. Dans cette thèse, nous utilisons la composition $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ (notée LSMO).

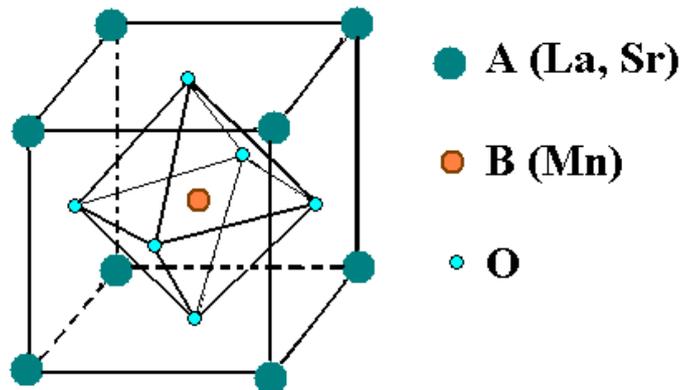


Figure 1.21: Structure pérovskite cubique ABO_3 du LSMO

LSMO cristallise dans la structure pérovskite cubique ABO_3 (Figure 1.21). Le site A se situe à tous les angles du cube et contient un cation La_{1-x}^{+3} ou Sr_x^{+2} . Les ions oxygène occupent le centre des faces de la cellule unité. Le site B qui est le manganèse Mn ici, existe au centre des ions oxygène octaédriques. Pour LSMO, avec $x=0,3$, la taille de maille est égale à $a=0,549$ nm et $c=1,3356$ nm. Déposé sous forme de couches minces, sa structure devient pseudo-cubique avec $a=0,3873$ nm [Hammouche 1989].

- **Propriétés électrothermiques**

Le dopage en x contrôle le nombre de porteurs de charges. Le caractère ferromagnétique métallique (FM) et le transport dépendant du spin se produit autour de $x \approx 0,3$, tandis que les anti-ferromagnétiques isolants (FI) ont été trouvés à des valeurs différentes de $x=0,3$ (Figure 1.22).

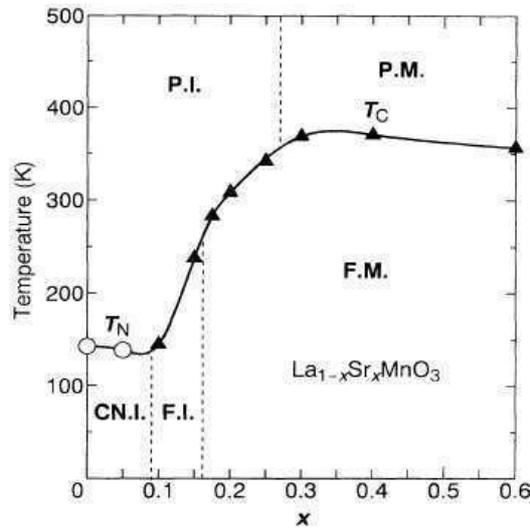


Figure 1.22: Diagramme de phase du $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ avec l'évolution de la température de transition en fonction de la concentration du dopage x . T_N est la Température Néel, T_C est la Température de Curie, CI : Charge ordered Insulating, PI: Paramagnetic Insulating, PM: Paramagnetic Metallic [Urushibara 1995]

Le diagramme de phase de la Figure 1.22 montre que pour $x \geq 0,3$, le système LSMO présente une transition ferromagnétique à paramagnétique. Même si le système est toujours métallique pour $T > T_C$, la transition de la phase ferromagnétique à paramagnétique s'accompagne d'une grande variation de la résistivité électrique, comme on l'observe à la Figure 1.23.

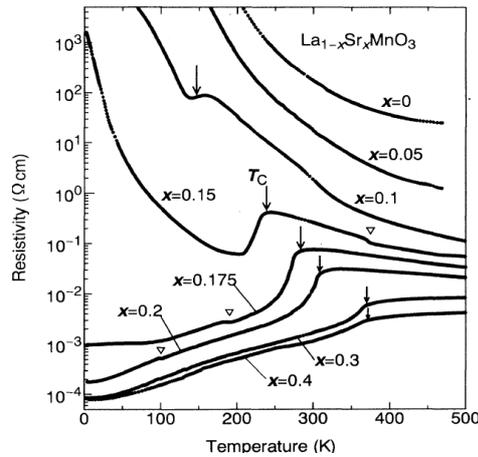


Figure 1.23: Résistivité en fonction de la température pour le composé $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ [Urushibara 1995]

III.4. Conclusion et résumé

Dans le tableau 1.10 ci-dessous et la Figure 1.24, nous avons rassemblé les performances en détectivité et en temps de réponse atteintes par les bolomètre non-refroidis décrits précédemment.

Références	Matériaux	G (W.K ⁻¹)	τ (ms)	D*		
				(cm.Hz ^{1/2} .W ⁻¹)	Fréquence de mesure (Hz)	Méthode
[Liddiard 1984]	Pt	-	< 1	1,6×10 ⁸	10	-
[Lee 1999]	Ti		12	5×10 ⁸		-
[Ma 2009]	a-Si		4,7	2,45×10 ⁸	30	Corps noir à 700 °C
[Liu 2007]	a-Si		13,3	1,7×10 ⁸	170	Estimation par la valeur du TCR et de la mesure du bruit
[Dong 2003_S]	Poly Si-Ge		16,6	8,3 × 10 ⁸	15	Corps noir à 773 K limité à 8-14µm
[Moreno 2008]	a-Ge _x Si _y			4 - 7×10 ⁹	30	« SiC global source », à λ = 1-20 µm
[Chi-Anh 2005]	VWO _x	1,2×10 ⁻⁵	0,72	1,1 × 10 ⁷	220	Laser CO ₂ de 10µm égal à corps noir entre 300 K et 450 K
[Chen 2007]	VO _x			2,04×10 ⁷	50	Corps noir à 773 K
[Wang 2004]	VO _x	10 ⁻⁵	3	2×10 ⁸	30	Corps noir à 873 °C
[Choudhary 2004]	LCMO			1,3×10 ⁸	30	« Oriol 66013 light source »
[Choudhary 2004]	LBMO			1,0×10 ⁸	30	
[Lisauskas 2000]	La _{0,7} (Pb _{0,63} Sr _{0,37}) _{0,3} MnO ₃	10 ⁻⁶	1	10 ⁹	30	Mesure à λ =630 nm
[Karanth 2009]	Mn-Ni-Co-O	2,6×10 ⁻⁶	0,53	4,4×10 ⁸	10	Corps noir à 873 K
[Dayeh 2005]	YBCO semi-conducteur	4×10 ⁻⁷	5,7	1,2×10 ⁸		Corps noir à 990 °C
[Shan 1995]	YBCO semi-conducteur	6,8×10 ⁻⁸		2,4×10 ⁸	90	Estimation par la valeur du TCR et de la mesure du bruit

Tableau 1.10 : Résumé des détectivités et des constantes de temps de réponse des microbolomètres non refroidis décrits précédemment selon les matériaux thermosensibles utilisés

Les bolomètres fabriqués ont des bonnes détectivités spécifiques, mais des temps de réponse assez longs, à cause de la grande masse calorifique mise en jeu. Les structures suspendues sont intéressantes, puisqu'elles satisfont tous les critères que nous nous étions fixés au paragraphe III.2.. Elles permettent la fabrication d'un détecteur à la fois sensible et rapide, grâce à sa faible conductance thermique G et sa faible capacité calorifique C.

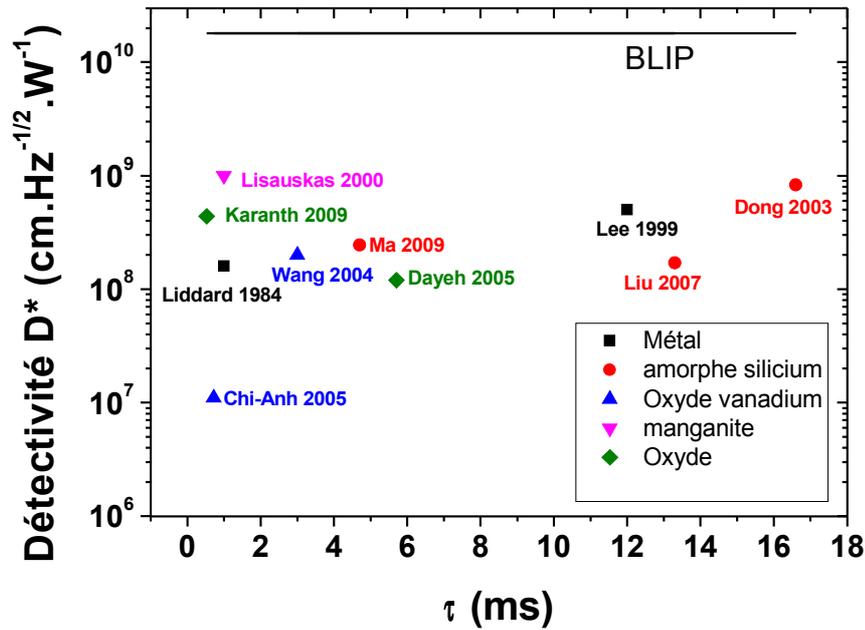


Figure 1.24: Défectivité des microbolomètres non-refroidis en fonction de leur constante de temps de réponse

Dans cette thèse, nous présentons la fabrication et la caractérisation électro-thermique de bolomètres suspendues par micro-usinage du substrat de silicium en face avant avec la gravure RIE à partir de couches LSMO déposées sur silicium. Dans le chapitre 3, des estimations montrent que des bolomètres suspendues à base de LSMO permettent d'avoir des détectivités spécifiques élevées (de l'ordre de $10^9 \text{ cm.Hz}^{1/2}.\text{W}^{-1}$ à $1,5 \mu\text{m}$) et un temps de réponse faible (de l'ordre de 1 ms). Les caractérisations du chapitre 4 confirment que ces bolomètres non refroidis sont très prometteurs vis-à-vis de l'état de l'art actuel.

Chapitre 2 : Fabrication des structures suspendues

I. Introduction

Ce chapitre présente en détail l'optimisation des conditions de fabrication des structures suspendues. La Figure 2.1 présente le procédé de fabrication complet simplifié. La première étape consiste au dépôt des couches minces LSMO sur substrat de silicium avec une couche tampon (Figure 2.1(a)). Puis une couche métallique est déposée pour réaliser les contacts électriques (Figure 2.1(b)). Une première étape de photolithographie suit pour former les plots de contacts (Figure 2.1(c)). Après la gravure du métal (Figure 2.1(d)), une deuxième étape de photolithographie et une gravure ionique permet de structurer les motifs des ponts dans LSMO (Figure 2.1(e)). Enfin, on grave le substrat de silicium par gravure isotrope pour obtenir un pont suspendu (Figure 2.1(f)).

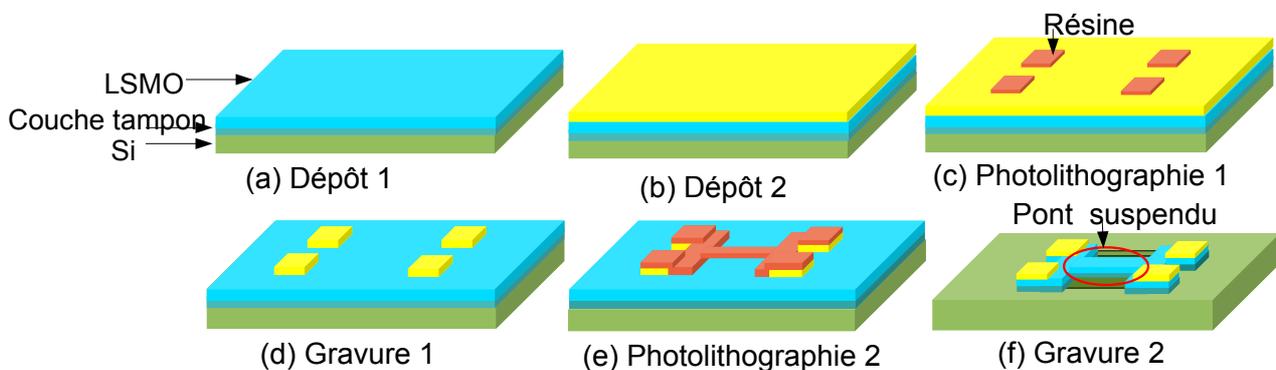


Figure 2.1: Procédé de fabrication complet simplifié des structures suspendues à base de LSMO sur silicium.

Les équipements utilisés dans la salle blanche du GREYC ou dans les laboratoires avec lesquels nous avons collaborés sont décrits en annexes. Le tableau 2.1 donne la liste des équipements utilisés pour la fabrication et la caractérisation des structures suspendues au cours de cette thèse. J'ai également indiqué le lieu où se trouvent les équipements ainsi que les opérateurs. Ce travail est le fruit de collaborations avec l'Université de Cornell aux USA¹, le CIMAP² et le LCS³ à l'ENSICAEN. J'ai participé activement à toutes les étapes réalisées à Caen avec la collaboration active de Cédric Fur, technicien dans notre laboratoire, qui m'a encadrée pour utiliser tous les équipements.

¹ Department of Materials Science and Engineering, Groupe de D.G. Schlom à l'Université de Cornell aux USA (<http://schlom.mse.cornell.edu/group.html>)

² CIMAP : Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique à l'ENSICAEN (<http://cimap.ensicaen.fr/>)

³ LCS : Laboratoire Catalyse & Spectrochimie à l'ENSICAEN (<http://www-lcs.ensicaen.fr/>)

Utilisation	Équipement	Localisation	Opérateurs
Dépôt	PLD ¹	GREYC	L. Méchin et S. Liu
	MBE ²	Cornell University (USA)	C. Adamo
	Canon à ions	GREYC	S. Liu
Photolithographie	Aligneur de masque	GREYC	S. Liu
Gravure	Gravure ionique	GREYC	S. Liu
	Gravure RIE ³	GREYC	S. Liu
Caractérisation	Profilomètre mécanique	GREYC	S. Liu
	Microscope optique	GREYC	S. Liu
	SEM ⁴	CIMAP et LCS	F. Lemarie et J. El Fallah
	XRD ⁵	LCS	L. Méchin
	AFM ⁶	CIMAP	L. Méchin
	Mesure résistance points 4	GREYC	S. Liu

Tableau 2.1 : Liste et localisation des équipements utilisés et des opérateurs.

Nous commençons ci-dessous par décrire les propriétés des couches minces LSMO/SrTiO₃/Si, LSMO/CaTiO₃/Si, LSMO/STO/CeO₂/YSZ/Si et LSMO/YSZ/Si dans la section II. L'étape de métallisation a été soigneusement optimisée car elle s'est révélée être critique pour le bon fonctionnement des dispositifs, elle est présentée à la section III. L'ajout d'une couche de protection supplémentaire permettant de solidifier les structures a été nécessaire pour les couches les plus fines (section IV). L'optimisation des conditions de gravure du silicium permettant l'obtention des structures suspendues est présentée à la section V. Enfin, un résumé du procédé optimisé complet et une étude du rendement de fabrication sont donnés (section VI).

II. Propriétés des couches minces LSMO

Différentes couches minces LSMO déposées sur des substrat Si (001) ont été étudiées pendant ma thèse. La majorité provient de C. Adamo de l'université de Cornell (USA) et a été réalisée par dépôt MBE. Quelques couches minces LSMO étudiées ont aussi été déposées par PLD au GREYC par L. Méchin.

Le dépôt de couches minces épitaxiées d'oxyde sur silicium pose 3 problèmes majeurs:

- Il faut éviter ou réduire la réaction chimique entre LSMO et le silicium aux températures de dépôt élevées du LSMO (700 - 750 °C). Pour cela, des couches tampons sont nécessaires pour former une barrière de diffusion. De plus, ces couches tampons doivent être bien choisies pour accorder les paramètres de maille.
- Il existe une grande différence de coefficient de dilatation thermique entre Si et LSMO. En

1 PLD : Pulsed Laser Deposition

2 MBE : Molecular Beam Epitaxy

3 RIE : Reactive Ion Etching

4 SEM : Scanning Electron Microscope

5 XRD : X-Ray Diffraction

6 AFM : Atomic Force Microscopy

conséquence, l'épaisseur de la couche LSMO est limitée (à environ 100 nm) pour éviter les fissures.

- Il existe naturellement un oxyde natif amorphe à la surface silicium. Le procédé de dépôt doit prendre en compte ce problème, soit en incluant un nettoyage (et une passivation) de la surface du substrat avant dépôt, soit en développant un procédé permettant la réduction de cette couche d'oxyde amorphe juste avant de débiter le dépôt de la première couche épitaxiée.

Pour les dépôts MBE, SrTiO₃ (STO) ou CaTiO₃ (CTO) ont été utilisés comme couches tampons uniques. La technique de dépôt épitaxié de STO sur silicium n'est pas bien maîtrisée dans le bâti PLD du GREYC. Nous avons étudié 3 couches LSMO déposées sur silicium par PLD en utilisant des couches tampons à base de YSZ (Yttria-Stabilized-Zirconia).

II.1. Liste des couches minces étudiées

Les échantillons déposés par MBE ont été réalisés par C. Adamo¹. La technique MBE permet d'obtenir des plaques de 3" (Figure 2.2(a)). A réception, nous avons découpé ces plaques en carrés de 10×10 mm² numérotés, puis nous les avons mis en boîte (Figure 2.2(b)). Pour chaque épaisseur de LSMO, on a donc disposé de 30 échantillons de 10×10 mm² pour optimiser le procédé de fabrication. Dans la suite, nous avons adopté la même numérotation pour toutes les plaques (Figure 2.2(c)). Par exemple, le numéro CA660-8 indique qu'il s'agit de la plaque CA660 et du carré n°8 situé sur la 2^{ème} ligne et la 3^{ème} colonne. La qualité des couches est moins bonne lorsque le morceau est issu de l'extérieur de la plaque. Les caractérisations structurales, de morphologie de surface par AFM et de résistivité électrique des couches non gravées en fonction de la température ont été faites sur un carré central de chaque plaque (le numéro 13 ou 18).

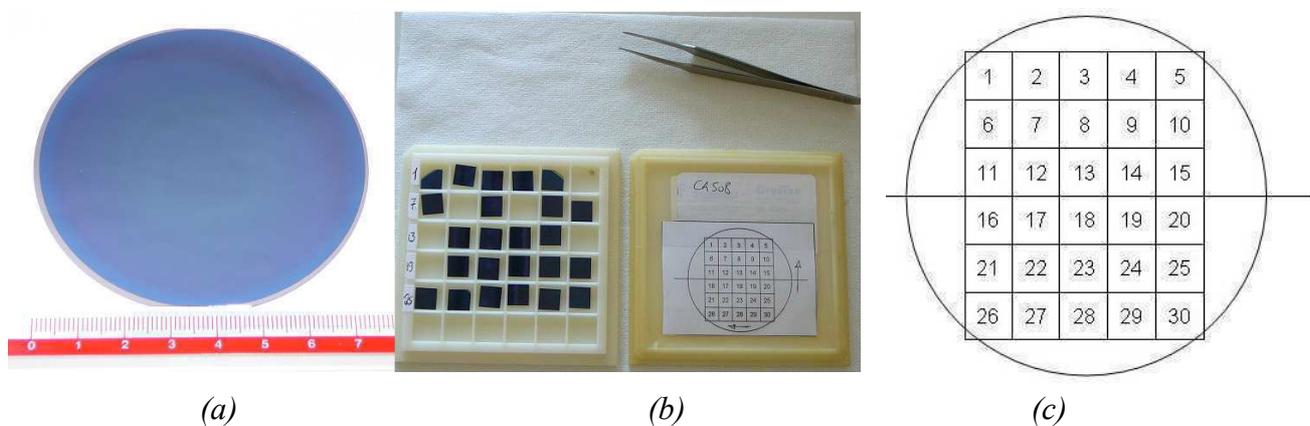


Figure 2.2: Couches minces déposées par MBE ; (a) Plaquette 3 pouces avant découpage ; (b) Morceaux de 10×10mm² ; (c) Numérotation des échantillons.

Sept plaques ont permis d'étudier différentes épaisseurs de LSMO déposées sur 2 types de couches tampons (20nm de SrTiO₃ (STO) ou CaTiO₃ (CTO)). Le tableau 2.2 indique le nom et les caractéristiques des échantillons. Les conditions de dépôt sont décrites dans l'article [Méchin 2012].

¹ Dépôts MBE réalisés à l'université de Pennstate aux USA (groupe de D.G. Schlom actuellement à l'Université de Cornell aux USA)

Nom de la plaque	Épaisseur nominale de la couche LSMO	Épaisseur nominale de la couche tampon
CA658	10 nm	20 nm de STO
CA662	15nm	20 nm de STO
CA483	20 nm	20 nm de STO
CA508	60 nm	20 nm de STO
CA660	75 nm	20 nm de STO
CA656	100 nm	20 nm de STO
CA615	50 nm	20 nm de CTO

Tableau 2.2 : Liste des couches minces LSMO déposées par MBE

Nous avons également étudié quelques couches minces LSMO déposées par PLD au GREYC, en utilisant une couche tampon à base de YSZ (voir tableau 2.3) [Perna2009], [Méchin2007]. Ces couches présentent de moins bonnes qualités structurales, mais nous ont intéressés car elles permettent l'étude des propriétés électro-thermiques de systèmes avec des TCR négatifs (cf chapitre 4 paragraphe I.2.c).

Composition		YSZ					LSMO				
		Epais. (nm)	T _{dep} (°C)	Freq. (Hz)	Energie (mJ)	P(O ₂) (mbar)	Epais. (nm)	T _{dep} (°C)	Freq. (Hz)	Energie (mJ)	P(O ₂) (mbar)
G607	LSMO/YSZ/Si	90	700	3	220	10 ⁻⁴	70	700	3	220	0,35
G616	LSMO/YSZ/Si	190	700	5	220	10 ⁻⁴	70	700	3	220	0,35
G617	LSMO/STO/CeO ₂ /YSZ/Si	190	700	5	220	10 ⁻⁴	60	700	3	220	0,35

Tableau 2.3: Liste des couches minces LSMO déposées par PLD au GREYC avec les conditions de dépôt associées de LSMO et YSZ (Température du substrat T_{dep}, Fréquence du laser Freq., Energie du laser, Pression d'oxygène pendant le dépôt P(O₂)).

Dans les paragraphes suivants, nous avons caractérisé les propriétés de toutes les couches minces avant la réalisation des dispositifs par diffraction de rayons X, par microscopie à force atomique, et par mesure de résistivité électrique en fonction de la température.

II.2. Propriétés des couches minces LSMO/STO/Si et LSMO/CTO/Si

Le tableau 2.4 regroupe les propriétés des couches minces LSMO/STO/Si et LSMO/CTO/Si [Méchin 2012]. Toutes les couches minces sont bien orientées selon la direction (001) (Figure 2.3). Les largeurs à mi-hauteur (FWHM¹) des ω -scans autour des raies 002 du STO et du LSMO mesurées par XRD sont faibles (respectivement de 0,22° à 0,31° et de 0,18 à 0,33°). La rugosité estimée par AFM est faible (de 0,42 nm à 0,96 nm sur des surfaces de 1 $\mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$).

¹ FWHM : Full Width at Half Maximum

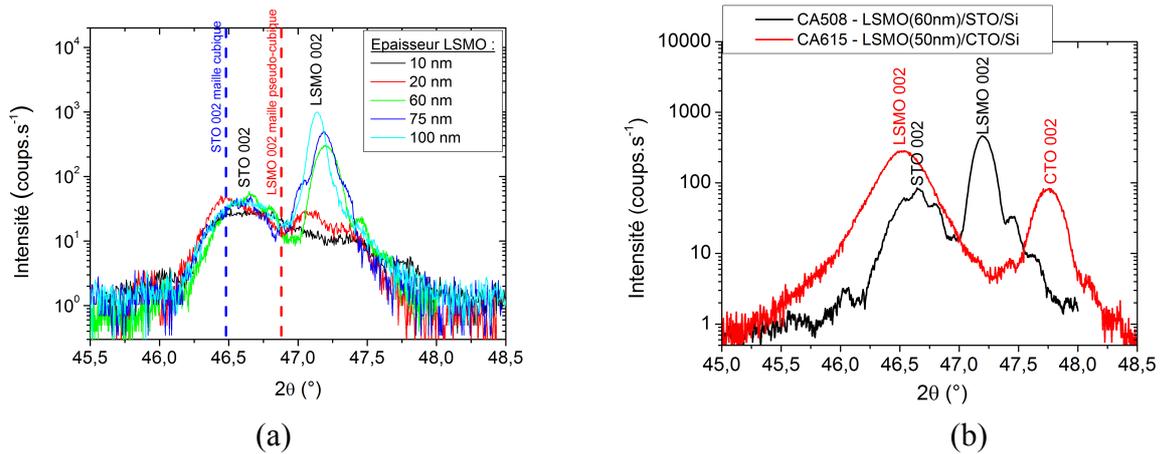


Figure 2.3: Diffractogrammes de rayons X en configuration θ - 2θ (a) des couches LSMO/STO/Si (b) de la couche LSMO/CTO/Si comparée à une couche LSMO/STO/Si d'épaisseur proche.

La Figure 2.4 montre la résistivité électrique en fonction de la température des couches LSMO non gravées. Les mesures sont effectuées sur des morceaux au centre des plaques (n°13 ou 18). La résistivité électrique de ces échantillons est entre 1,4 m Ω .cm à 3,8 m Ω .cm. Ces valeurs, très proches de la résistivité électrique du LSMO massif [Urushibara 1995], confirment la très grande qualité épitaxiale des couches déposées par MBE.

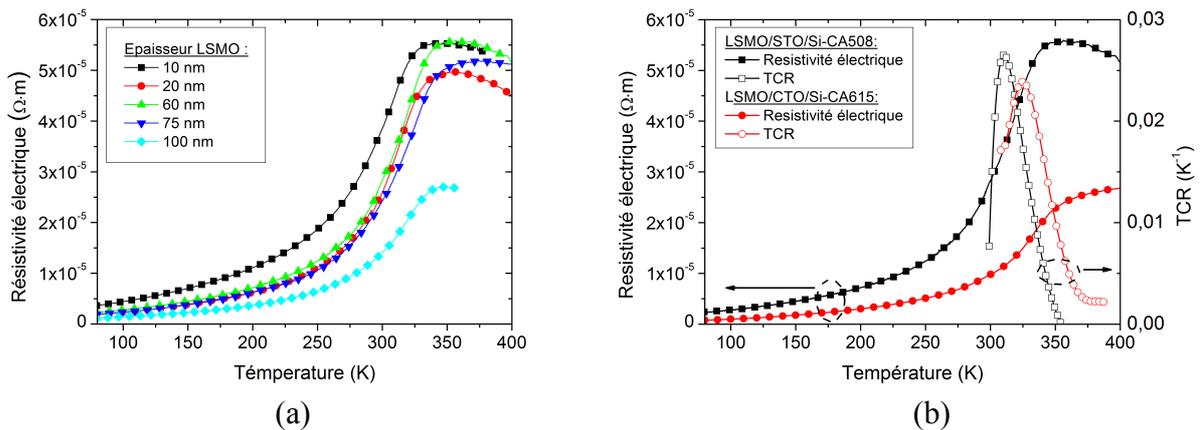


Figure 2.4: Résistivité électrique en fonction de la température (a) des couches LSMO/STO/Si et (b) de la couche LSMO/CTO/Si comparée à une couche LSMO/STO/Si d'épaisseur proche.

La mesure de la résistivité électrique en fonction de la température permet aussi d'estimer la dérivée de la résistivité électrique en fonction de la température (dp/dT), et donc le TCR comme le montre la Figure 2.4. Selon la définition de la sensibilité du futur bolomètre donnée au chapitre 1, celle doit atteindre sa valeur maximum quand dp/dT est maximum. Dans la Figure 2.5(a), le maximum de dp/dT se situe entre 305 K et 340 K, selon l'épaisseur de la couche LSMO. Afin de comparer les couches entre elles, le coefficient de température de la résistance TCR est utilisé car il est indépendant de la géométrie. La Figure 2.5(b) montre le TCR des différentes couches LSMO en fonction de la température. Pour nos couches minces, la valeur maximum de TCR est comprise entre 1,6 et 2,6 % K^{-1} . La température du TCR maximum est située entre 290 K et 325 K.

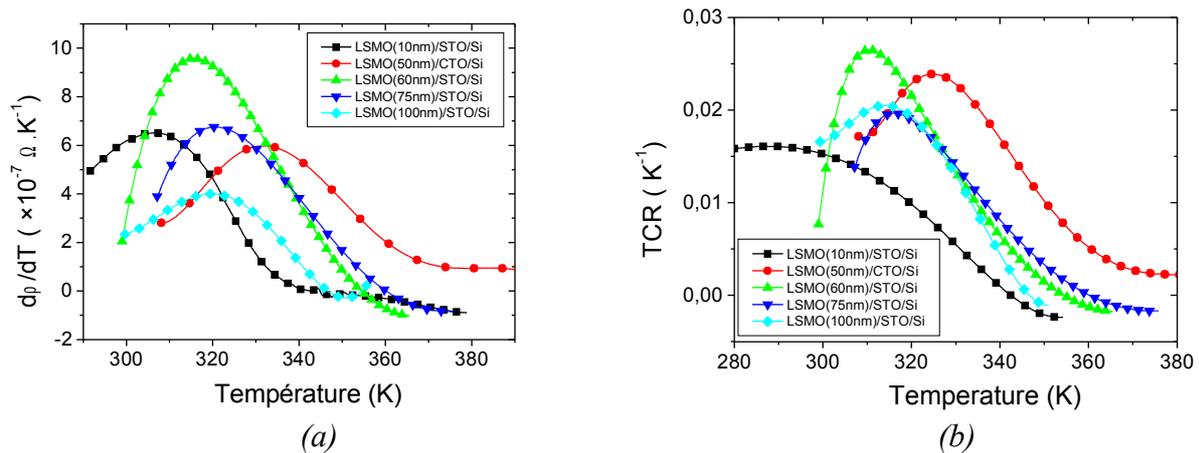


Figure 2.5: (a) Dérivée de la résistivité électrique par rapport à la température et (b) TCR des couches non gravées en fonction de la température

Nom échantillon	Épaisseur du LSMO (nm)	FWHM STO 002 (°)	FWHM LSMO 002 (°)	Rugosité (nm)	ρ à 300K ($10^{-5} \Omega \cdot m$)	TCR max ($\%K^{-1}$)
CA658	10	0,31	0,33	0,59	3,8	1,6
CA483	20	0,27	0,29	0,42	2,6	2,4
CA508	60	0,26	0,22	0,50	2,8	2,6
CA660	75	0,22	0,18	0,57	2,4	2,0
CA656	100	0,22	0,26	0,96	1,4	2,1
CA615	50	1,44	1,37	0,58	1,0	2,4

Tableau 2.4 : Résumé des propriétés des couches minces LSMO/STO/Si et LSMO/CTO/Si déposées par MBE.

II.3. Propriétés des couches minces LSMO/STO/CeO₂/YSZ/Si et LSMO/YSZ/Si

Le tableau 2.5 résume les propriétés des couches minces LSMO déposées par PLD utilisant une couche tampon à base de YSZ. Toutes les couches minces sont bien orientées selon la direction (001) (sauf G607 qui n'a pas été déposée dans des conditions optimisées) (Figure 2.6 (a)). Les largeurs à mi-hauteur (FWHM) des ω -scans (Figure 2.6 (b)) autour des raies 002 du LSMO mesurées par XRD sont assez larges (1,41° et 1,91°), ce qui confirme la moins bonne qualité de ces couches comparées à la série sur STO/Si ou CTO/Si.

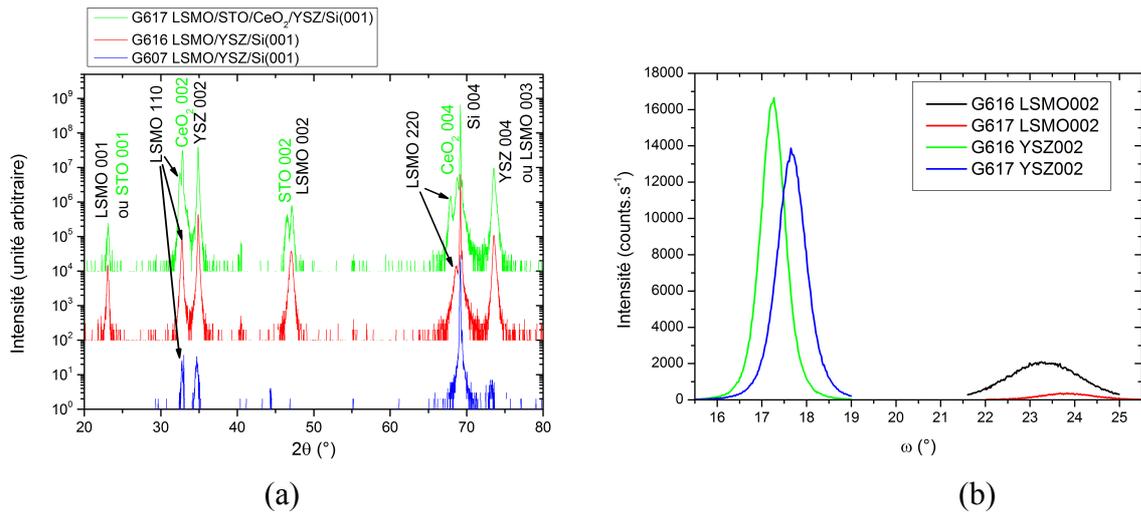


Figure 2.6: Diffractogrammes de rayons X des couches LSMO/YSZ/Si et LSMO/STO/CeO₂/YSZ/Si (a) en configuration θ - 2θ et (b) en configuration ω -scan.

La Figure 2.7 montre la résistivité électrique en fonction de la température des couches LSMO non gravées déposées par PLD. La résistivité électrique à 300 K de ces échantillons est bien plus élevée que celle du LSMO massif [Urushibara 1995] et l'allure de la courbe en fonction de la température est très différente. On dispose ici de matériaux présentant des TCR négatifs à température ambiante (dans la zone linéaire de la R(T) au voisinage de 350 K, tableau 2.5). Nous étudierons très rapidement leur comportement électro-thermique au chapitre 4 paragraphe I.2.c).

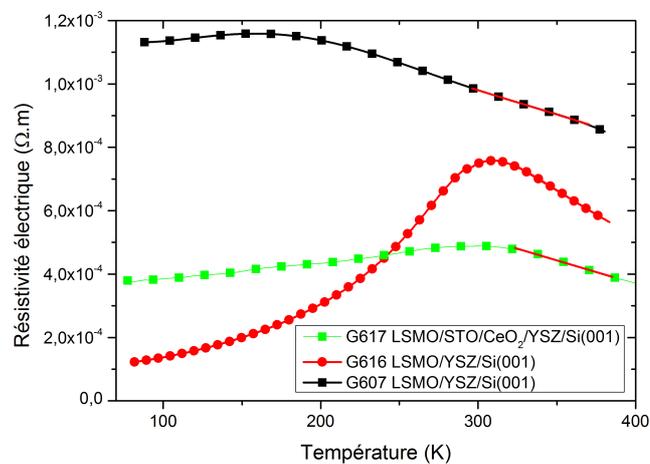


Figure 2.7: Résistivité électrique en fonction de la température des couches LSMO déposées par PLD utilisant une couche tampon à base de YSZ.

	Epaisseur LSMO (nm)	FWHM YSZ (°)	FWHM LSMO (°)	ρ à 300K ($10^{-5} \Omega \cdot m$)	étendue de mesure (K)	$d\rho/dT$ au voisinage de 350 K ($10^{-6} \Omega \cdot m \cdot K^{-1}$)	TCR au voisinage de 350 K ($\%K^{-1}$)
G607	70	-	-	98	300-370	-1,53	-0,17
G616	70	0,67	1,91	75	320-380	-3,03	-0,46
G617	60	0,79	1,41	49	320-380	-1,48	-0,34

Tableau 2.5: Résumé des propriétés des couches minces LSMO déposées par PLD au GREYC.

III. Fabrication des contacts métalliques

La qualité des contacts métalliques est critique pour un composant. Les contacts doivent être peu résistifs, stable dans le temps et doivent adhérer à la couche LSMO. Nous avons testé différentes méthodes de dépôt et différents matériaux : l'or (Au), l'argent (Ag), le chrome (Cr) ou des alliages (par exemple Au-Pd). Les épaisseurs des couches étudiées étaient de l'ordre de 200 nm. Les couches LSMO épitaxiées étant très lisses, l'adhésion des métaux est délicate.

III.1. Masque dédié au test des contacts métalliques sans graver les couches LSMO

Un masque spécifique pour étudier les contacts métalliques a été utilisé (Figure 2.8). La surface des plots est de 1 mm^2 et la distance entre les plots est $0,5 \text{ mm}$. Ces plots ont des dimensions adaptées à notre banc de mesure de résistivité des couches minces non gravées sous pointes utilisant 4 pointes en ligne (voir annexes).

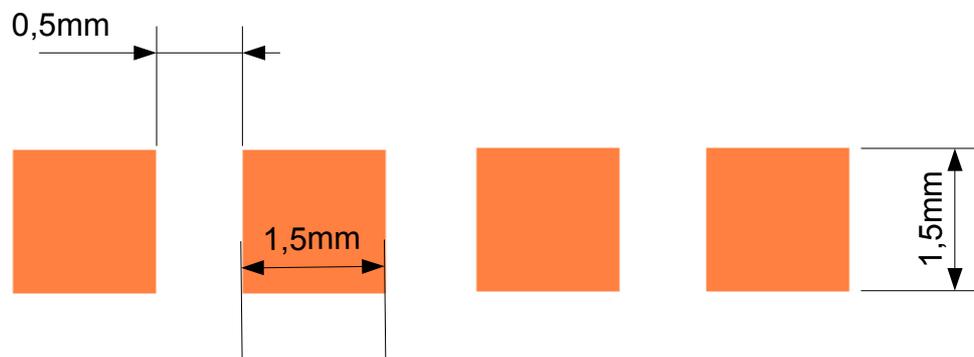


Figure 2.8: Schéma du masque permettant le test des contacts métalliques sans graver les couches LSMO

III.2.Effet du matériau de contact

Le masque présenté en Figure 2.8 est utilisé avec une résine positive et une gravure chimique sélective des métaux. Le dépôt de métal est réalisé sur les couches LSMO comme l'indique la Figure 2.9(b) par canons à ions. Nous procédons ensuite à la photolithographie des plots (Figure 2.9(c)). La quatrième étape est la gravure chimique du métal pour obtenir les plots (Figure 2.9(d)). Enfin, on enlève la résine dans l'acétone (Figure 2.9(e)).

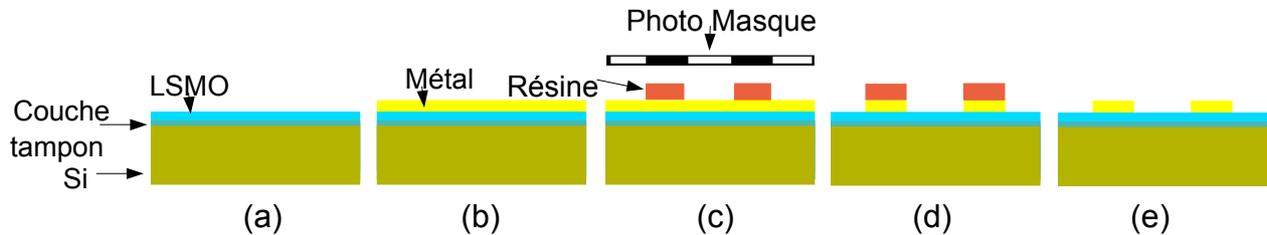


Figure 2.9: Présentation schématique du procédé de fabrication des contacts métalliques

L'échantillon CA660 (LSMO(75 nm)/STO/Si) a été choisi pour faire le test de l'effet du matériau de contact. Quatre différentes solutions ont été testées : Au, un alliage Au-Pd, des bicouches Ag/Au et Cr/Au. Au et Au-Pd sont des métaux stables dans l'air. Par contre, Ag et Cr sont susceptibles de s'oxyder. Nous les avons donc recouvert d'or pour les protéger. Les conditions de dépôt des métaux sont données dans le tableau 2.6. Avec le dépôt par canon à ions, l'adhésion des métaux sur LSMO est bonne en raison de la nature énergétique de cette méthode de dépôt. Une trop grande énergie du canon à ions peut cependant détruire la qualité du LSMO.

	Cible 1	Courant du canon à ions (μA)	Épaisseur (nm)	Cible 2	Courant du canon à ions (μA)	Épaisseur (nm)
Au	Au	~ 325	200	-	-	-
Au-Pd	Au-Pd	~ 325	200	-	-	-
Ag/Au	Ag	~ 455	20	Au	~ 455	200
Cr/Au	Cr	~ 455	20	Au	~ 455	200

Tableau 2.6 : Conditions de dépôt du canon à ions utilisées pour l'étude de l'effet du matériau de contact (Courant maximum du canon à ions égale à $650 \mu\text{A}$)

La Figure 2.10 montre les courbes de résistivité électrique mesurée en 4 points et les courbes de TCR en fonction de la température des couches LSMO avec les différents matériaux de contact, comparées à la couche LSMO d'origine sans contact métallique. On s'aperçoit que les couches LSMO sont abîmées car la résistivité électrique a augmenté quelque soit le type de métal, et la température du maximum de TCR a diminué (voir tableau 2.7). Afin de réduire l'effet de bombardement du dépôt par canon à ions, nous avons réduit le courant du canon par rapport au courant maximal disponible (donc nous avons également réduit la vitesse de dépôt), mais le résultat reste non satisfaisant. Dans le prochain paragraphe, on va présenter l'effet de recuit des échantillons sous oxygène pour améliorer la qualité de la couche.

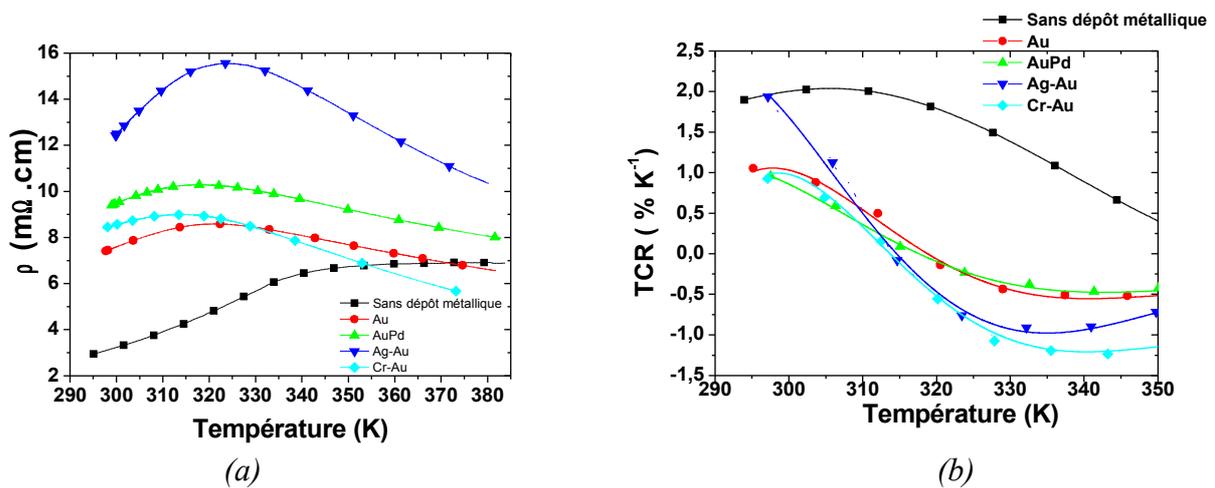


Figure 2.10: Résistivité électrique de CA660 après différents types de dépôt métalliques ; (a) Résistivité électrique en fonction de la température ; (b) TCR en fonction de la température

III.3.Effet du recuit pour différents matériaux de contact

La diminution de la valeur de résistivité électrique, l'augmentation de la température du maximum de résistivité électrique et l'augmentation du TCR à température ambiante seront des signes de l'amélioration des propriétés du LSMO. Plusieurs essais de recuit ont été faits pour trouver les meilleures conditions de température entre 350 °C et 500 °C, de pression d'oxygène entre 400 mbar et 700 mbar, et des durées de recuit entre 30 min et 6 h. Si la température est trop élevée (>500 °C), ou la pression d'oxygène est trop grande (> 500mbar), les plots métalliques sont abîmés. Si la température et la pression d'oxygène sont trop faibles, la qualité des échantillons n'est pas améliorée.

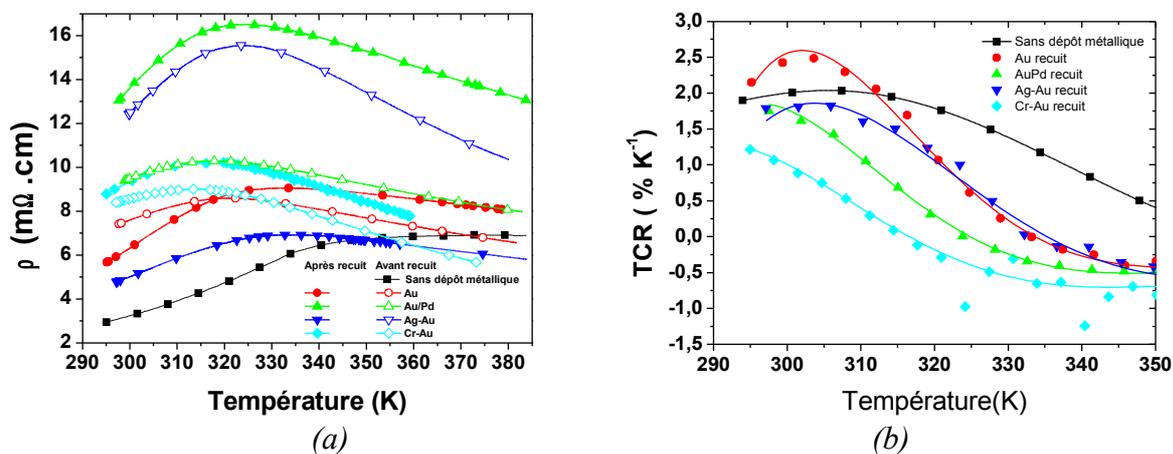


Figure 2.11: Effet du recuit sur les propriétés électriques de la couche LSMO (CA660) pour différents matériaux de contact ; (a) Résistivité électrique en fonction de la température ; (b) TCR en fonction de température après recuit (450 °C, 500 mbar O_2 , 1h).

Nous avons finalement trouvé qu'une heure de recuit est suffisamment long pour améliorer les performances des échantillons. Les durées de recuit supérieures à 1 h n'entraînent pas d'amélioration supplémentaire. La pression d'oxygène pendant le recuit a été fixée à 500 mbar pour les 4 échantillons, et la température à 450 °C pendant 1h avec une vitesse de la rampe en température croissante et décroissante égale à ± 5 °C/min. Comme l'indiquent la Figure 2.11 et le

tableau 2.7, on trouve que toutes les valeurs de TCR maximum augmentent et les résistivités électriques à 300 K sont réduites après le recuit. La résistivité électrique à 300 K a cependant augmenté dans les cas de Au-Pd et Cr/Au. Les échantillons avec des contacts Au et Ag/Au ont été bien améliorés après le recuit, mais ne retrouvent pas la qualité de la couche LSMO initiale. Nous avons alors essayé de réaliser les contacts par lift-off.

Matériau de contact	ρ_{LSMO} à 300K avant recuit (m Ω .cm)	ρ_{LSMO} à 300K après recuit (m Ω .cm)	Température de TCR maximum avant recuit	Température de TCR maximum après recuit	TCR maximum avant recuit (%K ⁻¹)	TCR maximum après recuit (%K ⁻¹)
Sans métal	3,2	-	305K	-	2,0	-
Au	7,6	6,3	298K	303K	1,0	2,8
Au-Pd	9,5	13,6	<298K	298K	1,0	1,8
Ag/Au	12,5	5	298K	304K	1,9	1,9
Cr/Au	8,6	9,3	298K	<298K	1,0	1,4

Tableau 2.7 : Résistivité électrique à 300 K, température du TCR maximum, et TCR maximum selon le type de matériau métallique utilisé pour réaliser le contact, avant et après recuit sous O₂.

III.4.Effet du procédé lift-off

J'ai également essayé de fabriquer des contacts métalliques par une méthode de lift-off avec le dépôt par canon à ions. Le procédé est présenté à la Figure 2.12. L'étape de photolithographie est faite sur le film LSMO avec un masque négatif des plots. Après cette étape, il y a de la résine partout sauf dans les zones des futurs contacts. On a ensuite déposé par canon à ions une couche d'or (au courant maximal). La résine est ensuite enlevée en nettoyant l'échantillon dans l'acétone et alcool, en utilisant si besoin un bac à ultra-sons.

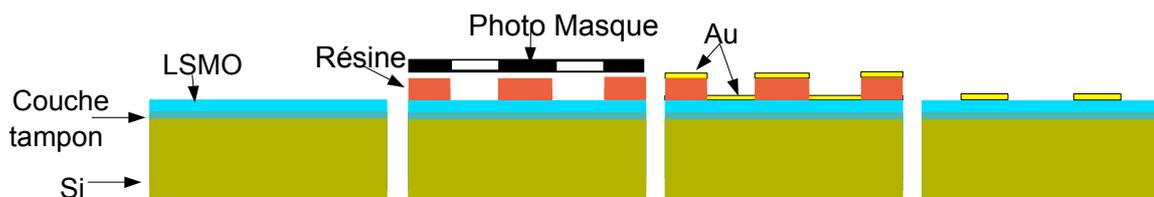


Figure 2.12: Présentation schématique du procédé lift-off pour la fabrication des contacts métalliques avec le masque présenté en Figure 2.8.

L'avantage de cette méthode est que seule la zone de contact reçoit l'or. La zone des futurs dispositifs est protégée par la résine. Mais cette méthode a plusieurs inconvénients dans notre cas. Le premier inconvénient est que la résine peut être brûlée pendant le dépôt d'or si il dure trop longtemps à cause de la forte énergie du canon à ions. Quand la résine brûle, il est très difficile de l'enlever, et il arrive très souvent que la couche d'or se décolle pendant le retrait de la résine. Le troisième problème est que le dépôt d'or dans la zone des contacts par canon à ions à puissance maximale semble endommager le LSMO au niveau des contacts. Nous avons mesuré en effet des résistances électriques beaucoup plus grande que les valeurs attendues.

Nous avons donc abandonné la technique de dépôt d'or par canon à ions en utilisant le procédé lift-off pour la fabrication des contacts métalliques.

III.5. Conditions optimisées de fabrication des contacts métalliques

La Figure 2.13 montre la résistivité électrique en fonction de la température mesurée sur des couches LSMO d'épaisseur 15 nm (CA662) avec des contacts réalisés selon le masque présenté en Figure 2.8 et pour différentes conditions de dépôt de l'or, en collaboration avec A. Galdi au GREYC.

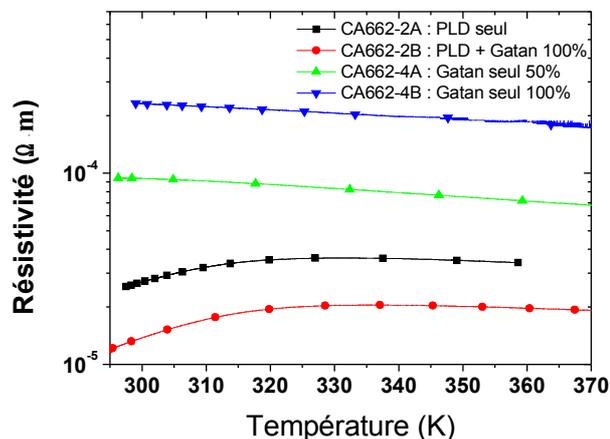


Figure 2.13: Résistivité électrique de CA662 après différents types de dépôt métalliques en fonction de la température.

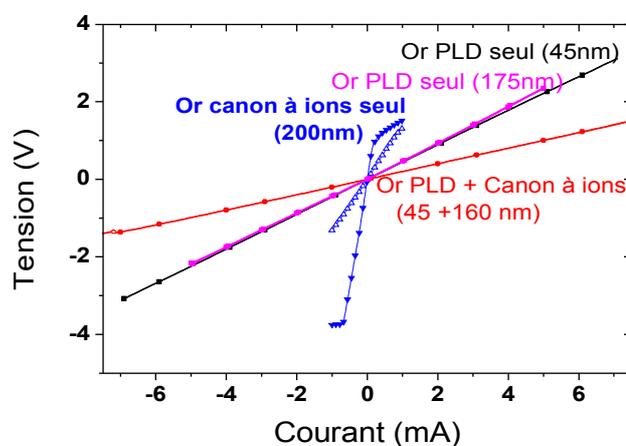


Figure 2.14: Caractéristiques Tension – Courant mesurées sur des couches LSMO d'épaisseur 15 nm (CA662) avec des contacts réalisés selon le masque présenté en Figure 2.8 et pour différentes conditions de dépôt de l'or.

La Figure 2.14 montre les caractéristiques Tension – Courant mesurées sur les mêmes couches LSMO d'épaisseur 15 nm que celles présentées en figure 2.13. Elles confirment que les dépôts d'or réalisés avec le canon à ions (à courant maximal ou à 50% du courant maximal) ne sont pas satisfaisants. Les caractéristiques tension-courant ne sont même plus linéaires, témoignant que la couche LSMO a été dégradée et que le contact Or-LSMO n'est pas ohmique. L'or déposé par PLD donne des résultats satisfaisants mais la vitesse de dépôt d'or par PLD est très faible (de l'ordre de 0,045 nm/min). Cette technique n'est donc pas très adaptée pour déposer 200 nm d'or. Nous nous sommes donc orientés vers un dépôt d'or fin (environ 40 nm) réalisé par PLD sur la couche LSMO, suivi d'un dépôt plus épais (160 nm) d'or par canon à ions, pour former la couche complète d'or

d'épaisseur environ 200 nm. Cette technique ne dégrade pas la couche LSMO, et la couche d'or présente une bonne adhésion et une bonne qualité reproductible. Nous utiliserons donc cette méthode dans la fabrication des dispositifs.

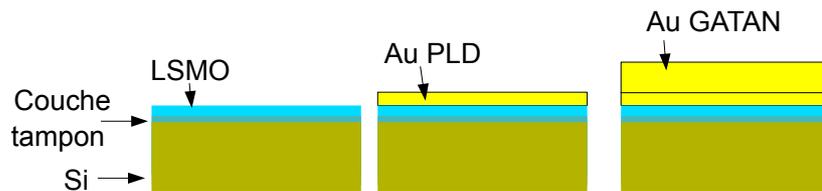


Figure 2.15: Présentation schématique du procédé optimisé de fabrication des contacts en or par la succession d'un dépôt par PLD suivi d'un dépôt par canon à ions.

Épaisseur dépôt	Coups	Énergie du laser	Fréquence du laser	Pression
45 nm	5000 cps	230 mJ	5 Hz	vide (10^{-5} mbar)

Tableau 2.8 : Conditions de dépôt d'or par PLD lors du procédé optimisé de fabrication des contacts en or

Épaisseur dépôt	Courant de dépôt	Vitesse de dépôt
160 nm	30% (pendant 60 nm) puis 50% (pendant 100 nm)	0,05-0,07 nm/s 0,09-0,13 nm/s

Tableau 2.9 : Conditions de dépôt d'or par canon à ions lors du procédé optimisé de fabrication des contacts en or

IV. Ajout de couches de protection

Lors de la réalisation des ponts suspendus à partir de couches LSMO trop fines (< 50 nm), nous avons obtenu un taux de réussite très faible, voire nul. La couche tampon des échantillons déposés par MBE a une épaisseur faible (20 nm) qui ne suffit pas à consolider la structure suspendue finale qui subit de fortes contraintes quand il n'y a plus de silicium. Pour les couches LSMO fines, nous avons donc cherché à ajouter une couche de protection sur LSMO/STO afin de consolider l'ensemble.

IV.1. Procédé de fabrication

Le dépôt de la couche protection peut se faire par plusieurs méthodes au GREYC : par PLD ou par canon à ions. Nous avons utilisé pour cela un procédé lift-off comme indiquée en Figure 2.16. On conserve la résine ayant servi à définir les contacts métalliques pour ne déposer que sur la couche LSMO. Le retrait de la résine par acétone et alcool permettra de ne pas avoir de couche isolante sur les contacts.

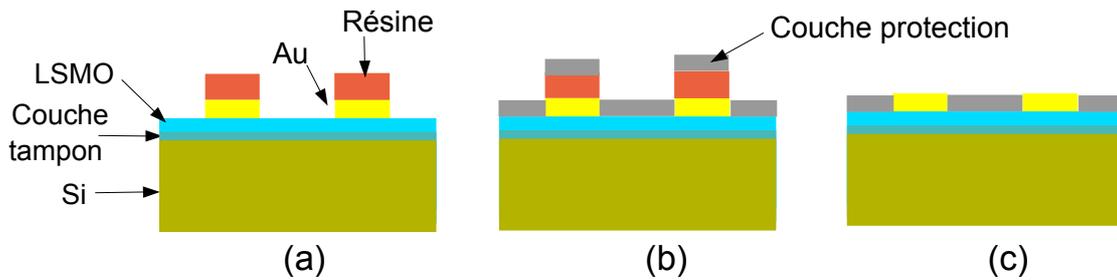


Figure 2.16: Présentation schématique du procédé de fabrication de la couche de protection

Pour faire des tests, l'échantillon initial de 10 mm × 10 mm est coupé en deux parties comme l'indique la Figure 2.17 avec les masques décrits en Figure 2.8. La partie 1 permet de tester les performances de la couche LSMO après le dépôt d'or seul (en référence). Et pour la partie 2, on ajoute une couche de protection par lift-off pour tester les performances de la couche LSMO après avoir ajouté la couche de protection. Une mesure de la résistivité électrique des échantillons en fonction de la température permet d'évaluer la qualité de la couche LSMO.

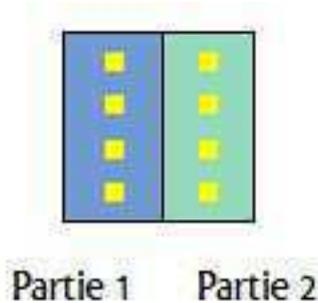


Figure 2.17: Deux parties de l'échantillon testé

IV.2. Dépôt de la couche de protection par canons à ions

Trois échantillons de trois épaisseurs différentes ont été testés avec une couche de protection de Al_2O_3 déposée par canons à ions. Une couche d' Al_2O_3 d'épaisseur 100 nm a alors été déposée avec le courant maximal, car Al_2O_3 est un matériau très dur, présentant donc une vitesse de dépôt faible. Les couches LSMO testées directement après le dépôt d' Al_2O_3 sont très dégradées. Pour améliorer leur qualité, nous avons essayé de faire des recuits pour tous les échantillons dans les conditions décrites dans le Tableau 2.10. Après le recuit, la résistance électrique de chaque échantillon est mesurée en fonction de la température. La Figure 2.18 résume les résultats. Les symboles solides sont les parties 1 (dépôt d'or sur LSMO), et les symboles ouverts sont les parties 2 (dépôt d'or + Al_2O_3 sur LSMO). La température maximum de la résistance électrique diminue pour tous les échantillons, et la valeur de la résistance électrique pour les échantillons CA660 et CA656 augmente beaucoup. Les performances des couches LSMO sont très dégradées même après recuit.

Échantillon	Vitesse de la rampe de température	Température de recuit	Temps de recuit
CA508	5 °C/min	350 °C	1 heure + 6 heures
CA660	5 °C/min	400 °C	1 heure
CA656	5 °C/min	500 °C	1 heure

Tableau 2.10 : Conditions de recuit après dépôt d' Al_2O_3 (100 nm) pour les différents échantillons.

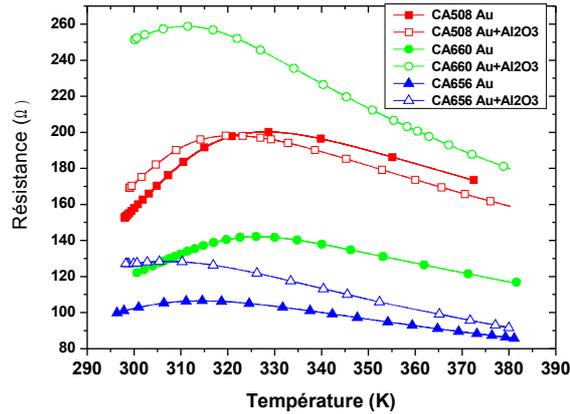


Figure 2.18: Comparaison des courbes de résistance en fonction de la température pour les couches LSMO avec or ayant une couche de protection Al_2O_3 (symboles ouverts) et pour les couches LSMO avec or sans couche de protection Al_2O_3 (symboles fermés).

La couche LSMO est trop abîmée pendant le dépôt d' Al_2O_3 , certainement à cause de la trop grande énergie du canon à ions qui doit bombarder la couche LSMO. Il faut donc éviter d'utiliser le dépôt par canons à ions directement sur la couche LSMO, comme cela avait été remarqué lors de la fabrication des contacts métalliques.

IV.3. Dépôt de la couche de protection par PLD

Pour pallier les problèmes précédents, nous avons étudié le dépôt de la couche de protection par PLD. Deux matériaux ont été testés : STO et YSZ. Les conditions de dépôt sont résumées dans le Tableau 2.11.

Matériau	Nombre de pulses	Épaisseur nominale	Température	Pression d'oxygène	Énergie	Fréquence du laser
YSZ	1000	150-200	Ambiante	0.35 mbar	230 mJ	5Hz
STO	200-400	10-20	Ambiante	0,35 mbar	230 mJ	5Hz

Tableau 2.11 : Conditions de dépôt par PLD des couches de protection YSZ et STO.

À cause de la température de dépôt faible, la couche déposée est polycristalline ou amorphe et sa surface est très rugueuse. L'épaisseur de la couche déposée n'est pas facile à mesurer avec le profilomètre car nous essayons d'utiliser des couches fines afin de ne pas trop ajouter de conductance thermique (voir chapitre 3). Les mesures d'épaisseurs sont des valeurs moyennes effectuées au minimum à trois endroits d'une marche réalisée dans l'échantillon après gravure. Pour 400 pulses de STO, on a une épaisseur d'environ 10 à 20 nm. Pour 1000 pulses d'YSZ, on a une épaisseur d'environ 150 à 200 nm.

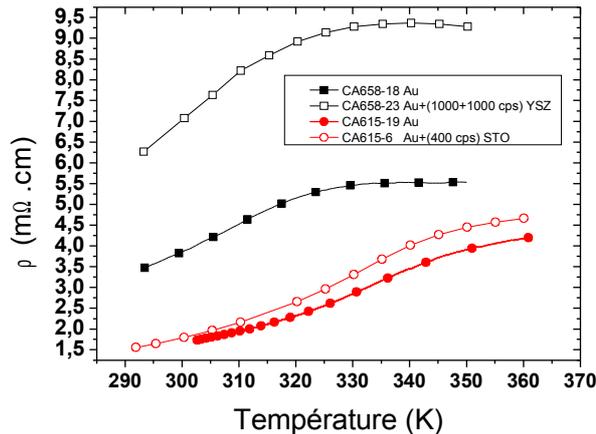


Figure 2.19: Comparaison des courbes de résistivité en fonction de la température pour les couches LSMO avec or ayant une couche de protection YSZ ou STO qui dépose par PLD (symboles ouverts) et pour les couches LSMO avec or sans couche de protection (symboles fermés).

Les mesures de la résistivité électrique de l'échantillon après dépôt de STO ou de YSZ (Figure 2.19), montre que la résistivité ne change pas beaucoup. Ces deux matériaux peuvent donc être utilisés comme couche de protection. Pour fabriquer un bolomètre suspendu, la conductance thermique doit être faible comme discuté au chapitre 1. La couche de protection est une partie de la structure suspendue, il faut donc choisir le matériau avec la plus faible conductivité thermique. La conductivité thermique de STO est comprise entre 10 et 11,2 $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à 300 K [Oh 2011] [Duran 2008]. La conductivité thermique de YSZ est 1,5 $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à 300 K [Youloukian 1970]. La conductivité thermique de YSZ est donc beaucoup plus petite (d'un ordre de grandeur) que celui de STO à la température ambiante. On peut donc ajouter une couche de YSZ plus épaisse que de STO sans perdre trop de performances bolométriques.

V. Fabrication des structures suspendues par gravure du silicium

Dans cette section, nous décrivons l'étape de gravure du substrat de silicium permettant la fabrication des structures suspendues.

V.1. Masques des structures suspendues LSMO

Deux masques, nommés BOLO2 et BOLO2011, ont été utilisés. Le masque BOLO2 est un masque qui avait été conçu pour fabriquer des structures suspendues en YBCO lors de la thèse de L. Méchin[Méchin 1996]. Il nous a été prêté par J.C. Villégier du CEA Grenoble. Le masque BOLO2011 a été réalisé dans le cadre de ma thèse. J'ai moi même conçu et réalisé les dessins avec le logiciel AutoCAD. Le masque a été fabriqué par la société PhotoData¹.

¹ <http://www.jdphoto.co.uk/>

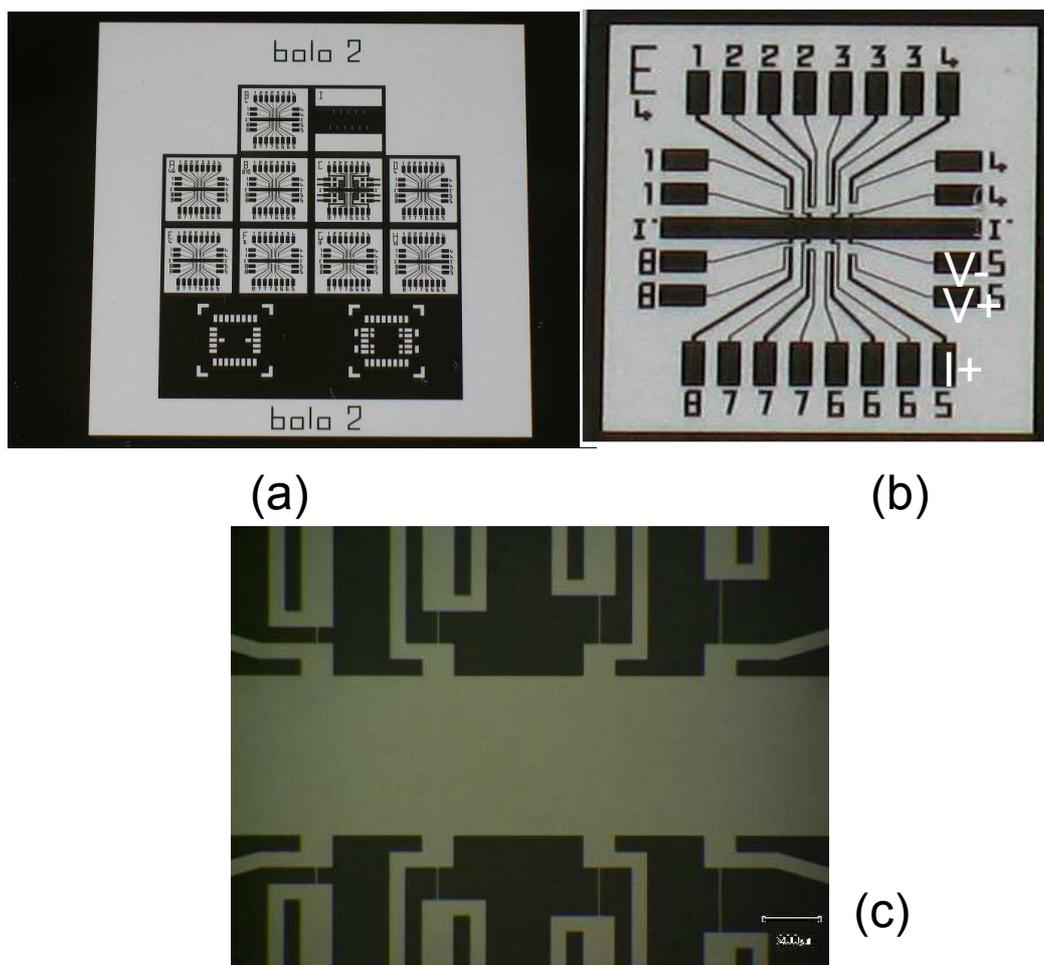


Figure 2.20: Masque BOLO2 ; (a) Vue ensemble du masque BOLO2 contenant les différents niveaux de masquage ; (b) Exemple d'un motif de $10\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ (ponts de largeur $4\text{ }\mu\text{m}$) ; (c) Zoom sur les ponts.

Le masque BOLO2 (Figure 2.20(a)) contient notamment des ponts de largeurs 4 , 6 , 8 et $10\text{ }\mu\text{m}$ et de longueurs 50 , 100 , 150 et $200\text{ }\mu\text{m}$. Il a permis une étude préliminaire sur la conductance thermique, sur les propriétés électriques et sur la bande passante. Sur un échantillon de $10 \times 10\text{ mm}^2$, 8 dispositifs de même largeur peuvent être fabriqués. Les quatre longueurs sont alors disponibles en double (Figure 2.20(b)). La Figure 2.20(c) détaille la position des prises de tension placées au ras des ponts dans le masque BOLO2. La résistance électrique mesurée entre V^+ et V^- est alors exactement celle du pont. Le courant est injecté par la borne I^+ du motif choisi et sort par la borne commune I^- .

Le masque BOLO2011 contient des ponts, des méandres et des ponts parallèles (Figure 2.21(a)). Dans une surface de $5 \times 10\text{ mm}^2$, il y a 8 structures suspendues d'une même largeur (Figure 2.21(c), (d) et (e)). Trois motifs supplémentaires (N°9, 10 et 11) définissant des lignes de largeurs et longueurs $50\text{ }\mu\text{m} / 150\text{ }\mu\text{m}$, $100\text{ }\mu\text{m}$, $300\text{ }\mu\text{m}$ et $150\text{ }\mu\text{m}$, $450\text{ }\mu\text{m}$ sont dessinés entre les 8 motifs suspendus. A cause de leur plus grande largeur, ces lignes ne sont pas suspendues et serviront de motifs de références. Nous avons aussi ajouté un motif en forme de croix de Hall pour d'éventuelles mesures de mobilité électrique. Nous disposons de 4 largeurs w de pont : 2 , 4 , 6 et $8\text{ }\mu\text{m}$ et 4 longueurs l de pont : 50 , 100 , 150 et $200\text{ }\mu\text{m}$. Les ponts sont doublés sur une surface de $5 \times 10\text{ mm}^2$. Les méandres et les ponts parallèles permettent de couvrir des surface carrées de $50\text{ }\mu\text{m}$, $75\text{ }\mu\text{m}$, $100\text{ }\mu\text{m}$ ou $150\text{ }\mu\text{m}$ (Figure 2.21(b)). Les dimensions exactes des méandres et des ponts parallèles sont données dans le tableau 2.12. Le détail d'un motif du masque BOLO2011 contenant 6 plots de

contact sera détaillé dans le chapitre 4. Il a été optimisé pour minimiser l'effet de la géométrie sur le bruit en 1/f et le bruit blanc.

No	Type de motif	Longueur des brins l (μm)	Largeur des brins w (μm)	Nombre de brins n	Distance entre chaque brin w' (μm)	Largeur totale = $w \times n + w' \times (n-1)$ (μm)	Surface d'ancrage à l'extrémité des méandres (μm^2)	Surface totale d'un motif (μm^2)
1	Pont parallèle	50	4	9	2	52	-	52×50
2	Pont parallèle	75	4	13	2	76	-	76×75
3	Pont parallèle	100	4	17	2	100	-	100×100
4	Pont parallèle	150	4	25	2	148	-	148×150
5	Méandre	150	4	24	2	142	10×10	142×170
6	Méandre	100	4	16	2	94	10×10	94×120
7	Méandre	75	4	12	2	70	10×10	70×95
8	Méandre	50	4	8	2	46	10×10	46×70

Table 2.12 : Dimensions des motifs méandres et ponts parallèles du masque BOLO2011

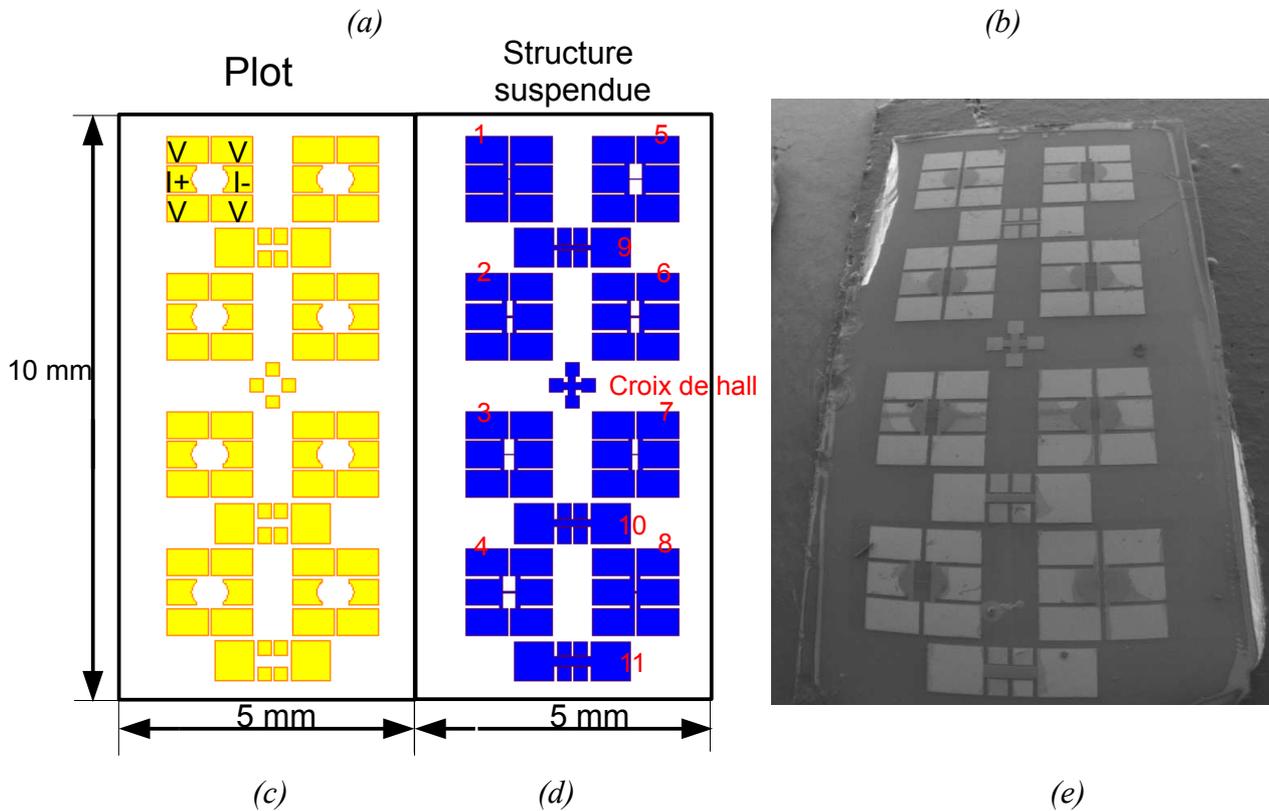
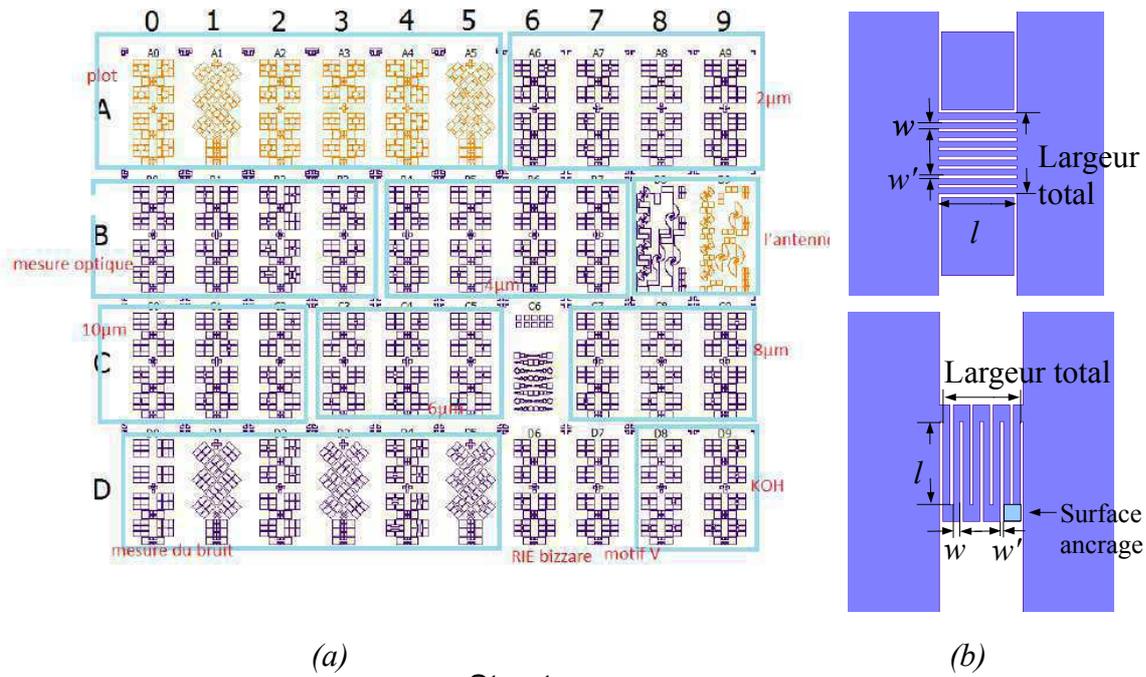


Figure 2. 21: a) Vue d'ensemble du masque BOLO2011 ; (b) Description des dimensions des méandres et des ponts parallèles du masque BOLO2011. (c) Vue d'ensemble du niveau de masquage définissant les plots pour un échantillon de surface $5 \times 10 \text{ mm}^2$ du masque BOLO2011 ; (d) Vue d'ensemble du niveau de masquage définissant les futures structures suspendues pour un échantillon de surface $5 \times 10 \text{ mm}^2$ du masque BOLO2011 (e) Photographie SEM d'un échantillon de surface $5 \times 10 \text{ mm}^2$ correspondant aux schémas du (c) et (d) (prise au LCS, ENSICAEN)

V.2. Réalisation des structures suspendues

La réalisation des structures suspendues est faite après la fabrication des contacts métalliques et éventuellement de l'ajout de la couche de protection. La Figure 2.22 présente les étapes schématiquement, sans (Figure 2.22(a)) ou avec couche de protection (Figure 2.22(a1)). Une photolithographie est faite pour définir la future structure suspendue (Figure 2.22(b)). La deuxième étape est la gravure ionique pour graver la couche LSMO et la couche tampon jusqu'au silicium (Figure 2.22(c)). Enfin, la gravure isotrope du silicium est réalisée par RIE pour graver le silicium en dessous de la future structure suspendue (Figure 2.22(d)). La gravure isotrope pour réaliser les structures suspendues est l'étape la plus importante et la plus difficile à réussir. Dans les sections suivantes, nous allons présenter l'optimisation des conditions de cette gravure RIE du silicium avec le gaz SF₆.

V.2.a) Étude préliminaire

La gravure latérale du Si par RIE avec le gaz SF₆ avait été étudiée avant le début de ma thèse au laboratoire par Élodie Laillé lors d'un stage IUT [Laillé 2007]. Elle a mesuré les vitesses de gravure latérale du Si avec un porte échantillon en carbone pour différents débits de gaz (20 et 30 sccm¹), pour différentes puissances de gravure (20, 40, et 60 W) et en fonction de la pression pendant la

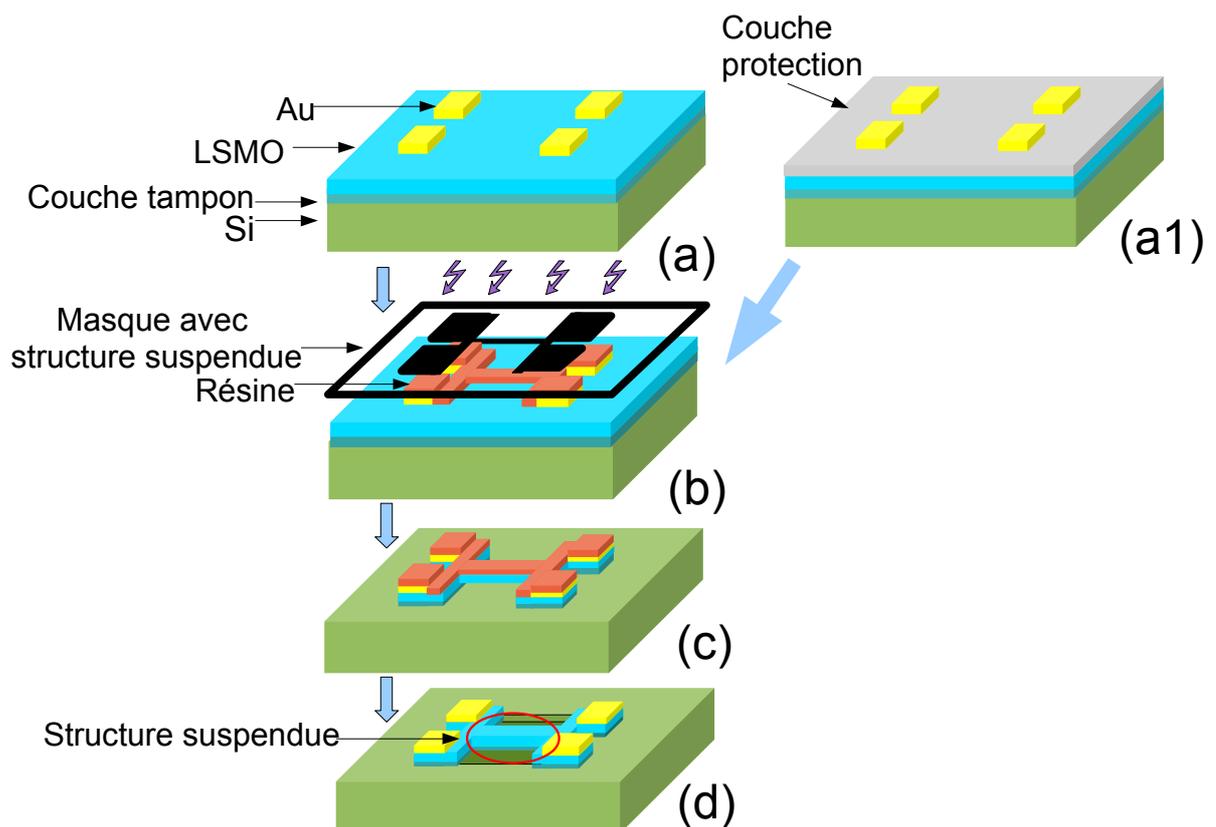


Figure 2.22: Présentation schématique de l'étape de fabrication des structures suspendues ; (a) échantillon avec plots de contacts sans couche de protection ; (a1) échantillon avec plots de contacts et couche de protection ; (b) Photolithographie définissant la future structure suspendue ; (c) Gravure ionique permettant de graver la couche LSMO et la couche tampon jusqu'au silicium ; (d) Gravure isotrope du silicium par RIE.

1 sccm : standard cubic centimeters per minute

gravure (dans la gamme 0,025 - 0,08 Torr¹). La Figure 2.23 rassemble ces résultats. Les conclusions étaient d'utiliser le débit maximum (30 sccm), et une grande puissance (60 W) avec une pression de SF₆ de 0,05 - 0,07 Torr pour avoir une vitesse de gravure latérale du silicium élevée.

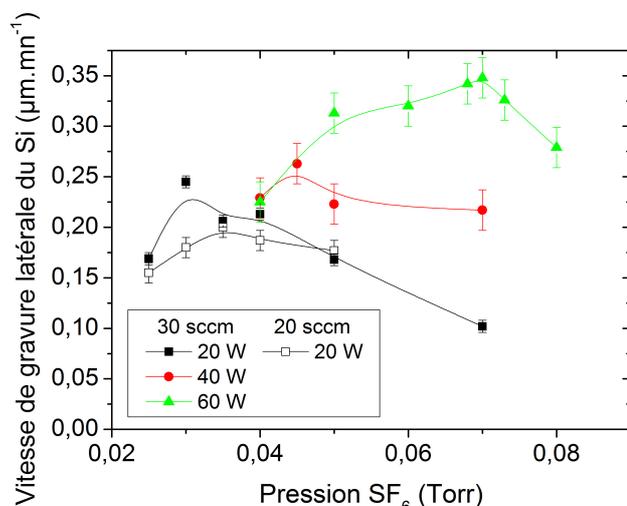


Figure 2.23: Vitesse de gravure latérale du Si en fonction de la pression de SF₆ pendant la gravure RIE pour différentes puissances et débits de gaz, avec un porte-échantillon en carbone [Laillé 2007].

A partir des résultats de Élodie Laillé, j'ai cherché à optimiser la puissance de gravure RIE. Nous avons remplacé la table en carbone par un porte-échantillon en silice qui présente l'avantage d'apporter un peu d'oxygène pendant la gravure et de moins endommager la résine. Nous gardons le débit maximal de gaz SF₆ fixé à 30 sccm, et nous avons cherché à étudier l'effet de la puissance pour une pression de gaz SF₆ fixée à 0,03 et 0,05 Torr. Pour chaque test, les gravures latérales et en profondeur ont été mesurées en trois endroits différents. Le Tableau 2.13 et la Figure 2.24(a) donnent les moyennes des vitesses de gravure latérale et en profondeur en fonction de la puissance pour les 2 valeurs de pression de gaz SF₆. La Figure 2.24(b) indique le rapport de vitesse de gravure latérale du silicium par rapport à la vitesse de gravure en profondeur.

Puissance (W)	Vitesse gravure latérale du Si (µm/min)		Vitesse gravure en profondeur du Si (µm/min)	
	Pression SF ₆ 0,03 Torr	Pression SF ₆ 0,05 Torr	Pression SF ₆ 0,03 Torr	Pression SF ₆ 0,05 Torr
20	0,49	0,50	0,39	0,34
30	0,54	0,66	0,52	0,47
40	0,57	0,69	0,83	0,74
60	0,7	0,76	1,05	1,13

Tableau 2.13 : Vitesses de gravure latérale du Si et en profondeur lors d'une gravure RIE sous 30 sccm de SF₆ avec le porte-échantillon en silice.

1 1 Torr = 1 mmHg = 1,33322 mbar = 133,322 Pa

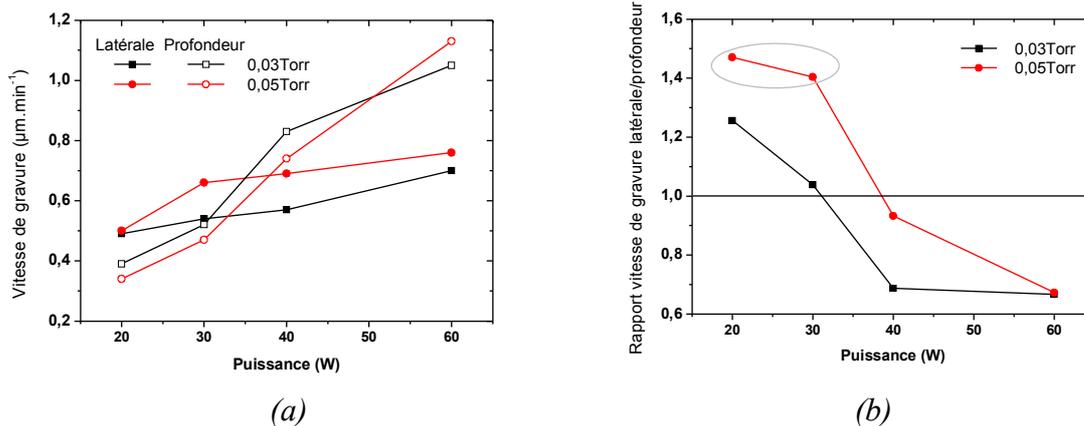


Figure 2.24: Gravure RIE avec un débit de gaz SF_6 de 30 sccm ; (a) Vitesses de gravure latérale du Si et en profondeur en fonction de la puissance de gravure pour 2 pressions différentes ; (b) Rapport de la vitesse de la gravure latérale sur la vitesse de gravure en profondeur pour 2 pressions différentes.

Globalement toutes les vitesses de gravure augmentent avec la puissance du graveur. La pression a une influence sur le rapport des vitesses de gravure latérale par rapport à la vitesse de gravure en profondeur. Le rapport de la vitesse de gravure latérale sur la vitesse de gravure en profondeur est supérieure à 1 quand la puissance est de 20 ou 30 W (Figure 2.24). Pour garder une vitesse de gravure latérale assez élevée, nous choisissons la pression de 0,05 Torr. Nous choisissons finalement les conditions de gravure latérale du silicium par RIE suivantes:

- Débit SF_6 = 30 sccm,
- Puissance = 20 ou 30 W,
- Pression de SF_6 = 0,05 Torr.

V.2.b) Quelques éléments bibliographiques complémentaires

J'ai trouvé dans la littérature quelques détails intéressants pour améliorer le taux de réussite lors de la fabrication des structures suspendues. Il apparaît par exemple qu'il est intéressant de dessiner des motifs avec des angles arrondis. Yoo *et al.* ont utilisé une gravure RIE avec un gaz XeF_2 [Yoo 2008]. Les essais de gravure avec des formes triangulaires et rectangulaires sont cassés dans les coins, parce que la contrainte est concentrée à ces endroits (Figure 2.25). Lors de nos essais de fabrication avec le masque BOLO2 nous avons également constaté que les ponts cassaient préférentiellement dans les coins, c'est à dire dans les zones du masques avec des angles droits (voir

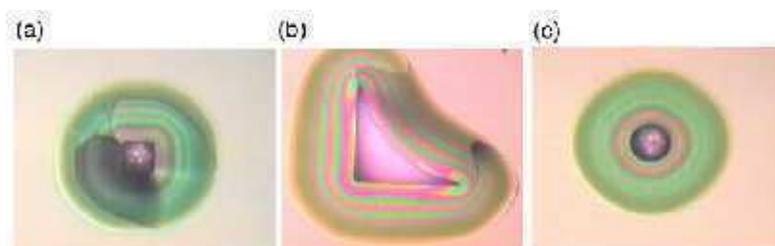


Figure 2.25: Images au microscope optique de résultats de gravure latérale du silicium à travers des motifs (a) carrés, (b) triangulaires ou (c) circulaires dessinés dans la couche supérieure [Yoo 2008].

paragraphe suivant). Lors du dessin du masque BOLO2011, j'ai fait attention à arrondir tous les angles.

Pour graver une structure suspendue, il faut commencer par une gravure anisotrope du silicium en profondeur, puis réaliser la gravure isotrope du silicium.

J.H. Kim *et al.* ont utilisé une torche de plasma (ICP¹) pour fabriquer leurs structures suspendues [Kim 2005]. Comme le montre le schéma de la Figure 2.26, une gravure anisotrope du silicium en profondeur peut aider les gaz SF₆ à contacter directement les zones latérales. Cela permet d'augmenter le rapport vitesse de gravure latérale sur profondeur. Dans notre procédé optimisé, nous avons décidé de prolonger un peu le temps de gravure ionique de LSMO/STO dans le silicium avant de commencer la gravure RIE du silicium (paragraphe V.2.d).

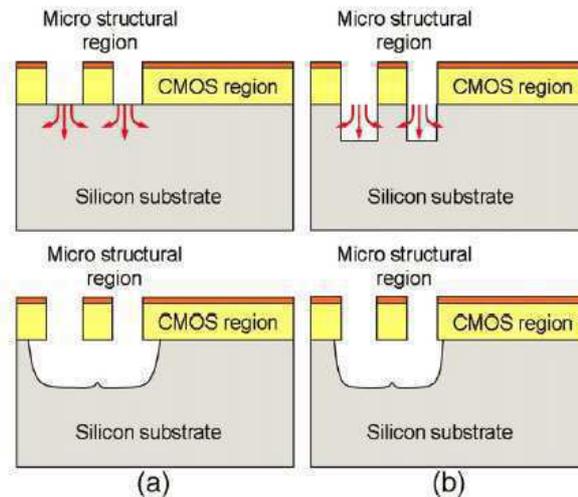


Fig. 1. CMOS-MEMS process with (a) large undercut and (b) minimum undercut.

Figure 2.26: Présentation schématique du procédé de fabrication de la structure suspendue extrait de l'article [Kim 2005]

V.2.c) Premières tentatives de fabrication

La Figure 2.27 montre différentes photographies réalisées par SEM au CIMAP avec F. Lemarié. Ces images SEM permettent d'observer l'ensemble des 8 ponts d'un échantillon (ici masque BOLO2) (Figure 2.27(a)) et les gravures latérales en vue de dessus (Figure 2.27(b)) et en vue inclinée (Figure 2.27(c)). Des photographies au microscope optique des ponts suspendus de largeur

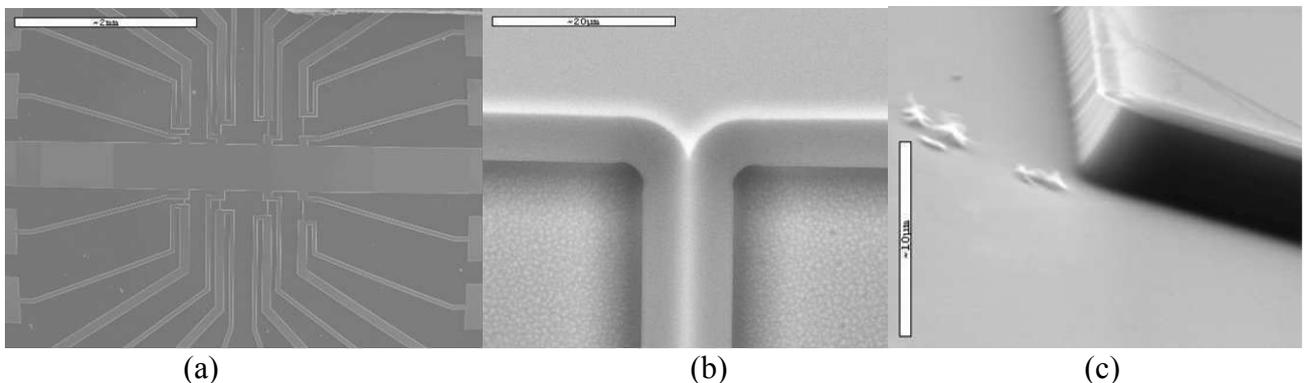
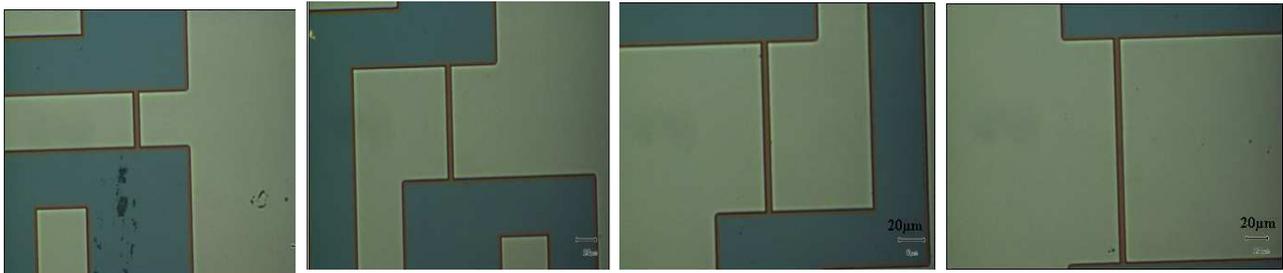


Figure 2.27: Photographies SEM ; (a) Vue d'ensemble de l'échantillon contenant les ponts suspendus gravés avec le masque BOLO2 ; (b) Vue de dessus de la gravure latérale ; (c) Vue inclinée d'un coin d'un motif de l'échantillon CA483-23.

¹ ICP : inductively coupled plasma

4 μm et de longueurs 50, 100, 150 et 200 μm réalisés avec CA660-22 (LSMO (75nm)/STO/Si) sont présentées en Figure 2.28.



(a) Longueur 50 μm (b) Longueur 100 μm (c) Longueur 150 μm (d) Longueur 200 μm

Figure 2.28: Images au microscope optique des ponts suspendus de largeur 4 μm et de longueurs : 50, 100, 150, et 200 μm (CA660-22).

Les Figure 2.27 et Figure 2.28 montrent que nous avons réussi la fabrication de quelques ponts. Nous avons cependant également rencontré beaucoup de problèmes et un grand nombre de tentatives ont malheureusement échoué (tableau 2.14). Nous observons clairement sur les images SEM de la Figure 2.29 que les couches ont cassé ou se sont fissurées dans les angles.

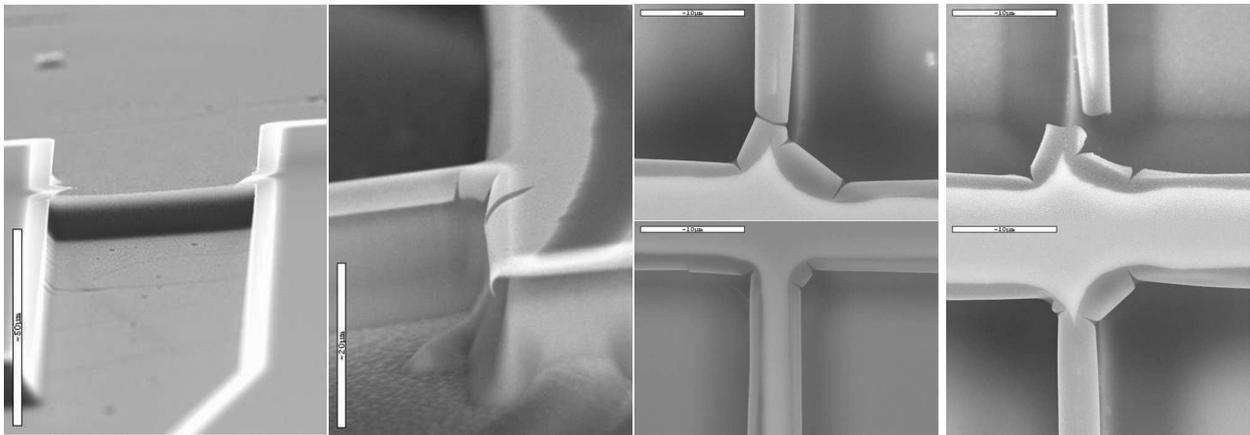


Figure 2.29: Exemple de ponts cassés et de fissures observées dans les angles sur des ponts suspendus de largeur 4 μm (échantillon CA483-21&22 (LSMO (20nm)/STO/Si)).

Échantillon	Épaisseur de LSMO (nm)	Largeur du pont (μm)	Longueurs de ponts réussis (μm)	Taux de réussite
CA660-22	75	4	50, 100, 150 et 200	4/8
CA508-8	60	4	-	0/8
CA615-7	50	4	100	1/8
CA483- 5	20	4	-	0/8

Tableau 2.14 : Taux de réussite mécanique obtenu lors de la fabrication de ponts suspendus sans couche protection (Masque BOLO2, Débit $\text{SF}_6 = 30 \text{ sccm}$, Puissance = 30 W, Pression de $\text{SF}_6 = 0,05 \text{ Torr}$).

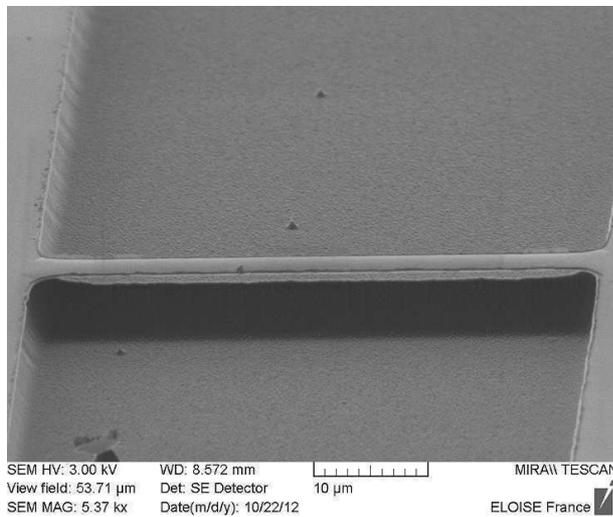
Pour résoudre ces problèmes de fabrication, nous avons étudié deux voies :

- modifier les conditions de gravure afin de réaliser des gravures moins énergétiques et donc moins bombarder les ponts pendant la gravure, et allonger le temps de gravure ionique pour graver le silicium plus profondément avec la gravure RIE (paragraphe V.2.d).

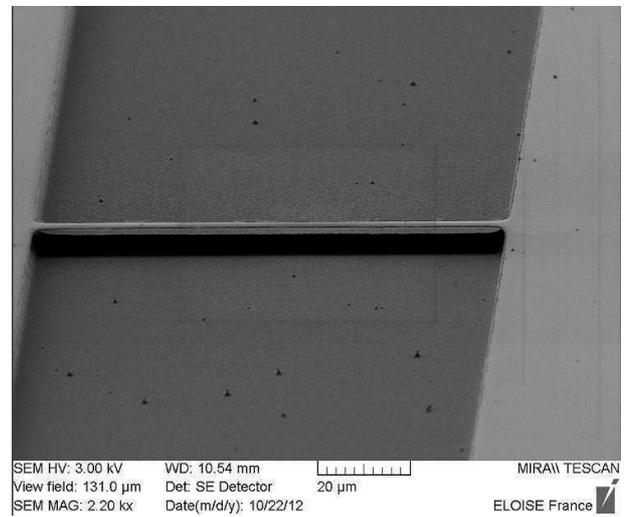
- ajouter une couche protection pour rendre les structures plus solides (paragraphe V.2.e). Cela devrait être particulièrement bénéfique pour les couches LSMO fines.

V.2.d) Échantillons sans couche de protection avec procédé optimisé

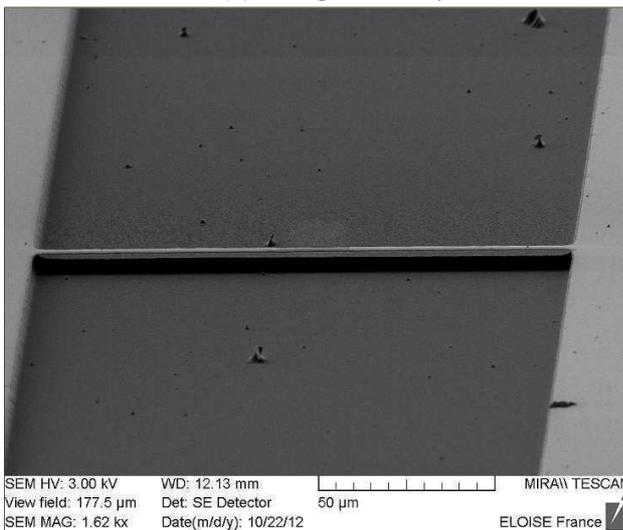
Nous avons observé que beaucoup de nos structures suspendues fabriquées par gravure RIE du silicium à 30 W étaient cassées. Tsamis *et al.* [Tsamis 2002] préconise aussi la réduction de la puissance de gravure. Cela a pour conséquence la réduction de la vitesse de gravure bien sur. Nous avons alors essayé de réaliser les gravures latérales du silicium par RIE avec des puissances de 15 W et 20 W. A 15W, la gravure est vraiment trop faible. Une gravure de 30 min à 15 W (30 sccm SF₆ et 0,05 Torr) ne permet de ne graver que moins de 0,5 µm de distance latérale. Par contre la puissance de 20 W est intéressante, car elle permet de conserver un grand rapport de vitesse de gravure latérale/profondeur, et a permis d'obtenir un plus grand taux de réussite de fabrication. Dans le tableau 2.15, les ponts réussis pour les échantillons sans couche protection sont résumés. La Figure 2.30 montre les photographies SEM des ponts suspendus sans couche de protection qu'on a prises à laboratoire LCS. Les tentatives de fabrication de ponts suspendus dans les couches LSMO/STO avec LSMO d'épaisseur inférieure ou égale à 60 nm se sont révélées infructueuses.



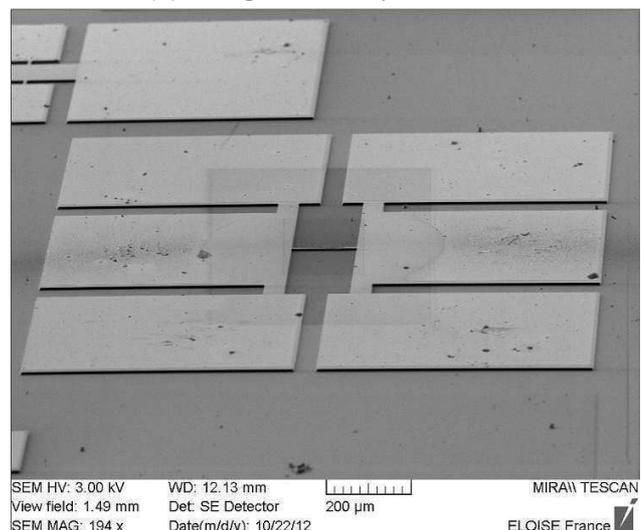
(a) Longueur 50 µm



(b) Longueur 100 µm



(c) Longueur 150 µm



(d) Vue d'ensemble d'un motif du masque BOLO2011

Figure 2.30: Photographies SEM de 3 ponts suspendus de largeur 4 µm (échantillon CA615-9 (LSMO (50nm)/CTO/Si)).

Échantillon	Épaisseur de LSMO (nm)	Largeur du pont (μm)	Longueurs des ponts réussis (μm)	Taux de réussite
CA656-24-2	100	2	50, 100, 150 et 200	5/8
CA656-24-4	100	4	50 et 100	4/8
CA660-16	75	2	50, 100, 150 et 200	6/8
CA660-25	75	4	50, 100, 150 et 200	7/8
CA508	60	2 ou 4	-	0/8
CA615-9-2	50	2	50 et 150	2/8
CA615-9-4	50	4	50, 100 et 150	5/8

Tableau 2.15 : Taux de réussite mécanique obtenu lors de la fabrication de ponts suspendus sans couche protection avec le procédé optimisé (Masque BOLO2011, Débit SF6 = 30 sccm, Puissance = 20 W, Pression de SF6 = 0,05 Torr, une durée de gravure ionique dans le silicium allongée).

V.2.e) Effet de l'ajout des couches protections sur la fabrication des structures suspendues

Comme cela a été indiqué en section IV, trois couches de protection ont été utilisées : soit Al_2O_3 par canons à ions, soit STO ou YSZ par PLD.

- Couche de protection d' Al_2O_3 déposée par canon à ions

Une couche d'épaisseur 100 nm d' Al_2O_3 a été déposée par canon à ions sur LSMO. On a vu en section IV que ce dépôt dégrade les propriétés électriques de LSMO. Nous présentons ci-dessous cependant les résultats de gravure, car mécaniquement, Al_2O_3 permet de bien consolider les structures suspendues. Al_2O_3 est un matériau difficile à graver ioniquement. On a donc choisi la gravure RIE avec le gaz CHF_3 pour graver Al_2O_3 dans les conditions suivantes :

- Débit de gaz CHF_3 : 25 sccm
- Pression : 0.01 Torr
- Puissance : 60 W
- Durée : 23 min pour graver 100 nm

Avec cette méthode, nous avons obtenu un taux de réussite de 100 % sur plusieurs échantillons. On a fabriqué par exemple des ponts de largeur 4, 6, 8 et 10 μm sur CA483 (LSMO (20 nm)/STO/Si) et CA508 (LSMO (60nm)/STO/Si), comme le montre les photographies au microscope optique de la Figure 2.31 et les photographies SEM de la Figure 2.32, où les zones claires sont les ponts suspendus et les zones où le silicium a été gravé. Cependant, comme nous l'avons déjà montré en section IV., les propriétés électriques des ponts étaient très dégradées. La résistivité électrique du LSMO était très élevée. Nous avons donc abandonné cette solution.

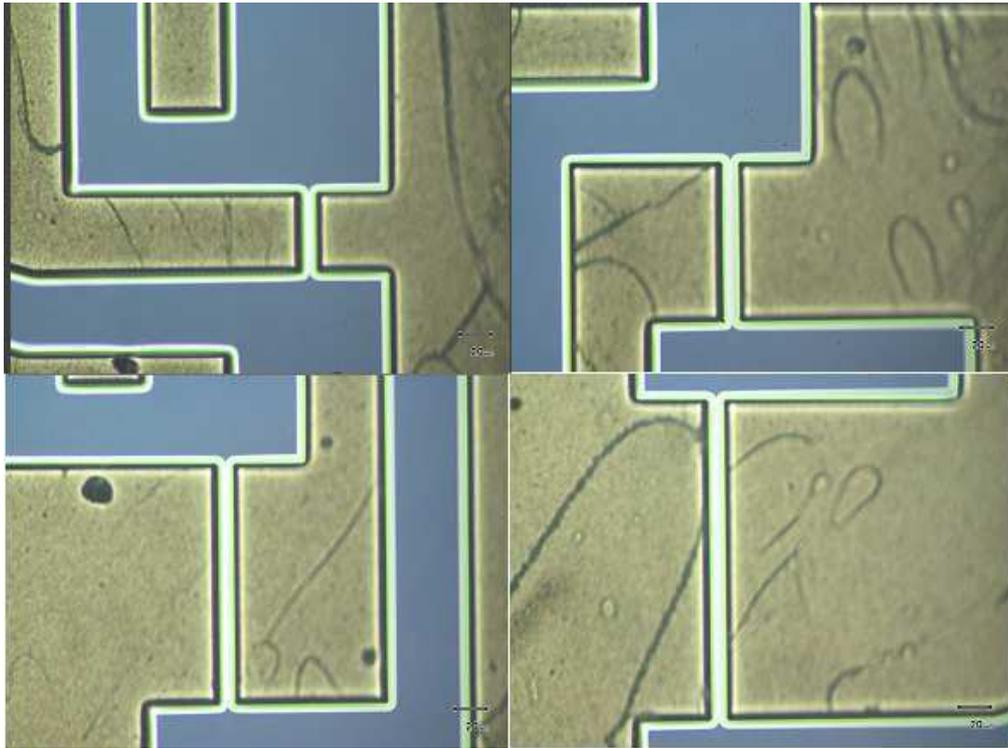


Figure 2.31: Images optiques des ponts suspendus de largeur $4 \mu\text{m}$ et longueurs respectives: 50, 100, 150, 200 μm gravés dans CA483-23 après l'ajout de 100 nm d' Al_2O_3

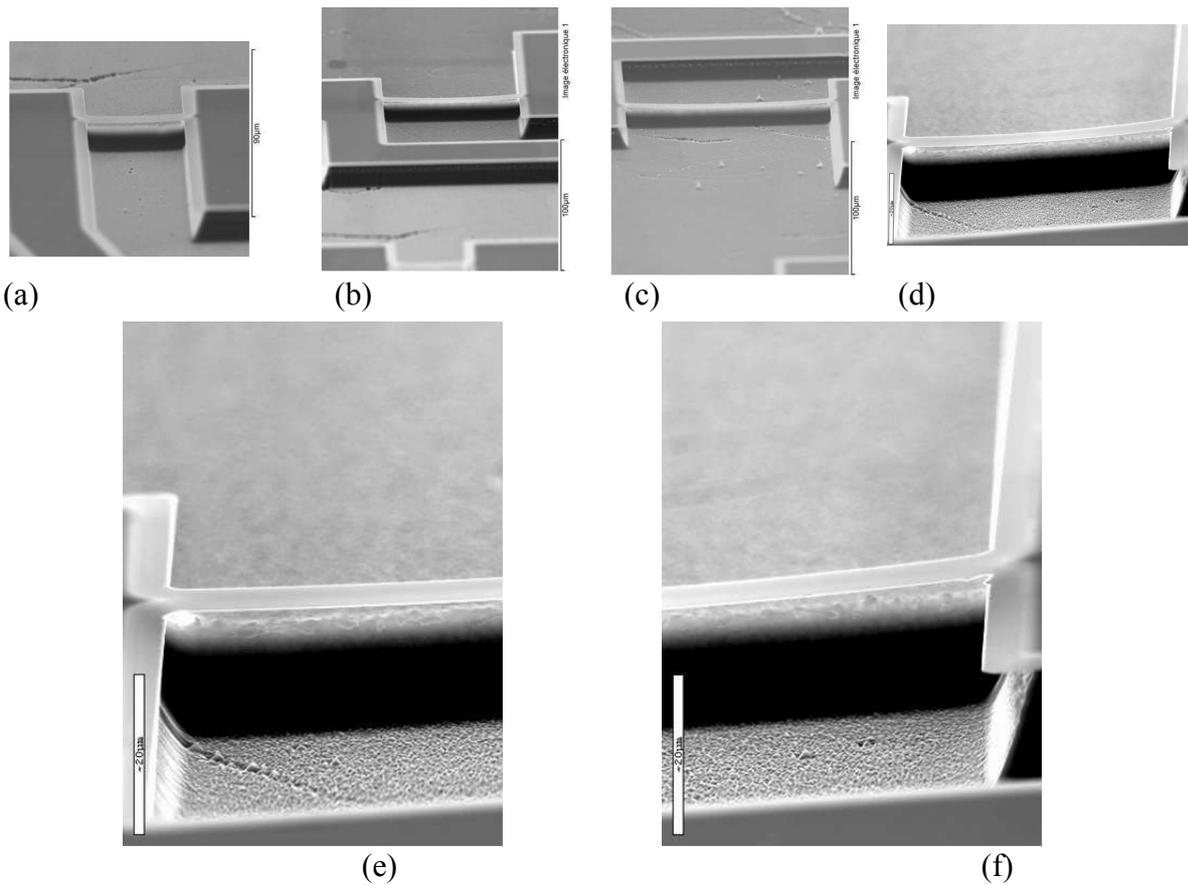


Figure 2.32: Photographies SEM de tous les ponts suspendus de largeur $4 \mu\text{m}$ (échantillon CA483-23 (LSMO (20nm)/STO/Si)) après l'ajout de 100 nm d' Al_2O_3 ; (a), (b), (c), (d) longueurs de 50, 100, 150 et 200 μm (de gauche à droite) ; (e) et (f) Vue détaillée du pont de longueur 200 μm .

- Couche de protection STO ou YSZ déposée par PLD

La liste des échantillons réalisés est présentée dans le Tableau 2.16. Le taux de réussite de la fabrication a alors beaucoup augmenté avec la couche de protection STO ou YSZ. Nous présenterons les caractérisations électrothermiques au chapitre 3. Un résumé de tous les taux de fabrication sera donné en conclusion à la fin de ce chapitre.

Échantillon	Épaisseur LSMO	Matériau de protection	Épaisseur couche protection (nm)	Longueur des ponts suspendus réussis (μm)	Taux de réussite
Masque BOLO2					
CA508-25	60	STO	10-20	50,100,150,200	7/8
CA508-11	60	STO	10-20	50,100,150	5/8
CA615-10	50	STO	10-20	50,100,150,200	6/8
CA615-11	50	STO	10-20	50,100,150,200	7/8
Masque 2011					
CA615-6	50	STO	20-30	50,100,150,200	7/8
CA662-24	15	YSZ	150 - 200	50,100,150,200	8/8
CA658-23	10	YSZ	150 - 200	50,100,150,200	8/8

Tableau 2.16 : Taux de réussite mécanique obtenu lors de la fabrication de ponts suspendus de largeur $4 \mu\text{m}$ avec couche protection STO ou YSZ avec le procédé optimisé (Masque BOLO2011 ou BOLO2, Débit $\text{SF}_6 = 30 \text{ sccm}$, Puissance = 30 W , Pression de $\text{SF}_6 = 0,05 \text{ Torr}$, une durée de gravure ionique dans le silicium allongée).

V.2.f) Fabrication des méandres et ponts parallèles suspendus

Les applications en détection infrarouge demandent des surfaces actives plus larges que celles réalisées avec les ponts suspendus. Notre technique de fabrication basée sur la gravure RIE ne permet pas de graver beaucoup latéralement. Pour couvrir une surface plus grande, nous proposons d'utiliser plusieurs ponts suspendus en série (formant des méandres en contact avec le substrat à chaque extrémité) ou en parallèle (appelé ponts parallèles). Nous avons alors réalisé des échantillons couvrant des surfaces de $50 \times 50 \mu\text{m}^2$, $75 \times 75 \mu\text{m}^2$, $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ et $150 \times 150 \mu\text{m}^2$. Le nombre de ponts suspendus n utilisé pour couvrir chaque surface et les géométries des méandres et

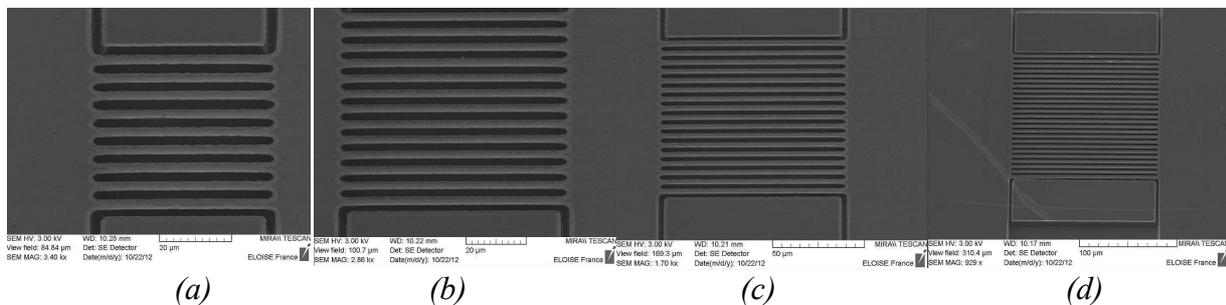


Figure 2.33: Photographies SEM des structures suspendues de formes ponts parallèles gravées dans les échantillons CA658-23 (a) $50 \times 50 \mu\text{m}^2$; (b) $75 \times 75 \mu\text{m}^2$; (c) $100 \times 100 \mu\text{m}^2$; (d) $150 \times 150 \mu\text{m}^2$

ponts parallèles sont présentés dans le tableau 2.12 et la figure 2.21 de ce chapitre. Nous avons fabriqué quelques échantillons dont la liste est donnée dans le tableau 2.17 ci dessous.

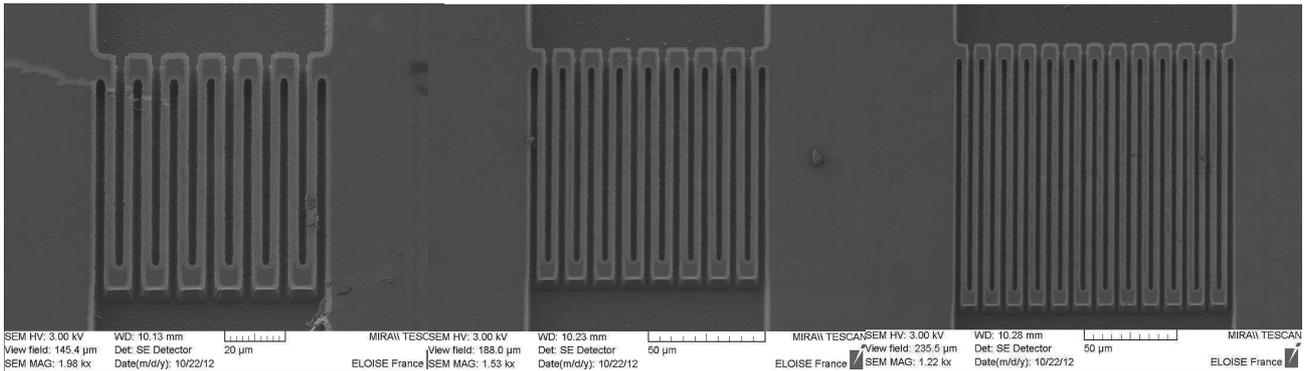


Figure 2.34: Photographies SEM des structures suspendues de formes méandres gravées dans les échantillons CA615-6; (a) $75 \times 75 \mu\text{m}^2$; (b) $100 \times 100 \mu\text{m}^2$; (c) $150 \times 150 \mu\text{m}^2$

Échantillon	Épaisseur LSMO (nm)	Matériau de protection	Épaisseur estimée de la couche de protection	Structures fabriquées	Surface des structures suspendues ($\mu\text{m} \times \mu\text{m}$)
CA658-23	10	YSZ (100-150 nm)	100-150 nm	Ponts parallèles	50×50 , 75×75 , 100×100 , 150×150
CA508-11	10	YSZ (100-150 nm)	100-150 nm	Méandres	75×75 , 100×100 , 150×150
CA615-6	50	STO (20-30 nm)	20-30 nm	Ponts parallèles	50×50 , 75×75 , 100×100 , 150×150
G617	60	-	-	Ponts parallèles	50×50 , 75×75 , 100×100

Tableau 2.17 : Liste des dispositifs fabriqués et mesurables électriquement couvrant des surfaces carrées de type ponts parallèles suspendus et méandres suspendus à partir de ponts suspendus de largeur $4 \mu\text{m}$ avec une couche protection STO ou YSZ (avec le procédé optimisé et masque BOLO2011).

Des photographies SEM des structures suspendues gravées dans les échantillons CA658-23 et CA615-6 obtenues au LCS sont présentées à la Figure 2.33 et Figure 2.34. Chaque extrémité des ponts suspendus formant les méandres n'est pas suspendue et est connectée au substrat de silicium. D'un point de vue thermique, les structures de type méandre et ponts parallèles sont donc identiques.

VI. Procédé complet optimisé de fabrication des structures suspendues

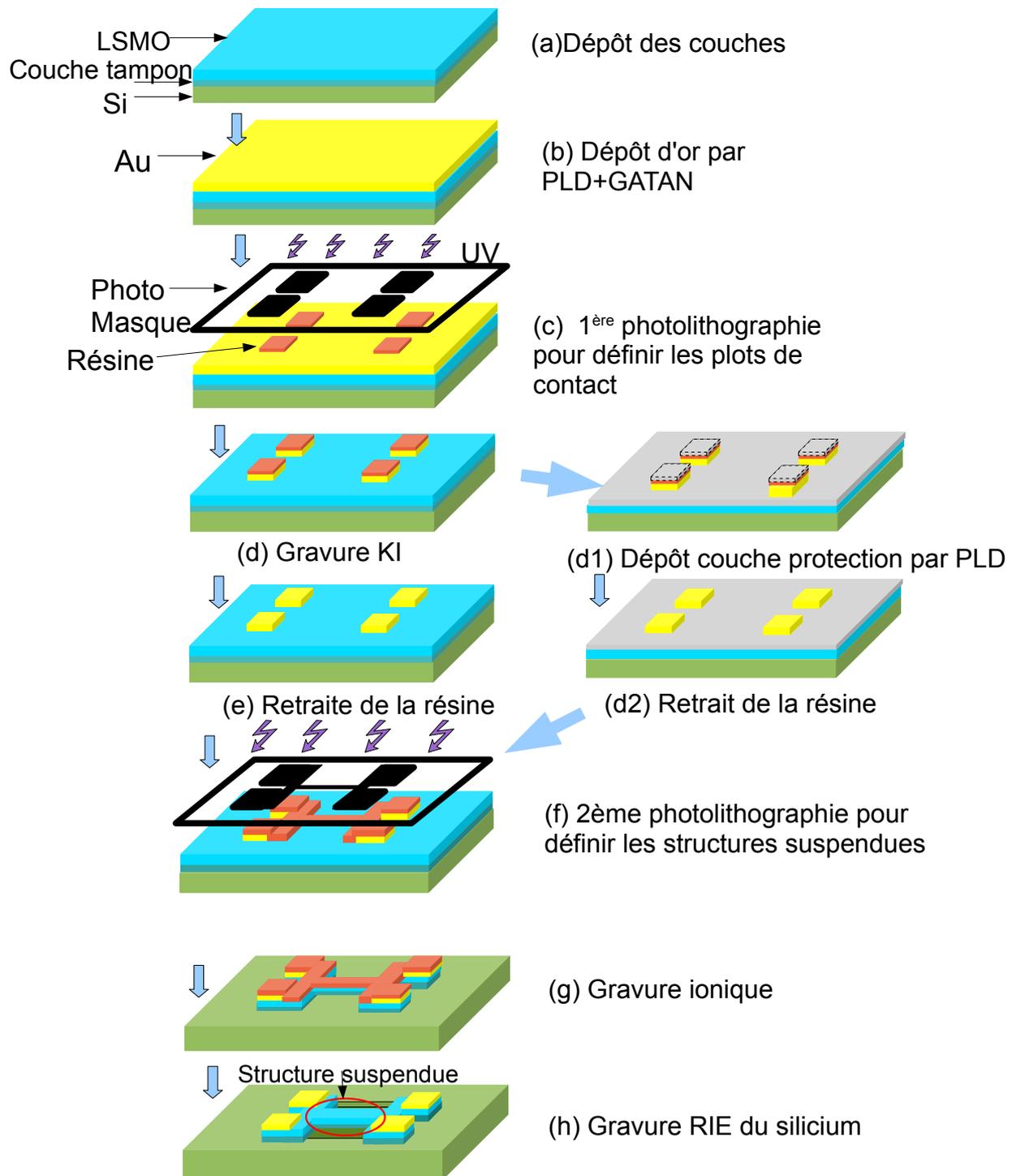


Figure 2.35: Procédé complet optimisé de fabrication des structures suspendues

Le procédé de fabrication complet ne nécessite que deux étapes de photolithographie. Après le dépôt des couches minces LSMO et des couches tampons, toutes les étapes se font à température ambiante. Ce procédé est aussi utilisable pour fabriquer des structures suspendues à partir de couches minces d'autres matériaux déposés sur substrat de silicium. Une couche de protection peut être ajoutée pour augmenter le taux de réussite de fabrication.

Étape	Méthodes et conditions
(a) Dépôt des couches LSMO et des couches tampons	MBE ou PLD
(b) Dépôt d'or par PLD+canon à ions	PLD : Fréquence du laser : 5 Hz. Pression : sous vide ($<10^{-5}$ mbar). Énergie : 220 mJ. Nombre de coups : 1000 cps. Épaisseur de dépôt : environ 45 nm Température : 300K GATAN : 50% du courant pour 60 nm 100% du courant pour 100 nm
(c) Photolithographie avec masque du plot	Avec le masque des plots (BOLO2 ou BOLO2011) Résine : S1813 Temps d'insolation : 5,5 s. Temps de développement : 45 s. Recuit : 90 °C, 5 minutes.
(d) Gravure KI	Plonger échantillon dans la solution KI pendant 1-2 minutes
(d1) Dépôt de la couche de protection	Dépôt YSZ par PLD Fréquence du laser : 5 Hz. Pression oxygène : 0,35 mbar Énergie : 230 mJ. Nombre du coups : 1000 cps pour YSZ Température : 300 K
(e) et (d2) Enlever la résine	Plonger l'échantillon dans l'acétone. Pour l'étape (e), l'ultrason peut être utilisé
(f) Photolithographie avec masque de la structure suspendue	Avec le masque de la structure suspendue (BOLO2 ou BOLO2011) Résine : S1813 Temps d'insolation : 5,5 s. Temps de développer : 45 s. Recuit : 90 °C, 5 minutes.
(g) Gravure ionique	Courant de décharge : 0,4 A Tension de faisceau : 600 V Courant de neutralisation : 1,6 A Courant/Tension de cathode : 6-9 V/4,75-6 A
(h) Gravure RIE	Débit de Gaz SF ₆ : 30 sccm Puissance : 20 W Pression : 0,05 Torr

Tableau 2.18 : Liste des étapes du procédé complet optimisé de fabrication des structures suspendues.

Le Tableau 2.18 indique plus précisément les conditions de réalisation de chaque étape. Pour les échantillons avec LSMO épais (>75 nm) et les échantillons fabriqués par PLD, on a suivi les étapes de (a) à (h). Pour les échantillons qui ont besoin de la couche protection, il faut suivre les étapes de (a) à (d), puis (d1) et (e1), et continuer de (f) à (h).

VII. Conclusion

J'ai réussi à fabriquer de nombreux ponts suspendus de longueur de 50,100,150 et 200 μm et de largeur 2 ou 4 μm à partir d'échantillons LSMO/STO/Si ou LSMO/CTO/Si, et pour différentes épaisseurs de LSMO. La Figure 2.36 présente un résumé du taux de réussite mécanique obtenu lors de la fabrication de ponts suspendus dans les différentes conditions en fonction de l'épaisseur de la couche de LSMO. Tous les échantillons présentés dans la figure sont mesurables électriquement sauf ceux possédant une couche de protection Al_2O_3 . On s'aperçoit que le taux de réussite est très faible pour les épaisseurs de LSMO inférieure ou égale à 50 nm sans couche de protection. Avec la couche protection, le taux de réussite augmente significativement, et devient même égal à 100 % avec une couche de protection d'épaisseur 100-150 nm d'YSZ pour les couches LSMO fines (10 et 15 nm). Nous n'avons pas eu le temps de fabriquer des ponts suspendus avec couches de protection YSZ à partir des couches plus épaisses, mais il est fort probable alors que le taux de réussite serait également proche de 100 %.

Des motifs carrés (méandres ou ponts parallèles) ont aussi été réalisés sur quelques échantillons pour couvrir des surfaces de 50, 75, 100 et 150 μm^2 avec des brins de largeur 4 μm en utilisant le procédé de gravure latérale du silicium optimisé. Nous verrons leur caractérisation électrique au chapitre 4.

Il faut noter aussi que toutes les structures suspendues (ponts, méandres et ponts parallèles) sont réussies pour l'échantillon G617. Cet échantillon déposé par PLD avec couche tampon à base de YSZ est de moins bonne qualité cristalline que ceux déposés par MBE sur STO/Si. On peut penser que la contrainte entre la couche LSMO et les couches tampons étant moins grande, la libération des structures pose moins de problème. Il n'est alors pas nécessaire d'ajouter de couche de protection.

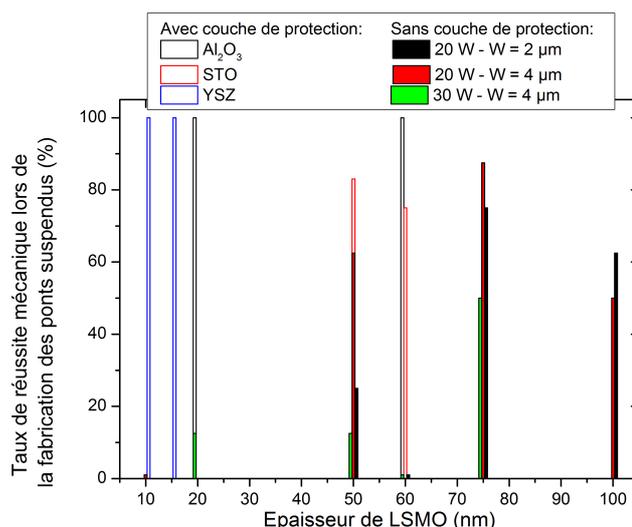


Figure 2.36: Taux de réussite de la fabrication en fonction de l'épaisseur du pont

En conclusion, pour les films LSMO (dépôtés sur STO/Si ou CTO/Si par MBE) d'épaisseur inférieure ou égale à 60 nm, il est nécessaire d'ajouter une couche de protection (de préférence YSZ d'épaisseur 100-150 nm déposée par PLD à température ambiante). Pour les couches plus épaisses, on peut envisager l'ajout d'une couche de protection pour augmenter encore le taux de réussite de fabrication.

La gravure RIE avec le gaz SF₆ pour réaliser la gravure latérale du silicium et suspendre les structures LSMO/STO ou LSMO/CTO dans notre salle blanche.

Les conditions de gravure latérale optimisées du silicium par RIE dans le gaz SF₆ sont donc :

- Puissance : 20 W
- Débit de SF₆ : 30 sccm
- Pression : 0,05 Torr.
- Vitesse de gravure latérale: 0.66 µm/min
- Vitesse de gravure profondeur : 0.47 µm/min

Le dessin du masque ne doit pas comporter d'angle aigu et nous devons prolonger la gravure ionique en profondeur dans le silicium avant de commencer la gravure RIE afin de privilégier la gravure latérale du silicium.

Chapitre 3 : Propriétés électriques et thermiques des ponts LSMO suspendus

Les propriétés électriques (résistivité et TCR) des ponts suspendus mesurées en fonction de la température sont présentées en section I. Nous rappelons ensuite en section II les conductivités thermiques et chaleurs spécifiques des matériaux utilisés issus de la littérature, ainsi qu'une estimation des conductances thermiques et des capacités calorifiques attendus pour les ponts suspendus LSMO/couche tampon. Les sections III et IV décrivent les mesures de conductances thermiques et de capacités thermiques.

I. Propriétés électriques des ponts suspendus

I.1. Méthode de mesure de la résistance en fonction de la température

La résistivité électrique des ponts suspendus a été mesurée à partir des caractéristiques tension(courant) sous vide (environ 1×10^{-3} mbar), en 4 points à l'aide la machine sous pointes Lakeshore TTP4 (voir annexe E). La Figure 3.1 donne un exemple typique de caractéristique tension(courant), ou $V(I)$, mesurée à 330K sur un pont suspendu, avec un courant compris entre -5 μ A et 5 μ A.

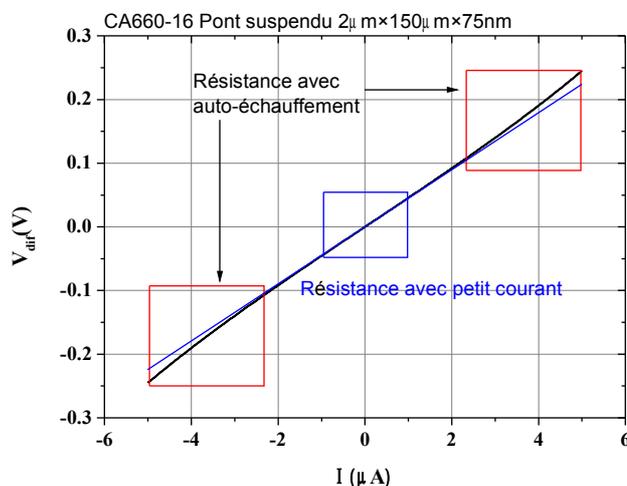


Figure 3.1: Exemple typique de caractéristique tension(courant) ou $V(I)$ mesurée à 330K sur un pont suspendu.

Le pont suspendu est de dimensions : $2 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ (couche LSMO d'épaisseur 75 nm de l'échantillon CA660-16). On observe la partie ohmique à faible courant et l'effet de l'auto-échauffement à plus fort courant. La droite bleue donne la pente à l'origine (entre -1 μ A et 1 μ A) et donc la valeur de la résistance électrique du pont hors auto-échauffement. La courbe s'écarte d'un comportement ohmique au delà de 1 μ A à cause de l'auto-échauffement. L'auto-échauffement apparaît lorsque la puissance apportée devient plus grande que la puissance évacuée via la conductance thermique. La structure suspendue s'échauffe donc, et puisqu'on utilise un matériau

dont la résistance électrique augmente avec la température, on observe une augmentation de la résistance. Plus le courant est grand, plus l'auto-échauffement est important, jusqu'à provoquer la destruction du pont à cause de l'emballement thermique (voir chapitre 1 paragraphe II.2.a)). A ce stade des mesures, nous ne connaissons pas encore la valeur de la conductance thermique de la structure suspendue étudiée. Pour éviter sa destruction, nous limitons le courant à $5 \mu\text{A}$, et nous estimons la résistance électrique par la pente de la courbe $V(I)$ à l'origine.

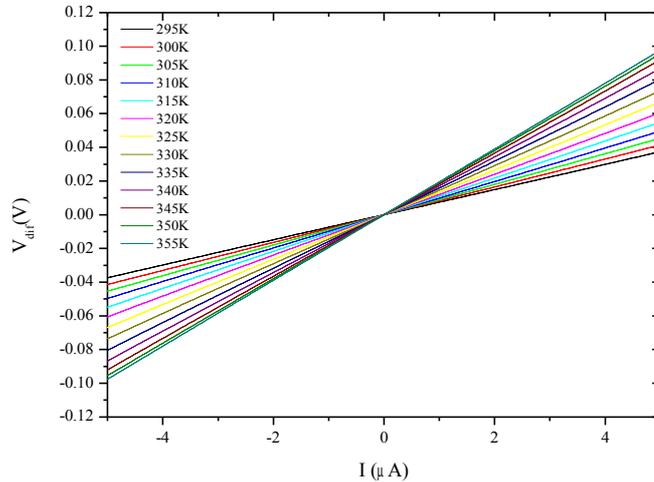


Figure 3.2: Exemple de caractéristiques tension(courant) ou $V(I)$ mesurées sur un pont suspendu pour différentes températures du pont de $2\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$ de l'échantillon CA660-16.

La Figure 3.2 donne un exemple de caractéristiques $V(I)$ mesurées sur un pont suspendu à différentes températures. La pente de $V(I)$ augmente régulièrement avec la température. On peut alors tracer la résistance des ponts en fonction de la température (Figure 3.3). La mesure de résistance en fonction de la température ou $R(T)$ permet d'estimer la résistivité en connaissant la géométrie des structures mesurées et permet la mesure de la conductance thermique. C'est la première caractérisation réalisée sur chaque échantillon. Dans la Figure 3.3, les courbes $R(T)$ des ponts suspendus ont toutes la même forme. On peut les comparer à la courbe $R(T)$ mesurée sur une piste gravée dans le même échantillon mais non suspendue.

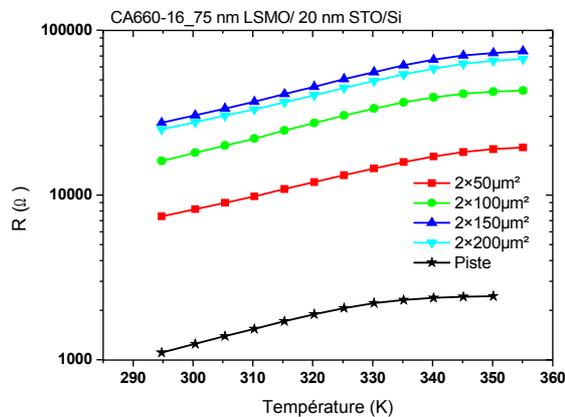


Figure 3.3: Résistance électrique en fonction de la température des ponts suspendus d'échantillon CA660-16

I.2. Liste des échantillons mesurés électriquement

La liste de tous les échantillons dont la résistance électrique a été mesurée en fonction de la température est donnée dans le tableau 3.1 et le tableau 3.2. Les échantillons de cette liste sont présentés par ordre chronologique. Ils n'ont donc pas tous été fabriqués selon le procédé optimisé présenté au chapitre 2, paragraphe V.2. Tous les échantillons fabriqués avec le masque Bolo2011 ont bénéficié du procédé optimisé.

Échantillon	Épaisseur des couches	Largeur du pont (μm)	Longueur des ponts mesurés (μm)	Couche de protection
CA660-22	75 nm LSMO/ 20 nm STO	4	50, 100, 150, 200	Non
CA615-7	50 nm LSMO/ 20 nm CTO	4	100	Non
CA508-25	50 nm LSMO/ 20 nm STO	4	50, 100, 150, 200	STO (10-20 nm)
CA615-11	50 nm LSMO/ 20 nm CTO	4	50, 100, 150, 200	STO (10-20 nm)

Tableau 3.1 : Liste des échantillons caractérisé électriquement de masque Bolo2

Échantillon	Épaisseur des couches	Largeur des ponts (μm)	Longueur des ponts mesurés (μm)	Couche de protection
CA660-16	75 nm LSMO/ 20 nm STO	2	50, 100, 150, 200	Non
CA656-24-2	100 nm LSMO/ 20 nm STO	2	50,100,150,200	Non
CA656-24-4	100 nm LSMO/ 20 nm STO	4	50,100	Non
CA615-9-2	50 nm LSMO/ 20 nm CTO	2	50,150	Non
CA615-9-4	50 nm LSMO/ 20 nm CTO	4	50,100,150	Non
CA658-23	10 nm LSMO/ 20 nm STO	4	50,100,150,200	YSZ (100-150 nm)

Tableau 3.2 : Liste des échantillons caractérisés électriquement de masque Bolo2011

I.3. Résistivité des ponts suspendus en fonction de la température

La résistivité est un paramètre important pour déterminer la qualité du matériau. Dans l'estimation des résistivités, les dimensions réelles mesurées après la fabrication sont utilisées. Elles peuvent différer légèrement les valeurs nominales du masque.

Pour une présentation plus claire, je vais donner les résultats de mesure pour chaque épaisseur de couche LSMO.

I.3.a) Couche CA658 (10 nm LSMO/ 20 nm STO/ Si)

L'échantillon CA658-23 est fabriqué avec le masque Bolo2011, en utilisant le procédé optimisé. Les quatre ponts de largeur 4 μm et de toutes les longueurs disponibles ont pu être fabriqués avec une couche protection YSZ. L'épaisseur de YSZ est comprise entre 100 et 150 nm. La Figure 3.4 permet de comparer les courbes de résistivités en fonction de la température des ponts suspendus avec les résistivités d'une piste non suspendue gravée dans le même échantillon et de la couche non

gravée issue du centre de la plaque CA658. La résistivité des ponts suspendus est comprise entre $4,5 \times 10^{-5}$ à $10,1 \times 10^{-5}$ $m\Omega \cdot cm$ à 300 K selon les différentes longueur du pont. Il n'y a pas de corrélation entre la valeur de la résistivité mesurée et la longueur du pont. Les écarts peuvent peut-être s'expliquer par l'existence de défauts ponctuels dans des couches si fines. Même si les valeurs de résistivité sont un peu plus élevées que celle mesurée sur la piste non gravée, on observe que les formes des courbes sont similaires, attestant de la non dégradation de la température du maximum de résistivité, et donc que le procédé de fabrication est validé.

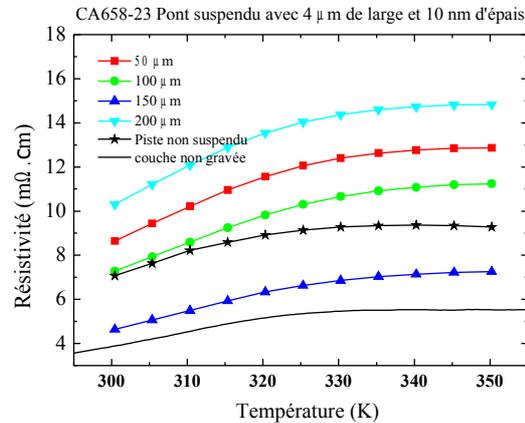


Figure 3.4: Résistivité en fonction de la température des ponts suspendus gravés dans CA658-23

1.3.b) Couche CA508 (60 nm LSMO/ 20 nm STO/ Si)

Les échantillons CA508-11 et -25 sont fabriqués avec le masque Bolo2, en utilisant un procédé non optimisé (avec une puissance de 30 W et dépôt d'or par canon à ions). Les quatre ponts de largeur 4 μm et de toutes les longueurs disponibles ont pu être fabriqués avec une couche protection STO. L'épaisseur de STO est comprise entre 10 et 20 nm. La Figure 3.5 permet de comparer les courbes de résistivités en fonction de la température des ponts suspendus avec les résistivités d'une piste non suspendue gravée dans le même échantillon et de la couche non gravée issue du centre de la plaque CA508. Les valeurs de la résistivité des ponts suspendus et de la piste non gravée sont un peu plus élevées que celle de la couche non-gravée. Cela s'explique facilement par la position de l'échantillon utilisé pour la fabrication des ponts suspendus (N°25, qui se trouve vers l'extérieur de la plaque), par rapport à la position de la couches mesurée non gravée qui se trouve au centre de la plaque (N°13). On observe à nouveau que les formes des courbes des ponts suspendus sont similaires à la forme de la courbe de la piste non suspendue, attestant de la non dégradation de la température du maximum de résistivité, et donc que le procédé de fabrication est validé. Par contre, la résistivité à 300 K des ponts suspendus est plus petite (de l'ordre de $4,2 \times 10^{-5}$ $m\Omega \cdot cm$) que la résistivité de la piste non suspendue. Elle est de plus très peu dispersée. La diminution de la résistivité peut peut-être s'expliquer par des effets de contraintes dans les ponts, influant sur la résistivité, mais nous n'avons pas d'explication quantitative.

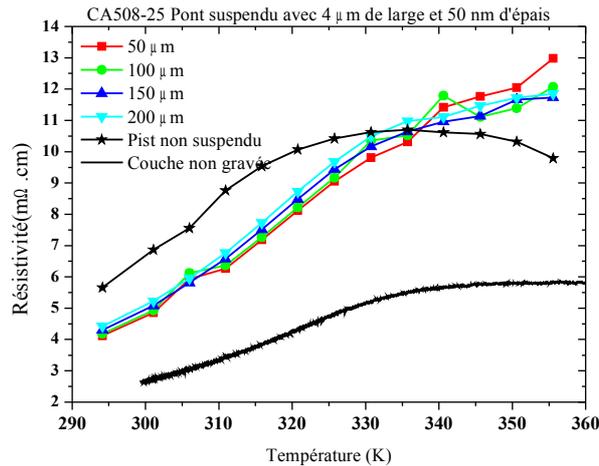


Figure 3.5: Résistivité en fonction de la température des ponts suspendus gravés dans CA508-25

I.3.c) Couche CA615 (50 nm LSMO/ 20 nm CTO/ Si)

L'échantillon CA615-7 (Figure 3.6(a)) a été fabriqué avec le masque BOLO2 sans couche protection. Un seul pont suspendu de largeur 4 μm et de longueur 100 μm a été réussi. Mais les mesures de résistivité en fonction de la température montrent que ce pont présente de bonnes qualités électriques. La résistivité suit la même forme que celle de la couche non-gravée, et la valeur de la résistivité est très peu augmentée comparée à celle de la piste non suspendue ($2,5 \times 10^{-5} \text{ m}\Omega.\text{cm}$ par rapport à $2 \times 10^{-5} \text{ m}\Omega.\text{cm}$ à 300 K).

Pour augmenter le taux de réussite lors de la fabrication des ponts suspendus, on a ajouté une couche STO comme couche de protection sur l'échantillon CA615-11. Cet échantillon a été fabriqué avec le masque BOLO2. La Figure 3.6(b) montre que les résistivités des différents ponts suspendus de CA615-11 sont peu dispersées (de l'ordre de $2,7 \times 10^{-5} \text{ m}\Omega.\text{cm}$ à 300 K), et seulement légèrement plus élevées que celle de la piste non suspendue (environ $2 \times 10^{-5} \text{ m}\Omega.\text{cm}$ à 300 K, témoignant de la non dégradation des propriétés électriques lors de la fabrication.

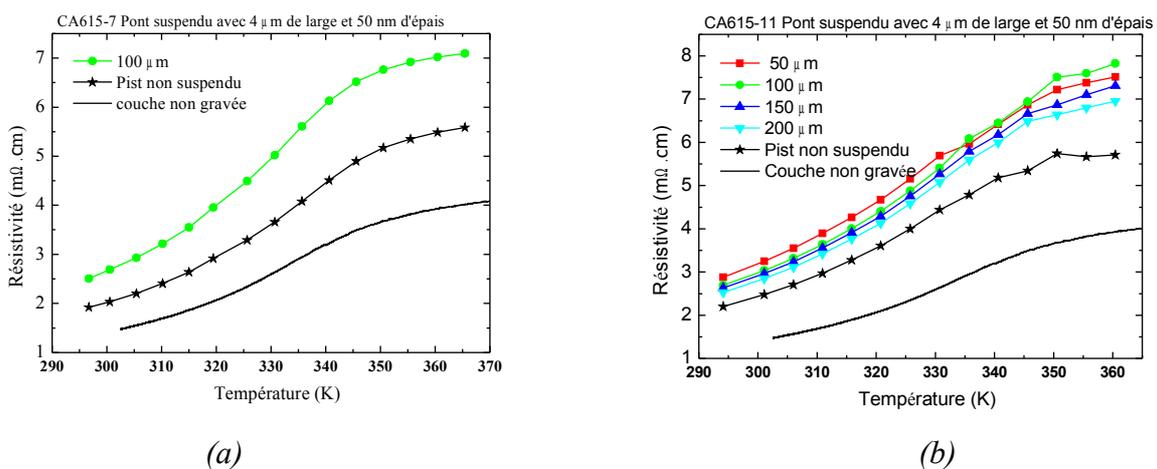


Figure 3.6: Résistivité en fonction de la température des ponts suspendus gravés dans

(a) CA615-7 sans couche protection (b) CA615-11 avec couche protection STO

Les échantillons CA615-9 et CA615-6 sont fabriqués avec le procédé optimisé et le masque BOLO2011. La résistivité des ponts suspendus réussis (de largeur 2 μm et de longueurs 50 et 150 μm , et de largeur 4 μm et de longueurs 50, 100, 150 μm) sont présentées à la Figure 3.8. Les résistivités suivent bien la même forme que la courbe de la piste non suspendue, et les résistivités sont légèrement plus élevées. Afin de résoudre le problème du faible taux de réussite lors de la fabrication, nous avons ajouté une couche de protection de STO pour l'échantillon CA615-6 (Figure 3.7). Tous les ponts de largeur 4 μm sont réussis. Les formes des courbes suivent bien celle de la piste non suspendue et les résistivités sont proches ou légèrement plus élevées que celles de la piste non suspendue (dans la gamme $1,5 - 2,5 \times 10^{-5} \text{ m}\Omega.\text{cm}$ à 300 K à comparé à $2,5 \times 10^{-5} \text{ m}\Omega.\text{cm}$ à 300 K pour la piste non suspendue).

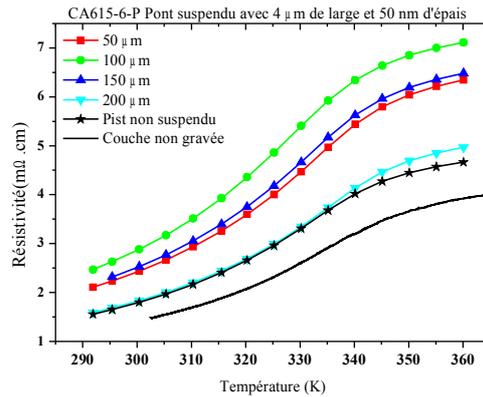


Figure 3.7: Résistivité en fonction de la température des ponts suspendus gravés dans CA615-6 avec une couche de protection STO

1.3.d) Couche CA660 (75 nm LSMO/ 20 nm STO / Si)

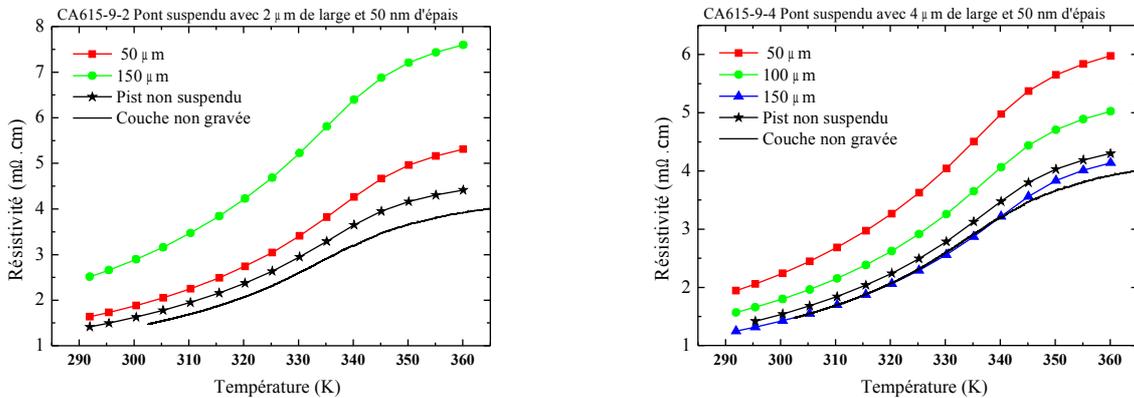


Figure 3.8: Résistivité en fonction de la température des ponts suspendus gravés dans CA615-9 sans couche de protection ;

(a) Ponts de largeur 2 μm ; (b) Ponts de largeur 4 μm

CA660-22 est chronologiquement le premier échantillon réussi. Il est fabriqué avec un procédé non optimisé sans couche de protection et le masque BOLO2. Les quatre ponts de largeur 4 μm et de toutes les longueurs sont réussis (Figure 3.9(a)). Le procédé optimisé avec le masque BOLO2011 a permis de fabriquer plus tard les quatre ponts de largeur 2 μm et de toutes les longueurs dans

CA660-16 (Figure 3.9(b)). Dans les deux cas, les courbes de résistivité en fonction de la température ont une forme proche de celle de la piste non suspendue. Les résistivités sont peu dispersées et inférieures à celle de la piste non suspendue. On peut à nouveau imaginer des effets de contraintes sur la résistivité. On peut conclure que les propriétés électriques ne sont pas dégradées lors de la fabrication.

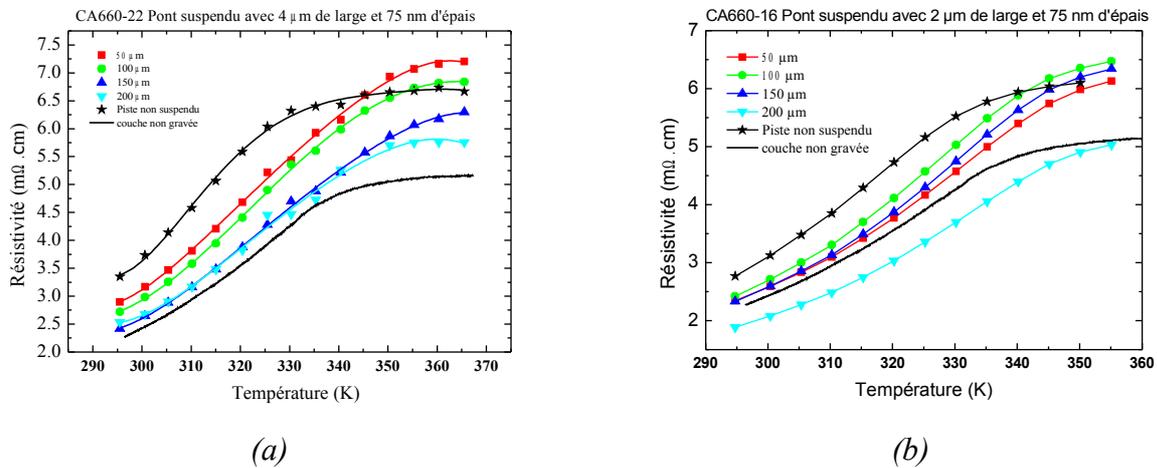


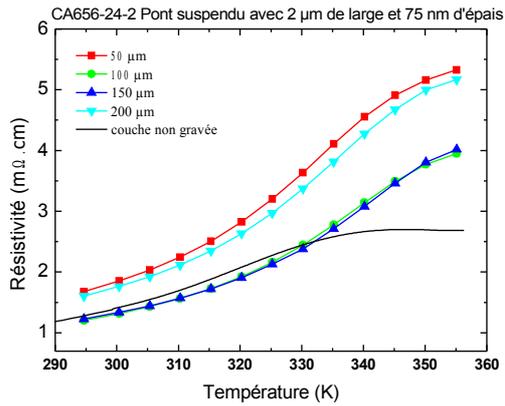
Figure 3.9: Résistivité en fonction de la température des ponts suspendus gravés dans

(a) CA660-22 pont de 4 μm large ; (b) CA660-16 ponts de 2 μm large

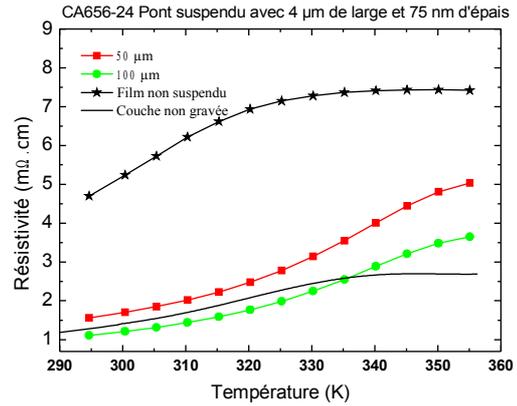
I.3.e) Couche CA656 (100 nm LSMO/ 20 nm STO / Si)

La couche CA656 est la couche la plus épaisse de la série (LSMO présente une épaisseur de 100 nm). On a observé à de nombreuses reprises que les motifs gravés non suspendus dans cette couche présentaient une résistivité très élevée, voire infinie, comparée à la résistivité mesurée sur la couche non gravée. Il est fort probable qu'au delà d'une certaine épaisseur des craquellements commencent à apparaître dans la couche, à cause des contraintes résiduelles entre la couche et le substrat. La forte différence entre les coefficients de dilatation de la couche et de celle du substrat limite l'épaisseur de la couche afin de lui garder une élasticité suffisante. A 100 nm, nous avons sûrement atteint l'épaisseur limite pour des couches LSMO déposées sur Si, et statistiquement, lorsque l'on grave la couche il peut exister certains motifs intacts, et certains motifs non mesurables électriquement car incluant les craquellements de la couche.

Étonnamment, les ponts suspendus présentent moins de problèmes, car même si globalement le taux de réussite de fabrication est plus faible que dans la couche CA660 (75nm LSMO), on a obtenu de nombreux ponts suspendus présentant de bonnes propriétés électriques. Nous avons fabriqué des ponts suspendus de largeur 2 et 4 μm avec le masque BOLO2011 sans couche protection et le procédé optimisé dans l'échantillon CA656-24. Les courbes de résistivité en fonction de la température sont présentées dans la Figure 3.10. On ne présente pas de courbe de résistivité de piste non suspendue car toutes sont non mesurables électriquement. Nous ne pouvons comparer les résistivité des ponts qu'avec la résistivité mesurée au centre de la plaque sur une couche non gravée pour les ponts de largeur 2 μm (Figure 3.10(a)) et on s'aperçoit dans la Figure 3.10(b) que la piste non suspendue présente une résistivité très élevée. Pour les deux largeurs de pont, on s'aperçoit que la résistivité des ponts suspendus est très proche de la résistivité de la couche non gravée, témoignant de la non dégradation du procédé de fabrication.



(a)



(b)

Figure 3.10: Résistivité en fonction de la température des ponts suspendus gravés dans

(a) CA656-24 pont de 2 μm large ; (b) CA656-24 ponts de 4 μm large

I.3.f) Conclusion sur les mesures de résistivité en fonction de la température

Les résistivités électriques moyennes des structures (ponts suspendus et piste non suspendue) avec ou sans couche de protection réalisées avec des échantillons LSMO de différentes épaisseurs sont résumées dans le tableau 3.3 et la Figure 3.11. On observe que la résistivité électrique moyenne des ponts suspendus diminue en fonction de l'épaisseur du LSMO. Elle varie dans la gamme 1,41 – 6,28 mΩ.cm à 300 K, ce qui reste très proche de la valeur de la résistivité du LSMO massif, qui est de l'ordre de 2 mΩ.cm à 300 K [Urushibara 1995]. La barre d'erreur de la résistivité électrique est variable et ne montre pas de dépendance particulière en fonction de l'épaisseur (elle est comprise entre 0,20 à 2,34 mΩ.cm). Elle est plus probablement liée à la qualité des contacts électriques de chaque échantillon. Le rapport de la résistivité électrique moyenne des ponts suspendus sur la résistivité électrique de la piste non suspendue est proche de 1 (dans la gamme 0,73 à 1,55), témoignant globalement de la non dégradation des propriétés électriques par le procédé de fabrication.

Couche	Épaisseur LSMO (nm)	Résistivité électrique de la piste non suspendue à 300 K ρ_{piste} (mΩ.cm)	Résistivité électrique moyenne des ponts suspendus à 300 K ρ_{ponts} (mΩ.cm)		$\rho_{\text{ponts}}/\rho_{\text{piste}}$	
			w = 2 μm	w = 4 μm	w = 2 μm	w = 4 μm
CA658	10	6,28	-	7,96±2,34	-	1,13±0,34
CA615	50	1,54	2,39±0,51	1,82±0,42	1,55±0,33	1,18±0,27
CA508	60	6,87	-	5,02±0,20	-	0,73±0,03
CA660	75	3,12	2,49±0,41	2,87±1,93	0,80±0,13	0,92±0,06
CA656	100	1,41(*)	1,57±0,25	1,46±2,45	1,11±0,18	1,03±0,17

Tableau 3.3 : Comparaison de la résistivité électrique moyenne des structures (ponts suspendus et piste non suspendue) avec ou sans couche de protection réalisées avec des échantillons LSMO de différentes épaisseurs (sauf pour CA656 (*) où la résistivité électrique de la piste non suspendue est remplacée par la résistivité électrique de la couche non gravée).

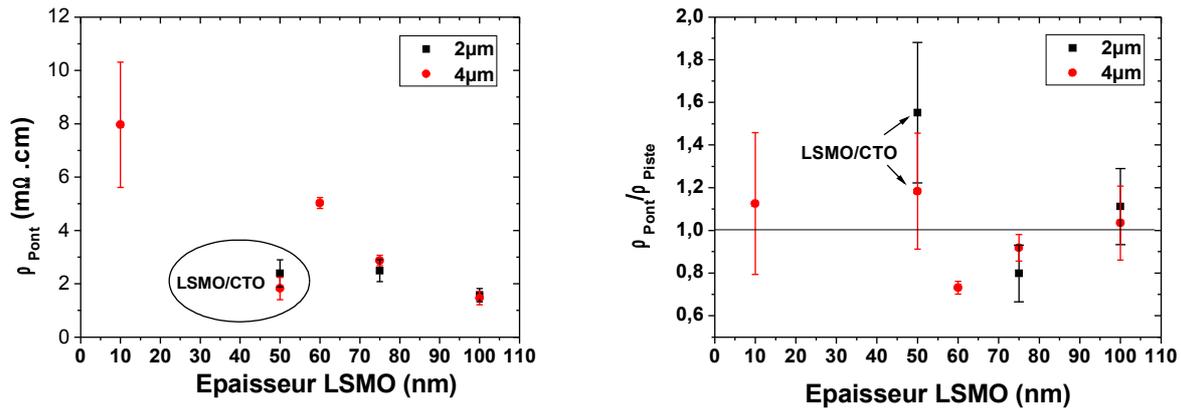


Figure 3.11: (a) Résistivité moyenne des ponts suspendus en fonction de l'épaisseur du LSMO

(b) Rapport de résistivité des ponts suspendus et de la piste en fonction de l'épaisseur du LSMO

I.4. Dérivée de la résistance par rapport à la température et TCR des ponts suspendus en fonction de la température

La dérivée de la résistance par rapport à la température (dR/dT) et le coefficient de température de résistance (TCR) sont des paramètres essentiels pour les performances du futur bolomètre. Le dR/dT en fonction de la température est calculé par la dérivée des valeurs de résistance électrique mesurée en fonction de la température.

La Figure 3.12 donne toutes les courbes de dR/dT et de TCR en fonction de la température pour les ponts suspendus pour les différentes épaisseurs des couches LSMO. Pour chaque épaisseur de LSMO, on s'aperçoit logiquement que les valeurs de dR/dT augmentent bien avec la longueur des ponts. On observe aussi que les TCR sont très proches des TCR des pistes non suspendues, et même parfois supérieurs. On rappelle que le cas de la couche CA656 est particulier puisqu'on compare les caractéristiques des ponts suspendus avec celles de la couche non gravée (mesurée au centre de la plaque) et non avec la piste non gravée issue du même numéro d'échantillon. Cela peut expliquer la plus grande différence observée. Globalement, on remarque que les TCR des ponts suspendus restent aussi élevés que ceux de la piste non gravée, attestant à nouveau que le procédé de fabrication ne dégrade pas les propriétés électriques et que les ponts suspendus pourront bien être utilisés pour la réalisation de bolomètres non refroidis.

La température du TCR maximum, le TCR maximum et la température de dR/dT maximum sont résumées dans le tableau 3.4 pour tous les ponts. Dans la Figure 3.12, on a tracé la température maximum de TCR et de dR/dT , ainsi que les valeurs de TCR des ponts suspendus et du rapport de TCR des ponts suspendus sur le TCR de la piste non suspendue en fonction de l'épaisseur du LSMO. La température maximum de dR/dT et de TCR augmente avec l'épaisseur du LSMO. Cela traduit, comme pour la diminution de la résistivité observée avec l'épaisseur observée précédemment, que la qualité augmente avec l'épaisseur.

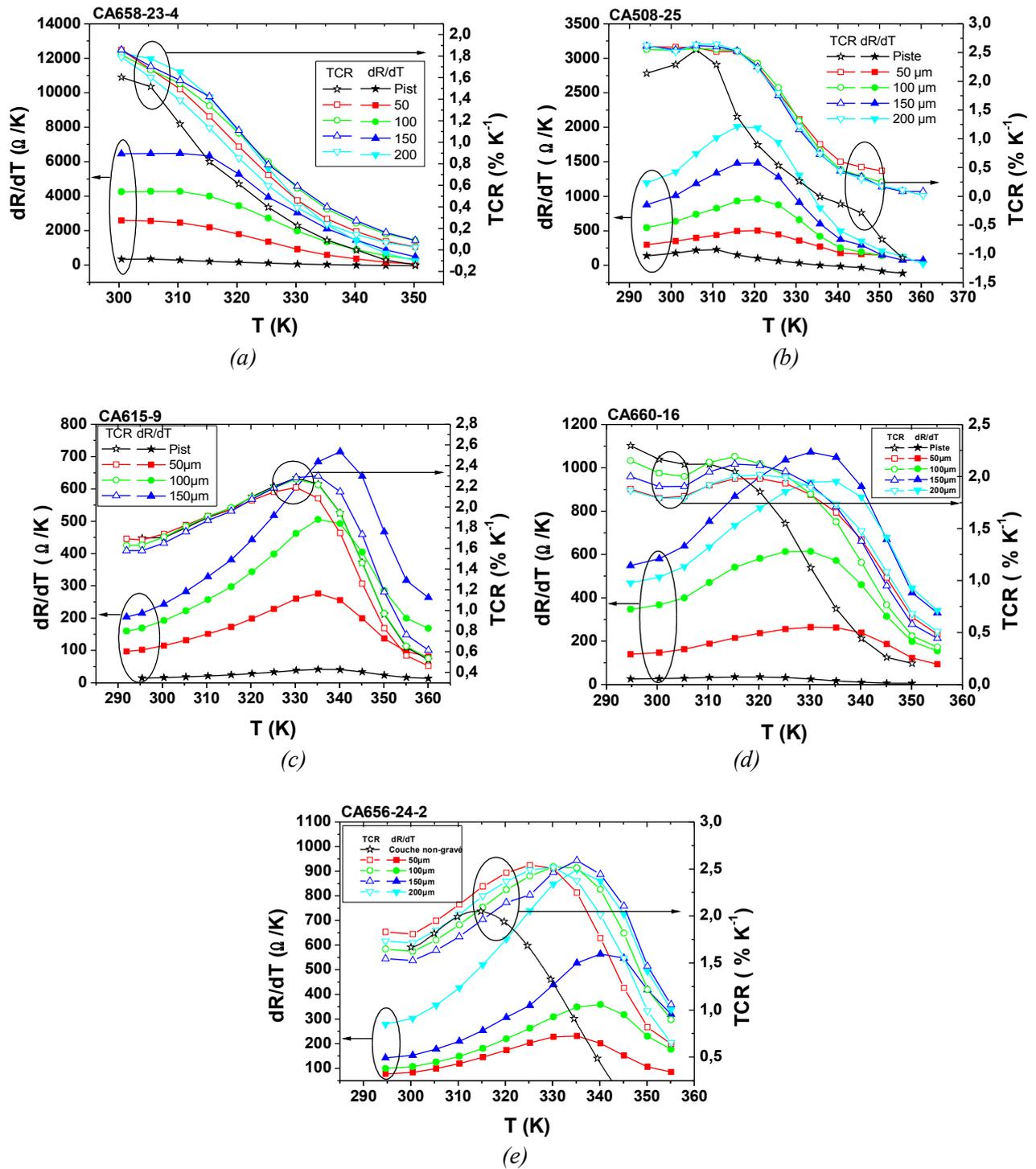
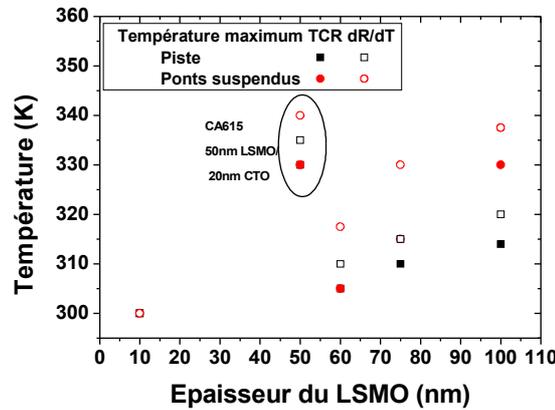


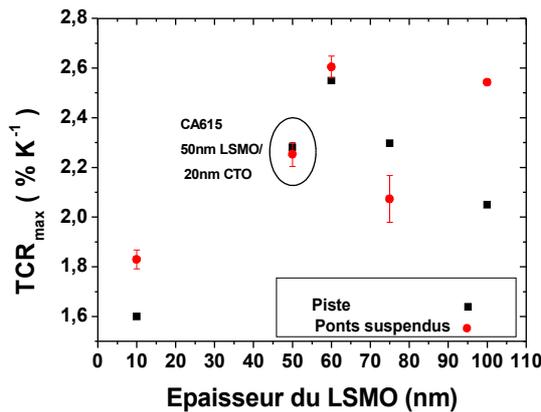
Figure 3.12: dR/dT et TCR en fonction de la température des ponts suspendus et de la piste non suspendue pour les échantillons (a) CA658-23 (b) CA508-25 (c) CA615-9 (d) CA660-16 et (e) CA656-24.

Couche	Épaisseur LSMO (nm)	Température de TCR_{max} (K)		TCR_{max} ($\% K^{-1}$)		Température de $(dR/dT)_{max}$ (K)	
		Piste	Ponts suspendus	Piste	Ponts suspendus	Piste	Ponts suspendus
CA658	10	300	300	1,60	$1,83 \pm 0,04$	300	300
CA615	50	330	330	2,28	$2,25 \pm 0,05$	335	340
CA508	60	305	305	2,55	$2,61 \pm 0,04$	310	317,5
CA660	75	310	315	2,30	$2,07 \pm 0,10$	315	330
CA656	100	314(*)	330	2,05(*)	$2,54 \pm 0,01$	320(*)	337,5

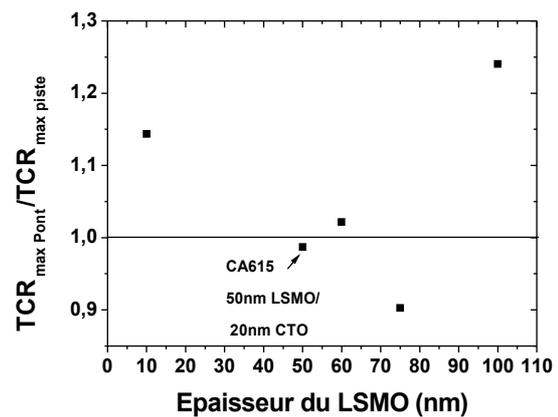
Tableau 3.4 : Comparaison des température de TCR maximum, des TCR maximum et des températures de dR/dT maximum de tous les ponts suspendus et de la piste non suspendue selon l'épaisseur de LSMO (sauf pour CA656 (*) où la résistivité de la piste non suspendue est remplacée par la résistivité de la couche non gravée).



(a)



(b)



(c)

Figure 3.13: (a) Température maximum de TCR et de dR/dT en fonction de l'épaisseur du LSMO ; (b) TCR maximum pour la piste et TCR maximum moyenne pour les ponts suspendus en fonction de l'épaisseur du LSMO ; (c) Rapport de TCR maximum des ponts sur le TCR maximum de la piste en fonction de l'épaisseur du LSMO

II. Propriétés thermiques des matériaux utilisés

II.1. $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ (LSMO)

La conductance thermique et la chaleur spécifique des composés $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{Mn}_{1-x}\text{Ru}_x\text{O}_3$ avec différentes valeurs de x sont présentées dans [Wang 2007]. LSMO est donné par le cas $x = 0$. Dans la Figure3. 14, on observe que la conductivité thermique de LSMO (k_{LSMO}) ne varie pas beaucoup entre 300 K et 350 K, notre gamme de température de fonctionnement. Nous considérerons la conductance thermique de LSMO égale à $k_{\text{LSMO}} = 2.4 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, dans la gamme de température 300 – 350 K.

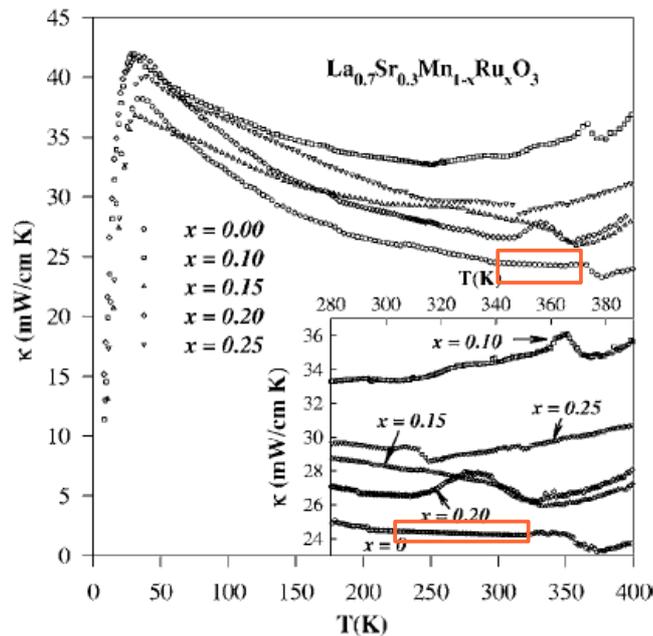


Figure3. 14: Conductivité thermique du $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{Mn}_{1-x}\text{Ru}_x\text{O}_3$ en fonction de la température (Les rectangles indiquent les gammes de température d'intérêt pour notre travail) [Wang 2007]

Les articles de [Khlopin 2000] et [Wang 2007] présentent le chaleur spécifique du LSMO (Figure3. 15). La chaleur spécifique varie d'environ $130 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à 300 K à $145 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à 350 K^{-1} . La chaleur spécifique du LSMO exprimée en $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ devient $c_{\text{LSMO}} = 574 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à 300K et $640 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à 350K. La masse volumique du LSMO sera utile pour calculer la capacité thermique. Elle vaut 6630 kg.m^{-3} à 300 K [Rajendran 2003].

1. La masse molaire de LSMO est 226.5 g.mol^{-1} (les masses molaires sont calculées par le site web http://www.ac-reims.fr/datice/math-sciences/doc_peda/massemol/calculmassemol.htm?Input=)

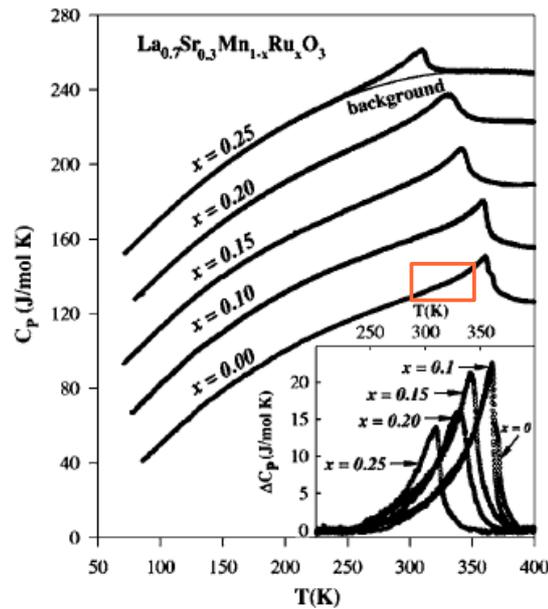


Figure 3.15: Chaleur spécifique du $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{1-x}\text{Ru}_x\text{O}_3$ en fonction de la température [Wang 2007]

II.2. SrTiO_3 (STO)

La conductivité thermique du STO (k_{STO}) en couches minces a été étudiée de façon détaillée dans [Oh 2011]. L'étude inclut précisément les couches de STO provenant du groupe de l'université de Cornell qui nous a fourni les couches déposées par MBE. Comme le montre la Figure 3.16, la conductivité thermique a été mesurée en fonction de température, et k_{STO} est proche de $10 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ à 300 K.

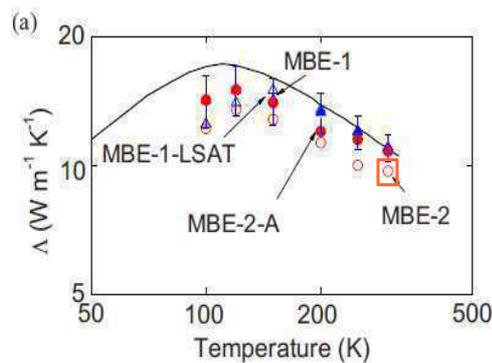


Figure 3.16: Conductivité thermique du SrTiO_3 en fonction de la température [Oh 2011] ; MBE-1-LSAT, MBE-1 sont les échantillons déposés par MBE de l'université California Santa Barbara, le substrat est STO (001) pour MBE-1 et $(\text{LaAlO}_3)_{0.3}(\text{Sr}_2\text{AlTaO}_6)_{0.7}$ pour MBE-1-LSAT. MBE-2-A et MBE-2 correspondent respectivement aux échantillons déposés en STO par MBE de l'université Cornell. MBE-2 est mesuré directement, et MBE-2-A est mesuré après un recuit sous 1 atm O_2 à 700°C pendant 1 heure. Les échantillons MBE-2 sont fabriquées dans les mêmes conditions et dans le même équipement que les couches LSMO/STO/Si que nous avons étudiées.

La conductivité thermique du STO monocristallin est présentée par [Muta 2005]. k_{STO} est égale à $11 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ à 300K ce qui est proche de la précédente.

Le chaleur spécifique du STO a mesurée par [Duran 2008] et [Boudali 2009] à température ambiante (Figure 3.17). Ils trouvent des valeurs proches $c_{STO} = 100 \text{ J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ à 300 K , ce qui correspond à $c_{STO} = 544 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ (avec la masse molaire de STO égale à $0,184 \text{ kg}\cdot\text{mol}^{-1}$). La masse volumique ρ_v du STO est $5120 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ à 300 K .

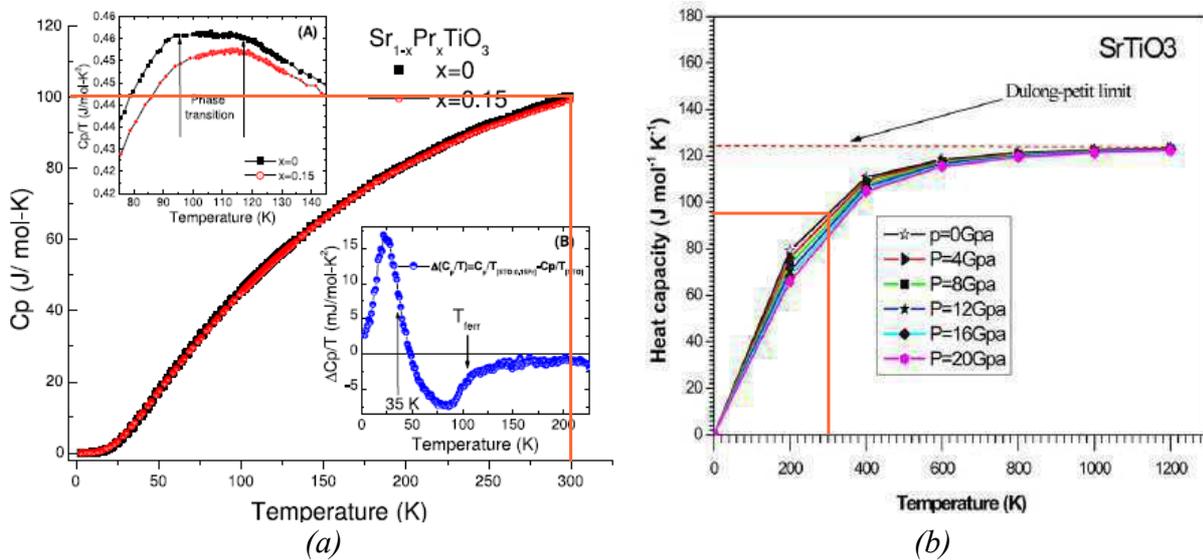


Figure 3.17: Chaleur spécifique du STO en fonction de la température (a) [Duran 2008] et (b) [Boudali 2009]

II.3. CaTiO_3 (CTO)

K. Neufuss a présenté les propriétés thermiques de CTO entre 20°C et 500°C [Neufuss 2001] (Figure 3.18). On peut trouver à 300 K $k_{CTO} = 1.68 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, $c_{CTO} = 750 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, et la masse volumique ρ_v égale à $3680 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$.

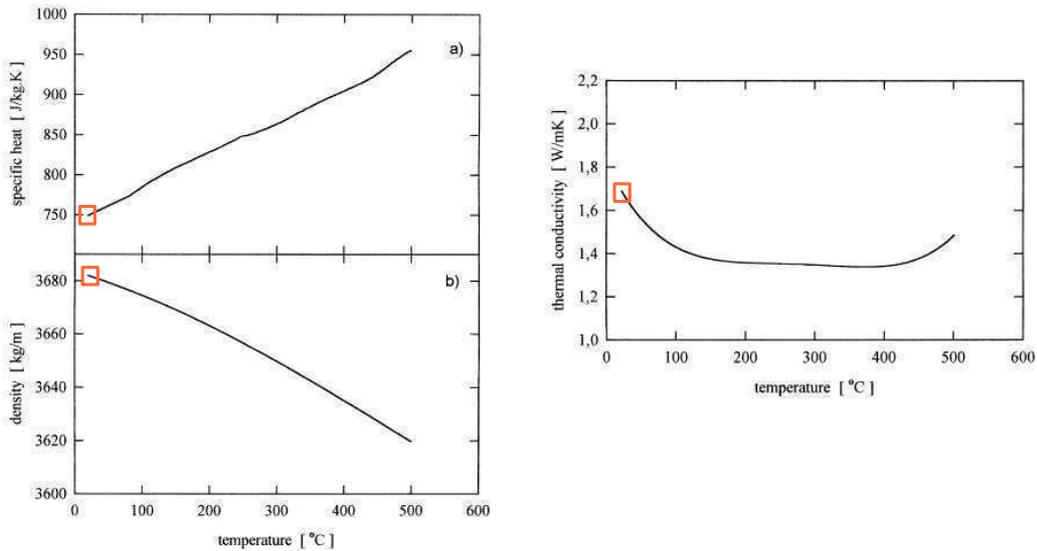


Figure 3.18: Propriétés thermiques de CTO en fonction de la température [Neufuss 2001]

II.4. Autre matériaux

Le substrat silicium est un matériau très souvent utilisé en microélectronique et dans la fabrication des MEMS. Sa conductivité thermique est de $149 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$. sa chaleur spécifique¹ est de $704 \text{ J.kg}^{-1}\text{K}^{-1}$. La masse volumique du Si est 2329 kg.m^{-3} .

Dans article de [Schlichting 2001], Schlichting a présenté les propriétés thermique de YSZ, à température ambiante, la conductivité thermique k_{YSZ} égale environ $1,75 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$, la masse volumique $\rho_v = 5968 \text{ kg.m}^{-3}$ pour YSZ monocristalline. S. Ghosh a présenté les propriétés thermiques de YSZ à 55nm avec $k_{YSZ}=1,56 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$, la masse volumique est 6056 kg.m^{-3} et la chaleur spécifique $c_{YSZ}=460 \text{ J.kg}^{-1}\text{K}^{-1}$ [Ghosh 2009].

II.5. Résumé

Les propriétés thermiques à 300 K de tous les matériaux utilisés sont résumées dans le tableau 3.5. La conductance thermique des structures suspendues est directement proportionnelle à la conductivité thermique des matériaux utilisés. Un matériau présentant une faible conductivité thermique sera donc plus intéressant pour fabriquer un bolomètre, car on pourra alors choisir une épaisseur plus importante pour une meilleure solidité mécanique, ou bien réduire beaucoup la conductance thermique totale. Une petite capacité calorifique C qui est égale à $c \times \rho_v \times volume$ permet de diminuer la constante de temps de réponse. Le choix d'un matériau avec $c \times \rho_v$ petit est donc intéressant. Selon ces critères, on trouve a priori que CTO est plus intéressant que STO pour former la couche tampon permettant de fabriquer nos bolomètres LSMO suspendus.

matériaux	$\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$	SrTiO_3	CaTiO_3	YSZ	Si
Conductivité thermique k ($\text{W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$)	2,5 [Wang 2007]	10 [Oh 2011]	1,68 [Neufuss 2001]	1,75 [Schlichting 2001] 1,56 [Ghosh 2009]	149
Chaleur spécifique c ($\text{J.kg}^{-1}\text{K}^{-1}$)	571 [Khlopkin 2000] [Wang 2007]	544 [Duran 2008] [Boudali 2009]	750 [Neufuss 2001]	460 [Ghosh 2009]	704
Masse volumique ρ_v (kg.m^{-3})	6630 [Rajendran 2003]	5120	3680 [Neufuss 2001]	5968 [Schlichting 2001] 6056 [Ghosh 2009]	2329
Produit $c \times \rho_v$ ($\text{J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$)	$3,78 \times 10^6$	$2,79 \times 10^6$	$2,76 \times 10^6$	$2,79 \times 10^7$	$1,64 \times 10^7$

¹ La chaleur spécifique est parfois donnée en $19,789 \text{ J.mol}^{-1}\text{K}^{-1}$. On utilise alors sa masse molaire ($28,1 \text{ g.mol}^{-1}$) pour être en unités standards.

Tableau 3.5 : Résumé des propriétés thermiques des matériaux utilisés

La Figure 3.19 résume les propriétés thermiques des 3 matériaux telles que nous les avons utilisées dans nos calculs de conductance thermique et de capacité calorifique en fonction de la température. Les valeurs sont extraites des publications citées précédemment.

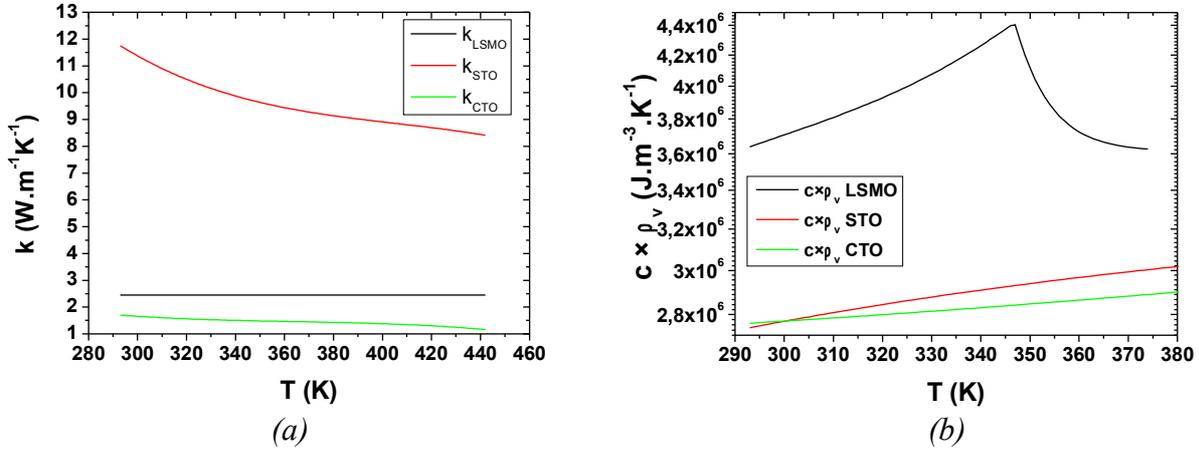


Figure 3.19: (a) Conductivité thermique et (b) chaleur spécifique en fonction de la température (cf. Tableau 3.5)

III. Conductance thermique des ponts suspendus

III.1. Expression analytique de la conductance thermique

La conductance thermique est un paramètre important du bolomètre. Dans notre cas, la structure suspendue est utilisée pour minimiser la conductance thermique. Le calcul de la conductance thermique utilise la loi de Fourier qui exprime que le flux de chaleur est proportionnelle au gradient de température :

$$\vec{\varphi} = -k \times \Delta T \quad (3.1)$$

où $\vec{\varphi}$ est le flux de chaleur et s'exprime en (W.m⁻²), La constante de proportionnalité k est nommée la conductivité thermique du matériau et s'exprime en W.m⁻¹.K⁻¹. T est la température et s'exprime en K.

Cette équation s'écrit en fonction du temps comme :

$$\Delta \vec{\varphi} + \rho_v \cdot c \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = q \quad (3.2)$$

où ρ_v (kg.m⁻³) est la masse volumique, c (J.m⁻¹.K⁻¹) est la chaleur spécifique du matériau, et q (W.m³) est la densité de chaleur par unité de volume déposée dans le matériau.

La puissance totale qui arrive dans un pont suspendu de largeur w , de longueur l , et d'épaisseur w est égale à $P_{total} = q \cdot w \cdot d \cdot l$ (Figure 3.20). On fixe la température des deux extrémités du pont à la température T_0 . A l'équilibre, et en faisant l'hypothèse adiabatique qu'il n'y aucune fuite latérale (la chaleur ne s'évacue que par les deux extrémités du pont, selon x), l'équation (3.2) devient :

$$-k \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = q \quad (3.3)$$

avec k la conductivité thermique du matériau utilisé, car pour un chauffage uniforme sur l'ensemble d'un pont suspendu, on a $\rho_v \cdot c \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = 0$ (3.4). L'équation (3.3) s'utilise avec les

conditions aux limites suivantes : $\left\{ \begin{array}{l} T(-l/2) = T_0 \\ T(l/2) = T_0 \end{array} \right\}$ (3.5) et $\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} = 0$ (3.6)

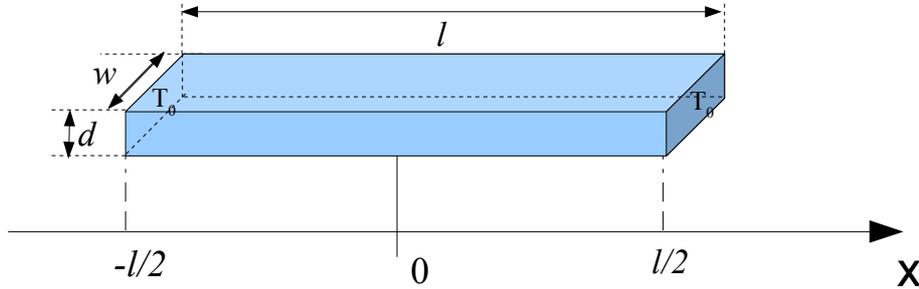


Figure 3.20: Représentation schématique d'un pont suspendu, avec les dimensions et les axes utilisés dans les calculs.

La température en fonction de la dimension x peut s'écrire comme : $T = -\frac{q \cdot x^2}{2k} + T_0 + \frac{q l^2}{8k}$ (3.7)

Donc la variation de température est : $\Delta T = T - T_0 = \frac{q}{2k} \times \left(\frac{l^2}{4} - x^2 \right)$ (3.8)

La moyenne de la variation de température pour sur toute la longueur l (entre $-l/2$ et $l/2$) est :

$$\overline{\Delta T} = \frac{\Delta T}{l} = \frac{q}{2kl} \int_{-l/2}^{l/2} \left(\frac{l^2}{4} - x^2 \right) dx = \frac{q l^2}{12k} \quad (3.9)$$

On peut alors écrire la conductance thermique comme :

$$G = \frac{P}{\Delta T} = \frac{12k w d}{l} \quad (3.10)$$

ici la conductance thermique G est la conductance thermique géométrique, notée comme avant $G_{\text{géo}}$. Selon cette définition, pour minimiser G , un matériau avec une petite conductivité sera intéressante. On cherchera également à réaliser des structures suspendues avec une grande longueur, une petite largeur et une faible épaisseur.

Pour un pont suspendu constituée de plusieurs couches, la formule (3.10) peut écrire comme :

$$G_{\text{géo}} = \sum_{i=1} \frac{12w k_i d_i}{l} \quad (3.11)$$

avec k_i la conductivité thermique des matériaux utilisés et d_i l'épaisseur des différents matériaux utilisés.

III.2. Calcul de la conductance thermique des ponts suspendus attendue d'après les conductivités thermiques de la littérature

A la Figure 3.21, j'ai calculé $G_{\text{géo}}$ pour un pont de $4 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ avec différentes épaisseurs de LSMO et pour les 2 types de couches tampons disponibles STO ou CTO en utilisant la formule (3.11). Les conductivités thermiques des matériaux ne changent pas beaucoup dans la gamme de température considérée, donc les valeurs de $G_{\text{géo}}$ dépendent peu de la température. Les valeurs de $G_{\text{géo}}$ varient dans la gamme $0,75 \times 10^{-7} - 2,3 \times 10^{-7} \text{ W.K}^{-1}$. Grâce à la faible conductivité thermique

de CTO, on observe que les conductances thermiques les plus petites sont obtenues pour l'échantillon CA615 (réalisé avec une couche tampon CTO). Ce ne sont pas les plus petites valeurs de G réalisables, car nous avons également fabriquer des ponts de longueurs $200\ \mu\text{m}$, mais si on se réfère aux valeurs typiques de conductances thermiques relevées dans la littérature présentées au chapitre 1, on s'aperçoit que ces valeurs de G_{geo} sont prometteuses pour réaliser des bolomètres non refroidis.

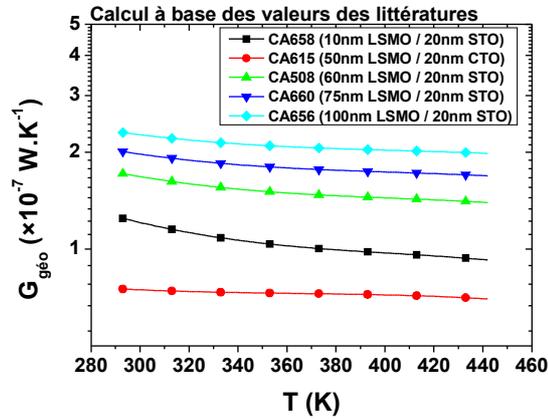


Figure 3.21: Calcul de la conductance thermique pour un pont de $4\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ en fonction de la température à partir des valeurs de conductivités thermiques issues de la littérature

La Figure 3.22 montre les calculs de la conductance thermique G_{geo} et la constante de temps de réponse à 300 K en fonction de la longueur du pont pour différentes épaisseurs de LSMO et pour les deux couches tampons. Encore une fois, on observe que les conductances thermiques les plus petites sont obtenues pour l'échantillon CA615 grâce à la faible conductivité thermique de CTO. A la figure 3.23, on observe que G_{geo} diminue avec la longueur du pont, comme attendu selon la formule (3.11). La plus petite valeur que l'on pourra obtenir avec notre série d'échantillon est $3,74 \times 10^{-8}\ \text{W.K}^{-1}$ à 300 K.

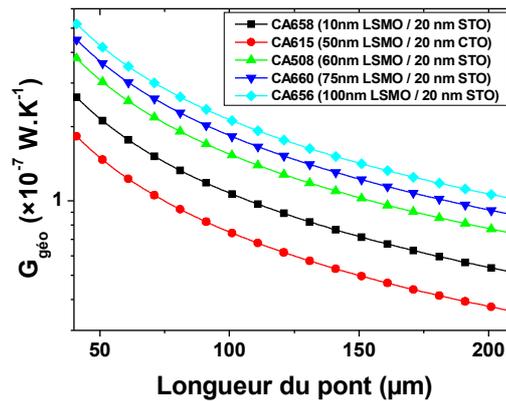


Figure 3.22: Calcul de la conductance thermique à 300 K en fonction de la longueur d'un pont de largeur $4 \mu\text{m}$ à partir des valeurs de conductivités thermiques issues de la littérature.

III.3. Mesure de la conductance thermique

III.3.a) Méthode de mesure

La mesure de la conductance thermique G est basée sur deux mesures :

- la résistance en fonction de la température $R(T)$ (Figure 3.23(a)),
- et la tension en fonction du courant $V(I)$ (Figure 3.23(b)).

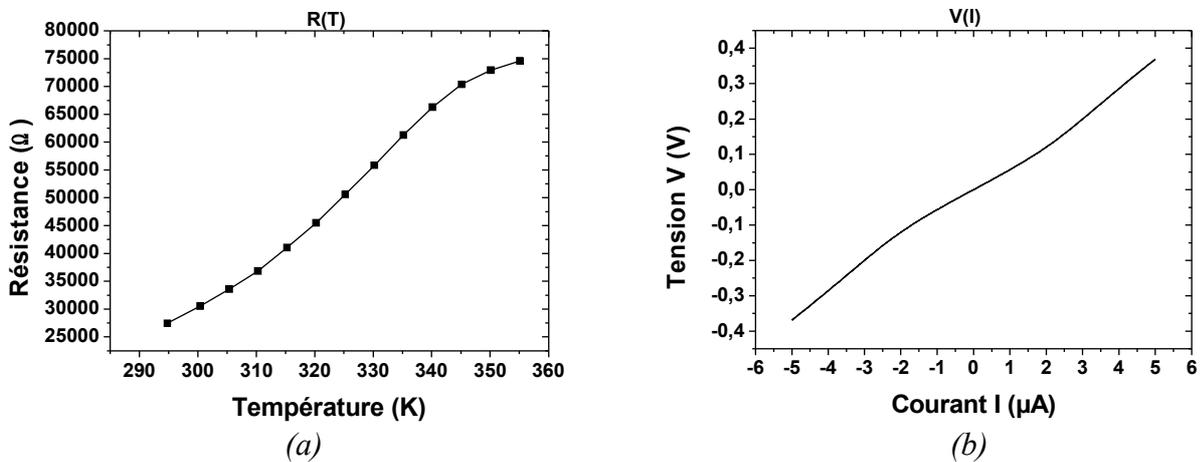


Figure 3.23: (a) Exemple de courbe de résistance en fonction de la température $R(T)$ et (b) de caractéristiques Tension(courant) $V(I)$ à 330 K utilisées pour mesurer la conductance thermique G (pont de largeur $2 \mu\text{m}$ de longueur $150 \mu\text{m}$ gravé dans l'échantillon CA660-16 (75 nm LSMO/ 20nm STO/ Si))

L'exemple de la Figure 3.23 est une mesure sur l'échantillon CA660-16 (75 nm LSMO/ 20nm STO/ Si) avec le pont de $2 \mu\text{m}$ large et $150 \mu\text{m}$ long. A partir de la mesure $R(T)$, on peut déduire la courbe $T(R)$ (Figure 3.24(a)). On détermine ensuite une zone linéaire de la caractéristique $T(R)$ autour de la température de mesure (325K à 335K dans la Figure 3.24(a)). On obtient après

ajustement linéaire une formule exprimant T à partir de R ($T=a+b\times R$).

La courbe $V(I)$ permet d'avoir une courbe exprimant la puissance électrique dissipée dans le pont suspendu en fonction de la résistance électrique du pont suspendu $P(R)$ en faisant les calculs suivants : $P=V\times I$ et $R=V/I$ (Figure 3.24(b)).

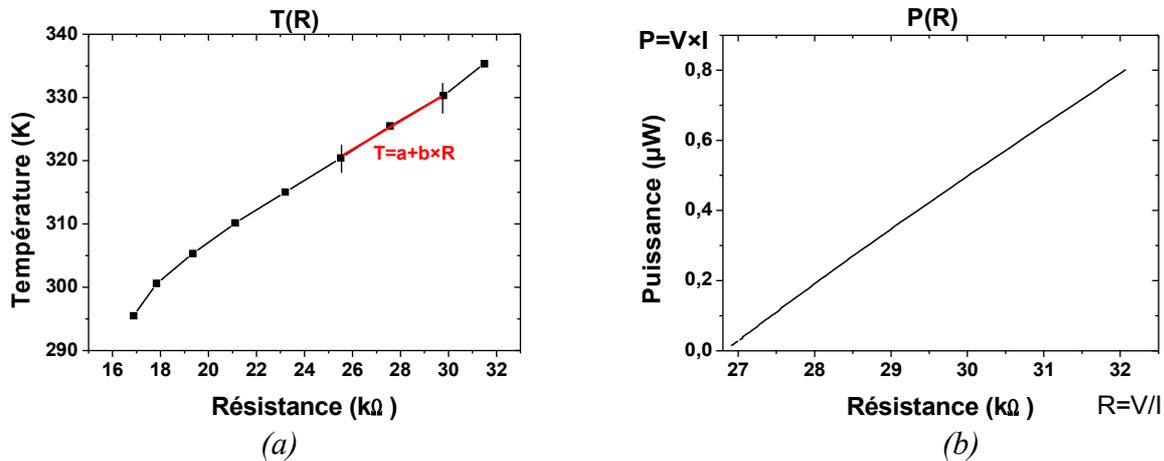


Figure 3.24: (a) Exemple de courbe de température en fonction de la résistance $T(R)$ et (b) de courbe de puissance en fonction de la résistance électrique $P(R)$ vient de $R(T)$ et $V(I)$ pour estimer la conductance thermique G (pont de largeur $2\ \mu\text{m}$ de longueur $150\ \mu\text{m}$ gravé dans l'échantillon CA660-16 (75 nm LSMO/ 20nm STO/ Si))

A partir de la courbe $P(R)$, on obtient la courbe $P(T)$ présentée à la Figure 3.25 et résultant des mesures $R(T)$ et $V(I)$ de la Figure 3.23, grâce à la relation $T=a+b\times R$. La pente de la courbe $P(T)$ à l'origine donne la conductance thermique géométrique $G_{\text{géo}}$, et la pente de la courbe $P(T)$ en tout point donne la conductance thermique effective G_{eff} . On observe en effet à la Figure 3.25 l'effet de l'auto-échauffement lorsque la courbe $P(T)$ s'écarte d'un comportement linéaire. En pratique, j'ai extrait les valeurs de $G_{\text{géo}}$ à partir de la pente de la courbe $P(T)$ au courant de polarisation de $3\ \mu\text{A}$ (pour une mesure entre $-5\ \mu\text{A}$ à $5\ \mu\text{A}$). J'ai ensuite calculé $G_{\text{géo}}$ à partir de la relation suivante :

$$G_{\text{géo}} = G_{\text{eff}} \text{ à } 3\ \mu\text{A} - I^2 \cdot dR/dT \quad (3.12)$$

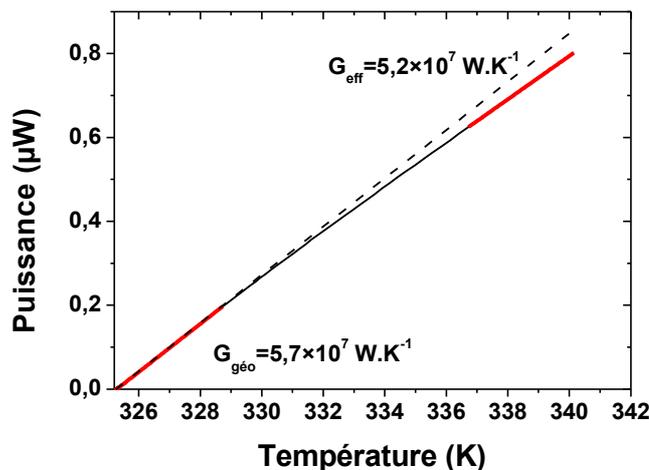


Figure 3.25: Exemple de courbe exprimant la puissance électrique dissipée dans le pont suspendu en fonction de la température du pont suspendu estimée à partir de la mesure de $R(T)$

III.3.b) Mesures de conductance thermique et comparaison avec les calculs

Les conductances thermiques géométriques $G_{géo}$ des ponts suspendus gravés dans les couches minces de différentes épaisseurs de LSMO ont été mesurées en utilisant la méthode décrite en III.3.a). Les résultats sont rassemblés dans les tableaux 3.6 et 3.7, pour les ponts suspendus sans et avec couche de protection.

Échantillon	CA615 - 9		CA660-16 et 22		CA656-24	
Description	50nm LSMO/ 20nm CTO		75nm LSMO/ 20nm STO		100nm LSMO/ 20nm STO	
Largeur du pont suspendu	2 μm	4 μm	2 μm	4 μm	2 μm	4 μm
Température de mesure	322,79 K	322,79 K	330 K	325 K	330 K	330 K
Longueur du pont suspendu						
50 μm	$1,45 \times 10^{-7}$	$3,63 \times 10^{-7}$	$2,74 \times 10^{-7}$	$4,02 \times 10^{-7}$	$2,47 \times 10^{-7}$	$3,7 \times 10^{-7}$
100 μm	-	$1,19 \times 10^{-7}$	$1,03 \times 10^{-7}$	$1,87 \times 10^{-7}$	$1,24 \times 10^{-7}$	$1,9 \times 10^{-7}$
150 μm	$0,29 \times 10^{-7}$	$0,71 \times 10^{-7}$	$0,53 \times 10^{-7}$	$1,22 \times 10^{-7}$	$0,86 \times 10^{-7}$	-
200 μm	-	-	$0,60 \times 10^{-7}$	$0,75 \times 10^{-7}$	$0,72 \times 10^{-7}$	-

Tableau 3.6 : Conductances thermiques géométriques mesurées pour les ponts suspendus sans couche protection.

Échantillon	CA658-23	CA508-25	CA615-10
Description	10nm LSMO/ 20nm STO	60nm LSMO/ 20nm STO	50nm LSMO/ 20nm CTO
Couche de protection	YSZ (100-150nm)	STO (20-50nm)	STO (10-50nm)
Longueur du pont			
50 μm	$2,29 \times 10^{-7}$	$4,65 \times 10^{-7}$	$3,44 \times 10^{-7}$
100 μm	$0,73 \times 10^{-7}$	$1,61 \times 10^{-7}$	$1,35 \times 10^{-7}$
150 μm	$0,43 \times 10^{-7}$	$0,75 \times 10^{-7}$	$0,78 \times 10^{-7}$
200 μm	$0,30 \times 10^{-7}$	$3,77 \times 10^{-7}$	$0,57 \times 10^{-7}$

Tableau 3.7 : Conductances thermiques géométriques mesurées pour les ponts suspendus de largeur 4 μm avec couche protection à 320 K.

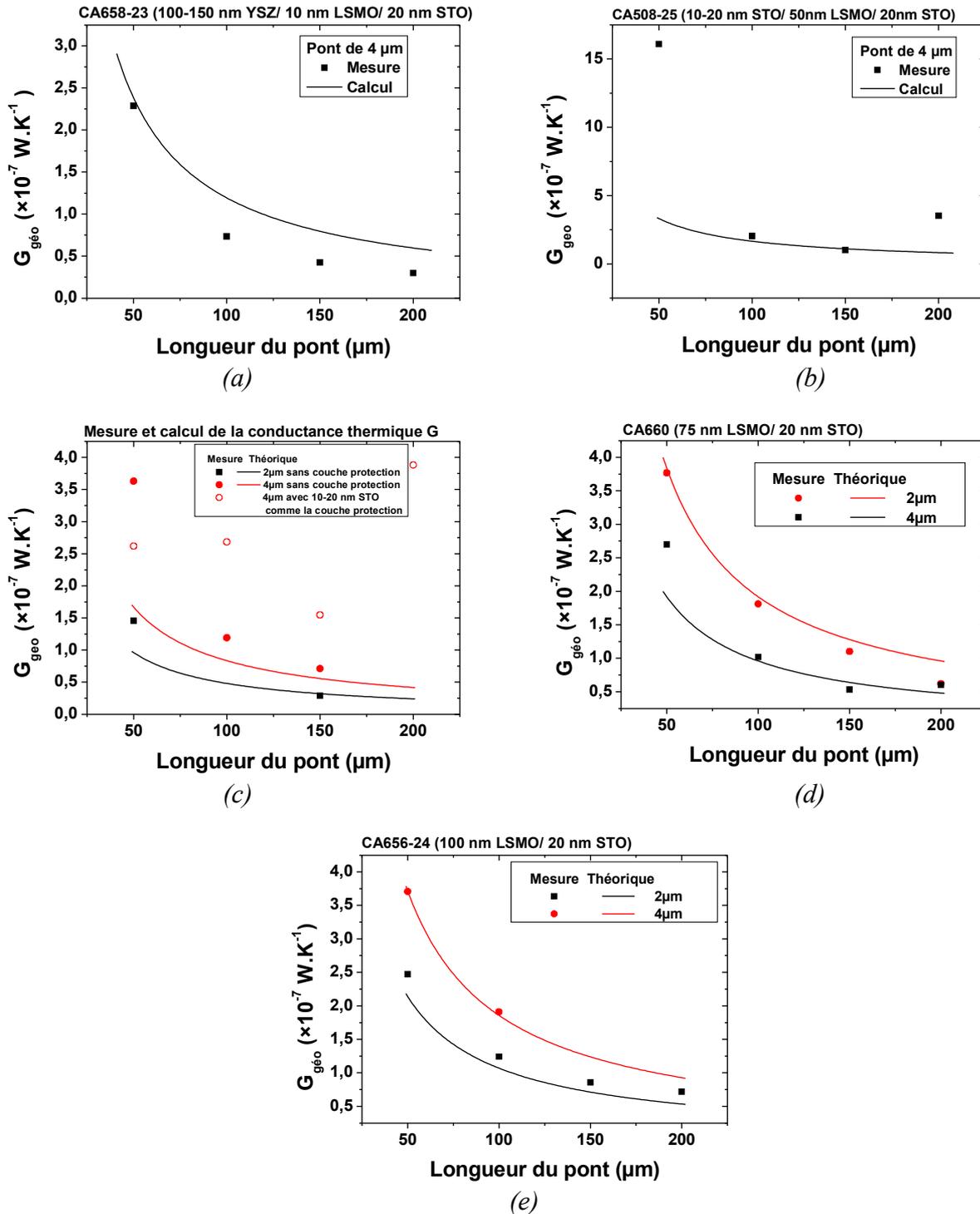


Figure 3.26: Conductances thermiques mesurées sur tous les ponts suspendus en fonction de la longueur du pont et comparaison avec les calculs à partir des valeurs de conductivités thermiques issues de la littérature pour (a) CA658-23 (b) CA508-25 (c) CA615 (d) CA660 (e) CA656

La Figure 3.26 montre les comparaisons entre les mesures et les calculs à partir des valeurs de conductivités thermiques issues de la littérature des conductance thermiques des différents ponts suspendus pour les différentes épaisseur de LSMO en fonction de la longueur des ponts. On observe globalement que pour les ponts suspendus sans couche de protection, les mesures semblent suivre la relation (x.m). G_{geo} augmente avec la largeur du pont et diminue avec la longueur pour tous les échantillons. Les mesures sont proches des valeurs théoriques, sauf pour quelques ponts suspendus.

On peut expliquer ces écarts à la théorie par un défaut local dans le pont, ou bien une gravure qui ne serait pas complète. Dans le cas des ponts suspendus avec couche de protection, il semble y avoir plus de dispersion dans les mesures, peut être à cause d'une certaine non uniformité de la couche de protection. On remarque cependant que les conductances thermiques des ponts suspendus avec couche de protection restent dans la gamme de 10^{-7} W.K⁻¹. La couche de protection n'ajoute pas ou peu de conductance thermique, ce qui est potentiellement prometteur pour les performances du futur bolomètre suspendu, qui sera alors plus robuste tout en conservant une faible conductance thermique.

III.4. Estimation de la conductivité thermique des matériaux LSMO et STO à partir des mesures de G

A partir des mesures de conductance thermique réalisées sur différents ponts suspendus avec différentes épaisseurs de LSMO sur 20 nm de STO, on peut essayer d'estimer plus finement les conductivités thermiques du LSMO et du STO, en utilisant la formule :

$G_{géo} = 12 \times w \times \left(\frac{k_{LSMO} \times d_{LSMO} + k_{STO} \times d_{STO}}{l} \right)$ (3.13). L'écart par rapport aux valeurs précédemment extraites de la littérature peut provenir de différences de propriétés structurales par exemple. Les échantillons utilisés sont listés dans le tableau 3.8. Dans le cas de l'échantillon CA658-23 possédant une couche de protection, on néglige l'effet de la couche de protection. Le tableau 3.9 indique comment les échantillons ont été utilisés en fonction de la longueur dans les ajustements par groupe de deux ou seul dans le cas de CA658-23. Nous avons réalisé les différents ajustement en utilisant le logiciel Origin. Les paramètres fixés lors de l'ajustement sont indiquées dans la colonne correspondante. Les largeurs des ponts suspendus considérées ont été mesurées au microscope optique. Les résultats des ajustements apparaissent dans les cases grisées.

Échantillon	Largeur (µm)	Longueur (µm)	Épaisseur des couches (nm)
CA660-16	2	100,150,200	75 nm LSMO/ 20nm STO / Si
CA660-22	4	50,100,150,200	75 nm LSMO/ 20nm STO / Si
CA656-24-2	2	50,100,150,200	100 nm LSMO/ 20nm STO / Si
CA656-24-4	4	50,100	100 nm LSMO/ 20nm STO / Si
CA658-23	4	50,100,150,200	100-150nm YSZ/ 10 nm LSMO/ 20nm STO / Si

Tableau 3.8 : Échantillons choisis pour ajuster les mesures de conductance thermique et estimer les conductivités thermiques de LSMO et de STO.

Groupe d'échantillon	Paramètres fixés lors de l'ajustement	w nominale (µm)	w réelle (µm)	k_{LSMO} (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	k_{STO} (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	d_{LSMO} (nm)	d_{STO} (nm)
CA660 : 2 et 4 µm	w réelle	2 et 4	2 et 4	2,42	11,08	75,6	20,1
CA656 : 2 et 4 µm	w réelle	2 et 4	2 et 3,3	2,45	11,3	102,3	20,5
CA660 et CA656: 2 µm	w réelle	2	2	2,54	11,6	66,3 108,8	21,1
CA658: 4 µm	w réelle, k_{LSMO} et d_{LSMO}	4	3,1	2,4	10,2	10	18,6

Tableau 3.9 : Estimation de la conductivité thermique à environ 320 K des matériaux LSMO et STO à partir des mesures de G (Cellules grisées pour les résultats de l'ajustement)

On remarque dans le tableau 3.9 que les nouvelles estimations de conductivité thermique sont proches des valeurs extraites de la littérature. k_{LSMO} est comprise entre 2,4 et 2,54 $W.m^{-1}.K^{-1}$ et k_{STO} est comprise entre 10,2 et 11,6 $W.m^{-1}.K^{-1}$ (à comparer à $k_{LSMO} = 2,45 W.m^{-1}.K^{-1}$ et $k_{STO} = 10 W.m^{-1}.K^{-1}$ dans la littérature, voir tableau 3.5).

Les Figure 3.27 et la Figure 3.28 confirment visuellement les ajustements des mesures réalisées en comparant mesures et courbes calculées avec les nouvelles conductivités thermiques indiquées dans le tableau 3.9.

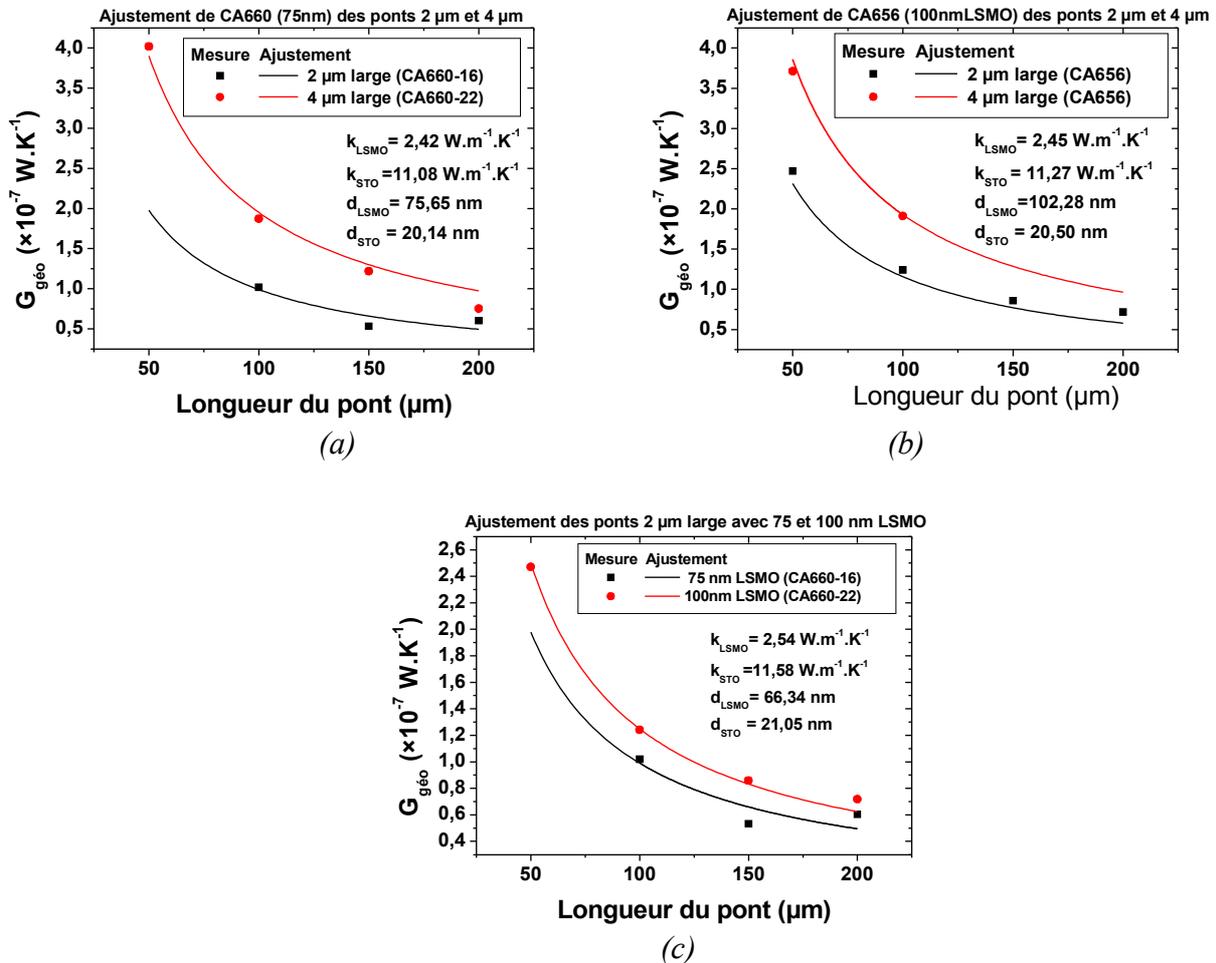


Figure 3.27: Résultats des ajustements ayant permis d'estimer les conductivités thermiques de LSMO et de STO indiquées dans le tableau 3.9 à partir des mesures de conductance thermique effectuées dans (a) CA660 des ponts de largeur 2 μm et 4 μm (b) CA656 des ponts de largeur 2 μm et 4 μm (c) Des ponts de largeur 2 μm pour CA660 (75 nm LSMO) et CA656 (100 nm LSMO)

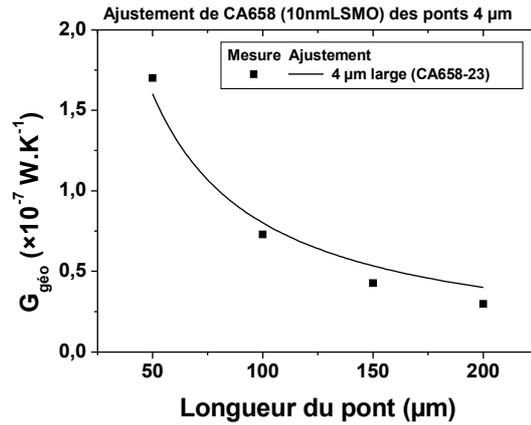


Figure 3.28: Résultats de l'ajustement ayant permis d'estimer la conductivité thermique de STO indiquées dans le tableau 3.9 à partir des mesures de conductance thermique effectuées sur des ponts de 4 µm de CA658-23 (10 nm LSMO)

IV. Constante de temps de réponse des ponts suspendus

IV.1. Calcul de la constante de temps de réponse des ponts suspendus attendue d'après les données de la littérature

La Figure 3.29 montre les calculs de la constante de temps de réponse τ d'un pont de largeur 4 µm et de longueur 100 µm pour différentes épaisseurs de LSMO en fonction de la température. Le calcul utilise la formule donnée dans le chapitre 1 : $\tau = \frac{C}{G}$, avec C la capacité thermique $C = \rho_v \times c \times wld$, G calculée par la formule (3.11), et les propriétés thermiques des matériaux extraites de la littératures et résumées dans le tableau 3.5.

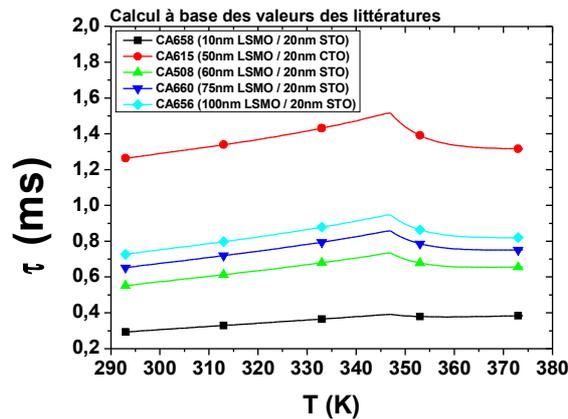


Figure 3.29: Calcul de la constante de temps de réponse en fonction de la température à partir des valeurs de conductivité thermique, de chaleur spécifique et de masse volumique de la littérature pour un pont de largeur 4 µm et de longueur 100 µm.

Les valeurs sont comprises en 0,3 et 1,5 ms pour les ponts de largeur 4 µm et de longueur 100 µm, selon l'épaisseur de LSMO. Les temps de réponse les plus petits sont obtenus pour les ponts fabriqués dans les couches LSMO les plus fines, comme attendu pour des volumes plus petits. Ces calculs montrent aussi qu'on trouve un pic au voisinage de 350 K (lié au saut de chaleur spécifique $\rho_v \times c$ du LSMO, de la Figure 3.19 (b)). Ces valeurs de constantes de temps de réponse sont parmi

les plus petites pour des détecteurs thermiques, ce qui est prometteur pour notre futur bolomètre.

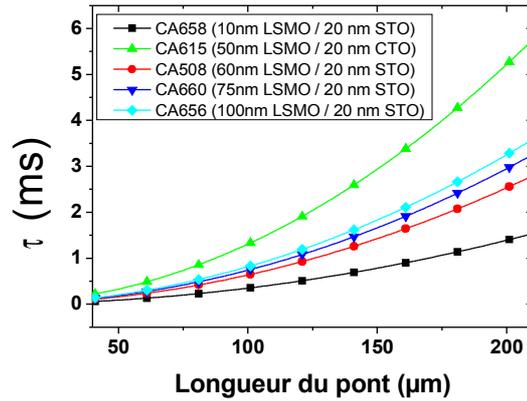


Figure 3.30: Calcul de la constante de temps de réponse en fonction de la longueur du pont suspendu à partir des valeurs de conductivité thermique, de chaleur spécifique et de masse volumique de la littérature à 300 K.

La Figure 3.30 montre les calculs de la constante de temps de réponse τ d'un pont de largeur 4 μm et de longueur 100 μm pour différentes épaisseurs de LSMO en fonction de la longueur du pont suspendu à 300 K. Si on écrit la formule donnant la constante de temps en fonction des dimensions,

$$\text{on obtient : } \tau = \frac{C}{G} = \frac{l^2 \times (c_{\text{LSMO}} \rho_{\text{LSMO}} d_{\text{LSMO}} + c_{\text{STO}} \rho_{\text{STO}} d_{\text{STO}})}{12 \times (k_{\text{LSMO}} d_{\text{LSMO}} + k_{\text{STO}} d_{\text{STO}})} \quad (3.12)$$

Dans cette formule c , ρ_v et k sont la chaleur spécifique, la masse volumique et la conductivité thermique du matériau. w , d et l sont la largeur, l'épaisseur et la longueur du pont. La formule de en fonction des dimensions montre que τ ne dépend pas de la largeur et dépend de la longueur au carré. On observe dans la Figure 3.30 que la constante de temps de réponse augmente bien en fonction de la longueur du pont de façon quadratique. Un pont suspendu avec une petite longueur permet de faire un détecteur rapide mais moins sensible. Si on veut un détecteur plus sensible et moins rapide, il faut choisir un pont avec longueur plus grande. Plus de détails seront donnés au chapitre 4.

IV.2.Méthodes de mesure de la constante de temps de réponse

On rappelle que la constante de temps de réponse du bolomètre est donnée par le rapport de la capacité calorifique sur la conductance thermique :

$$\tau = \frac{C}{G} \quad (1.26)$$

La fréquence de coupure f_c est liée à la constante de temps de réponse par :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (1.28)$$

Nous présentons ci-dessous les différentes méthodes de mesure possible pour τ ou f_c selon que l'on travaille dans les domaines temporels ou fréquentiels.

IV.2.a) Méthode de mesure de τ par application d'un échelon de température

On peut facilement soumettre une résistance électrique à un échelon de température en appliquant un échelon de courant. La puissance apportée RI^2 échauffera ainsi la résistance. La variation de la résistance électrique en fonction du temps soumis à un échelon de température est un système du premier ordre :

$$R(t) = R_0 + \Delta R(1 - \exp(-t/\tau)) \quad (3.13)$$

où $R(t)$ est la résistance électrique et R_0 est la résistance électrique initiale, c'est à dire sans ou à faible courant polarisation. La Figure 3.31 illustre la variation de résistance (courbe noire) liée à l'échelon de température appliqué à la résistance (courbe rouge). Selon la définition, la constante de temps τ correspond au temps nécessaire pour atteindre 63% de la valeur maximum du signal sortie.

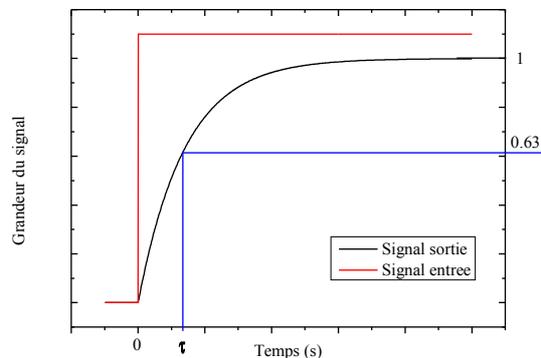


Figure 3.31: Explication schématique pour un signal sortie du système au premier ordre et trouver le temps de réponse

Pour faire ces mesures, on peut utiliser un pont de Wheatstone afin de s'affranchir de la composante continue (Figure 3.32). V_{in} est un générateur de tension qui permet d'appliquer l'échelon de courant à travers R_p qui doit être beaucoup plus grand que les résistances du pont de Wheatstone pour former une source de courant. V_m est la sortie mesurée.

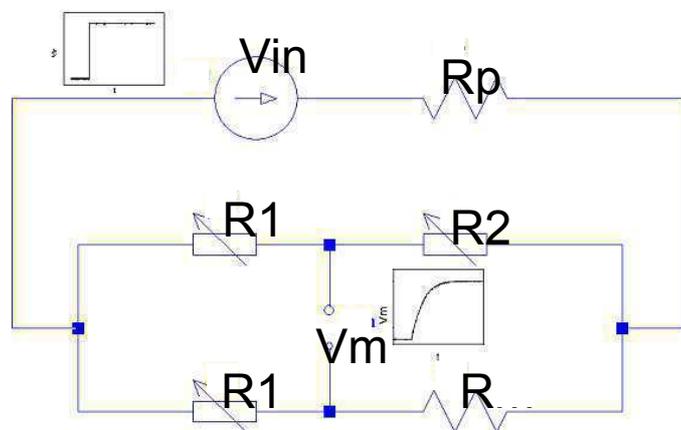


Figure 3.32: Pont de Wheatstone avec R la résistance de l'échantillon à mesurer

Pour effectuer la mesure, on impose un courant d'offset noté I_0 . Avec ce courant, la résistance mesurée est notée $R(0)$. Ensuite, on peut régler la résistance R_2 pour obtenir $V_m=0$ (c'est à dire $R_2=Rm_0$). On applique un échelon de courant entre I_0 et I_1 avec $I_1>I_0$. Au courant I_1 , la résistance mesurée est égale à $R(I)$. On mesure finalement la variation de résistance entre $R(0)$ et $R(I)$ en fonction du temps en suivant V_m , et on peut en déduire la constante de temps de réponse.

IV.2.b) Méthode de mesure de la fréquence de coupure par la réponse optique

On peut mesurer la fréquence de coupure de façon électrique ou optique. J'ai utilisé la méthode électrique (utilisant la 3ème harmonique du signal présentée au paragraphe suivant). La méthode optique a été mise en œuvre sur quelques échantillons suspendus lors de la thèse de Ammar Aryan

dans notre laboratoire [Aryan 2013]. Ces mesures seront présentées au chapitre 4.

La méthode optique consiste à illuminer l'échantillon par une puissance sinusoïdale et à enregistrer la fonction de transfert de la réponse optique en fonction de la fréquence (Figure 3.33). La fréquence de coupure correspond à la fréquence à laquelle la sensibilité a chuté de -3dB.

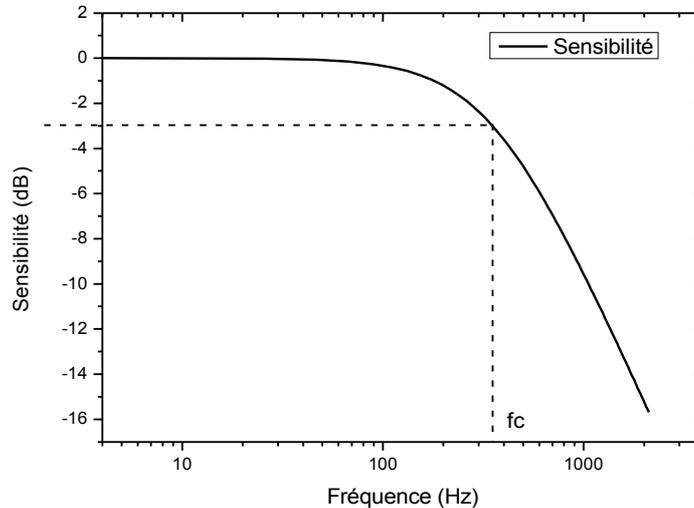


Figure 3.33: Exemple de mesure la sensibilité normalisé en fonction de la fréquence en dB et trouver la fréquence de coupure de la sensibilité

IV.2.c) Méthode de mesure de la fréquence de coupure par la méthode 3ω

Dans le cas électrique, on utilise la 3^{ème} harmonique du signal de sortie du capteur après avoir appliqué une puissance électrique par effet Joule. Cette méthode est appelée « méthode 3ω ». Elle peut aussi être utilisée pour mesurer G [Choi 2006]. Plus de détails sur cette méthode sont disponibles dans la thèse de Nicolas Cheenne [Cheenne 2000].

Pour réaliser cette méthode de mesure, il faut faire un montage simple comme indiqué en Figure 3.34. Ici, R est la résistance électrique du pont suspendu, R_p ($\gg R$) est la résistance électrique de polarisation permettant de polariser le pont suspendu en courant avec un générateur de tension sinusoïdal V_{in} . Deux amplificateurs différentiels A1 et A2 de gains respectifs, Gain 1 (de l'ordre 10) et Gain 2 (de l'ordre 10), sont utilisés. On observe la tension de sortie V_m sur l'oscilloscope et sur l'analyseur de spectre.

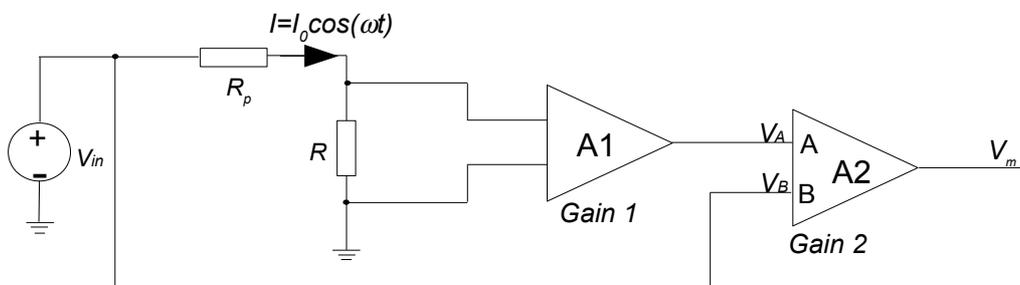


Figure 3.34: Circuit de mesure utilisée pour la méthode 3ω

Si la tension délivrée par le générateur est $V_{in}=V_e \times \cos(\omega t)$, avec $R_p \gg R$, le courant circulant dans le pont suspendu est

$$I(\omega t) = I_0 \times \cos(\omega t) \quad (3.14) \text{ avec } \frac{V_e}{R_p} = I_0$$

La mesure de la fréquence de coupure de façon électrique est moins facile à mettre en œuvre qu'une mesure purement optique, car contrairement au cas optique, la puissance appliquée par effet Joule RI^2 n'est pas purement sinusoïdale :

$$P(\omega t) = RI_0^2 \times \cos^2(\omega t) \quad (3.15)$$

On suppose que la résistance électrique R à très faible courant de polarisation est égale à R_0 à une température fixée T_0 . Sous l'effet du chauffage électrique Joule, lié à l'augmentation significative du courant de polarisation, le pont suspendu s'échauffe et la résistance électrique du pont suspendu varie :

$$R = R_0 + \Delta R \quad (3.16)$$

avec un courant de polarisation $I(\omega t)$, la variation de résistance électrique est modulée de manière sinusoïdale :

$$\Delta R(\omega t) = \Delta T(\omega t) \cdot \frac{dR}{dT} \quad (3.17).$$

En supposant que l'élévation de résistance électrique est proportionnelle à la puissance apportée par effet Joule, et en utilisant la définition de la conductance thermique de formule 3.10, la variation de résistance électrique est donnée par:

$$\Delta R(\omega t) = \frac{P(\omega t)}{G} \cdot \frac{dR}{dT} \quad (3.18)$$

La tension $V_A(\omega t)$ en sortie de l'amplificateur A1 de gain « Gain1 » s'écrit :

$$V_A(\omega t) = (R \cdot I(\omega t)) \cdot \text{gain1} = \left(R \times I_0 \cos(\omega t) + \frac{dR}{dT} \cdot \frac{R}{G} \cdot I_0^3 \cos^3(\omega t) \right) \cdot \text{gain1} \quad (3.19)$$

et finalement, après linéarisation :

$$V_A(\omega t) = \left(R \cdot I_0 + \frac{dR}{dT} \cdot \frac{3R}{4G} \cdot I_0^3 \right) \cos(\omega t) \cdot \text{gain1} + \left(\frac{dR}{dT} \cdot \frac{R}{4G} \cdot I_0^3 \right) \cdot \cos(3\omega t) \cdot \text{gain1} \quad (3.20)$$

On s'aperçoit que le deuxième terme qui correspond uniquement à la coupure liée au chauffage électrique par effet Joule est le terme d'harmonique 3, noté $V_{3\omega}$, dans la sortie de l'amplificateur A1.

Afin de pouvoir mesurer ce terme directement, nous avons ajouté un amplificateur soustracteur (noté A2 à la Figure 3.34) qui permet de retirer le terme correspondant à la 1^{ère} harmonique et d'amplifier uniquement le terme de 3^{ème} harmonique. La troisième harmonique $V_{3\omega}$ de la tension de sortie V_m après les deux amplificateurs est donc :

$$V_{3\omega} = \frac{dR}{dT} \cdot \frac{R}{4G} \cdot I_0^3 \cos(3\omega t) \cdot \text{gain1} \cdot \text{gain2} \quad (3.22)$$

On mesure alors l'amplitude de la troisième harmonique $V_{3\omega}$ de tension sortie V_m à l'aide de l'analyseur de spectre pour chaque fréquence de signal V_{in} appliquée. L'évolution de V_m est finalement tracée en fonction de la fréquence de la puissance électrique apportée, c'est à dire en fonction de $2f$, pour une modulation du courant de polarisation comme l'indique la formule 3.14 avec $\omega = 2\pi f$ (la pulsation de la puissance électrique apportée est en effet en 2ω).

La mesure de $V_{3\omega}$ dans la bande passante permet d'estimer la conductance thermique par:

$$G = \frac{dR}{dT} \cdot \frac{R}{4V_{3\omega}} \cdot I_0^3 \cdot \text{gain1} \cdot \text{gain2} \quad (3.22)$$

Comme dans le cas optique, la fréquence de coupure $f_c = \frac{1}{2\pi\tau}$ correspond à la fréquence à laquelle la tension aux bornes du pont suspendu a chuté de -3 dB.

IV.3. Résultats de mesure de la fréquence de coupure par la méthode 3ω

La fréquence de coupure des ponts suspendus a principalement été mesurée par la méthode 3ω . Les résultats sont présentés à la Figure 3.35.

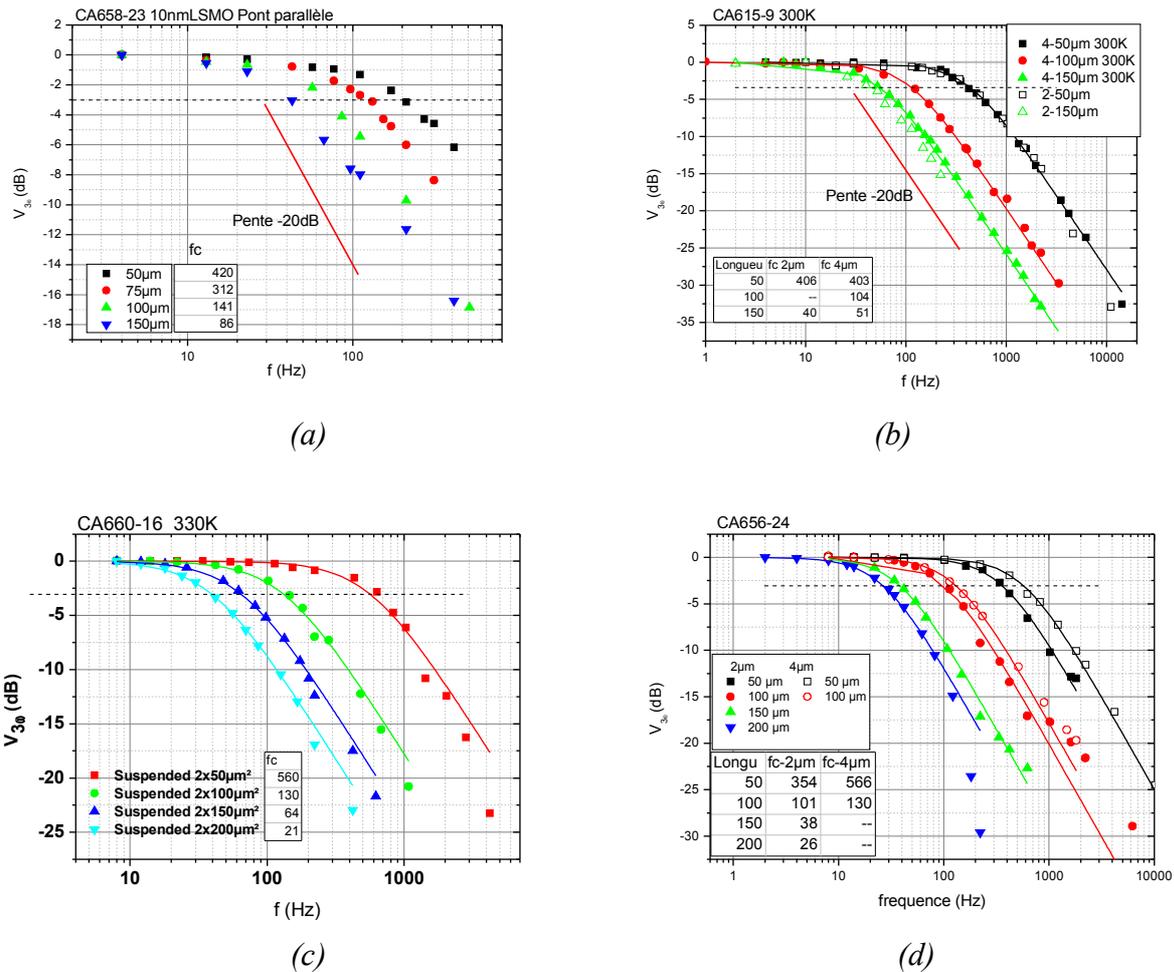


Figure 3.35: Mesures de la fréquence de coupure de ponts suspendus de largeur 2 et 4 μm et de longueur 50 μm à 200 μm par la méthode 3ω pour 4 épaisseurs de LSMO (a) CA658-23 (LSMO 10 nm / STO / Si); (b) CA615-9 (LSMO 50 nm / CTO / Si); (c) CA660-16 (LSMO 75 nm / STO / Si); CA656-24 (LSMO 100 nm / STO / Si).

La Figure 3.35(a) présente les mesures de la fréquence de coupure de motifs carrés construits à partir de ponts suspendus parallèles gravés dans l'échantillon CA658-23. Ces dispositifs seront présentés au chapitre 4 (section I.2). Nous n'avons en effet pas pu mesurer directement la fréquence de coupure d'un pont suspendu de l'échantillon CA658-23, car sa résistance électrique était trop élevée. Selon la définition de la constante de temps de réponse, on écrit facilement l'expression de la constante de temps de réponse de n ponts suspendus en parallèles par rapport à un pont suspendu unique :

$$\tau_{\text{ponts parallèles}} = \frac{C_{\text{total}}}{G_{\text{total}}} = \frac{n \cdot C_{\text{pont}}}{n \cdot G_{\text{pont}}} = \frac{C_{\text{pont}}}{G_{\text{pont}}} = \tau_{\text{pont}} \quad (3.23)$$

La constante de temps de réponse des ponts parallèles suspendus est égale à la constante de temps de réponse d'un pont suspendu unique. On peut donc considérer les constantes de temps de réponse mesurées à la Figure 3.35(a) égales à celles de ponts suspendus uniques de même largeur et longueur.

Les Figure 3.35(b), (c), (d) présentent les mesures de la fréquence de coupure des ponts de largeur 2 et 4 μm et de longueur 50 μm à 200 μm gravés dans les échantillons CA615-9, CA660-16 et CA656-24.

On obtient bien une évolution en fonction de la fréquence de la tension aux bornes des ponts suspendus d'un système passe-bas de 1^{er} ordre, comme attendu d'après la définition de la sensibilité donnée au chapitre 1. On peut facilement exprimer τ en fonction des dimensions du pont suspendu :

$$\tau = \frac{C}{G} = \frac{c_{\text{LSMO}} \rho_{\text{vLSMO}} \Omega_{\text{LSMO}} + c_{\text{STO}} \rho_{\text{STO}} \Omega_{\text{STO}}}{\frac{12w}{l} \times (k_{\text{LSMO}} d_{\text{LSMO}} + k_{\text{STO}} d_{\text{STO}})} \quad (3.24)$$

avec $\Omega_i = w \times l \times d_i$ le volume du pont de la couche i , w et l étant la largeur et la longueur du pont suspendu. La formule peut s'écrire :

$$\tau = \frac{C}{G} = \frac{l^2 \times (c_{\text{LSMO}} \rho_{\text{vLSMO}} d_{\text{LSMO}} + c_{\text{STO}} \rho_{\text{STO}} d_{\text{STO}})}{12 \times (k_{\text{LSMO}} d_{\text{LSMO}} + k_{\text{STO}} d_{\text{STO}})} \quad (3.25)$$

La formule 3.22 montre que la constante de temps de réponse est indépendante de la largeur du pont, et proportionnelle à longueur au carré l^2 . Cette dépendance en fonction de la largeur et de la longueur est bien observée qualitativement dans les mesures de la Figure 3.35 où la fréquence de coupure est proche pour les ponts de largeurs différentes, et qu'elle diminue avec la longueur du pont. La dépendance quadratique de la constante de temps de réponse avec la longueur est présentée à la Figure 3.36, où les mesures et les calculs de la constante de temps de réponse à partir des propriétés thermiques issues de la littérature (voir section II.4 et tableau 3.5) sont présentés.

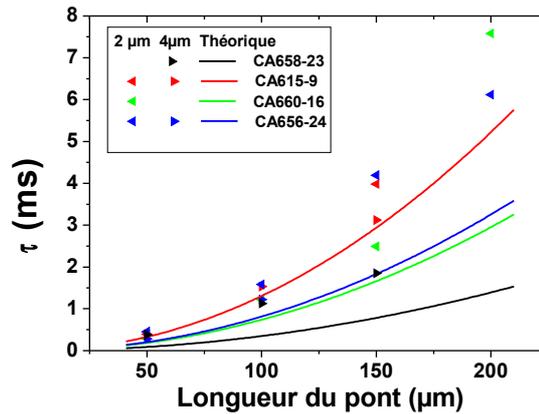


Figure 3.36: Constante de temps de réponse mesuré et calcul pour les échantillon CA658-23, CA615-9, CA660-16 et CA656-24

Le tableau 3.10 rassemble les résultats des mesures et des calculs de fréquence de coupure à partir des propriétés thermiques issues de la littérature. Le tableau 3.11 donne ainsi les valeurs des

constantes de temps de réponse mesurées à partir de la fréquence de coupure comparées aux calculs. Même si pour certaines géométries de ponts suspendus on observe un petit écart, on peut globalement conclure d'un bon accord entre mesure et calculs. Les constantes de temps de réponse mesurées sont comprises entre 0,28 ms et 7,58 ms, ce qui reste faible pour des détecteurs thermiques, grâce au faible volume chauffé des ponts suspendus. On discutera au chapitre 4 l'ensemble des performances des ponts suspendus, en termes de détectivité et de constante de temps de réponse.

Longueur	f_c de CA658-23 (10 nm LSMO/ 20nm STO / Si) (Hz)		f_c de CA660-16 (75 nm LSMO/ 20nm STO / Si) (Hz)		f_c de CA656-24 (100 nm LSMO/ 20 nm STO / Si) (Hz)			f_c de CA615-9 (50 nm LSMO/ 20 nm CTO / Si) (Hz)		
	4 μ m	Calcul	2 μ m	Calcul	2 μ m	4 μ m	Calcul	2 μ m	4 μ m	Calcul
50 μ m	420	1286	560	610	354	566	554	406	403	347
100 μ m	141	322	130	153	101	130	139		104	87
150 μ m	86	143	64	68	38		62	40	51	39
200 μ m		80	21	38	26		35			22

Tableau 3.10 : Comparaison des mesures et des calculs de fréquence de coupure (Cellules grises pour les valeurs mesurées)

Longueur	τ de CA658-23 (10 nm LSMO/ 20nm STO) (ms)		τ de CA660-16 (75nm LSMO/ 20nm STO) (ms)		τ de CA656-24 (100 nm LSMO/ 20 nm STO) (ms)			τ de CA615-9 (50 nm LSMO/ 20 nm CTO) (ms)		
	4 μ m	Calcul	2 μ m	Calcul	2 μ m	4 μ m	Calcul	2 μ m	4 μ m	Calcul
50 μ m	0,38	0,12	0,28	0,26	0,45	0,28	0,29	0,39	0,39	0,34
100 μ m	1,13	0,50	1,22	1,04	1,58	1,22	1,15		1,53	1,37
150 μ m	1,85	1,11	2,49	2,35	4,19		2,58	3,98	3,12	3,12
200 μ m		1,98	7,58	4,17	6,12		4,60			5,49

Tableau 3.11 : Comparaison des mesures et des calculs de constantes de temps de réponse (Cellules grises pour les valeurs mesurées)

IV.4. Capacité calorifique C

A partir des mesures et des calculs de $\tau=C/G$ et de G, on peut déduire pour information la capacité calorifique des ponts suspendus (tableau 3.12). Comme dans le cas de la constante de temps de réponse, les mesures et les calculs sont proches sauf pour CA658-23.

Échantillon	C ($\times 10^{-10}$ J.K ⁻¹)				
	Longueur d'un pont (μm)	Mesure (w = 2 μm)	Calcul (w = 2 μm)	Mesure (w = 4 μm)	Calcul (w = 4 μm)
CA658-23 Ponts parallèles	50		0,84	23,7	1,68
	75		1,83	23,4	3,65
	100		3,18	48,7	6,36
	150		3,51	138,3	7,02
CA615-9 Ponts	50	0,57	0,24	1,43	0,49
	100		0,49	1,82	0,98
	150	1,15	0,73	2,21	1,47
CA660-16 Ponts	50	1,05	0,34		0,68
	100	2,21	0,68		1,36
	150	2,74	1,02		2,04
	200	4,69	1,36		2,72
CA656-24 Ponts	50	1,11	0,43	1,04	0,87
	100	1,95	0,87	2,33	1,74
	150	3,60	1,30		2,60
	200	4,40	1,74		3,48

Tableau 3.12: Comparaison des mesures et des calculs de capacité calorifique des ponts suspendus (Cellules grises pour les valeurs mesurées).

V. Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter les mesures de résistivité électriques en fonction de la température, de conductance thermique et de constante de temps des ponts suspendus. Les mesures de résistivité sont proches des valeurs des couches LSMO non suspendues, attestant de la non dégradation du procédé de fabrication. Les mesures de conductance thermique et de constante de temps de réponse sont proches de calculs réalisés à partir d'expression analytique et des propriétés thermiques des matériaux utilisés. Nous avons montré également que nos mesures pouvaient permettre l'estimation de la conductivité thermique des matériaux, qui peut légèrement différer des propriétés publiées dans la littérature en raison de la différence de leurs propriétés structurales.

Les propriétés électriques et thermiques des ponts suspendus sont prometteuses en vue de la réalisation de microbolomètres suspendus non refroidis. Les mesures de bruit électrique et l'analyse des performances bolométriques seront présentées dans le chapitre 4.

Chapitre 4 : Performances bolométriques des bolomètres suspendus

Les résultats du chapitre 2 ont montré la faisabilité technologique des structures suspendues LSMO et la reproductibilité obtenue lors de la fabrication. Le chapitre 3 a montré que les propriétés électriques du LSMO après fabrication des structures suspendues ne sont pas dégradées par rapport à celles du LSMO non-suspendu. De plus, les conductances thermiques et les constantes de temps de réponse mesurées ont des valeurs prometteuses (respectivement dans les gammes $3 \times 10^{-8} - 5 \times 10^{-7} \text{ W.K}^{-1}$ et $0,3 - 7 \text{ ms}$) pour la réalisation de microbolomètres à la fois sensibles et rapides.

Dans ce chapitre, nous déduisons la sensibilité électrique à partir des valeurs de conductance thermique G et de dérivée de résistance électrique avec la température dR/dT mesurées, pour des ponts suspendus simples et également quelques dispositifs couvrant une surface carrée (ponts parallèles ou méandres). Nous présentons ensuite les mesures de bruit électrique effectuées sur les ponts suspendus, afin d'en déduire le NEP , la détectivité spécifique D^* et la détectivité percussionnelle Δ . Pour conclure, ces caractéristiques sont comparées à la littérature.

I. Sensibilités électrique et optique

I.1. Évaluation de la sensibilité électrique des ponts suspendus

I.1.a) Sensibilité électrique en fonction de la température

Dans le chapitre 1, nous avons introduit la sensibilité électrique dans le cas général (paragraphe 1.II.1.a). Dans le cas d'un dispositif présentant une faible conductance thermique, nous avons également considéré la sensibilité au courant de polarisation appelé I_{limite} , qui permet d'utiliser l'autoéchauffement du pont suspendu pour diminuer artificiellement la conductance thermique sans risquer la destruction du pont à cause de l'emballement thermique (paragraphe 1.II.2). On rappelle que la sensibilité électrique s'écrit :

$$\mathfrak{R}_{V I_{\text{limite}}}^{\text{elec}} = \frac{I_{\text{polarisation}} \cdot dR/dT}{(G_{\text{géo}} - I_{\text{polarisation}}^2 \cdot dR/dT) \cdot \sqrt{(1 + \frac{f^2}{f_c^2})}} \quad (4.1)$$

Dans la bande passante, la sensibilité électrique à I_{limite} devient :

$$\mathfrak{R}_{V I_{\text{limite}}}^{\text{elec}}(0) = 0,78 \sqrt{\frac{\alpha R}{G_{\text{géo}}}} = 0,78 \sqrt{\frac{dR/dT}{G_{\text{géo}}}} \quad (4.2)$$

La formule (4.2) montre que la sensibilité électrique peut être évaluée seulement à partir de la dérivée de la résistance en fonction de la température dR/dT (tableau 4.1) et de la conductance thermique G (tableau 4.2). A titre d'exemple, nous avons représenté à la Figure 4.1, la sensibilité électrique à I_{limite} dans la bande passante et la dérivée en fonction de la température de la résistance électrique en fonction de la température pour des ponts suspendus gravés dans l'échantillon CA660-16 (75nm LSMO/STO/Si). Les courbes de sensibilité électrique et de dR/dT suivent des allures proches, avec un maximum. Le pic est plus large pour la sensibilité électrique que pour dR/dT car elle varie selon $\sqrt{(dR/dT)}$. On observe bien que la sensibilité électrique augmente avec la

longueur du pont. Le tableau 4.3 rassemble les valeurs de sensibilité électrique à I_{limit} dans la bande passante pour tous les ponts suspendus calculées à partir des paramètres des tableaux (4.1 et 4.2) et de la formule (4.2). Les sensibilités électriques dans la bande passante sont comprises dans la gamme 17 000 – 500 000 $V.W^{-1}$ à une température proche de 330 - 340 K, selon les dimensions des ponts suspendus (tableau 4.3).

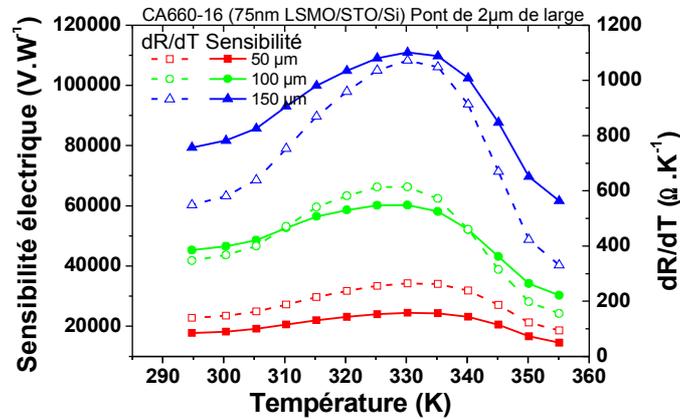


Figure 4.1: Sensibilité électrique à I_{limit} dans la bande passante et dérivée de la résistance électrique en fonction de la température pour différents ponts suspendus de largeur de $2 \mu m$ de l'échantillon CA660-16

	dR/dT de CA658-23 ($\Omega.K^{-1}$)	dR/dT de CA615-9 ($\Omega.K^{-1}$)		dR/dT de CA660-16 ($\Omega.K^{-1}$)	dR/dT de CA656-24 ($\Omega.K^{-1}$)	
Description des couches	YSZ/LSMO(10nm) /STO/Si	LSMO(50nm) /CTO/Si		LSMO(75nm) /STO/Si	LSMO(100nm) /STO/Si	
Longueur	w = 4 μm	w = 2 μm	w = 4 μm	w = 2 μm	w = 2 μm	w = 4 μm
50 μm	2589	451	276	265	231	166
100 μm	4252		505	613	359	237
150 μm	6460	1859	715	1072	564	
200 μm	12307			937	906	

Tableau 4.1 : Rappel des valeurs de dR/dT maximum mesurées pour tous les ponts suspendus à une température proche de 330 - 340 K.

	$G_{géo}$ de CA658-23 ($\times 10^{-7}$ W.K ⁻¹)	$G_{géo}$ de CA615-9 ($\times 10^{-7}$ W.K ⁻¹)		$G_{géo}$ de CA660-16 ($\times 10^{-7}$ W.K ⁻¹)	$G_{géo}$ de CA656-24 ($\times 10^{-7}$ W.K ⁻¹)	
Description des couches	YSZ/LSMO(10nm) /STO/Si	LSMO(50nm) /CTO/Si		LSMO(75nm) /STO/Si	LSMO(100nm) /STO/Si	
Longueur	w = 4 μ m	w = 2 μ m	w = 4 μ m	w = 2 μ m	w = 2 μ m	w = 4 μ m
50 μ m	2,29	1,45	3,63	2,74	2,47	3,7
100 μ m	0,73		1,19	1,03	1,24	1,9
150 μ m	0,43	0,29	0,71	0,53	0,86	
200 μ m	0,30			0,60	0,72	

Tableau 4.2 : Valeurs de conductance thermique géométrique mesurées pour tous les ponts suspendus à une température proche de 330 - 340 K.

	$\mathfrak{R}_{V\text{ limite}}^{elec}$ de CA658-23 (V.W ⁻¹)	$\mathfrak{R}_{V\text{ limite}}^{elec}$ de CA615-9 (V.W ⁻¹)		$\mathfrak{R}_{V\text{ limite}}^{elec}$ de CA660-16 (V.W ⁻¹)	$\mathfrak{R}_{V\text{ limite}}^{elec}$ de CA656-24 (V.W ⁻¹)	
Description des couches	YSZ/LSMO(10nm) /STO/Si	LSMO(50nm) /CTO/Si		LSMO(75nm) /STO/Si	LSMO(100nm) /STO/Si	
Longueur	w = 4 μ m	w = 2 μ m	w = 4 μ m	w = 2 μ m	w = 2 μ m	w = 4 μ m
50 μ m	82935	43500	21507	24257	23853	16521
100 μ m	188247		50812	60173	41969	27548
150 μ m	302326	197485	78274	110931	63166	
200 μ m	499586			97473	87497	

Tableau 4.3 : Sensibilité électrique à I_{limite} dans la bande passante pour tous les ponts suspendus, calculée à partir des paramètres des tableaux 4.1 et 4.2 à une température proche de 330 - 340 K.

1.1.b) Sensibilité électrique en fonction de la fréquence

Comme expliqué au chapitre 1, la constante de temps de réponse τ du bolomètre caractérise le temps de conversion du signal lumineux en un signal électrique. On utilise aussi la fréquence de coupure si on travaille dans le domaine fréquentiel $f_c = \frac{1}{2\pi\tau_{eff}}$. Les mesures de la fréquence de coupure ont été effectuées au chapitre 3 paragraphe IV.3. Le tableau 4.4 rappelle les résultats de façon résumée.

Échantillon	f_c de CA658-23 (Hz)	f_c de CA615-9 (Hz)		f_c de CA660-16 (Hz)	f_c de CA656-24 (Hz)	
Description des couches	YSZ/LSMO(10nm) /STO/Si	LSMO(50nm) /CTO/Si		LSMO(75nm) /STO/Si	LSMO(100nm) /STO/Si	
Longueur	w = 4 μm	w = 2 μm	w = 4 μm	w = 2 μm	w = 2 μm	w = 4 μm
50 μm	420	406	403	560	354	566
100 μm	141		104	130	101	130
150 μm	86	40	51	64	38	
200 μm	35			21	26	

Tableau 4.4 : Résumé des fréquence de coupure mesurées pour tous les ponts suspendus à une température proche de 330-340 K.

La sensibilité électrique en fonction de la fréquence pour les mêmes ponts suspendus gravés dans l'échantillon CA660-16 est tracée à la Figure 4.2 en utilisant la formule suivante et les fréquences de coupure mesurées :

$$\mathfrak{R}_{V I_{\text{limite}}}^{\text{elec}}(f) = \frac{\mathfrak{R}_{V I_{\text{limite}}}^{\text{elec}}(0)}{\sqrt{1 + \left(\frac{f^2}{f_c^2}\right)}} \quad (4.3)$$

avec $\mathfrak{R}_{V I_{\text{limite}}}^{\text{elec}}(0)$ la sensibilité électrique à I_{limite} dans la bande passante.

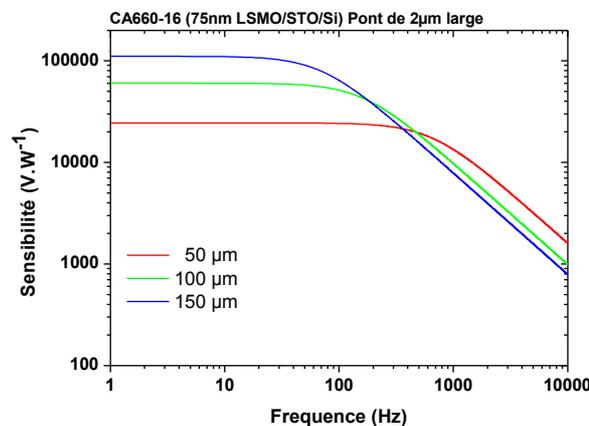


Figure 4.2: Sensibilité électrique en fonction de la fréquence pour les ponts suspendus de largeur 2 μm de différentes longueurs de l'échantillon CA660-16 à 330K

En conclusion sur la sensibilité électrique des bolomètres fabriqués, on constate, comme cela est attendu que la sensibilité électrique du bolomètre est plus élevée pour des ponts plus longs et étroits. On peut remarquer aussi que la fréquence de coupure sera plus faible quand la longueur du pont plus grande (cf. chapitre 3.IV.2)

I.2. Évaluation de la sensibilité électrique des méandres et des ponts parallèles

I.2.a) Expression des caractéristiques électriques des méandres et des ponts parallèles suspendus en fonction de celles des ponts suspendus

Il semble intéressant d'augmenter la surface de détection en augmentant la surface de la structure suspendue. Comme indiqué au chapitre 2, afin de couvrir une surface carrée, nous avons fabriqué des méandres et des ponts parallèles, formés de ponts suspendus. Les caractéristiques électriques des ponts parallèles et des méandres peuvent s'exprimer en fonction de celles de chacun des ponts suspendus le constituant. On suppose ici que chaque pont a la même résistance électrique, la même conductance thermique et le même TCR. Selon la forme, en parallèle ou en série, la résistance électrique totale d'une surface carrée formée de n ponts suspendus peut s'écrire en fonction de la résistance électrique R_i d'un pont suspendu élémentaire comme :

$$R_{\text{ponts parallèles}} = \frac{R_i}{n} \quad (4.4) \quad \text{et} \quad R_{\text{méandre}} = n \cdot R_i \quad (4.5)$$

La dérivée de la résistance électrique s'écrit de la même façon en fonction de la dérivée de la résistance électrique d'un pont suspendu élémentaire (dR_i/dT) :

$$\frac{dR_{\text{ponts parallèles}}}{dT} = \frac{(dR_i/dT)}{n} \quad (4.6) \quad \text{et} \quad \frac{dR_{\text{méandre}}}{dT} = n \cdot (dR_i/dT) \quad (4.7)$$

Le coefficient de résistance en température, noté TCR ou α , des ponts parallèles ou des méandres est donc égal à celui d'un seul pont suspendu.

On peut exprimer également la conductance thermique et la capacité calorifique des ponts parallèles ou des méandres en fonction de celles G_i et C_i d'un pont suspendu élémentaire comme [Méchin 1996]:

$$G_{\text{ponts parallèles ou méandre}} = n \cdot G_i \quad (4.8) \quad \text{et} \quad C_{\text{ponts parallèles ou méandre}} = n \cdot C_i \quad (4.9)$$

Les constantes de temps de réponse des ponts parallèles ou des méandres sont donc identiques à celle d'un pont suspendu le constituant :

$$\tau_{\text{ponts parallèles ou méandre}} = \frac{C_{\text{ponts parallèles ou méandre}}}{G_{\text{ponts parallèles ou méandre}}} = \frac{n \cdot C_i}{n \cdot G_i} = \frac{C_i}{G_i} = \tau_i \quad (4.10)$$

avec τ_i la constante de temps de réponse d'un pont suspendu élémentaire.

Pour un pont suspendu élémentaire, nous avons défini le courant de polarisation $I_{\text{limite } i}$ qui permet d'obtenir les sensibilités électrique les plus élevées et les NEP les plus faibles, tout en évitant la destruction des ponts par emballement thermique. Pour les méandres et les ponts parallèles, ce courant limite s'écrit :

$$I_{\text{limite méandre}} = \sqrt{\frac{0,3 G_{\text{géo méandre}}}{(dR_{\text{méandre}}/dT)}} = \sqrt{\frac{0,3 n \cdot G_{\text{géo } i}}{n \cdot (dR_i/dT)}} = \sqrt{\frac{0,3 \cdot G_{\text{géo } i}}{(dR_i/dT)}} = I_{\text{limite } i} \quad (4.11)$$

et

$$I_{\text{limite ponts parallèles}} = \sqrt{\frac{0,3 G_{\text{géo ponts parallèles}}}{(dR_{\text{ponts parallèles}}/dT)}} = \sqrt{\frac{0,3 n \cdot G_{\text{géo } i}}{\frac{(dR_i/dT)}{n}}} = n \cdot \sqrt{\frac{0,3 \cdot G_{\text{géo } i}}{(dR_i/dT)}} = n \cdot I_{\text{limite } i} \quad (4.12)$$

Pour les méandres, le courant I_{limite} est le même que pour un pont suspendu élémentaire, mais dans le cas des ponts parallèles, il est n fois plus grand que le courant I_{limite} d'un pont suspendu élémentaire.

La sensibilité électrique à I_{limite} dans la bande passante des méandres et des ponts parallèles peut alors s'écrire :

$$\mathfrak{R}_{V I_{limite}, méandre}^{elec} = 0,78 \sqrt{\frac{\alpha R_{méandre}}{G_{méandre}}} = 0,78 \sqrt{\frac{\alpha \cdot n \cdot R_i}{n \cdot G_i}} = 0,78 \sqrt{\frac{\alpha \cdot R_i}{G_i}} = \mathfrak{R}_{V I_{limite} i}^{elec} \quad (4.13)$$

et

$$\mathfrak{R}_{V I_{limite}, ponts\ parallèles}^{elec} = 0,78 \sqrt{\frac{\alpha R_{ponts\ parallèles}}{G_{ponts\ parallèles}}} = 0,78 \sqrt{\frac{\alpha \cdot R_i / n}{n \cdot G_{géo i}}} = \frac{0,78}{n} \sqrt{\frac{\alpha \cdot R_i}{G_{géo i}}} = \frac{\mathfrak{R}_{V I_{limite} i}^{elec}}{n} \quad (4.14)$$

La sensibilité électrique à I_{limite} d'un méandre est donc identique à celle d'un pont suspendu seul, alors que celle des ponts parallèles est divisée par n , le nombre de ponts suspendus le constituant.

	Pont suspendu élémentaire	Méandres suspendus	Ponts parallèles suspendus
R	R_i	$n \cdot R_i$	R_i / n
dR/dT	dR_i / dT	$n \cdot (dR_i / dT)$	$(dR_i / dT) / n$
G	$G_{géo i}$	$n \cdot G_{géo i}$	$n \cdot G_{géo i}$
τ	τ_i	τ_i	τ_i
I_{limite}	$I_{limite i}$	$I_{limite i}$	$I_{limite i} / n$
\mathfrak{R}_V^{elec}	$\mathfrak{R}_{V i}^{elec}$	$\mathfrak{R}_{V i}^{elec}$	$\mathfrak{R}_{V i}^{elec} / n$

Tableau 4.5 : Comparaison des principales caractéristiques des méandres suspendus et des ponts parallèles suspendus en fonction des caractéristiques d'un pont suspendu élémentaire.

1.2.b) Sensibilité électrique des échantillons à dR/dT positive

Dans le groupe d'échantillons déposés par MBE, le TCR maximum est toujours positif. Pour l'échantillon CA658-23 avec une couche de protection de 100 à 150 nm d'YSZ, on a réussi à fabriquer des structures carrées de 50 à 150 μm^2 constitués de ponts parallèles sans aucun brin cassé, et des structures carrées de 75 à 150 μm^2 constitués de méandres. Les détails sont dans le tableau 2.17 du chapitre 2. J'ai effectué les mesures de résistivité électrique en température et calculé les valeurs de dR/dT de ces deux types d'échantillons (Figure 4.3). La température de dR/dT maximum est 300 K pour les ponts parallèles et 310 K pour les méandres.

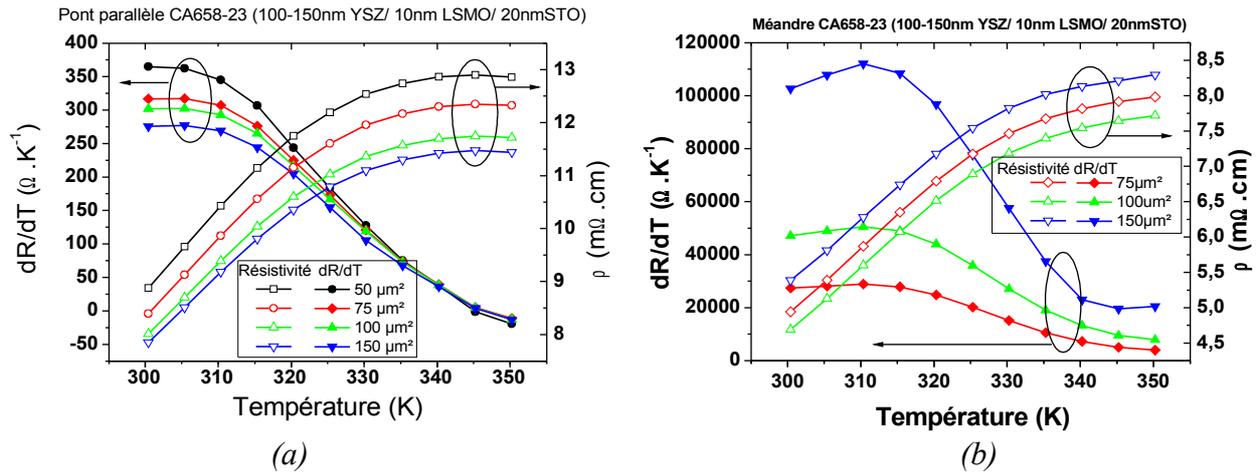


Figure 4.3: Résistivité électrique et dR/dT mesurées en fonction de la température des ponts parallèles(a) et des méandres (b) de l'échantillon CA658-23

On a également réussi à fabriquer des structures carrées de 50 à 150 μm^2 constituées de ponts parallèles avec des brins cassés pour l'échantillon CA615-6 avec 20-30 nm de STO comme couche de protection. Les détails sont dans le tableau 2.17 du chapitre 2. Les mesures de résistivité électrique et les valeurs de dR/dT en fonction de la température sont présentées à la Figure 4.4. La température de dR/dT maximum est de 315 K à 325 K pour les surfaces de 50 à 100 μm^2 . Pour la surface de 150 μm^2 , la forme de dR/dT est un peu différente à cause de plusieurs brins cassés sur ce motif.

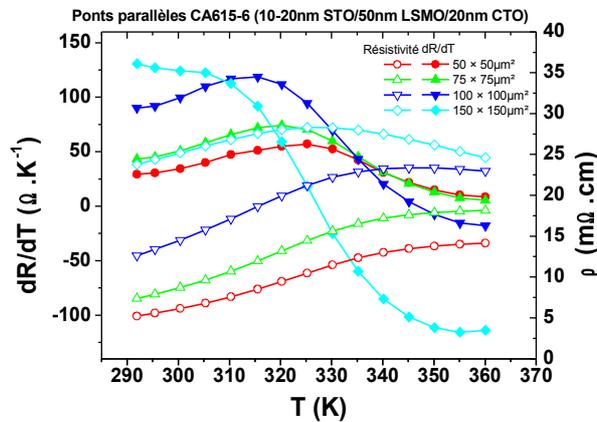


Figure 4.4: Résistivité électrique et dR/dT mesurées en fonction de la température des ponts parallèles de l'échantillon CA615-6 (à cause d'un problème de résolution du masque, des brins ne sont pas bien séparés, ce qui induit des erreurs dans l'évaluation de la résistivité)

La conductance thermique des ponts parallèles et des méandres a été mesurée avec la même méthode que pour les ponts suspendus (chapitre 3.II.1.a). Les conductances thermiques mesurées pour les ponts parallèles et les méandres suspendus sont données dans le tableau 4.6, et comparées avec celles attendues d'après la conductance thermique d'un pont suspendu élémentaire. De même, les valeurs de dR/dT des ponts parallèles et des méandres sont comparées à celles d'un pont suspendu seul. La sensibilité électrique \mathcal{R}_V à I_{limite} dans la bande passante, dont l'expression est rappelée par l'équation (4.2), est alors calculée pour les ponts parallèles et les méandres. On

s'aperçoit que les valeurs de dR/dT mesurées et attendues sont proches pour CA658-23 car aucun brin n'est cassé. Par contre une différence est observée pour CA615-6 à cause du nombre de ponts suspendus inférieur à n .

Les conductances thermiques des méandres et des ponts parallèles sont toujours supérieures à celles des attendues à partir des valeurs mesurées sur les ponts suspendus seuls. On peut suspecter que les structures suspendues ne sont pas vraiment toutes suspendues. Il faut fabriquer d'autres dispositifs pour bien étudier les performances des méandres et des ponts parallèles, ce qui n'a pas pu être fait dans le temps de la thèse, mais constitue des perspectives intéressantes.

Échantillon	Dimensions (μm^2)	$(dR/dT)_{\text{max}}$ ($\Omega.K^{-1}$)	n	$n \times (dR_i/dT)$ (méandres) ou $(dR_i/dT)/n$ (ponts parallèles) ($\Omega.K^{-1}$)	$G_{\text{géo}}$ (W.K^{-1})	$n \times G_{\text{géo } i}$ (W.K^{-1})	I_{limite} (μA)	$\mathfrak{R}_{V I_{\text{limite}}}^{\text{elec}}$ à I_{limite} dans la bande passante (V.W^{-1})
CA658-23 Ponts parallèles	50×50	365	9	288	$6,3 \times 10^{-6}$	$2,1 \times 10^{-6}$	73	5937
	75×75	317	13	-	$4,6 \times 10^{-6}$	-	66	6475
	100×100	302	17	250	$4,3 \times 10^{-6}$	$1,2 \times 10^{-6}$	65	6614
	150×150	277	25	258	$7,5 \times 10^{-6}$	$1,1 \times 10^{-6}$	90	4740
CA658-23 Méandre	75×75	28887	12	-	$1,8 \times 10^{-6}$	-	4,3	98811
	100×100	50534	16	68032	$1,6 \times 10^{-6}$	$8,8 \times 10^{-7}$	3,1	138620
	150×150	112013	24	155040	$2,4 \times 10^{-6}$	$1,0 \times 10^{-6}$	2,5	168509
CA615-6 Ponts parallèles	50×50	57	9	31	$3,7 \times 10^{-5}$	$3,3 \times 10^{-6}$	441	968
	75×75	74	13	-	$2,7 \times 10^{-5}$	-	331	1291
	100×100	119	12	43	$3,1 \times 10^{-5}$	$1,43 \times 10^{-6}$	280	1538
	150×150	124	10	150	$6,8 \times 10^{-5}$	$7,12 \times 10^{-7}$	406	1053

Tableau 4.6 : Évaluation de la sensibilité électrique $\mathfrak{R}_{V I_{\text{limite}}}^{\text{elec}}$ à I_{limite} dans la bande passante pour les ponts parallèles et méandres de CA658-23 et les ponts parallèles de CA615-6 à partir des valeurs de dR/dT et G mesurées.

1.2.c) Sensibilité électrique des échantillons à dR/dT négative

Comme décrit dans le chapitre 2, l'échantillon G617, constitué de LSMO/YSZ/Si, déposé par PLD dans notre laboratoire présente un TCR négatif. Pour cet l'échantillon, la fabrication des structures suspendue pose moins de problème car les contraintes mécaniques sont plus faibles, mais la qualité structurale de la couche LSMO est moins bonne. La résistance électrique de cet échantillon diminue avec la température de 292 K à 350 K (Figure 4.5). Les valeurs de dR/dT sont pratiquement constantes de 300 K à 350 K pour les ponts parallèles de surface 75 à 150 μm^2 , elles varient un peu plus pour les ponts parallèles de surface 50 μm^2 . Elles sont données dans le tableau 4.7. On obtient des valeurs de TCR compatibles avec celles données dans le tableau 2.5 du chapitre 2.

L'intérêt de ces échantillons est qu'avec un dR/dT négatif et polarisés en courant, on peut augmenter le courant polarisation sans risquer l'emballement thermique. Dans le tableau 4.7, une

estimation de la sensibilité électrique dans la bande passante avec un courant de polarisation de 200 μA est donnée. On pourrait l'évaluer à plus fort courant encore. Par manque de temps, la mesure du bruit de cet échantillon n'a pas été effectuée, et le NEP n'a donc pas pu être estimé. Nous n'avons pas été plus loin dans la caractérisation de ces échantillons. Elle constitue également des perspectives intéressantes à ce travail, de même que l'étude des structures suspendues avec dR/dT positives.

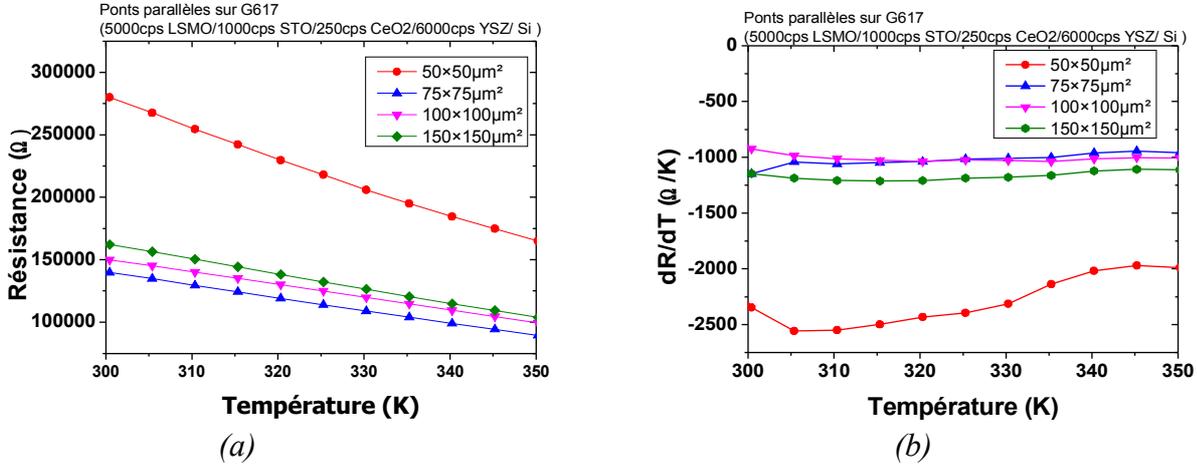


Figure 4.5: (a) Résistance électrique et (b) dR/dT mesurées pour les ponts parallèles de l'échantillon G617 en fonction de la température

Échantillon	Dimensions (μm^2)	dR/dT au voisinage de 350 K ($\Omega \cdot \text{K}^{-1}$)	TCR au voisinage de 350 K ($\% \text{K}^{-1}$)	G_{eff} à $I_{\text{polarisation}}$ à 305 K ($\text{W} \cdot \text{K}^{-1}$)	$\mathfrak{R}_V^{\text{elec}}$ à $I_{\text{polarisation}}$ dans la bande passante ($\text{V} \cdot \text{W}^{-1}$) à 305 K
G617 ponts parallèles	50×50	-2500 à -2000	-1,0	$4,23 \times 10^{-6}$	4801
	75×75	-1100	-0,8	$9,84 \times 10^{-6}$	4117
	100×100	-1000	-0,7	$7,93 \times 10^{-6}$	4198
	150×150	-1200	-0,8	$5,60 \times 10^{-5}$	2321

Tableau 4.7 : Évaluation de la sensibilité électrique à un courant de polarisation de 200 μA dans la bande passante pour les ponts parallèles de G617 à 305 K

I.3. Mesure de la sensibilité optique

Dans l'équipe, mon collègue Ammar Ayan [Ayan 2013] a travaillé sur la caractérisation optique de bolomètres à base de couches LSMO non suspendues. Il a également effectué des mesures optiques sur des ponts suspendus de l'échantillon CA660-22 que j'ai fabriqués.

Le banc optique permet d'illuminer l'échantillon par une diode laser à la longueur d'onde de 635 nm. Une tension continue V_{dc} et une tension sinusoïdale $V_{\text{mod_pk}}$ pilotent la puissance de la diode laser. On rappelle la formule générale de la sensibilité optique d'un bolomètre :

$$\mathfrak{R}_V^{\text{opt}}(f) = \frac{\delta V}{\delta P} = I \frac{dR}{dT} \frac{\delta T}{\delta P} = \frac{\eta I}{G_{\text{eff}} + jC2\pi f} \times \frac{dR}{dT} \quad (1.24)$$

On va vérifier ci-dessous la linéarité de la tension aux bornes du bolomètre en fonction de la puissance reçue, puis la linéarité de la sensibilité optique en fonction du courant de polarisation. Nous avons également mesuré les dépendances de la sensibilité optique avec la fréquence de modulation de la puissance reçue et avec la température. La Figure 4.6 montre les mesures de la tension aux bornes des ponts suspendus en fonction de la puissance de la diode laser pour les ponts suspendus de $4 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ (Figure 4.6 (a)) et $4 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ (Figure 4.6 (b)) de l'échantillon CA660-22. Pour ne pas risquer de casser le pont de $4 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$, avec un courant de polarisation égal à $20 \mu\text{A}$, la puissance optique reçue par l'échantillon était un signal sinusoïdal à 30 Hz limité à $5 \mu\text{W}$ d'amplitude. Pour le pont de $4 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ avec un courant polarisation de $15 \mu\text{A}$, la puissance optique reçue par les échantillons était un signal sinusoïdal à 30 Hz limité à $2,75 \mu\text{W}$ d'amplitude. Sur la Figure 4.6, on observe que la tension mesurée aux bornes de l'échantillon est bien proportionnelle à la puissance de la diode laser pour les deux ponts suspendus. La pente de la tension V_{sortie} en fonction de la puissance optique donne la sensibilité optique de l'échantillon à 635 nm à 325 K : 1143 V.W^{-1} pour le pont de $4 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ et 2862 V.W^{-1} pour le pont de $4 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$.

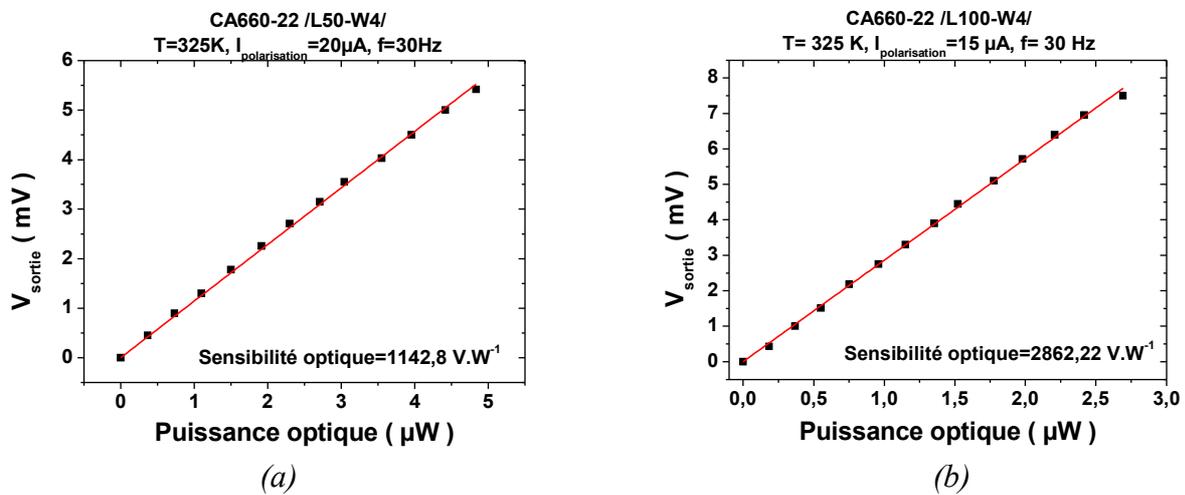


Figure 4.6: Tension aux bornes des ponts suspendus en fonction de la puissance optique (635 nm) pour les ponts de $4 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ (a) et $4 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ (b) de l'échantillon CA660-22 à 325 K

Pour les mesures de la Figure 4.7, la puissance de la diode laser est composé d'un signal continu permettant de polariser la diode laser ($V_{dc}=1,2\text{V}$) et d'un signal sinusoïdal ($V_{\text{mod_pk}} = 50 \text{ mV}$, permettant de délivrer une puissance sinusoïdale égale à $2,5 \mu\text{W}$ d'amplitude). La fréquence de modulation de la diode laser est 30 Hz. La sensibilité optique est alors tracée en fonction du courant de polarisation. On observe que la sensibilité optique est bien proportionnelle au courant de polarisation.

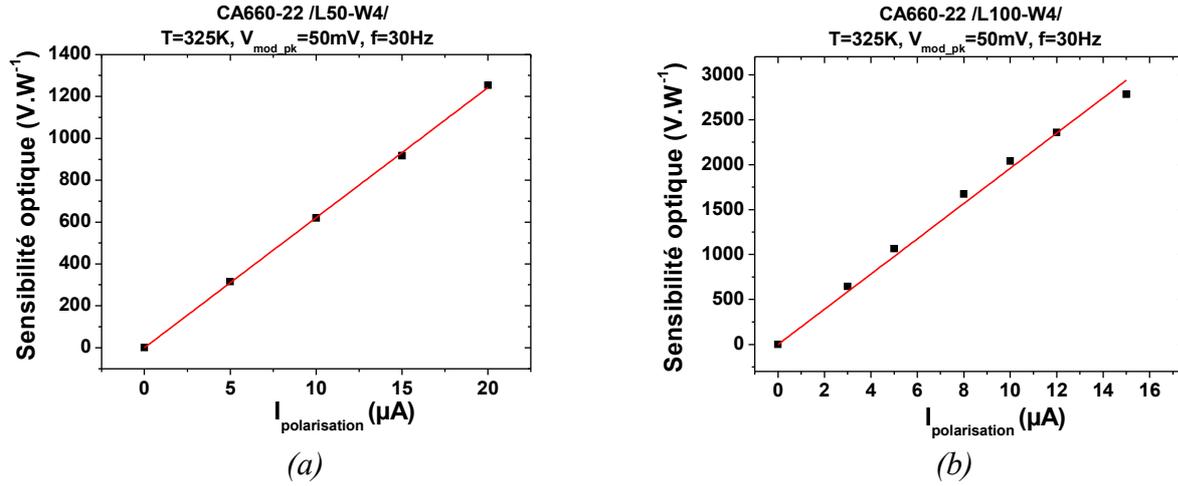


Figure 4.7: Sensibilité optique (à 635 nm) en fonction du courant de polarisation (a) pour les ponts $4 \mu m \times 50 \mu m$ et (b) $4 \mu m \times 100 \mu m$ de l'échantillon CA660-22 à 325 K

La Figure 4.8 montre les mesures de sensibilité optique en fonction de la fréquence à 325 K dans les mêmes conditions d'illumination qu'à la Figure 4.7 ($V_{dc}=1,2V$, et $V_{\text{mod_pk}} = 50mV$, permettant de délivrer une puissance sinusoïdale égale à $2,5 \mu W$ d'amplitude). On retrouve à nouveau que la sensibilité optique augmente avec le courant de polarisation. On peut mesurer la fréquence coupure pour chaque pont : $f_c=782$ Hz pour le pont de longueur $50 \mu m$ et $f_c=668$ Hz pour le pont de longueur $100 \mu m$.

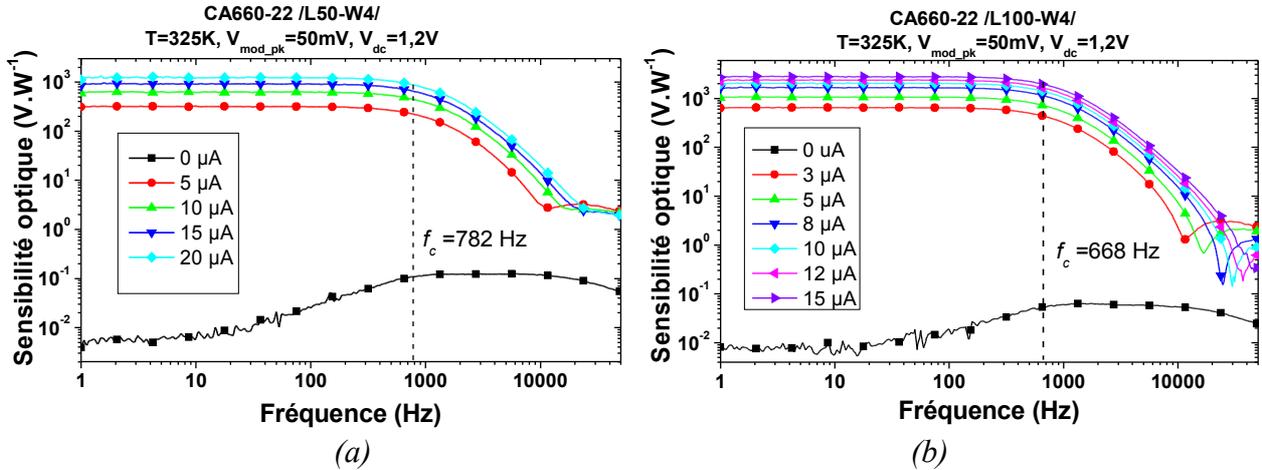


Figure 4.8: Sensibilité optique (à 635 nm) en fonction de la fréquence à 325 K pour les ponts $4 \mu m \times 50 \mu m$ (a) et $4 \mu m \times 100 \mu m$ (b) de l'échantillon CA660-22 à 325 K

A partir de la formule (1.24), on peut écrire la sensibilité optique dans la bande passante en fonction de $G_{\text{géo}}$ (conductance thermique géométrique):

$$\mathfrak{R}_V^{\text{opt}}(f) = \frac{\eta I}{G_{\text{géo}} - I^2} \times \frac{dR}{dT} \quad (4.15)$$

Si on considère que l'absorption du LSMO à la longueur d'onde de 635 nm est égale à 85% [Méchin 2005], on peut en déduire la conductance thermique $G_{\text{géo}} = 2,4 \times 10^{-6} W \cdot K^{-1}$ pour le pont de longueur $50 \mu m$ et $3,5 \times 10^{-6} W \cdot K^{-1}$ pour le pont de longueur $100 \mu m$. Ces valeurs sont plus élevées que celles que j'ai mesurées : $G_{\text{géo}} = 4,0 \times 10^{-7} W \cdot K^{-1}$ pour le pont de longueur $50 \mu m$ et $1,9 \times 10^{-6} W \cdot K^{-1}$

¹ pour le pont de longueur 100 μm (Chapitre 3 paragraphe III.3.a). En effet, la pression de l'enceinte lors des mesures optiques était plus élevée que lors des mesures électriques et thermiques que j'ai réalisées au chapitre 3.IV, car pour bien focaliser le spot de la diode laser sur les ponts suspendus, le pompage avait été arrêté. La conductance thermique des ponts suspendus étaient donc plus élevées lors des mesures optiques.

Enfin, la Figure 4.9 montre les mesures de sensibilité optique en fonction de la température pour les ponts de longueur 50 μm (a) et 100 μm long (b) de l'échantillon CA660-22. Comme attendu d'après la formule (1.24), on remarque qu'à courant de polarisation fixe, la sensibilité optique et la dérivée de la résistance dR/dT ont la même forme en fonction de la température. Nous mesurons donc une réponse de nature uniquement bolométrique.

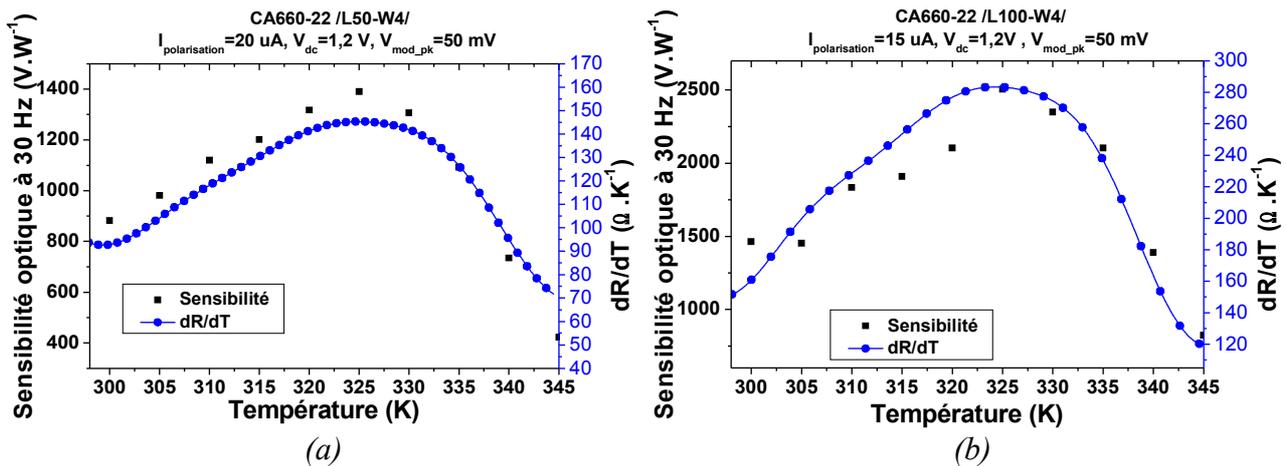


Figure 4.9: Sensibilité optique (à 635 nm) mesurée en fonction de la température comparée avec la dérivée de la résistance électrique en fonction de la température dR/dT pour les ponts $4 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ (a) et $4 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ (b) de l'échantillon CA660-22 à 325 K

De façon qualitative, nous avons montré que les mesures de sensibilité optique sur les 2 ponts suspendus sont bien décrites par la formule (1.24). Il resterait maintenant à refaire les mesures optiques pour différentes longueurs d'onde et surtout à évaluer plus précisément l'effet de la pression dans l'enceinte lors des mesures sur les performances de sensibilité et de bruit. La conductance thermique dépend en effet de la pression statique [Budzier 2010]. Cela n'a pas été fait lors de cette thèse par manque de temps mais fait partie des perspectives de ce travail.

II. Mesures de bruit à basse fréquence des ponts suspendus

Pour mesurer le bruit à basse fréquence des ponts suspendus, j'ai utilisé la même électronique que celle décrite dans la thèse de S. Wu qui a travaillé sur le bruit dans les couches minces LSMO [Wu 2012]. La présentation complète du banc de mesure de bruit que j'ai utilisé est donnée en annexe et dans la thèse de [Wu 2012]. Je rappelle simplement ci-dessous les éléments importants.

II.1. Problématique de la mesure de bruit en 4 points

La Figure 4.10 représente schématiquement la configuration de mesure de bruit en 4 points que nous avons utilisée pour les mesures de bruit des ponts suspendus, ainsi que les différentes sources de bruit associées aux différents éléments du circuit :

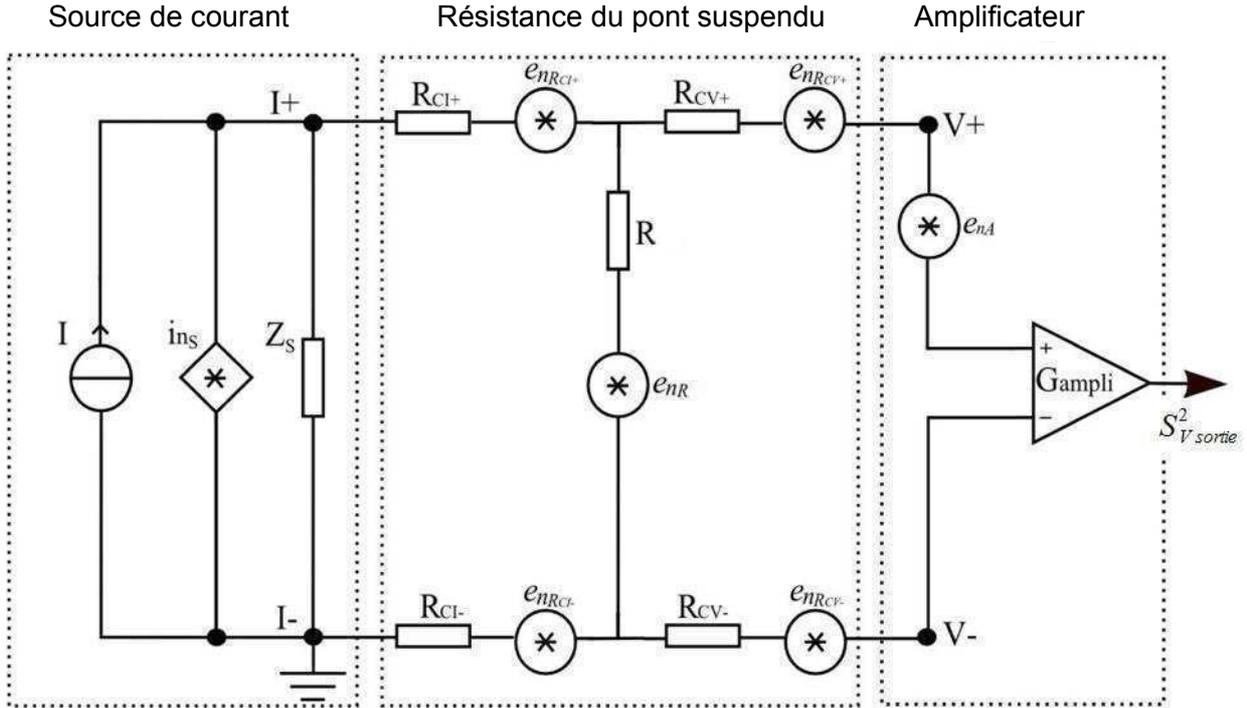


Figure 4.10: Représentation schématique de la méthode de mesure de bruit en 4 points avec les différents éléments constituant le circuit et les différentes sources de bruit en tension et en courant [Wu 2012]. R est la résistance du pont suspendu à mesurer.

- une source de courant délivrant un courant de polarisation I , présentant une impédance de sortie Z_s très élevée et une densité spectrale de bruit en courant i_{ns} ,
- une résistance à mesurer de valeur R générant un bruit de densité spectrale de bruit en tension notée e_{nR} , et possédant 4 contacts : 2 en courant (de résistance R_{CI-} et R_{CI+}) et 2 en tension (de résistance R_{CV-} et R_{CV+}). Chaque résistance génère respectivement un bruit de densité spectrale de bruit en tension notée $e_{nR_{CI-}}$, $e_{nR_{CI+}}$, $e_{nR_{CV-}}$, et $e_{nR_{CV+}}$.

Pour simplifier les équations, on considère la résistance R_{CI} comme la somme des 2 résistances de contacts en courant, et R_{CV} comme la somme des 2 résistances de contacts en tension, générant chacune un bruit de densité spectrale de bruit en tension notée $e_{nR_{CI}}$ et $e_{nR_{CV}}$.

La densité spectrale de bruit en tension mesurée en entrée de l'amplificateur (entre $V+$ et $V-$) est notée S_V^2 et peut s'écrire :

$$S_V^2 = \frac{S_{V_{sortie}}^2}{G_{ampli}^2} = i_{ns}^2 \cdot \frac{Z_s^2 \cdot R^2}{(R_{CI} + Z_s + R)^2} + e_{nA}^2 + \frac{e_{nR_{CI}}^2 \cdot R^2}{(R_{CI} + Z_s + R)^2} + e_{nR_{CV}}^2 + e_{nR}^2 \cdot \frac{Z_s^2 + R_{CI}^2}{(R_{CI} + Z_s + R)^2} \quad (4.16)$$

avec $S_{V_{sortie}}^2$ la densité spectrale de bruit en tension mesurée en sortie. Les deux premiers termes correspondent respectivement au bruit apporté par la source de courant et par l'amplificateur de tension de gain noté G_{ampli} . Les deux termes suivants (troisième et quatrième) correspondent respectivement au bruit apporté par les contacts en courant et par les contacts en tension. Afin de mesurer la densité spectrale de bruit en tension de l'échantillon, noté ici e_{nR} , il faut réduire ou connaître tous les termes de l'équation (4.16). Les deux premiers termes dépendent des caractéristiques de la chaîne de mesure, alors que les termes suivants dépendent de l'échantillon lui-même. Nous verrons ci-dessous comment bien choisir l'électronique de mesure (paragraphe II.2) et comment bien choisir le masque de photolithographie définissant la géométrie de l'échantillon et surtout les positions et les formes des prises de contacts en courant et en tension (paragraphe II.3).

Tous les termes de densité spectrale de bruit en courant i_{nS} et en tension e_n de la formule (4.16) contiennent à la fois une contribution de bruit blanc et une contribution de bruit en $1/f$. La différence essentielle entre les deux contributions est que le bruit blanc existe toujours, même à courant nul, alors que le bruit en $1/f$ n'existe que là où circule le courant. Dans le cas de la résistance du pont suspendu, le terme e_{nR} contient les différentes sources de bruit citées dans le chapitre 1 (paragraphe II.2.c), c'est à dire le bruit de Johnson, en $1/f$, de phonons, et de photons.

II.2. Méthodes de mesure des paramètres de bruit blanc et de bruit en $1/f$

La Figure 4.11 montre un exemple typique de mesure de densité spectrale de bruit en tension ramenée en entrée de l'amplificateur S_V^2 , mesurée à 300 K sur un pont suspendu de $4 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ gravé dans l'échantillon CA660-22. On n'observe que le bruit blanc lié au bruit de Johnson, de densité spectrale de bruit notée $S_{VJ}^2 = 4k_B TR$, indépendant du courant de polarisation, et le bruit en $1/f$, de densité spectrale de bruit notée $S_{V1/f}^2$, à basse fréquence qui augmente avec le courant de polarisation comme attendu selon la loi semi-empirique de Hooge (présentée au paragraphe II.2.c) du chapitre 1).

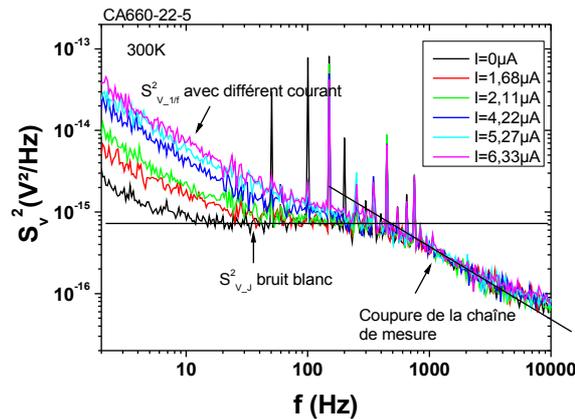


Figure 4.11: Exemple de mesure de densité spectrale de bruit en entrée pour différents courants de polarisation sur le pont $4 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ de l'échantillon CA660-22 à 300 K.

Le bruit de Johnson S_{VJ}^2 peut être facilement mesuré à courant nul. Le spectre présente un plateau comme on le voit en Figure 4.11. A haute fréquence, on observe une fréquence coupure liée à la chaîne de mesure associée à l'échantillon. Cette fréquence varie en fonction de la résistance de l'échantillon. La mesure présentée à courant nul est la somme du bruit blanc de la chaîne de mesure, du bruit de Johnson de la résistance à mesurer $4k_B TR$ et du bruit de Johnson des contacts en tension $4k_B TR_{CV}$. En pratique, on soustrait de la mesure le bruit blanc de la chaîne de mesure. On ne conserve donc que la somme du bruit blanc de l'échantillon et des contacts en tension (voir paragraphe II.4).

Comme introduit au chapitre 1 (paragraphe II.2.c)), le paramètre normalisé de Hooge α_H/n_c permet de comparer le niveau de bruit de plusieurs échantillons indépendamment de leur volume et des conditions de mesure (conditions de polarisation, géométries des échantillons, etc.). Dans l'article [Guillet 2011], différentes méthodes pour extraire le paramètre de Hooge normalisé par des mesures de bruit $1/f$ sont présentées. Je vais présenter ci-dessous la méthode que j'ai utilisée.

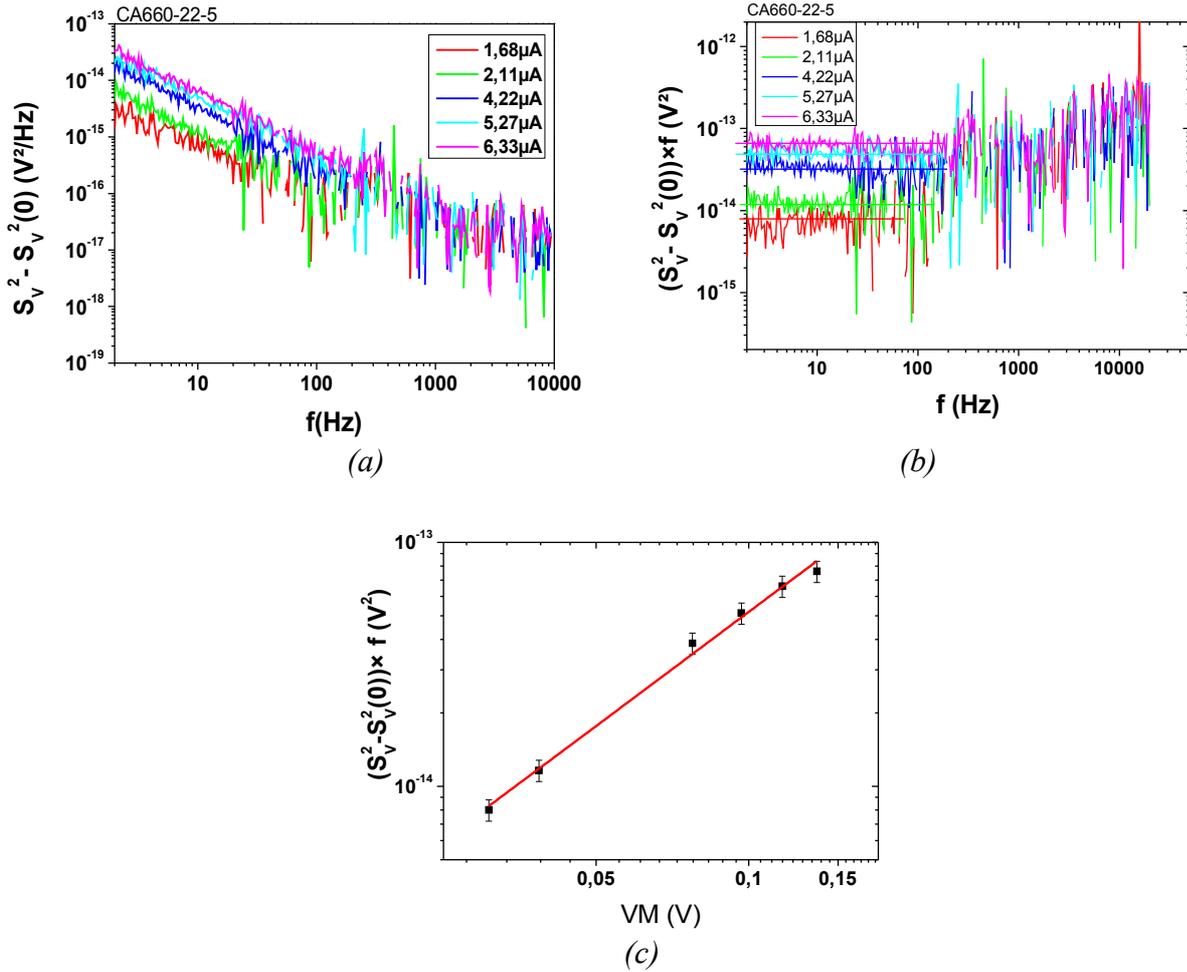


Figure 4.12: Illustration de la méthode de mesure du Hooge normalisé à partir des mesures de densité spectrale de bruit en tension de polarisation sur le pont $4\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$ de l'échantillon CA660-22 à 300 K ; (a) Soustraction des densités spectrales de bruit en tension mesurée à différents courant de polarisation et de la densité spectrale de bruit en tension mesurée à courant nul ;(b) Multiplication des densités spectrales de bruit de la Figure 4.12(a) avec la fréquence pour trouver le bruit en $1/f$ à 1 Hz ; (c) Densité spectrale de bruit en tension de l'échantillon à 1 Hz en fonction de la tension continue aux bornes de l'échantillon notée V_M , c'est à dire entre $V+$ et $V-$ à la Figure 4.10

La Figure 4.12(a) montre les mêmes mesures que celles présentées en Figure 4.11 réalisées sur l'échantillon CA660-22-5, mais après soustraction du bruit de la chaîne de mesure et du bruit blanc, c'est à dire de la mesure à courant nul. Pour chaque spectre de bruit mesuré, il faut noter la tension continue aux bornes de l'échantillon, notée V_M , qui permet de connaître la valeur de la résistance, qui est égale à R , la résistance de l'échantillon mesuré. Selon la formule de Hooge, la densité spectrale de bruit en $1/f$ s'écrit : $S_{V1/f}^2 = \frac{\alpha_H \times V_M^2}{n_c \times \Omega \times f}$. En pratique, pour obtenir α_H/n , on multiplie les spectres de densité spectrale de bruit en tension mesurés par la fréquence, et on obtient donc les courbes $S_{V1/f}^2 \times f$ présentées en Figure 4.12(b). Pour chaque courbe, on mesure les valeurs des plateaux, qui correspondent à $\frac{\alpha_H \times V_M^2}{n_c \times \Omega}$ pour chaque courant de polarisation, c'est à dire à la

valeur de $S_{V1/f}^2$ à 1 Hz associée à une incertitude de 14 %. Dans la Figure 4.12(c), les valeurs de $(S_V^2(I) - S_V^2(0)) \times f$, c'est à dire la soustraction de $S_V^2(I)$ à 1 Hz pour le courant de polarisation I et de $S_V^2(0)$ à 1 Hz pour un courant de polarisation nul sont tracées en fonction de V_M . Un ajustement linéaire dans lequel on fixe la pente égale à 2 est fait. La valeur d'interception avec l'axe y de cet ajustement donne la valeur de $\frac{\alpha_H}{n_c \times \Omega}$ et sa barre d'erreur. Cela permet donc

de calculer le paramètre α_H/n_c et l'incertitude associée si on connaît le volume de l'échantillon Ω . Pour chaque échantillon, on doit vérifier que S_V^2 est bien proportionnel au carré de la tension continue V_M .

Tous les paramètres de Hooge normalisé α_H/n_c présentés dans cette thèse sont estimés par cette méthode.

II.3. Bruit de la chaîne de mesure

L'électronique de mesure de bruit est composée principalement d'une source de courant faible bruit avec forte impédance de sortie (source de courant « quasi-idéale ») et d'un amplificateur de tension faible bruit. En pratique, le bruit en tension mesuré par l'analyseur de spectre est le bruit en sortie de l'amplificateur $S_{Vsortie}^2$. On calcule alors le bruit en entrée en fonction du bruit mesuré en sortie par la formule :

$$S_V^2 = \frac{S_{Vsortie}^2}{G_{ampli}^2} = \frac{S_{Vsortie}^2}{2095^2 / \sqrt{1 + (0,48/f)^2}} \quad (4.17)$$

Il faut d'abord choisir l'amplificateur de telle sorte que le bruit en tension de l'amplificateur e_{nA}^2 est faible comparé aux autres termes de l'équation (4.16). Dans notre électronique, la densité spectrale de bruit blanc en tension de l'amplificateur vaut $1,7 \times 10^{-17} \text{ V}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ et la densité spectrale de bruit en tension à 1 Hz vaut $6,4 \times 10^{-15} \text{ V}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$. Il faut noter que si le bruit de l'amplificateur est connu, il peut être éventuellement être éliminé par soustraction de la mesure à $I = 0$.

Le bruit de la source de courant, noté i_{nS}^2 , peut s'exprimer en fonction de la résistance R_0 permettant de fixer le courant délivré par la source de courant et fixant l'impédance de sortie de la source de courant à environ 1000 fois R_0 [Wu 2012], [Routoure ICNF2007]:

$$i_{nS}^2 = \frac{4 k_B T}{R_0} + \frac{4 k_B T R + e_{nA1}^2 + e_{nA2}^2}{R_0^2} \quad (4.18)$$

où R est la résistance à mesurer (la résistance électrique du pont suspendu), e_{nA1}^2 et e_{nA2}^2 sont le bruit des deux amplificateurs A_1 et A_2 constituant la source de courant.

On remarque que le bruit généré par la source de courant i_{nS}^2 est faible si la résistance R_0 est élevée et si les amplificateurs en tension choisis pour la construire sont également faible bruit. La résistance R_0 ne doit cependant pas être trop élevée car elle fixe le courant de la polarisation I de façon inversement proportionnel à R_0 . Une résistance R_0 trop élevée conduirait à un trop faible courant dans l'échantillon. Dans nos mesures, on a utilisé une résistance R_0 au minimum 3 fois plus grande que R.

Lors de la mesure la densité spectrale de bruit en tension à l'aide d'un analyseur de spectre, le choix de la gamme de fréquence est important si on souhaite mesurer le bruit en $1/f$, surtout dans le cas des ponts suspendus. En effet, pour mesurer le bruit en $1/f$ il faut faire circuler un courant, mais dans le cas d'un pont suspendu ce courant est limité pour éviter la destruction par emballement

thermique. On peut alors éventuellement diminuer la fréquence minimum de mesure à 1 Hz par exemple pour faire apparaître le bruit en $1/f$, mais le temps de mesure se trouve alors très allongé, et il est possible que le bruit ne dépasse pas celui de la chaîne de mesure. A haute fréquence, la mesure du bruit peut être limitée par la fréquence de coupure de l'amplificateur, qui dépend de la résistance électrique à mesurer R comme on le voit à la Figure 4.11.

II.4. Effet du motif sur le bruit blanc et le bruit en $1/f$

Si le bruit de la chaîne de mesure peut être considérée comme négligeable par rapport aux autres termes de l'équation (4.16), celle-ci devient :

$$S_V^2 = \frac{S_{V\text{sortie}}^2}{G_{\text{ampli}}^2} \simeq e_{nR_{CI}}^2 \cdot \frac{R^2}{(R_{CI} + Z_S + R)^2} + e_{nR_{CV}}^2 + e_{nR}^2 \cdot \frac{Z_S^2 + R_{CI}^2}{(R_{CI} + Z_S + R)^2} \quad (4.19)$$

Il reste donc à chercher à réduire les termes de bruit liés aux contacts en tension $e_{nR_{CV}}^2$ et liés aux contacts en courant $e_{nR_{CI}}^2 \cdot \frac{R^2}{(R_{CI} + Z_S + R)^2}$, à réduire R_{CI} pour que dans le terme $e_{nR}^2 \cdot \frac{Z_S^2 + R_{CI}^2}{(R_{CI} + Z_S + R)^2}$, et à augmenter l'impédance de sortie Z_S de la source de courant le plus possible (de telle sorte que $Z_S \gg R_{CI}$), permettant ainsi de mesurer directement e_{nR}^2 .

Le bruit lié aux contacts en tension $e_{nR_{CV}}^2$ est composé de la composante de bruit blanc $4k_B TR_{CV}$ et de la composante de bruit en $1/f$, noté $S_{VR_{CV}1/f}^2$. De même, le bruit lié aux contacts en courant $e_{nR_{CI}}^2$ est donc composé de la composante de bruit blanc $4k_B TR_{CI}$ et de la composante de bruit en $1/f$, noté $S_{VR_{CI}1/f}^2$.

Le bruit blanc produit par une résistance électrique R est bien défini car directement calculable à partir de la formule $4k_B TR$, donc à partir du dessin du masque. Le bruit en $1/f$ est difficilement prévisible. Il est fortement lié à la qualité des matériaux, ou des interfaces entre matériaux (par exemple or/LSMO). On sait également qu'on observe du bruit en $1/f$ en excès si un mauvais design du masque entraîne des concentrations de densité de courant [Wu 2012]. Dans le dessin du nouveau masque BOLO2011, on a donc cherché à éviter de créer localement des fortes densités de courant en se servant de simulation de la circulation du courant dans les géométries réalisées à l'aide du logiciel COMSOL. Il faut éviter de déformer les lignes de courant et également éviter que le courant entre dans les contacts en tension (afin d'éliminer le bruit en $1/f$ provenant des contacts en tension, noté $S_{VR_{CV}1/f}^2$).

En conclusion, nous allons expliquer ci-dessous comment le masque BOLO2011 a été dessiné de façon :

- à réduire les résistances électriques de contacts R_{CI} , pour ne pas ajouter de bruit blanc en excès,
- à ne pas générer de bruit en $1/f$ au niveau des contacts en courant et en tension ($S_{VR_{CV}1/f}^2$ et $S_{VR_{CI}1/f}^2$ négligeables), pour ne pas ajouter de bruit en $1/f$ en excès,
- à réduire les résistances électriques de contacts R_{CI} , pour ne pas ajouter de bruit blanc et en $1/f$ sur le bruit de la résistance à mesurer $e_{nR_M}^2$.

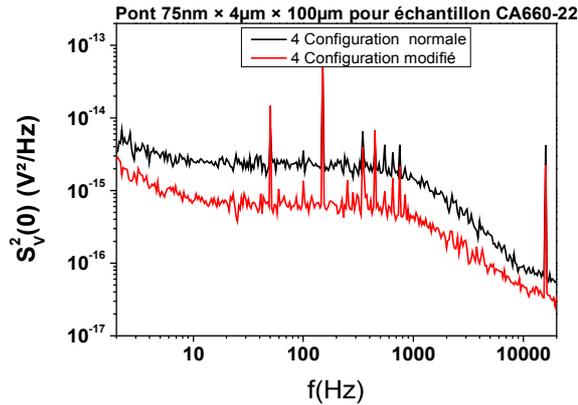


Figure 4.14: Comparaison des densités spectrales de bruit en tension mesurées en 4 points « normale » et 4 points « modifiée » du pont $4 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ de l'échantillon CA660-22

Pour le nouveau dessin du masque BOLO2011, nous avons fait attention à ce que la résistance R_{CV} soit faible pour réduire le niveau de bruit blanc mesuré par des connections courtes et larges, mais nous verrons plus loin que nous devons aussi de pas trop réduire la longueur de ces prises de tension, pour éviter que le courant entre dans les prises de tension, et donc ajoute un bruit en $1/f$ non désiré. La valeur des résistances de contact en tension et donc le bruit blanc mesuré avec le masque BOLO2011 est bien réduit par rapport aux mesures réalisées avec le masque BOLO2, comme indiqué à la Figure 4.15 et le tableau 4.8. La Figure 4.15 montre en effet des mesures à courant nul réalisées sur un pont $2 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ de CA660-16 à différentes températures. Le niveau de bruit blanc augmente en fonction de la température. Il correspond à la somme du bruit blanc de la résistance électrique à mesurer R et des résistances électriques R_{CV} . Connaissant R par une mesure DC en 4 points, nous pouvons en déduire les valeurs de R_{CV} indiquées dans le tableau 4.8. Alors qu'avec le masque BOLO2, l'exemple de la figure 4.10 indiquait que la résistance R_{CV} contribuait à 72 % du bruit blanc total mesuré, les valeurs reportées dans le tableau 4.8. montre qu'elle ne contribue plus que de 15 à 23 % selon la température au bruit blanc total mesuré.

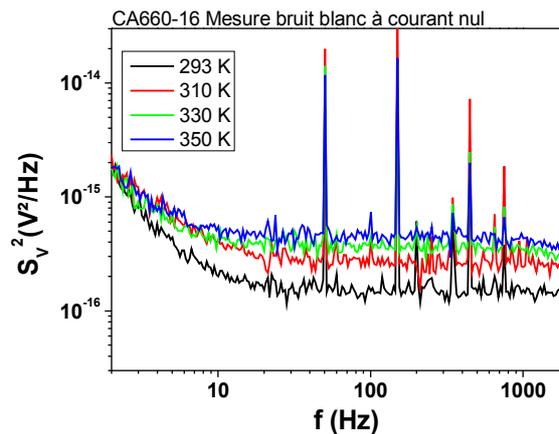


Figure 4.15: Mesure de la densité spectrale de bruit en tension à courant nul du pont $2 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ (masque BOLO2011) de l'échantillon CA660-16 à différentes températures

Température de la mesure	Bruit blanc mesuré ($V^2.Hz^{-1}$)	R_{total} déduit du bruit blanc ($k\Omega$)	R mesurée en DC ($k\Omega$)	R_{cv} déduit du bruit blanc ($k\Omega$)
293 K	$1,6 \times 10^{-16}$	8,8	7,4	1,4
310 K	$2,6 \times 10^{-16}$	14,3	9,8	4,5
330 K	$3,7 \times 10^{-16}$	20,3	14,5	5,8
350 K	$4,5 \times 10^{-16}$	24,7	18,9	5,8

Tableau 4.8 : Bruit blanc mesuré, résistance totale déduite des mesures de bruit blanc, et résistances de contact en tension R_{CV} déduites des mesures de bruit blanc à différentes températures pour le pont $2 \mu m \times 50 \mu m$ de l'échantillon CA660-16

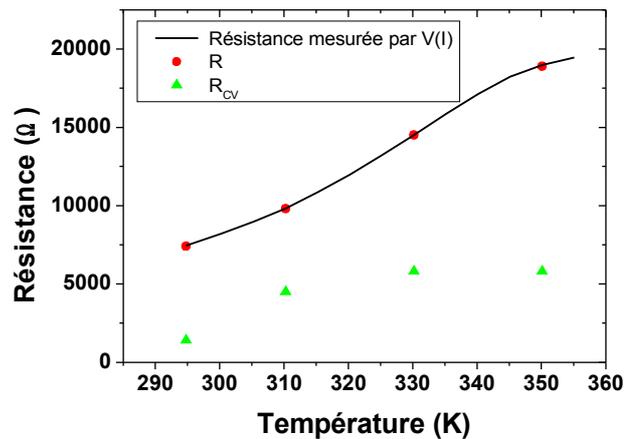


Figure 4.16: Evolution de R et R_{CV} pour le pont $2 \mu m \times 50 \mu m$ (masque BOLO2011) de l'échantillon CA660-16 en fonction de la température. Les valeurs R sont mesurées en DC avec l'électronique de bruit ou sur les caractéristiques $V(I)$, les valeurs R_{CV} sont déduites des mesures de bruit blanc.

Les résistances électriques du pont suspendu et les résistances électriques de contact en tension R_{CV} du tableau 4.8 sont tracées en fonction de la température à la Figure 4.16. On observe que les résistances R mesurées en DC par l'électronique de bruit ou précédemment par les caractéristiques $V(I)$ sont identiques (paragraphe II.4.a)). On s'aperçoit que la dépendance de R_{CV} avec la température est différente de la dépendance de R avec la température. Cela indique que R_{CV} n'est pas uniquement due à une portion de matériau LSMO, mais également certainement à la résistance d'interface or/LSMO, que l'on ne peut pas prévoir simplement en considérant les dimensions du masque, mais qui dépend de la réalisation technologique.

- Réduire $S_{V_{R_{CV}1/f}}^2$ (effet sur le bruit en $1/f$ total mesuré)

Les résultats de la thèse de S. Wu [Wu 2012] ont montré qu'il faut éviter que le courant entre dans les contacts en tension (afin d'éliminer le bruit en $1/f$ provenant des contacts en tension, noté $S_{V_{R_{CV}1/f}}^2$). Nous avons donc vérifié que dans le dessin du masque BOLO2011, nous n'avons pas de circulation de courant dans les prises de tension à l'aide d'une simulation avec le logiciel COMSOL (Figure 4.17). Les simulations de la circulation du courant avec COMSOL ont été faites dans un pont suspendu de LSMO d'épaisseur 75 nm, de largeur $10 \mu m$ et de longueur $50 \mu m$ avec la géométrie du masque BOLO2011 et des contacts métalliques en or. Un courant de polarisation de 3 mA est imposé entre les deux contacts en courant. On s'aperçoit sur le résultat de la simulation que les prises de tension sont suffisamment éloignées du passage du courant pour qu'aucun courant ne

circule dans les prises de tension. Cela explique pourquoi la résistance R_{CV} ne peut pas être trop petite comme indiqué plus haut. Il y a donc un compromis à trouver entre R_{CV} petit (longueur de piste liant les contacts en tension courte) et le fait de ne pas avoir de circulation de courant dans les prises de tension.

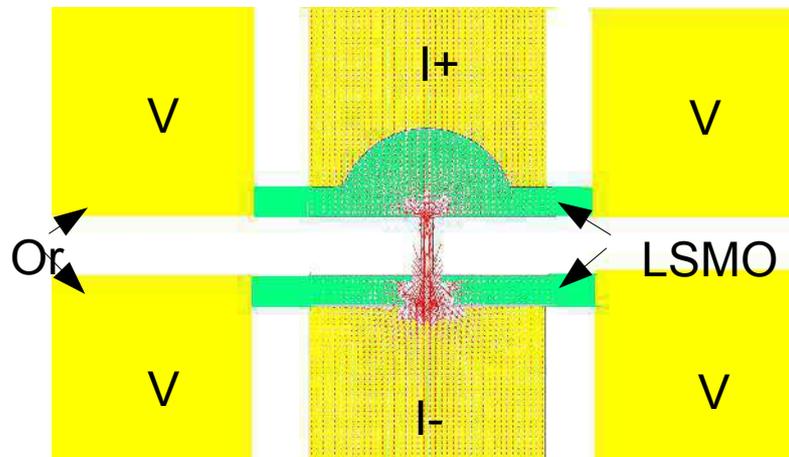


Figure 4.17: Simulation avec le logiciel COMSOL de la densité du courant (en rouge) d'un pont suspendu de LSMO d'épaisseur 75 nm, de largeur 10 μm et de longueur 50 μm (géométrie du masque BOLO2011) polarisé via les plots de courant $I+$ et $I-$. Les contacts métalliques (en or) en courant et en tension sont indiqués en jaune. Le LSMO est représentée en couleur verte. Un courant de polarisation de 3 μA est imposé entre les deux contacts en courant.

II.4.b) Bruit lié aux contacts en courant

Dans ce paragraphe, nous allons étudier comment réduire $S_{V_{R_C}1/f}^2$ et R_{Ct} .

- Réduire $S_{V_{R_C}1/f}^2$ (effet sur le bruit en $1/f$ total mesuré)

L'objectif est de ne pas créer de concentration locale de courant dans le nouveau dessin du masque BOLO2011 afin de ne pas ajouter de bruit en $1/f$ en excès à cause d'une mauvaise géométrie. Nous avons donc étudié avec COMSOL l'effet de la forme des ponts et des plots de courant sur la densité de courant circulant entre les plots $I-$ et $I+$ (Figure 4.17 et Figure 4.18).

La Figure 4.18 montre la densité de courant circulant entre les plots $I-$ et $I+$ dans un pont suspendu de LSMO d'épaisseur 75 nm, de largeur 10 μm , et de longueur 50 μm pour différentes formes d'angles rattachant le pont à la partie non suspendue après simulation par COMSOL. La densité de courant imposée dans le pont est égale à $6 \times 10^6 \text{ A.m}^{-2}$ (loin de l'emballement thermique). Si l'angle est droit (Figure 4.18 (a)), on observe un maximum de densité de courant égale à $1,3 \times 10^7 \text{ A.m}^{-2}$ au niveau de cet angle. Par contre, lorsqu'on arrondit progressivement l'angle Figure 4.18 (b) et (c), la densité de courant maximum au niveau de l'angle diminue à respectivement $1,1 \times 10^7 \text{ A.m}^{-2}$ et $8,5 \times 10^6 \text{ A.m}^{-2}$. Afin de réduire les concentrations de courant dans les angles, on doit donc dessiner des angles « arrondis ». Cela présentera également un avantage pratique lors de la fabrication, car on a aussi vu au Chapitre 2 V.2.(b), que les angles droits constituaient des points fragiles dans les structures suspendues. Il faut tout de même également noter que, en pratique, la résolution de notre photolithographie est telle que même un angle dessiné droit sera arrondi après fabrication.

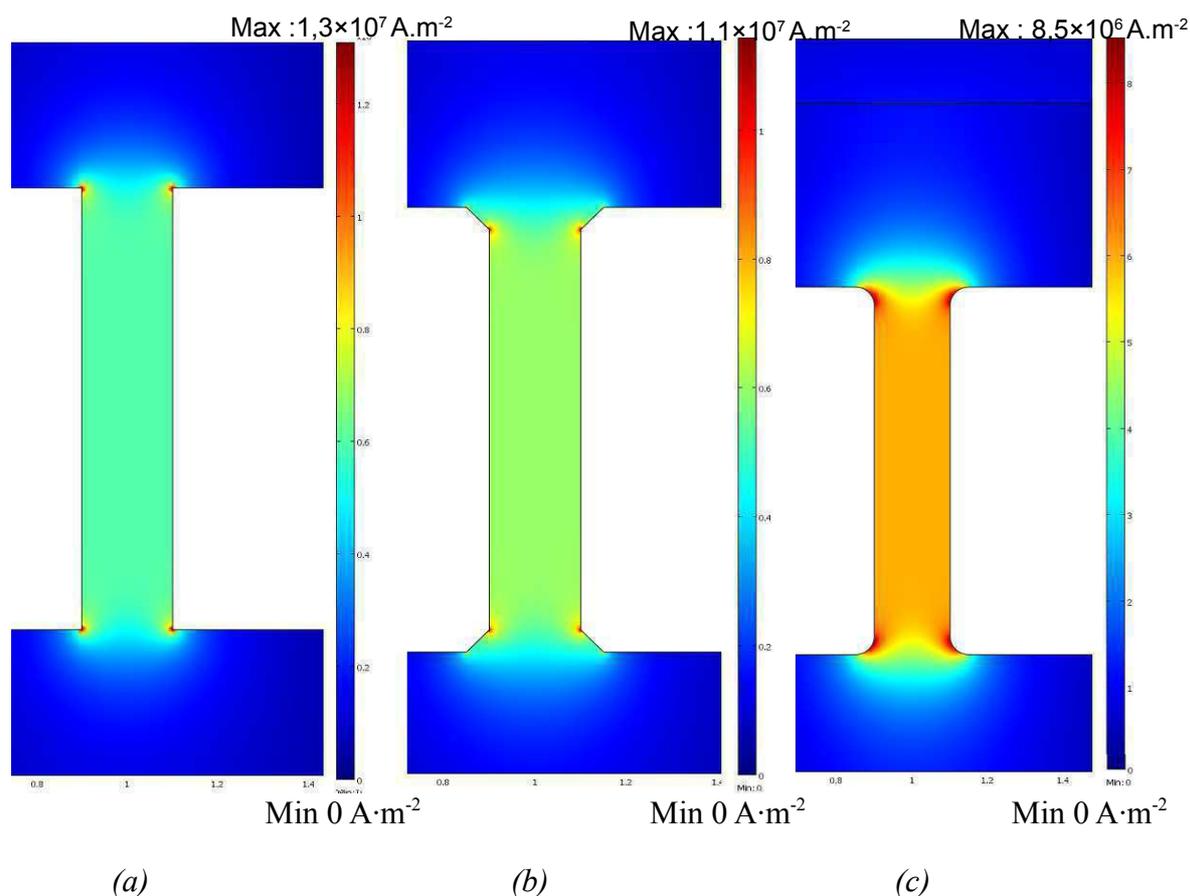


Figure 4.18: Simulation de la densité du courant pour différentes formes d'angle entre un pont suspendu de LSMO (épaisseur 75 nm, de largeur 10 μm et de longueur 50 μm) et le reste du motif (masque BOLO2011) avec le logiciel COMSOL (avec a) angle droit, b) angle en biseau et c) angle arrondi). Un courant de polarisation de 4,5 μA est imposé entre les deux contacts en courant.

L'effet de la forme des plots métalliques de courant sur la densité de courant a aussi été étudié (Figure 4.17). Les flèches rouges indiquent la densité du courant. Le courant circule entre I^+ et I^- . Si le plot de contact est droit comme sur le plot I^- , le courant passe par le chemin plus court, et se concentre sur la zone d'or la plus proche du pont. Par contre, si on prend le soin de terminer le plot par une forme circulaire, avec le centre du cercle à l'extrémité du pont, on obtient des longueurs de chemin identique pour le passage du courant qui se répartit donc sur toute la largeur du plot comme on le voit sur le plot I^+ . Il y aura sans doute moins de bruit en $1/f$ en excès car moins de zone de concentration de courant. Nous avons donc dessiné tous les plots de courant de cette façon sur le masque BOLO2011.

- Réduire R_{CI} (effet sur le bruit $1/f$ total mesuré)

On s'est aperçu que la longueur des pistes reliant le pont suspendu et la prise de courant I^+ dans le masque BOLO2 est longue (Figure 4.13), donc que R_{CI} va être élevée. Si on considère l'équation (4.16), on comprend que le bruit en $1/f$ mesuré sur BOLO2 risque d'être surévalué. En effet, la tableau 4.9 rassemble les paramètres de Hooge normalisés α_H/n_c mesurés sur différents ponts suspendus, et on s'aperçoit que les valeurs sont toutes supérieures à celles mesurées sur les couches de mêmes épaisseurs [Wu 2012] et [Méchin 2012]. Les mesures correspondantes de densités spectrales de bruit à 1 Hz sont tracées en fonction de la tension aux bornes des ponts suspendus V_M à la Figure 4.19. Les ajustements réalisés avec une pente 2 sont également représentés et confirment la validité de la relation de Hooge.

CA660-22 (LSMO(75 nm)/STO/Si)		CA508-25 (STO/LSMO(60 nm)/STO/Si)		CA615-11 (STO/LSMO(50 nm)/CTO/Si)	
Longueur du pont (μm)	α_H/n_c (m^3) 300 K	Longueur du pont (μm)	α_H/n_c (m^3) 300 K	Longueur du pont (μm)	α_H/n_c (m^3) 300 K
Couche	$1,7\pm 0,5\times 10^{-30}$	Couche	$0,9\pm 0,3\times 10^{-30}$	Couche	$4,2\pm 0,51\times 10^{-31}$
50	$2,7\pm 0,3\times 10^{-28}$			50	$6,7\times 10^{-29}$
100	$2,4\pm 0,2\times 10^{-29}$	100	$1,0\pm 0,1\times 10^{-28}$	100	$4,8\times 10^{-30}$
150	$1,1\pm 0,1\times 10^{-29}$	150	$1,3\pm 0,2\times 10^{-28}$	150	$5,0\times 10^{-30}$
200	$2,3\pm 0,3\times 10^{-28}$	200	$2,8\pm 0,3\times 10^{-28}$		

Tableau 4.9 : Paramètres de Hooge normalisés α_H/n_c mesurés à 300 K pour différents ponts suspendus de largeur $4 \mu\text{m}$ gravés dans les échantillons CA660-22, CA508-25 et CA615-11 avec me masque BOLO2. Les données mesurées sur les couches proviennent de [Wu 2012].

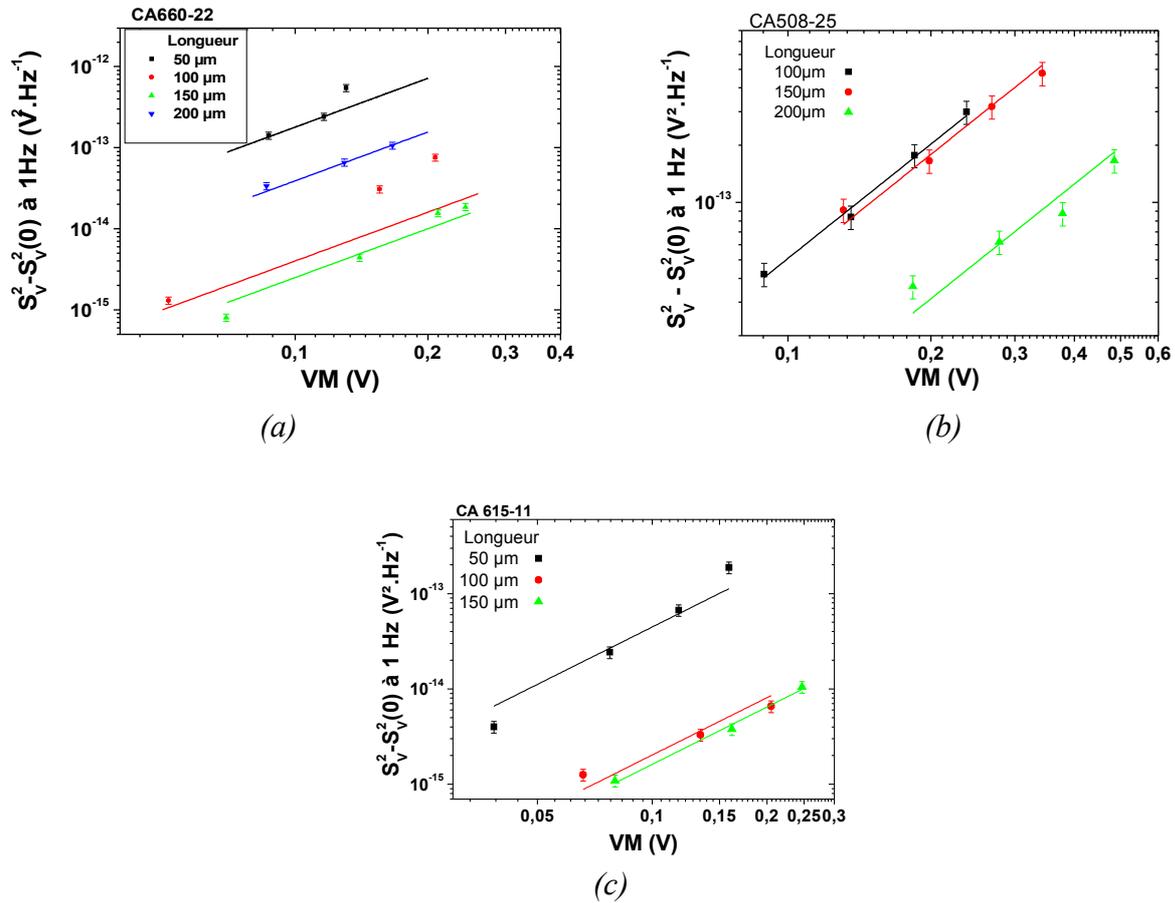


Figure 4.19: Densités spectrales de bruit à 1 Hz en fonction de la tension aux bornes des ponts pour différents ponts suspendus de largeur $4 \mu\text{m}$ gravés avec le masque BOLO2 dans les échantillons (a) CA660-22 (b) CA508-25 (c) CA615-11 à 330 K

Dans le masque BOLO2011, la distance entre le pont suspendu et les plots de courant ont été réduits au minimum, de façon à minimiser R_{Cl} . Les paramètres de Hooge normalisés α_H/n_c mesurés sur différents ponts suspendus gravés dans les échantillons CA660-22, CA508-25, et CA615-11 sont rassemblés dans le tableau 4.10. Les mesures correspondantes de densités spectrales de bruit à 1 Hz sont tracées en fonction de la tension aux bornes des ponts suspendus V_M à la Figure 4.20. Les ajustements réalisés avec une pente 2 sont également représentés (pour vérifier la relation de Hooge). Ces paramètres α_H/n_c mesurés sont maintenant très proches de ceux mesurés sur les couches non-suspendues [Wu 2012], [Méchin 2012]. Cela indique à la fois que le masque 2011 est bien conçu pour les mesures de bruit, et confirme encore une fois que le procédé de fabrication des ponts suspendus n'a pas dégradé la qualité électrique des couches de LSMO. On a indiqué dans le tableau 4.10, le paramètre α_H/n_c mesuré sur la couche CA658 non suspendue, car il servira au paragraphe III aux estimations du NEP pour des ponts suspendus réalisés dans CA658 (car par manque de temps aucune mesure de bruit n'a été faite dans les ponts suspendus gravés dans CA658).

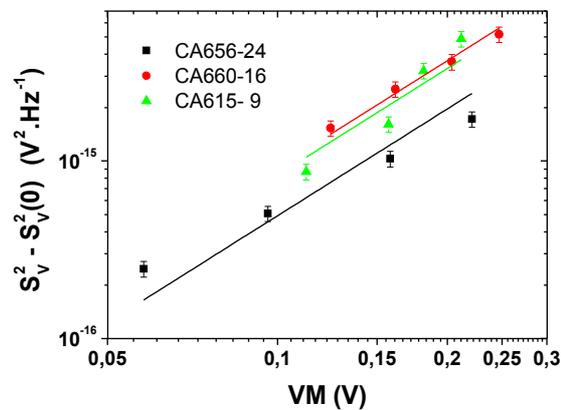


Figure 4.20: Densité spectrale de bruit à 1 Hz en fonction de la tension aux bornes des ponts pour différents ponts suspendus gravés avec le masque BOLO2011 dans les échantillons CA615-9 CA660-16 et CA656-24

	Description	Pont Suspendu α_H/n_c (m ³)	Couche non-suspendu α_H/n_c (m ³)
		Masque Bolo2011	Masque π
CA658	LSMO (10nm)/STO/Si	-	$3,4 \pm 0,7 \times 10^{-30}$ [Méchin 2012]
CA615-9	LSMO (50nm)/CTO/Si Pont $4 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$	$5,5 \pm 0,3 \times 10^{-31}$	$4,2 \pm 0,5 \times 10^{-31}$ [Wu 2012]
CA660-16	LSMO (75nm)/STO/Si Pont $2 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$	$9,5 \pm 0,3 \times 10^{-31}$	$1,7 \pm 0,5 \times 10^{-30}$ [Méchin 2012]
CA656-24	LSMO (100nm)/STO/Si Pont $4 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$	$7,4 \pm 0,5 \times 10^{-31}$	$2,8 \pm 0,6 \times 10^{-30}$ [Méchin 2012]

Tableau 4.10 : Comparaison des paramètres de Hooge normalisés mesurés sur les ponts suspendus gravés dans différents échantillons avec le masque BOLO2011 avec ceux mesurés sur les couches non-suspendues. Les données mesurées sur les couches proviennent de [Wu 2012] et [Méchin 2012]

II.5. Bruit de phonons

Lorsque le bruit de Johnson n'est pas trop élevé, c'est le cas pour les ponts réalisés avec le masque BOLO2011 (faible R_{CV}), et si la résistance électrique R n'est pas trop élevée (petite longueur et grande épaisseur), on a pu mettre en évidence que le bruit mesuré est dominé par le bruit de phonons, noté $S_{V\,ph}^2$.

En effet, on observe à la Figure 4.21, et à la Figure 4.11, la composante de bruit en $1/f$ qui dépend du courant de polarisation, mais également une composante de bruit blanc qui dépend du courant de polarisation. Ce dernier ne peut pas être uniquement dû au bruit de Johnson qui doit être indépendant du courant de polarisation, mais est dû au bruit de phonons, qui s'écrit :

$$S_{V\,ph}^2 = (\mathfrak{R}_v^{elec})^2 \times 4 k_B T^2 G \quad (4.20)$$

avec \mathfrak{R}_v^{elec} la sensibilité électrique du pont : $\mathfrak{R}_v^{elec} = \frac{I}{G_{eff} + j\omega C} \cdot \frac{dR}{dT}$. La sensibilité

électrique dépend du courant de polarisation, ce qui explique que le bruit de phonons $S_{V\,ph}^2$ dépende du courant de polarisation. Le bruit à courant nul correspond au bruit de Johnson, nous pouvons donc mesurer le bruit de phonons en faisant la soustraction du bruit mesuré pour chaque courant de polarisation et du bruit mesuré à courant nul. Pour que le bruit de phonons domine le bruit de Johnson, il faut que la mesure soit faite dans un bon vide. Les mesures présentées à la Figure 4.21 ont été faites dans les mêmes conditions de vide que celui atteint lors des mesures de conductance thermique G dans le chapitre 3.

La Figure 4.21 présente les mesures de bruit de phonons sur différents ponts de longueur $50\ \mu\text{m}$ gravés dans différents échantillons (CA615-9, CA656-16, CA656-24). Dans cette figure, le bruit de phonons augmente avec le courant. Il y a une coupure du bruit de phonons due à la fréquence de coupure de la sensibilité électrique du pont.

Les tableaux 4.11, 4.12, et 4.13 rassemblent les mesures de bruit de phonons et les comparaisons avec les calculs réalisées avec la formule (4.20). Dans les calculs, l'élévation de température moyenne du pont suspendu est évaluée à partir de la résistance du pont suspendu. On en déduit la température grâce à la caractéristique $R(T)$, puis la valeur de dR/dT à cette température moyenne. Les valeurs du bruit de phonons calculés et mesurés sont très proches, ce qui donne une bonne confiance dans nos mesures et le modèle utilisé comme on va le voir en Figure 4.22. De plus, nous observons que les calculs sont toujours légèrement supérieurs aux mesures. Cela est tout à fait cohérent avec la définition du NEP_{ph} qui utilise la conductance thermique géométrique et qui fait l'hypothèse que le détecteur (ici le pont suspendu) et le thermostat sont à la même température [Mather1982, Mather 1984]. Bien sur, lorsque l'on fait circuler un courant dans le pont suspendu, celui-ci s'échauffe et le pont suspendu et le thermostat ne sont plus à la même température. La formule (4.20) pour calculer NEP_{ph} surévalue donc légèrement sa valeur (jusqu'à parfois 30% selon l'écart de température).

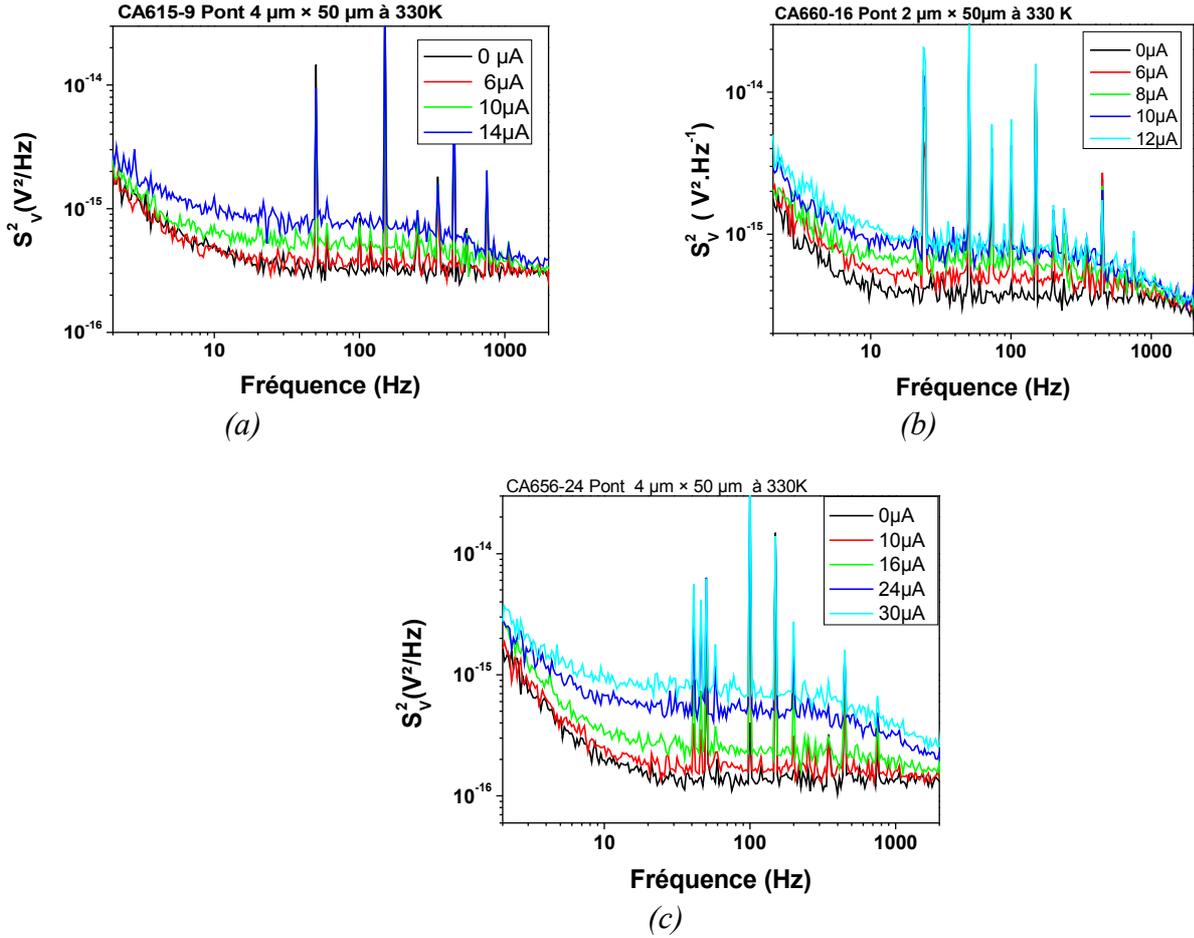


Figure 4.21: Mise en évidence du bruit de phonons à 330 K pour différents courants de polarisation sur des ponts de longueur 50 μm de différents échantillons (a) CA615-9 ; (b) CA656-16 (c) CA656-24 gravés avec le masque BOLO2011.

I (μA)	$S_{V ph}^2$ mesuré (V ² .Hz ⁻¹)	dR/dT mesuré (Ω.K ⁻¹)	Température moyenne du pont mesuré (K)	$S_{V ph}^2$ calculé (V ² .Hz ⁻¹)
6	$4,3 \times 10^{-17}$	260	330	$3,5 \times 10^{-17}$
10	$1,8 \times 10^{-16}$	276	335	$1,2 \times 10^{-16}$
14	$4,4 \times 10^{-16}$	256	340	$2,4 \times 10^{-16}$

Tableau 4.11 : Comparaison des calculs de bruit de phonons à partir de la conductance thermique mesurée indépendamment ($G_{géo} = 3,6 \times 10^{-7} \text{ W.K}^{-1}$) et de la mesure à 330 K du bruit de phonons du pont 4 μm × 50 μm de l'échantillon CA615-9.

I (μA)	Température moyenne du pont (K)	dR/dT ($\Omega.K^{-1}$)	$S_{V,ph}^2$ calculé ($V^2.Hz^{-1}$)	$S_{V,ph}^2$ mesuré ($V^2.Hz^{-1}$)
6	330	265	$5,0 \times 10^{-17}$	$1,3 \times 10^{-16}$
8	330	265	$9,4 \times 10^{-17}$	$2,6 \times 10^{-16}$
10	335	262	$1,5 \times 10^{-16}$	$3,8 \times 10^{-16}$
12	340	239	$2,0 \times 10^{-16}$	$4,6 \times 10^{-16}$

Tableau 4.12 : Comparaison des calculs de bruit de phonons à partir de la conductance thermique mesurée indépendamment ($G_{géo} = 2,7 \times 10^{-7} W.K^{-1}$) et de la mesure à 330 K du bruit de phonons du pont $4 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ de l'échantillon CA660-16.

I (μA)	Température du pont (K)	dR/dT ($\Omega.K^{-1}$)	$S_{V,ph}^2$ calculé ($V^2.Hz^{-1}$)	$S_{V,ph}^2$ mesuré ($V^2.Hz^{-1}$)
10	330	143	$3,5 \times 10^{-17}$	$2,7 \times 10^{-17}$
16	330	143	$9,4 \times 10^{-17}$	$1,1 \times 10^{-16}$
24	335	160	$3,2 \times 10^{-16}$	$3,6 \times 10^{-16}$
30	340	162	$6,8 \times 10^{-16}$	$5,6 \times 10^{-16}$

Tableau 4.13 : Comparaison des calculs de bruit de phonons à partir de la conductance thermique mesurée indépendamment ($G_{géo} = 3,7 \times 10^{-7} W.K^{-1}$) et de la mesure à 330 K du bruit de phonons du pont $4 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ de l'échantillon CA656-24

II.6. Conclusion sur les mesures du bruit des ponts suspendus

La Figure 4.22 montre qu'en faisant la somme des différentes contributions de bruit (en $1/f$, de Johnson, et de phonons), nous pouvons bien comprendre la mesure de bruit réalisée sur 2 exemples de ponts suspendus réalisés avec le masque BOLO2011. A basse fréquence, le bruit est toujours dominé par le bruit en $1/f$. Dans le cas de la Figure 4.22(a) le bruit de Johnson est plus faible que le bruit de phonons. On observe une différence entre bruit en $1/f$ mesuré et calculé car le bruit calculé ne tient pas compte du bruit de $1/f$ de l'amplificateur. Dans le cas de la Figure 4.22(b), le bruit de Johnson domine le bruit de phonons. Le bruit de Johnson est en effet élevé car il est composé du bruit de Johnson de la résistance d'échantillon et du bruit Johnson du contact en tension R_{CV} , car il s'agit d'une mesure sur un pont suspendu gravé avec le masque BOLO2.

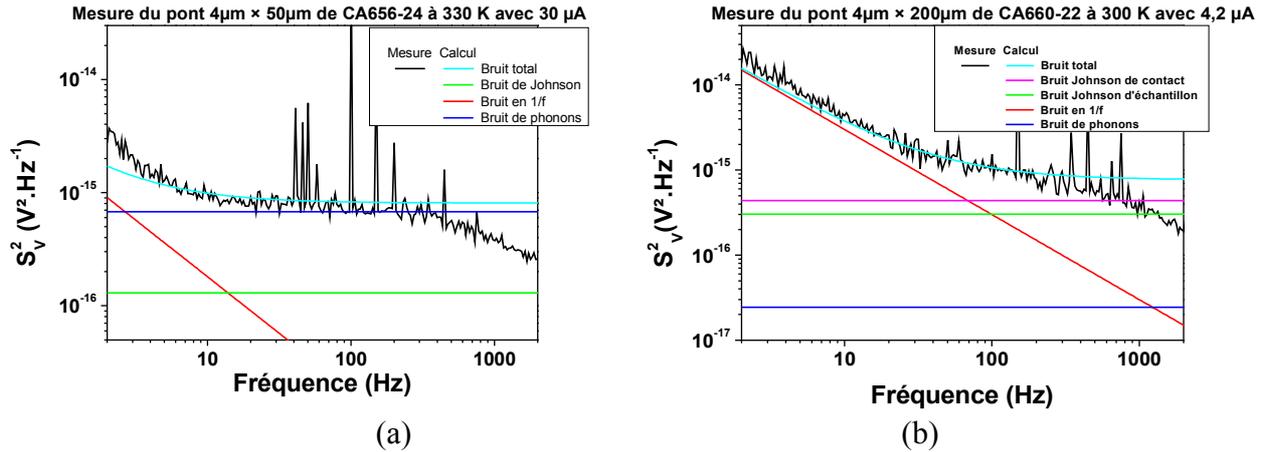


Figure 4.22: Configuration du bruit avec le masque Bolo2011 avec du pont de $4 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ comme exemple (a) et Bolo 2 avec du pont de $4 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ comme exemple (b)

En conclusion, nous avons vu qu'avec le masque BOLO2011, le paramètre α_H/n_c mesuré sur les ponts suspendus est proche de celui des couches non suspendues, que l'origine du bruit blanc est bien compris si on tient compte à la fois de la résistance à mesurer R_M et de la résistance des contacts en tension R_{CV} (égale à environ 15-20 % de la valeur de R_M), et enfin que dans certain cas, le bruit de phonons domine à haute fréquence. Nous ne présenterons pas la suite que les estimations du NEP et de D^* à partir de mesures de bruit réalisées sur des ponts suspendus gravés avec le masque BOLO2011, car avec le masque BOLO2, il y a trop de contributions parasites liées au masque lui-même.

III. Puissance équivalente de bruit électrique

Nous allons tout d'abord estimer la puissance équivalente de bruit électrique (NEP) que l'on doit attendre pour les ponts suspendus. Nous commençons par évaluer quels paramètres contribuent au NEP , et nous analyserons l'effet de la conductance thermique G , de la température, du courant et des dimensions du pont sur le NEP . Ensuite, les mesures de NEP de différents ponts seront présentées.

III.1. Évolution du NEP électrique en fonction des paramètres critiques

Le NEP électrique est calculé par le rapport du bruit sur la sensibilité électrique (paragraphe I de ce chapitre). Nous allons discuter de l'effet des différents paramètres critiques sur le NEP électrique en prenant l'exemple d'un pont suspendu de référence de largeur $2 \mu\text{m}$ et de longueur $50 \mu\text{m}$ gravé à partir d'une couche de LSMO d'épaisseur 75 nm déposée sur STO/Si, présentant à 300 K des caractéristiques typiques : une résistivité électrique ρ de $2 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{m}$, un coefficient de résistance en température (noté TCR ou α) de $0,02 \text{ K}^{-1}$ et un paramètre de Hooge normalisé α_H/n_c de $1 \times 10^{-30} \text{ m}^3$.

Pour calculer la conductance thermique G , la résistance électrique R et la fréquence de coupure f_c utiles dans le calcul du NEP électrique, on a utilisé les formules données au chapitre 3 et les caractéristiques des matériaux LSMO et STO qu'on a trouvés dans littérature car ils sont très proches de ceux que nous avons mesurés au chapitre 3. Ils sont rappelés dans le tableau 4.14.

Matériau	ρ ($\Omega.m$)	Conductivité thermique k ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	Chaleur spécifique c ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	Masse volumique ρ_v ($kg.m^{-3}$)	α ($\%K^{-1}$)	α_H/n_c (m^3)
LSMO	2×10^{-5}	2,5	571	6630	2	1×10^{-30}
STO		10	544	5120		

Tableau 4.14 : Propriétés électriques et thermiques à 300 K des matériaux LSMO et STO utilisés pour les calculs du NEP dans cette section.

III.1.a) Les différentes contributions du NEP électrique

Comme on l'a vu précédemment, quatre sources de bruit contribuent au bruit total mesuré : le bruit en $1/f$, le bruit de Johnson, le bruit de phonons et le bruit de la chaîne de mesure. Il y a donc quatre contributions sur le NEP électrique correspondant à ces différentes sources de bruit. Dans le tableau 1.3 du chapitre 1, les contributions des différentes sources de bruit sur le NEP ont déjà été présentées. Elles sont rappelées dans le tableau 4.15 pour un courant de polarisation égal à I_{limite} .

$NEP_{1/f}^2(f)$	$\frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{0,49 G_{géo}^2}{\Omega \cdot f \cdot \alpha^2}$
$NEP_{ph}^2(f)$	$4 k_B T^2 G_{géo}$
$NEP_J^2(f)$	$\frac{4 k_B T G_{géo}}{0,78^2 \cdot \alpha}$
$NEP_A^2(f)$	$\frac{S_{VA}^2}{0,78 \sqrt{\frac{\alpha R}{G_{géo}}} \times \sqrt{(1 + f^2 / f_c^2)}}$
$NEP_{total}^2(f)$	$\frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{0,49 G_{géo}^2}{\Omega \cdot f \cdot \alpha^2} + 4 k_B T^2 G_{géo} + \frac{4 k_B T G_{géo}}{0,78^2 \cdot \alpha} + \frac{S_{VA}^2}{0,78 \sqrt{\frac{\alpha R}{G_{géo}}} \times \sqrt{(1 + f^2 / f_c^2)}}$

Tableau 4.15 : Formules utilisées pour calculer les différentes contributions du NEP électrique lorsqu'un bolomètre est polarisé en courant à I_{limite}

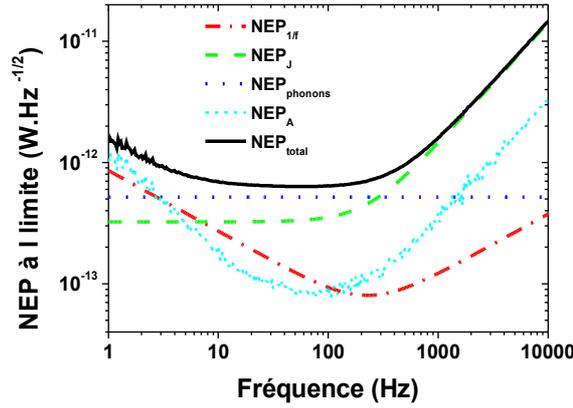


Figure 4.23: Contributions des quatre sources de bruit sur le NEP (bruit en $1/f$ $NEP_{1/f}$, bruit de Johnson NEP_J , bruit de phonons NEP_{ph} , et bruit de la chaîne de mesure NEP_A) et NEP total résultant noté NEP_{total} dans la figure pour le pont suspendu de référence (de largeur $2 \mu\text{m}$ et de longueur $50 \mu\text{m}$ gravé à partir d'une couche de LSMO d'épaisseur 75 nm déposée sur STO/Si, présentant à 300 K une résistivité ρ de $2 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{m}$, un coefficient de résistance en température α de $0,02 \text{ K}^{-1}$ et un paramètre de Hooge normalisé α_H/n_c de $1 \times 10^{-30} \text{ m}^3$).

Les contributions des quatre sources de bruit sur le NEP sont calculées à 300 K et tracées en fonction de la fréquence à la Figure 4.23 pour un courant de polarisation égal à I_{limite} et dans les conditions citées ci-dessus. Le NEP électrique résultant est la somme de toutes ces contributions. Le NEP lié à la chaîne de mesure utilise le bruit mesuré de notre électronique. La dépendance du NEP avec la fréquence à basse fréquence est causé par le bruit en $1/f$ et par la chaîne de mesure, alors qu'à haute fréquence, cette dépendance en fréquence est causée par toutes les contributions, sauf celles du bruit de phonons qui ne dépend pas de la fréquence (tableau 4.15).

Le NEP diminue avec la fréquence à basse fréquence, présente un plateau dans une gamme de fréquence qui dépend des échantillons et augmente avec la fréquence à haute fréquence. Pour l'exemple de la Figure 4.23, la fréquence de fonctionnement optimale est comprise dans la gamme $10 - 300 \text{ Hz}$ et alors le NEP vaut, car la contribution du bruit de la chaîne de mesure peut être considérée comme négligeable :

$$NEP^2 = 4 k_B T^2 G + \frac{4 k_B T G}{0,78^2 \cdot \alpha} + \frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{0,49 G^2}{\Omega \cdot f \cdot \alpha^2} \quad (4.21)$$

Le NEP dans la bande passante dépend donc principalement de trois paramètres : la conductance thermique G (ici, c'est la conductance thermique géométrique $G_{géo}$), la température T et le coefficient de résistance en température α . Nous allons alors discuter ci-dessous de l'évolution du NEP avec ces trois paramètres critiques ci-dessous. Nous verrons aussi comment le courant de polarisation influe sur le NEP électrique.

III.1.b) Evolution du NEP électrique en fonction de la conductance thermique géométrique

La conductance thermique géométrique $G_{géo}$ est un des principaux paramètres critiques influençant les performances d'un bolomètre à base de ponts suspendus. En utilisant la formule 4.21, nous avons calculé et tracé le NEP électrique à 30 Hz au courant I_{limite} en fonction de la conductance thermique $G_{géo}$ (Figure 4.24). La conductance thermique varie de 1×10^{-8} à $2 \times 10^{-6} \text{ W.K}^{-1}$, ce qui représente approximativement la gamme de conductance thermique que nous avons obtenue expérimentalement sur nos ponts suspendus. Le NEP à 30 Hz et à 300 K varie alors de

$2,7 \times 10^{-13}$ à $1,0 \times 10^{-11}$ $\text{W.Hz}^{-1/2}$. Il varie linéairement en fonction de G si le bruit en $1/f$ est négligeable et peut être évalué indépendamment du volume de l'échantillon étudié.

Si on veut évaluer l'effet du bruit en $1/f$, il faut écrire complètement la composante du NEP liée au bruit en $1/f$ en exprimant les différents paramètres en fonction des dimensions d'un pont suspendu LSMO/STO/Si :

$$NEP_{1/f}^2(f) = \frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{0,3 G^2}{0,78^2 \cdot \Omega \cdot f \cdot \alpha^2} = \frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{0,3 \times 12^2 w (k_{LSMO} \cdot d_{LSMO} + k_{STO} \cdot d_{STO})^2}{0,78^2 \cdot f \cdot \alpha^2 \cdot d_{LSMO} \cdot l^3} \quad (4.22)$$

A la Figure 4.24(a), la conductance thermique G est calculée pour des ponts suspendus « de référence » de largeur $2 \mu\text{m}$ et de longueur $100 \mu\text{m}$ gravés à partir de couches de LSMO d'épaisseur variable entre 10 et 100 nm déposée sur STO/Si présentant des caractéristiques résumées dans le tableau 4.14. On peut ainsi étudier principalement l'effet de l'épaisseur.

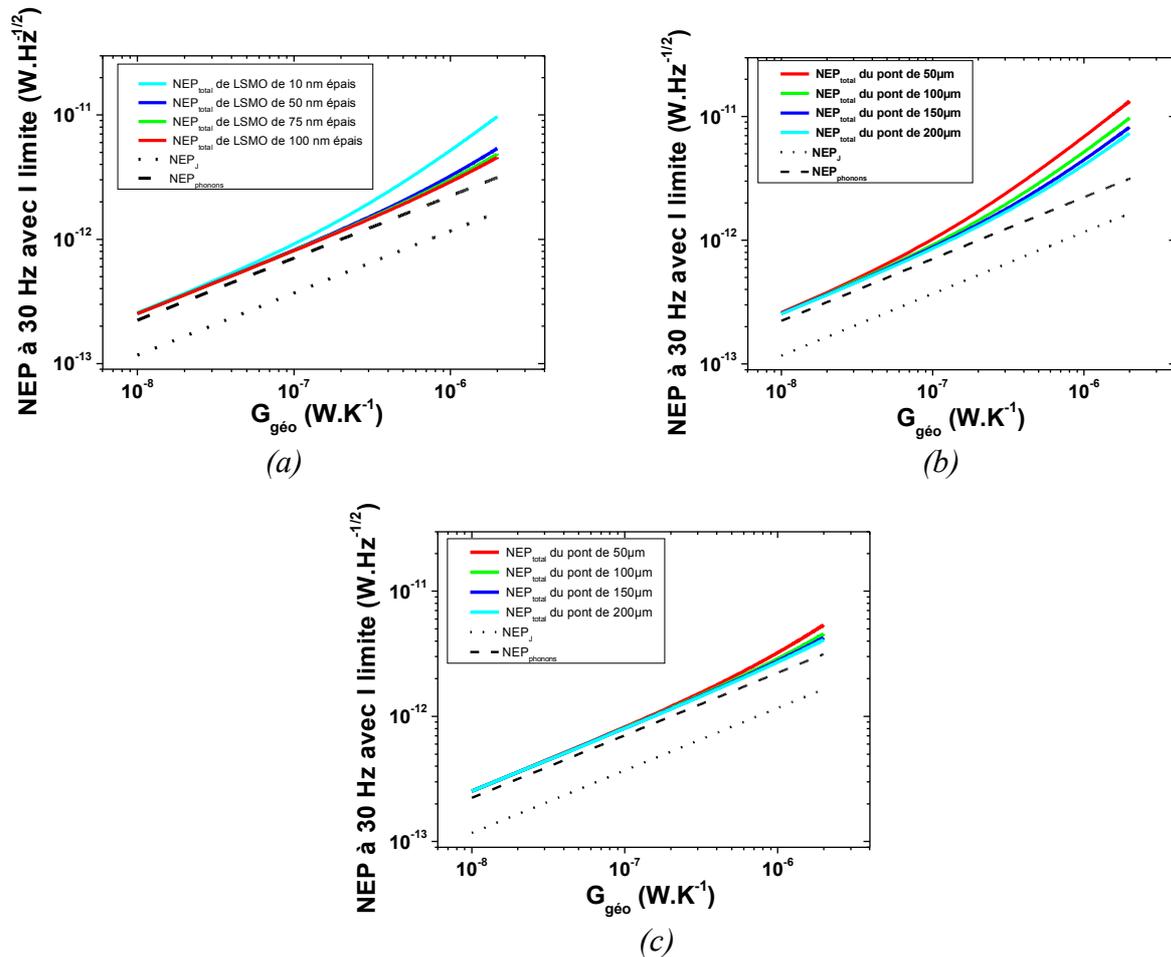


Figure 4.24: NEP à 30 Hz et à 300 K au courant I_{limit} en fonction de la conductance thermique $G_{\text{géo}}$ (a) pour des ponts suspendus de largeur $2 \mu\text{m}$ et de longueur $100 \mu\text{m}$ gravés à partir de couches de LSMO d'épaisseur variable entre 10 et 100 nm déposées sur STO/Si dans les conditions résumées dans le tableau 4.14 ; (b) pour des ponts de largeur $2 \mu\text{m}$ gravés à partir de couches de LSMO d'épaisseur 10 nm déposées sur STO/Si et de différentes longueurs comprises en 50 et 200 μm ; (c) pour des ponts de largeur $2 \mu\text{m}$ gravés à partir de couches de LSMO d'épaisseur 100 nm déposées sur STO/Si et de différentes longueurs comprises en 50 et 200 μm .

On s'aperçoit à la Figure 4.24(a) que le bruit en $1/f$ commence à influencer le NEP pour des valeurs variables de G selon le volume de l'échantillon. Plus la couche mince est fine, plus le bruit en $1/f$ aura de l'influence, puisque $NEP_{1/f}^2$ est proportionnel à l'épaisseur au carré. Pour un film LSMO d'épaisseur 10 nm, le NEP est donc principalement dominé par le bruit en $1/f$ pour des valeurs de G supérieures à 10^{-7} W.K^{-1} par exemple. A la Figure 4.24(b), nous avons calculé et tracé le NEP pour des ponts suspendus « de référence » de largeur $4 \mu\text{m}$ gravés à partir de couches de LSMO d'épaisseur 10 nm déposées sur STO/Si et de différentes longueurs comprises en 50 et 200 μm . Cette fois-ci, l'influence de la longueur du pont suspendu peut être mise en évidence. Comme attendu d'après la formule (4.22), plus le pont est court, plus le bruit en $1/f$ a un effet sur le NEP . Enfin, nous avons calculé et tracé à la Figure 4.24(c) le NEP pour des ponts suspendus « de référence » de largeur $4 \mu\text{m}$ gravés à partir de couches de LSMO d'épaisseur 100 nm déposées sur STO/Si et de différentes longueurs comprises en 50 et 200 μm . Le volume de l'échantillon étant toujours suffisamment grand (à cause de l'épaisseur de LSMO plus grande), le bruit en $1/f$ a peu d'influence quelque soient les dimensions des ponts suspendus.

III.1.c) Evolution du NEP en fonction de la température et du courant de polarisation

Tous les calculs précédents du NEP électrique sont réalisés au courant I_{limite} . Ce courant permet d'obtenir la sensibilité électrique la plus élevée, puisque celle-ci est directement proportionnelle à I . Il permet aussi de diminuer la conductance thermique grâce à l'auto-échauffement mais doit rester suffisamment faible pour ne pas détruire le pont à cause de l'emballement thermique. Par contre, augmenter le courant a aussi pour conséquence d'augmenter le bruit à basse fréquence. Dans ce paragraphe, le NEP à 30 Hz et à 300 K est calculé en fonction du courant et tracé à la Figure 4.25(a). Pour effectuer ce calcul, on a considéré un pont suspendu de $2 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ gravé à partir d'une couche de LSMO d'épaisseur 75 nm sur STO/Si, les paramètres du tableau 4.14 et que le bruit de la chaîne de mesure S_{VA}^2 est négligeable. Dans le cas général, le NEP électrique s'écrit selon la formule dessous (cf tableau 1.3 dans chapitre 1) :

$$NEP^2 = 4 k_B T^2 G + \frac{4 k_B TR}{(\mathcal{R}_V^{elec})^2} + \frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{V_M^2}{\Omega \cdot f \cdot (\mathcal{R}_V^{elec})^2} + \frac{S_{VA}^2}{(\mathcal{R}_V^{elec})^2} \quad (4.23)$$

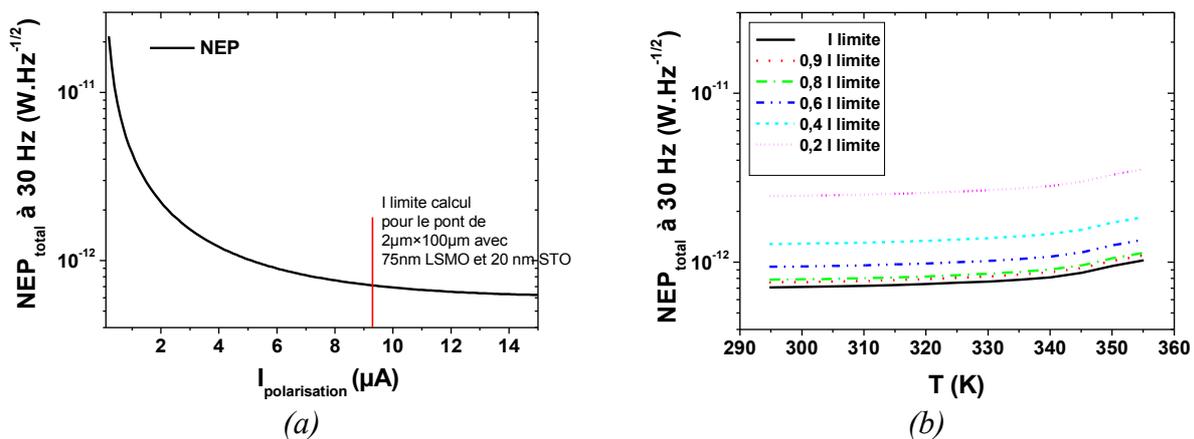


Figure 4.25: Évolution du NEP électrique à 30 Hz d'un pont suspendu de $2 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ gravé à partir d'une couche de LSMO d'épaisseur 75 nm sur STO/Si, calculé avec les paramètres du tableau 4.14 et en supposant que le bruit de la chaîne de mesure S_{VA}^2 est négligeable (a) à 300K en fonction du courant polarisation et (b) en fonction de la température pour différents courant polarisation

Si le NEP n'est pas limité par le bruit en $1/f$, on s'attend d'après la formule à ce que le NEP diminue lorsque le courant de polarisation augmente. On s'aperçoit aussi qu'augmenter le courant au delà de I_{limite} diminue très peu le NEP électrique. Il n'est donc pas utile de risquer la destruction du pont par emballement thermique en augmentant encore le courant au delà de la limite qu'on s'est fixée au chapitre 1. On s'aperçoit aussi l'importance d'utiliser un matériau présentant un très faible bruit, comme c'est le cas pour nos couches minces LSMO, car si le bruit en $1/f$ était plus fort, le NEP électrique à 30 Hz serait fortement limité car dépendrait du carré de la conductance thermique, et le courant de polarisation ne permettrait pas de diminuer le NEP électrique .

La Figure 4.25(b) montre l'évolution du NEP à 30 Hz en fonction de la température pour différents courants en pourcentage du courant I_{limite} . En plus des paramètres cités précédemment, on a besoin pour les calculs des valeurs de dR/dT . On a utilisé ici les mesures de dR/dT du pont $2\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ de l'échantillon CA660-16. Le courant I_{limite} est donc calculé pour chaque température à partir de dR/dT mesuré expérimentalement. On s'aperçoit alors que le NEP varie très peu en fonction de la température, ce qui est très prometteur pour l'utilisation pratique de nos dispositifs en tant que bolomètres car leur mise en œuvre ne nécessitera pas de réguler très précisément la température du détecteur.

III.1.d) Évolution du NEP en fonction du coefficient de résistance en température α

Selon la formule 4.21, le NEP_{ph} est inversement proportionnel à α et le $NEP_{1/f}$ est inversement proportionnelle à α^2 . A la Figure 4.26, on a tracé l'évolution du NEP électrique à 30 Hz au courant I_{limite} en fonction du coefficient de résistance en température α (qui varie arbitrairement entre 0 et 10 % K^{-1}). Comme précédemment, ce calcul est proposé pour un pont « de référence » de largeur $2\ \mu\text{m}$ et de longueur $100\ \mu\text{m}$ gravé dans une couche d'épaisseur $75\ \text{nm}$ de LSMO, en utilisant les propriétés thermiques du tableau 4.14. La conductance thermique géométrique de ce pont est égale à $7,74 \times 10^{-8}\ \text{W.K}^{-1}$.

On observe que le NEP électrique diminue fortement avec le coefficient de résistance en température α pour $\alpha < 0,02\ \text{K}^{-1}$. Pour $\alpha > 0,02\ \text{K}^{-1}$, le NEP électrique ne varie pas beaucoup. On peut donc conclure, que si on utilise un matériau présentant un faible bruit en $1/f$, le coefficient de résistance en température n'est pas un paramètre très influant sur le NEP électrique. On vérifie ici a posteriori que le choix du matériau LSMO constitue un bon compromis pour un NEP électrique minimal, à une température de fonctionnement proche ou supérieure à 300 K, malgré un coefficient de résistance en température qui n'est pas le plus élevé parmi les matériaux présentant des variations importantes de résistance à température ambiante.

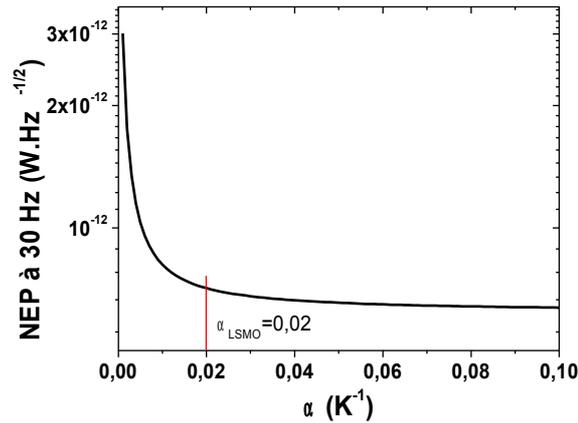


Figure 4.26: Évolution du NEP à 30Hz au courant I_{limite} en fonction du coefficient de résistance en température α pour un pont « de référence » de largeur $2\ \mu\text{m}$ et de longueur $100\ \mu\text{m}$ gravé dans une couche d'épaisseur $75\ \text{nm}$ de LSMO, en utilisant les propriétés thermiques du tableau 4.14. La conductance thermique géométrique de ce pont est égale à $7,74 \times 10^{-8}\ \text{W.K}^{-1}$.

III.1.e) Conclusion

La puissance équivalente de bruit NEP électrique est une figure de mérite importante pour définir les performances d'un bolomètre. Dans ce paragraphe, nous avons évalué l'influence des principaux paramètres critiques sur le NEP par des calculs. Il est très important d'utiliser un matériau présentant un faible bruit et un coefficient de résistance en température au moins égal à $2\%K^{-1}$ à une température proche de 300 K. Il est évidemment important de réduire la conductance thermique par l'utilisation d'une technique de micro-usinage du substrat, car le NEP électrique est proportionnel à la conductance thermique ou à sa valeur au carrée si le bruit en $1/f$ n'est pas négligeable. Des valeurs de NEP électriques comprises dans la gamme $2,5 \times 10^{-13}$ à $1,3 \times 10^{-11}\ \text{W.Hz}^{-1/2}$ pour des conductances thermiques variant dans la gamme 1×10^{-8} à $2 \times 10^{-6}\ \text{W.K}^{-1}$ ont été obtenues. Ces valeurs de NEP sont prometteuses pour des détecteurs non refroidis car parmi les plus faibles de la littérature.

Nous allons maintenant présenter dans le paragraphe suivant les mesures de NEP électrique.

III.2. Mesures de NEP électrique des ponts suspendus fabriqués

III.2.a) Méthode expérimentale

Le NEP électrique n'est pas mesuré directement mais est déduit des mesures de bruit S_V^2 (paragraphe 4.II) et de sensibilité électrique, elle-même déduite des mesures de conductance thermique G_{geo} (paragraphe 3.III), de la fréquence de coupure f_c (paragraphe 3.IV) et de dérivée de la résistance électrique en fonction de la température dR/dT (paragraphe 3.I.3). Lorsque la mesure de bruit n'a pas été faite, la densité spectrale de bruit en fonction de la fréquence est calculée au courant de polarisation I_{limite} à partir des différentes contributions de bruit (blanc, phonons et $1/f$) en considérant respectivement les valeurs de résistance électrique, de conductance thermique et de paramètre de Hooge normalisés mesurés, puisque nous avons vérifié le bon accord en mesure et calculs (paragraphe 4.II.6). Nous supposons alors le bruit de la chaîne de mesure négligeable.

Le tableau 4.15 indique pour quels ponts suspendus les mesures de bruit ont été réalisées. Comme indiqué à la fin de la section II, tous les ponts sont gravés avec le masque BOLO2011, car

avec le masque BOLO2, il y a trop de contributions parasites liées au masque lui-même. En pratique, le courant de polarisation maximum utilisé pour mesurer le bruit est proche du courant I_{limite} . Il faut donc estimer la valeur de I_{limite} avant faire les mesures de bruit.

	CA658-23 YSZ/LSMO (10nm)/STO/Si	CA615-9 LSMO(50 nm)/CTO/Si		CA660-16 LSMO(75nm) /STO/Si	CA656-24 LSMO(100 nm)/STO/Si	
Longueur	w = 4µm	w = 2 µm	w = 4µm	w = 2 µm	w = 2 µm	w = 4µm
50 µm	<i>Bruit calculé</i>	<u>Bruit mesuré</u>	<u>Bruit mesuré</u>	<u>Bruit mesuré</u>	<u>Bruit mesuré</u>	<u>Bruit mesuré</u>
100 µm	<i>Bruit calculé</i>	Pont cassé	<u>Bruit mesuré</u>	<i>Bruit calculé</i>	<u>Bruit mesuré</u>	<u>Bruit mesuré</u>
150 µm	<i>Bruit calculé</i>	<i>Bruit calculé</i>	<u>Bruit mesuré</u>	<i>Bruit calculé</i>	<u>Bruit mesuré</u>	Pont cassé
200 µm	<i>Bruit calculé</i>	Pont cassé	Pont cassé	<i>Bruit calculé</i>	<i>Bruit calculé</i>	Pont cassé

Tableau 4.15 : Liste des ponts suspendus fabriqués avec le masque BOLO2011 pour lesquels le bruit a été mesuré ou calculé. Les ponts cassés pour lesquels aucune mesure n'a pu être faite sont également indiqués.

III.2.b) Echantillon CA658-23 (10 nm LSMO/20 nm STO/Si)

Le bruit des ponts gravés dans la couche CA658-23 n'a pas été mesuré faute de temps. Le calcul de la densité spectrale de bruit est fait à 300 K selon la formule (4.19) du paragraphe II.4.a). Comme on l'a vu précédemment, la température influe peu sur la valeur du NEP . Le paramètre de Hooge normalisé α_H/n_c mesuré sur la couche CA658 est égal à $3,41 \pm 0,71 \times 10^{-30}$ [Wu 2012] et [Méchin 2012]. Les courbes de NEP de la Figure 4.27 sont donc calculées en divisant la densité spectrale de bruit calculée à 300 K à un courant de polarisation proche de I_{limite} , par la sensibilité électrique calculée à 330 K à partir des paramètres mesurés (R , dR/dT , $G_{géo}$, f_c) sur chaque pont suspendu.

La Figure 4.27 présente le NEP électrique en fonction de la fréquence pour différentes longueurs du pont de largeur 4 µm. Elle confirme que le NEP électrique diminue quand la longueur du pont augmente, et que la contribution du bruit en $1/f$ est plus importante pour les ponts courts, comme attendu d'après la formule (4.22).

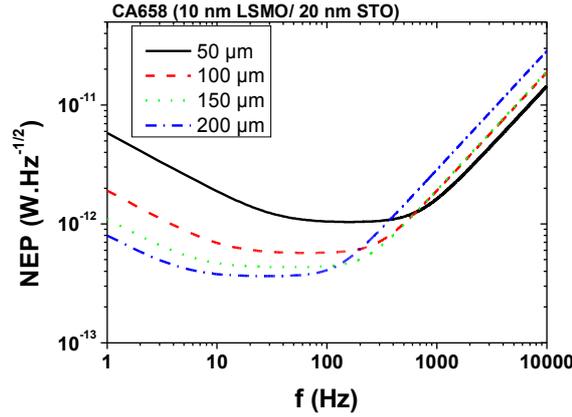


Figure 4.27: *NEP électrique en fonction de la fréquence de ponts suspendus de largeur 4 μm et de longueur variable de l'échantillon CA658-23*

Dans le tableau 4.16, nous avons rassemblé les paramètres utiles pour calculer le *NEP* pour chaque pont de largeur 4 μm. Le *NEP* indiqué est la valeur à I_{limite} dans la bande passante, c'est à dire la valeur minimale du *NEP*, extraite des calculs de la Figure 4.27. Pour l'échantillon CA658-23, les *NEP* dans la bande passante sont compris dans la gamme $3,4$ à $10,4 \times 10^{-13} \text{ W.Hz}^{-1/2}$.

Avec cette épaisseur faible (10 nm) de LSMO, le *NEP* électrique que l'on peut atteindre à 300 K est très faible ($3,4 \times 10^{-13} \text{ W.Hz}^{-1/2}$). Il faudra pondérer cette conclusion lorsqu'on parlera du *NEP* optique (paragraphe 4.III) qui tient compte de l'absorption du matériau, car à cette épaisseur, la couche de LSMO n'absorbe pas le rayonnement de façon optimale.

Dimension $w \times l$ (μm×μm)	$I_{polarisation}$ proche de I_{limite} (μA)	R (kΩ)	dR/dT_{max} (Ω.K ⁻¹)	$G_{géo}$ ($\times 10^{-7} \text{ W.K}^{-1}$)	f_c (Hz)	\mathfrak{R}_V^{elec} à I_{limite} (V.W ⁻¹)	<i>NEP</i> dans la bande passante à I_{limite} ($\times 10^{-13} \text{ W.Hz}^{-1/2}$)
4×50	5,2	139,4	2589	2,29	420	82935	(10,4)
4×100	2,3	234,7	4252	0,73	141	188247	(5,7)
4×150	1,4	347,7	6460	0,43	86	302326	(4,3)
4×200	0,9	686,9	12307	0,30	35	499586	(3,4)

Tableau 4.16 : *NEP électrique dans la bande passante à I_{limite} calculé à partir des paramètres mesurés (R , dR/dT , $G_{géo}$, f_c , α_H/n_c) pour des ponts suspendus de largeur 4 μm de l'échantillon CA658-23. Le bruit est calculé pour tous les ponts.*

III.2.c) *Echantillon CA615-9 (50 nm LSMO/20 nm CTO/Si)*

La Figure 4.28 présente le *NEP* électrique en fonction de la fréquence pour différentes longueurs de ponts suspendus de largeur 2 ou 4 μm gravés dans la couche CA615. Les courbes sont calculées en divisant la densité spectrale de bruit mesurée à 330 K à un courant de polarisation proche de I_{limite} , par la sensibilité électrique calculée à partir des paramètres mesurés (R , dR/dT , $G_{géo}$, f_c) sur chaque pont suspendu, sauf pour le pont suspendu de largeur 2 μm et de longueur 150 μm pour lequel le bruit n'a pas été mesuré. Dans ce dernier cas, le calcul du bruit est fait à 300 K selon la formule (4.19) du paragraphe II.4.a en utilisant le paramètre de Hooge normalisé α_H/n_c moyen mesuré sur

les autres ponts suspendu gravés dans CA615 ($5,5 \pm 0,3 \times 10^{-31} \text{ m}^3$) (tableau 4.10).

Elle confirme que le NEP électrique diminue quand la longueur du pont augmente, et que la contribution du bruit en $1/f$ est plus importante pour les ponts courts, comme attendu d'après la formule (4.22).

Cette Figure 4.28 montre que le NEP électrique augmente à haute fréquence au delà de la fréquence de coupure de la sensibilité électrique, qui dépend de la longueur du pont (pour un pont plus long, la fréquence coupure du NEP électrique sera plus petite). Les mesures confirment que la fréquence coupure est bien indépendante de la largeur du pont. Elles confirment aussi que le NEP électrique diminue quand la longueur du pont augmente, et que la contribution du bruit en $1/f$ est plus importante pour les ponts courts, comme attendu d'après la formule (4.22). À basse fréquence, le NEP électrique des ponts les plus longs, qui sont les plus performants n'augmente pas beaucoup.

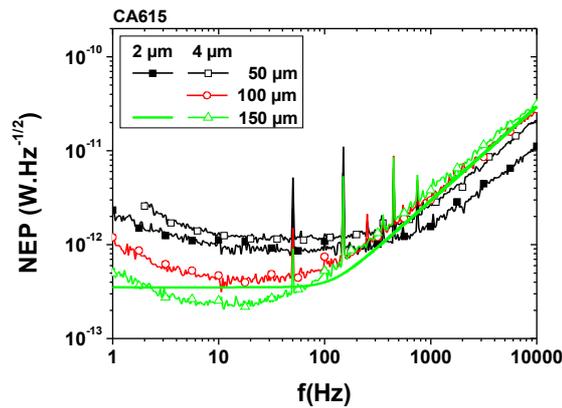


Figure 4.28: NEP électrique à 330 K à I_{limite} en fonction de la fréquence de ponts suspendus de largeur 2 ou 4 μm et de longueur variable de l'échantillon CA615-9

Dimension $w \times l$ ($\mu\text{m} \times \mu\text{m}$)	$I_{polarisation}$ proche de I_{limite} (μA)	R ($\text{k}\Omega$)	dR/dT_{max} ($\Omega \cdot \text{K}^{-1}$)	$G_{géo}$ ($\times 10^{-7} \text{ W} \cdot \text{K}^{-1}$)	f_c (Hz)	\mathfrak{R}_V^{elec} à I_{limite} ($\text{V} \cdot \text{W}^{-1}$)	NEP dans la bande passante à I_{limite} ($\times 10^{-13} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$)
2×50	10	20,1	451	1,45	406	43500	8,0 (9,4)
2×150	2,2	91,7	1859	0,29	40	197485	(6,1)
4×50	20	13,3	276	3,63	403	21507	10,4 (12,4)
4×100	10	22,8	505	1,19	104	50812	3,1 (7,1)
4×150	7	29,7	715	0,71	51	78274	2,0 (5,3)

Tableau 4.17 : Paramètres mesurés et mesure du NEP électrique dans la bande passante à I_{limite} à base de ces paramètres pour des ponts suspendus de l'échantillon CA615-9 à 330 K. Le bruit est mesuré sauf pour le pont $2 \times 150 \mu\text{m}^2$. Entre parenthèse, nous indiquons la valeur du NEP quand le bruit est calculé.

Dans le tableau 4.17, nous avons rassemblé les paramètres utiles pour calculer le NEP électrique pour chaque pont suspendu. Le NEP indiqué est la valeur à I_{limite} dans la bande passante, c'est à dire la valeur minimale du NEP électrique, extraite des calculs de la Figure 4.28. Pour l'échantillon CA615-9, les NEP électrique dans la bande passante sont compris dans la gamme $2,0$ à $10,4 \times 10^{-13} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$.

III.2.d) Échantillon CA660-16 (75nm LSMO/20nm STO)

La Figure 4.29 présente le NEP électrique en fonction de la fréquence pour différentes longueurs de ponts suspendus de largeur $2\ \mu\text{m}$ gravés dans la couche CA660-16, avec la même méthode que pour l'échantillon CA615-9. Les courbes sont calculées en divisant la densité spectrale de bruit mesurée à 330 K à un courant de polarisation proche de I_{limite} , par la sensibilité électrique calculée à partir des paramètres mesurés (R , dR/dT , $G_{géo}$, f_c) sur chaque pont suspendu pour le pont de longueur $50\ \mu\text{m}$. Pour les 3 autres longueurs, le bruit n'a pas été mesuré et nous avons calculé le bruit est fait à 300 K selon la formule (4.19) du paragraphe II.4.a en utilisant le paramètre de Hooge normalisé α_H/n_c moyen mesuré sur les autres ponts suspendus gravés dans CA660 ($9,5\pm 0,3\times 10^{-31}\ \text{m}^3$) (tableau 4.10).

Le NEP électrique à I_{limite} dans la bande passante diminue quand la longueur augmente (sauf pour la longueur $200\ \mu\text{m}$ car ce pont présente un dR/dT plus petit que les autres). Pour les ponts de longueur 100 , 150 et $200\ \mu\text{m}$ long, le NEP électrique n'augmente pas ou peu à basse fréquence, car l'effet du bruit en $1/f$ devient très négligeable en raison du volume des ponts qui augmente car l'épaisseur du LSMO est $75\ \text{nm}$.

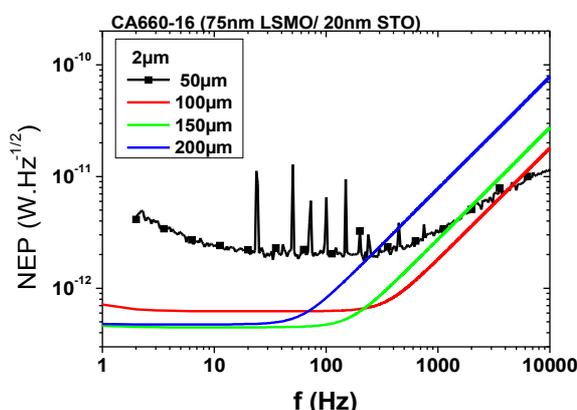


Figure 4.29: NEP électrique à I_{limite} à 330 K en fonction de la fréquence de ponts suspendus de largeur $2\ \mu\text{m}$ et de longueur variable de l'échantillon CA660-16

Dimension $w\times l$ ($\mu\text{m}\times\mu\text{m}$)	$I_{polarisation}$ proche de I_{limite} (μA)	R ($\text{k}\Omega$)	dR/dT_{max} ($\Omega.\text{K}^{-1}$)	$G_{géo}$ ($\times 10^{-7}\ \text{W.K}^{-1}$)	f_c (Hz)	\mathfrak{R}_V^{elec} à I_{limite} (V.W^{-1})	NEP dans la bande passante à I_{limite} ($\times 10^{-13}\ \text{W.Hz}^{-1/2}$)
2×50	14	14,5	265	2,74	560	24257	17,5 (11,1)
2×100	7,1	33,5	613	1,03	130	60173	(6,2)
2×150	4,1	55,8	937	0,53	64	110931	(4,5)
2×200	4,1	49,3	1072	0,60	21	97473	(4,7)

Tableau 4.18 : Paramètres mesurés et mesure du NEP électrique dans la bande passante à I_{limite} à base de ces paramètres pour des ponts suspendus de l'échantillon CA660-16 à 330 K. Le bruit est mesuré pour le pont $2\times 50\ \mu\text{m}^2$. Pour les ponts 2×100 , 2×150 et $2\times 200\ \mu\text{m}^2$ le bruit est calculé. Entre parenthèse, nous indiquons la valeur du NEP quand le bruit est calculé.

Dans le tableau 4.18, nous avons rassemblé les paramètres utiles pour calculer le NEP pour chaque pont suspendu. Le NEP indiqué est la valeur à I_{limite} dans la bande passante, c'est à dire la valeur minimale du NEP , extraite des calculs de la Figure 4.29. Pour l'échantillon CA660-16, les NEP dans la bande passante sont compris dans la gamme $4,46$ à $17,52 \times 10^{-13} \text{ W.Hz}^{-1/2}$.

III.2.e) Échantillon CA656-24 (100nm LSMO/20nm STO)

La Figure 4.30 présente le NEP électrique en fonction de la fréquence pour différentes longueurs de ponts suspendus de largeur 2 et 4 μm gravés dans la couche CA656-24, avec la même méthode que pour les échantillons CA615-9 et CA660-16. Les courbes sont calculées en divisant la densité spectrale de bruit mesurée à 330 K à un courant de polarisation proche de I_{limite} , par la sensibilité électrique calculée à partir des paramètres mesurés (R , dR/dT , $G_{géo}$, f_c) sur chaque pont suspendu, sauf pour le pont de largeur 2 μm et de longueur 200 μm , pour lequel le bruit n'a pas été mesuré. Dans ce dernier cas, le calcul du bruit est fait à 300 K selon la formule (4.19) du paragraphe II.4.a en utilisant le paramètre de Hooge normalisé α_H/n_c moyen mesuré sur les autres ponts suspendus gravés dans CA656 ($7,4 \pm 0,5 \times 10^{-31} \text{ m}^3$) (tableau 4.10).

Le NEP électrique à I_{limite} dans la bande passante diminue quand la longueur augmente. La fréquence de coupure du NEP électrique diminue quand la longueur du pont augmente. On s'aperçoit que le NEP mesuré augmente à basse fréquence. Cette augmentation est liée au bruit de la chaîne de mesure. Si l'application nécessite de travailler à basse fréquence, il faudrait réduire encore le bruit à basse fréquence de la chaîne de mesure.

Dans le tableau 4.19, nous avons rassemblé les paramètres utiles pour calculer le NEP électrique pour chaque pont suspendu. Le NEP électrique indiqué est la valeur à I_{limite} dans la bande passante, c'est à dire la valeur minimale du NEP électrique, extraite des calculs de la Figure 4.30. Pour l'échantillon CA656-24, les NEP électrique dans la bande passante sont compris dans la gamme $5,2$ à $9,9 \times 10^{-13} \text{ W.Hz}^{-1/2}$.

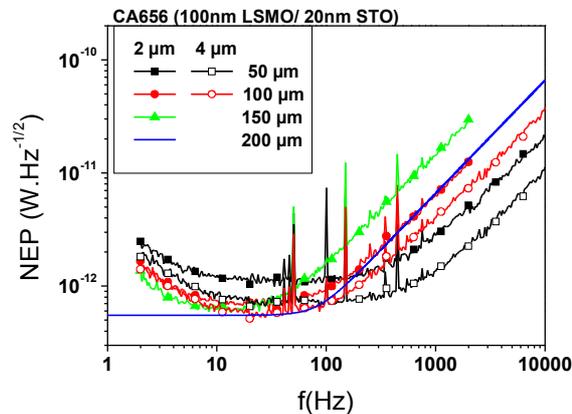


Figure 4.30: NEP à 330 K à I_{limite} en fonction de la fréquence de ponts suspendus de largeur 2 ou 4 μm et de longueur variable de l'échantillon CA656-24

Dimension $w \times l$ ($\mu\text{m} \times \mu\text{m}$)	$I_{\text{polarisation}}$ <i>proche</i> de I_{limite} (μA)	R ($\text{k}\Omega$)	dR/dT_{max} ($\Omega \cdot \text{K}^{-1}$)	$G_{\text{géo}}$ ($\times 10^{-7} \text{W} \cdot \text{K}^{-1}$)	f_c (Hz)	$\mathfrak{R}_V^{\text{elec}}$ à I_{limite} ($\text{V} \cdot \text{W}^{-1}$)	<i>NEP dans la</i> <i>bande passante</i> à I_{limit} ($\times 10^{-13}$ $\text{W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$)
2×50	16	10,2	231	2,47	354	23853	9,9 (10,2)
2×100	8	15,7	359	1,24	101	41969	6,1 (7,4)
2×150	5	23,1	564	0,86	38	63166	5,9 (5,7)
2×200	4,9	38,2	906	0,72	26	87497	(5,5)
4×50	30	7,4	166	3,7	566	16521	6,5 (12,5)
4×100	16	10,3	237	1,9	130	27548	5,2 (9,0)

Tableau 4.19 : Paramètres mesurés et mesure du NEP électrique dans la bande passante à I_{limite} à base de ces paramètres pour des ponts suspendus de l'échantillon CA656-24 à 330 K. Le bruit est mesuré pour tous les ponts, sauf pour le pont 2×200 μm^2 où le bruit est calculé. Entre parenthèse, nous indiquons la valeur du NEP quand le bruit est calculé.

III.2.f) Conclusion

Les *NEP* électriques dans la bande passante mesurés pour tous les ponts suspendus sont résumés dans le tableau 4.20. Ils sont compris dans la gamme 2×10^{-13} à $17,5 \times 10^{-13} \text{W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$, donc entre 10^{-13} et $10^{-12} \text{W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. Si on souhaite utiliser nos ponts suspendus pour la détection, il faudra bien sur considérer le couplage rayonnement détecteur. On discutera dans le paragraphe suivant de l'absorption du LSMO dans l'infrarouge proche. Pour des longueurs d'onde plus élevées, il faudrait ajouter des antennes. Les *NEP* électriques obtenus à 300 K sont limités par le bruit de phonons et sont prometteurs pour envisager de réaliser des bolomètres non refroidis compétitifs.

On a bien vérifié pour tous les échantillons, que le *NEP* électrique et la fréquence de coupure diminuent quand la longueur des ponts suspendus augmente, leur largeur et leur épaisseur diminuent (c'est à dire quand la conductance thermique diminue). A basse fréquence, le bruit en $1/f$ peut devenir dominant pour les ponts suspendus de plus faible volume. Cela signifie qu'il ne sera pas gênant pour des ponts suspendus de grande longueur, mais il faudra y prêter attention si on réduit trop la largeur et l'épaisseur. Il faut noter également qu'un pont suspendu de faible volume présentera une fréquence de coupure plus élevée, et qu'alors la fréquence de fonctionnement pourra être plus élevée que celle du bruit en $1/f$. Pour un matériau très peu bruyant lorsqu'il est déposé sous forme de couches minces de très bonne qualité structurale comme c'est le cas de nos couches LSMO, le bruit en $1/f$ ne devrait donc pas limiter les performances globales des futurs bolomètres que ce soit en terme de NEP ou de fréquence de fonctionnement.

Échantillon	NEP de CA658 ($\times 10^{-13} \text{W.Hz}^{-1/2}$)	NEP de CA615 ($\times 10^{-13} \text{W.Hz}^{-1/2}$)		NEP de CA660 ($\times 10^{-13} \text{W.Hz}^{-1/2}$)	NEP de CA656 ($\times 10^{-13} \text{W.Hz}^{-1/2}$)	
Description des couches	LSMO(10nm)/STO/Si	LSMO(50nm)/CTO/Si		LSMO(75nm)/STO/Si	LSMO(100nm)/STO/Si	
Longueur	w = 4 μm	w = 2 μm	w = 4 μm	w = 2 μm	w = 2 μm	w = 4 μm
50 μm	(10,4)	8,0 (9,4)	10,4 (12,4)	17,5 (11,1)	9,9 (10,2)	6,5 (12,5)
100 μm	(5,7)		3,1 (7,1)	(6,2)	6,1 (7,4)	5,2 (9,0)
150 μm	(4,3)	6,1 (7,4)	2,0 (5,3)	(4,5)	5,9 (5,7)	
200 μm	(3,4)			(4,7)	(5,5)	

Tableau 4.20 :Résumé des valeurs de NEP électrique à I_{limite} dans la bande passante à 330 K pour les échantillons fabriqués. Le bruit est mesuré sauf lorsque le NEP est indiqué entre parenthèses où le bruit a été calculé à partir de paramètres mesurés.

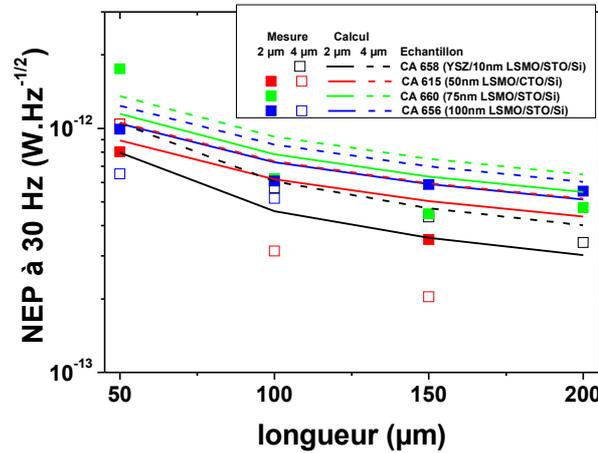


Figure 4.31: Résumé de toutes les mesures de NEP électrique à 330 K à I_{limite} dans la bande passante, comparées aux calculs sur des ponts « de référence » décrits au paragraphe III.1.

La Figure 4.31 résume graphiquement ce paragraphe sur le NEP en rassemblant calculs effectués sur des ponts « de référence » décrits au paragraphe III.1 avec les paramètres donnés dans le tableau 4.14 (lignes continues ou pointillées), et mesures indiquées dans le tableau 4.20 (symboles fermés ou ouverts). Pour les courbes de NEP calculées, on a utilisé la formule (4.21), rappelée ci-dessous :

$$NEP^2 = 4 k_B T^2 G + \frac{4 k_B T G}{0,78^2 \cdot \alpha} + \frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{0,3 G^2}{0,78^2 \cdot \Omega \cdot f \cdot \alpha^2} \quad (4.24)$$

On rappelle que le NEP électrique mesuré dans la bande passante est évalué en divisant la densité spectrale de bruit mesurée à 330 K à un courant de polarisation proche de I_{limite} , ou calculée selon la formule (4.19) du paragraphe II.4.a) en utilisant le paramètre de Hooge normalisé α_H/n_c moyen mesuré sur les autres ponts suspendus gravés dans la même couche lorsque le bruit n'a pas été mesuré, par la sensibilité électrique calculée à partir des paramètres mesurés (R , dR/dT , $G_{géo}$, f_c) sur chaque pont suspendu.

Les valeurs mesurées et calculées sont proches, ce qui confirme que la formule (4.24) décrivant le NEP électrique est valable et qu'elle pourra être utilisée pour évaluer les performances de différentes géométries de structures suspendues à base de LSMO, afin d'optimiser les performances

des futurs bolomètres. Les mesures donnent souvent des NEP plus faibles que ceux calculés, car le coefficient de résistance en température est souvent plus grand que $0,02 \text{ K}^{-1}$, et le paramètre de Hooge normalisé α_H/n_c mesuré est également souvent plus faible que 10^{-30} m^3 .

IV. Défectivité spécifique D^* et défectivité percussionnelle Δ

IV.1. Estimation de D^*

IV.1.a) Mesure de l'absorption du LSMO à $1,5 \mu\text{m}$

La transmission des couches minces LSMO/STO/Si a été mesurée dans la gamme $200 \text{ nm} - 3 \mu\text{m}$ au CIMAP par Jean-Louis Doualan et Cédric Fur à l'aide d'un spectromètre infrarouge. Nous en avons déduit une estimation de l'absorption en fonction de l'épaisseur du LSMO à la longueur d'onde égale $1,5 \mu\text{m}$ (Figure 4.32) afin d'évaluer les performances en défectivité spécifique de nos ponts suspendus. On a supposé que la réflexion était négligeable. Des mesures complémentaires sont envisagées pour déterminer les différents coefficients de réflexion, de transmission et d'absorption de ces couches minces de LSMO. Ces mesures ne représentent qu'une évaluation car elles ne prennent pas en compte la réflexion des couches. Comme attendu, on s'aperçoit que l'absorption augmente exponentiellement en fonction de l'épaisseur du LSMO.

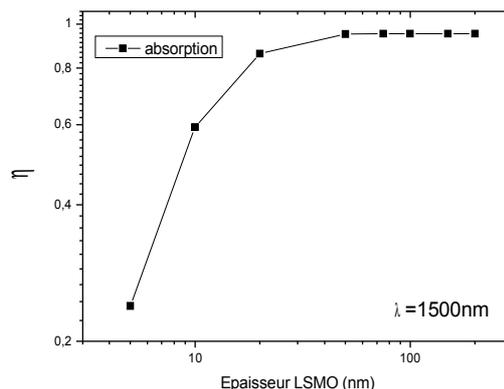


Figure 4.32: Absorption η mesurée sur les couches minces LSMO/STO/Si à $1,5 \mu\text{m}$ en fonction de l'épaisseur du LSMO

Dans l'estimation de la défectivité spécifique, on considérera que pour la couche d'épaisseur 10 nm l'absorption est de l'ordre de 60% alors que pour les couches d'épaisseur supérieure ou égale à 50 nm , l'absorption est de l'ordre de 90% . Au delà de 50 nm , l'absorption varie très peu. Pour un bolomètre monocorps, c'est à dire où le thermomètre joue le rôle d'absorbant, cette épaisseur constitue donc a priori un bon compromis entre une bonne absorption et une conductance thermique faible. On va le voir au paragraphe suivant.

IV.1.b) Effet de l'épaisseur sur la défectivité spécifique D^* à $1,5 \mu\text{m}$ et à 30 Hz

La Figure 4.33 montre l'effet de l'absorption sur la défectivité spécifique à $1,5 \mu\text{m}$ à 30 Hz et à I_{limite} en fonction de l'épaisseur du LSMO, notée d_{LSMO} , et celle du STO, notée d_{STO} , par comparaison à la défectivité spécifique obtenue avec une absorption égale à 1 pour un pont de longueur $200 \mu\text{m}$ en utilisant les valeurs « de référence » décrites au paragraphe III.1 (avec les caractéristiques du

tableau 4.14). D^* est calculée en utilisant la formule $D^*(d_{LSMO}) = \frac{\sqrt{A}}{(\eta(d_{LSMO}) \cdot NEP)}$ avec $\eta(d_{LSMO})$ l'absorption mesurée précédemment en (Figure 4.32). Le NEP est calculé selon la formule de l'équation (4.24) en considérant que l'effet de $NEP_{1/f}$ et de NEP_A sont faibles et négligeables. La détectivité spécifique D^* à I_{limite} s'écrit donc :

$$D^*(d_{LSMO}) = \frac{\eta(d_{LSMO}) \cdot l}{\sqrt{(4k_B T^2 + \frac{4k_B T}{0,78^2 \cdot \alpha}) \times 12(d_{LSMO} \cdot k_{LSMO} + d_{STO} \cdot k_{STO})}} \quad (4.25)$$

Par ce calcul, on observe que la détectivité spécifique est indépendante de la largeur du pont. Elle ne dépend que de l'épaisseur et des conductivités thermiques des couches constituant le pont suspendu, et de la longueur du pont suspendu.

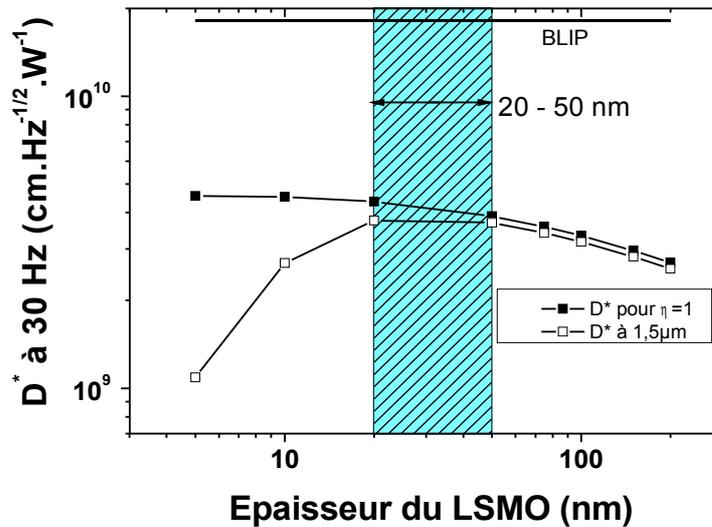


Figure 4.33: Effet de l'absorption sur la détectivité spécifique D^* à $1,5 \mu\text{m}$ à 30 Hz et à I_{limite} en fonction de l'épaisseur du LSMO, pour des ponts suspendus LSMO/STO/Si « de référence », par comparaison à la détectivité spécifique obtenue pour $\eta = 1$

La détectivité spécifique avec absorption égale à 1 est inversement proportionnelle à la racine carrée de l'épaisseur de LSMO et de STO. Mais puisque l'absorption augmente avec l'épaisseur de LSMO, on obtient une épaisseur de LSMO optimale afin de minimiser la conductance thermique et maximiser l'absorption, dans la gamme 20 – 50 nm.

IV.1.c) Détectivité spécifique D^* à $1,5 \mu\text{m}$ et à 30 Hz

La détectivité spécifique D^* à $1,5 \mu\text{m}$, à I_{limite} et à 30 Hz est maintenant évaluée dans le tableau 4.21 pour chaque pont suspendu à partir des mesures du NEP électrique mesurés résumées dans le tableau 4.20 (section III.2.f). Une détectivité spécifique D^* à 300 K , à $1,5 \mu\text{m}$ et à 30 Hz maximale de $1,1 \times 10^{10} \text{ cm.Hz}^{-1/2} \cdot \text{W}^{-1}$ est obtenue pour un pont de largeur $4 \mu\text{m}$, de longueur $150 \mu\text{m}$ gravé dans une couche de LSMO d'épaisseur 50 nm sur CTO/Si (CA615-9).

Échantillon	D^* (cm.Hz ^{-1/2} .W ⁻¹)		D^* (cm.Hz ^{-1/2} .W ⁻¹)		D^* (cm.Hz ^{-1/2} .W ⁻¹)	
	CA658-23	CA615-9		CA660-16	CA656-24	
Longueur	4 μm	2 μm	4 μm	2 μm	2 μm	4 μm
50μm	8,2×10 ⁸	1,1×10 ⁹	1,2×10 ⁹	5,1×10 ⁸	9,1×10 ⁸	2,0×10 ⁹
100μm	2,1×10 ⁹		5,7×10 ⁹	2,0×10 ⁹	2,1×10 ⁹	3,5×10 ⁹
150μm	3,4×10 ⁹	2,5×10 ⁹	1,1×10 ¹⁰	3,5×10 ⁹	2,7×10 ⁹	
200μm	5,0×10 ⁹			3,8×10 ⁹	3,3×10 ⁹	

Tableau 4.21 : Evaluation de la détectivité spécifique D^* à 300 K, à 1,5 μm et à 30 Hz à partir du NEP électrique mesuré pour les ponts suspendus des échantillons CA658-23, CA615-9, CA660-16 et CA656-24

La Figure 4.34 montre les calculs de détectivité spécifique en considérant des valeurs « de référence » décrites au paragraphe III.1 (avec les caractéristiques du tableau 4.14) (tableau 4.21) et les détectivités spécifique D^* à 300 K, à 1,5 μm et à 30 Hz évaluées à partir du NEP électrique mesuré pour tous les ponts suspendus caractérisés en fonction de leur constante de temps de réponse respectivement calculée ou mesurée. Les calculs sont faits pour des longueurs comprises entre 50 et 200 μm. Les longueurs les plus petites donnent une détectivité spécifique D^* petite et τ petite. Les plus grandes longueurs permettent d'avoir une détectivité spécifique D^* élevée mais une constante de temps de réponse τ grande. L'écart entre mesures et calculs provient des mesures de résistance en fonction de la température, de conductance thermique, de constante de temps et de bruit électrique. On s'aperçoit globalement que mesures et calculs à partir d'un modèle analytique simple du NEP (formule de l'équation (4.24)) et des données de résistivité électrique, de coefficient de résistance en température, de conductivités thermiques et de chaleurs spécifiques, sont très proches. Cela donne une bonne confiance dans notre modèle électro-thermique (incluant le bruit), ce qui permettra l'optimisation des détecteurs en vue d'applications ciblées.

On s'aperçoit surtout que les valeurs de D^* obtenues sont très proches de la détectivité théorique pour des détecteurs thermiques à 300 K (BLIP).

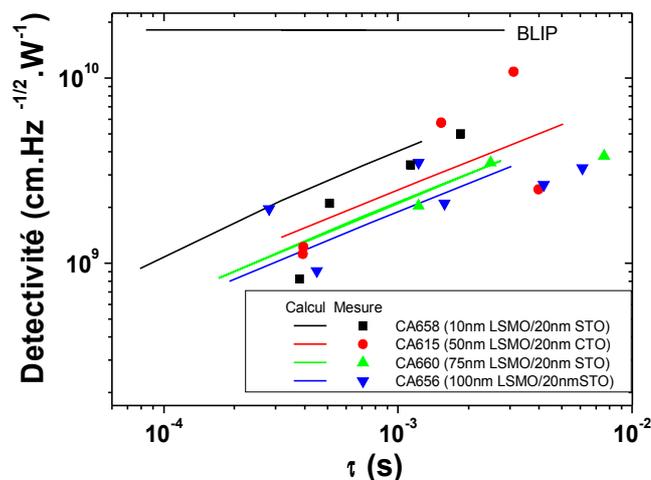


Figure 4.34: Comparaison des calculs de détectivité spécifique D^* à 300 K, à 1,5 μm et à 30 Hz à partir du NEP électrique calculés (en lignes continues) et mesuré (symboles) pour les ponts suspendus de l'échantillon CA658-23, CA615-9, CA660-16 et CA656-24 en fonction de leur constante de temps de réponse respectivement calculée ou mesurée

La Figure 4.35 permet de comparer les détectivités spécifiques D^* à 300 K, à 1,5 μm et à 30 Hz de notre travail et les valeurs des littératures citées au chapitre 1 (cf. Figure 1.27). Les valeurs de la littérature ont été mesurées à différentes longueurs d'onde. On peut toutefois affirmer que dans l'ensemble, les performances des ponts suspendus que nous avons réalisés sont compétitives par rapport aux données de la littérature (amélioration de D^* d'environ un ordre de grandeur). Il faut maintenant poursuivre l'optimisation de la géométrie de nos détecteurs, vers des formes couvrant des surfaces plus grandes et pour des applications précises pour vraiment évaluer en situation réelle leurs potentialités.

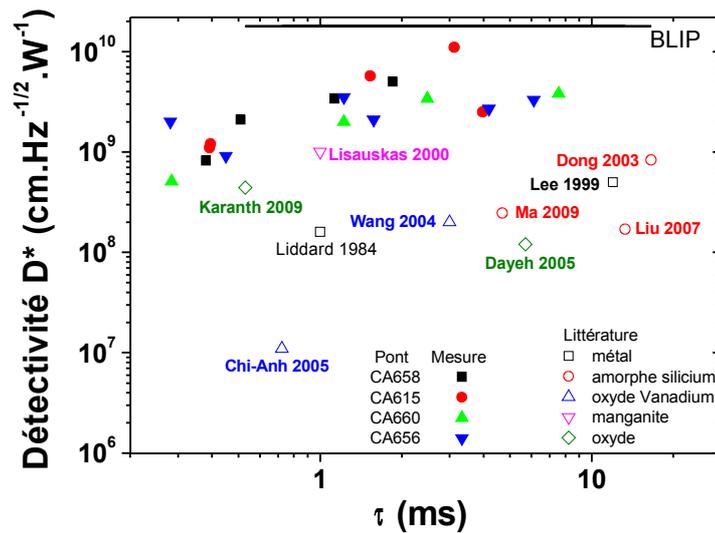


Figure 4. 35: Comparaison des mesures de détectivité spécifique D^* à 300 K, à 1,5 μm et à 30 Hz à partir du NEP électrique mesuré (symboles pleins) pour les ponts suspendus des échantillons CA658-23, CA615-9, CA660-16 et CA656-24 en fonction de leur constante de temps de réponse mesurée avec les valeurs de la littérature pour des bolomètres non-refroidis

IV.2. Détectivité percussionnelle Δ

Si on néglige le bruit en $1/f$, on peut facilement écrire la détectivité percussionnelle $\Delta = D^*/\sqrt{\tau}$ en fonction des dimensions des ponts suspendus à partir de l'équation (4.25). On s'aperçoit que celle-ci ne dépend que de l'inverse de la racine carrée de l'épaisseur de LSMO, ce qui signifie que pour une épaisseur fixe, on doit trouver des détectivités percussionnelles constantes. En effet, la Figure 4.34 montre graphiquement que la détectivité spécifique est proportionnelle à $\sqrt{\tau}$. On a également rassemblé dans le tableau 4.22, les valeurs obtenues de détectivités percussionnelles à 300 K, à 1,5 μm et à 30 Hz. On observe qu'elles sont bien proches pour une épaisseur de LSMO donnée.

La valeur maximum de Δ est $1,9 \times 10^{11} \text{ cm.J}^{-1}$ pour le pont de $4 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ de l'échantillon CA658, qui présente l'avantage d'être réalisé avec des couches de LSMO plus mince, qui présente une plus faible conductance thermique et grande sensibilité.

	Δ (cm.J ⁻¹)	Δ (cm.J ⁻¹)		Δ (cm.J ⁻¹)	Δ (cm.J ⁻¹)	
Échantillon	CA658-23	CA615-9		CA660-16	CA656-24	
Longueur	w = 4 μ m	w = 2 μ m	w = 4 μ m	w = 2 μ m	w = 2 μ m	w = 4 μ m
50 μ m	4,2 $\times 10^{10}$	5,7 $\times 10^{10}$	6,1 $\times 10^{10}$	3,1 $\times 10^{10}$	4,3 $\times 10^{10}$	1,2 $\times 10^{11}$
100 μ m	9,3 $\times 10^{10}$		1,5 $\times 10^{11}$	5,8 $\times 10^{10}$	5,3 $\times 10^{10}$	1,0 $\times 10^{11}$
150 μ m	1,0 $\times 10^{11}$	4,0 $\times 10^{10}$	1,9 $\times 10^{11}$	7,0 $\times 10^{10}$	4,1 $\times 10^{10}$	
200 μ m	1,2 $\times 10^{11}$			4,4 $\times 10^{10}$	4,2 $\times 10^{10}$	

Tableau 4.22 : Défectivité percussionnelle Δ mesurée à 300 K, à 1,5 μ m et à 30 Hz à partir de la défectivité spécifique D^* évaluée à 300 K, à 1,5 μ m et à 30 Hz et de la constante de temps mesurée pour les ponts suspendus de l'échantillon CA658-23, CA615-9, CA660-16 et CA656-24

V. Conclusion du chapitre

Les résultats du chapitre 3 avaient démontré que la technique de fabrication des ponts suspendus ne dégradait pas les propriétés de résistivité électrique en fonction de la température des couches LSMO. Dans ce chapitre, nous avons évalué les performances bolométriques à 1,5 μ m à partir de mesures de bruit et des mesures de conductance thermique et de constante de temps de réponse mesurées au chapitre 3.

La valeur électrique du NEP a été déterminée indépendamment de l'absorption du rayonnement. Nous les mesurons comme le rapport de la densité spectrale de bruit sur la sensibilité électrique mesurées à un courant limite de polarisation appelé I_{limite} permettant de bénéficier d'un fort courant de polarisation sans risque de détruire les ponts suspendus par emballement thermique. Le NEP électrique est minimum pour le pont de 4 μ m \times 150 μ m gravé dans la couche CA615-9 (LSMO(50 nm)/CTO/Si). Il vaut $2,0 \times 10^{-13}$ W.Hz^{-1/2} à 300 K à 7 μ A et dans une bande passante réduite autour de 30 Hz. On a pu mettre en évidence que le NEP des ponts suspendus est limité par le bruit de phonons, directement lié à la conductance thermique, car le bruit en 1/f est très faible.

La défectivité spécifique est évaluée à la longueur d'onde 1,5 μ m. Elle tient compte de l'absorption mesurée sur les couches non gravées. La valeur maximale de défectivité spécifique à 300 K, à 1,5 μ m et à 30 Hz est obtenue pour le pont de 4 μ m \times 150 μ m gravé dans la couche CA615-9 (LSMO (50 nm) / CTO / Si). Elle vaut $1,1 \times 10^{10}$ cm.Hz^{-1/2}.W⁻¹.

Les mesures et les calculs réalisés à partir d'un modèle analytique simple du NEP (formule de l'équation (4.24)) et des données de résistivité électrique, de coefficient de résistance en température, de conductivités thermiques et de chaleurs spécifiques, sont très proches. Une bonne confiance dans notre modèle électro-thermique (incluant le bruit) est donc finalement obtenue, ce qui permettra l'optimisation des détecteurs en vue d'applications ciblées.

Conclusion générale

L'objectif de cette thèse a été de développer un procédé de fabrication en salle blanche permettant de réaliser des structures suspendues à partir de couches minces LSMO et de caractériser leurs propriétés électriques et thermiques (variation de résistance électrique en fonction de la température, conductance thermique, constante de temps de réponse, bruit électrique, etc). Ces propriétés permettent d'évaluer les performances en puissance équivalente de bruit (noté NEP pour *Noise Equivalent Power*) et en détectivité spécifique des structures suspendues comme bolomètre monocorps à détection directe pour le proche infrarouge.

La première étape de ce travail de thèse a été d'étudier les propriétés des couches minces LSMO sur silicium. Les couches minces LSMO déposées par MBE avec des couches tampons STO et CTO présentent de très bonnes caractéristiques structurales et électriques. Leur résistivité électrique est comprise entre 1,0 et 3,8 m Ω .cm à 300 K selon les différentes épaisseurs (10 à 100 nm) et les couches tampons utilisées. Leur coefficient de résistance en température (noté TCR pour *Temperature Coefficient of Resistance*) est maximum entre 310 K et 340 K et est compris entre 1,6 et 2,6% K⁻¹.

Le procédé de fabrication de ponts suspendus a ensuite été optimisé. L'étape de réalisation des contacts métalliques a dû être particulièrement étudiée. Nous avons finalement adopté un procédé en deux étapes (un dépôt d'or d'environ 20 nm par PLD complété par un dépôt d'or d'environ 180 nm par canon à ions) qui est simple, reproductible et qui ne dégrade pas les propriétés électriques des couches minces LSMO. Pour augmenter le taux de réussite de fabrication des ponts suspendus, différentes couches de protection (Al₂O₃, STO ou YSZ) ont été testées. La couche YSZ déposée par PLD permet de solidifier les structures, sans trop augmenter la conductance thermique et sans dégrader les propriétés électriques du LSMO. De nombreux ponts suspendus de longueur de 50, 100, 150 et 200 μ m et de largeur 2 ou 4 μ m à partir d'échantillons LSMO/STO/Si ou LSMO/CTO/Si (avec différentes épaisseurs de LSMO) ont été fabriqués par gravure ionique réactive du silicium. Grâce à l'optimisation du procédé de gravure et de l'ajout des couches de protection, on a montré qu'on peut atteindre des taux de réussite proche de 100 % lors de la fabrication. Des motifs carrés (méandres ou ponts parallèles) ont aussi été réalisés sur quelques échantillons pour augmenter la surface de détection et ainsi couvrir des surfaces de 50, 75, 100 et 150 μ m² avec des brins de largeur 4 μ m en utilisant le procédé optimisé de gravure latérale du silicium. Le procédé de fabrication est donc bien maîtrisé.

Les mesures de résistivité électrique en fonction de la température réalisées sur les ponts suspendus sont proches des caractéristiques des couches LSMO non suspendues, attestant de la non dégradation du procédé de fabrication. Les mesures de conductance thermique et de constante de temps de réponse sont proches des calculs réalisés à partir d'expressions analytiques et des propriétés thermiques des matériaux utilisés. Nous avons montré également que nos mesures pouvaient permettre l'estimation de la conductivité thermique des matériaux, qui peut légèrement différer des propriétés publiées dans la littérature en raison de la différence de leurs propriétés structurales. Les conductances thermiques des ponts suspendus sont très faibles (dans la gamme $3 \times 10^{-8} - 5 \times 10^{-7}$ W.K⁻¹). Les constantes de temps de réponse effective mesurées sont de l'ordre de 0,3 à 7 ms selon les dimensions des ponts suspendus, ce qui reste relativement petit pour des détecteurs thermiques.

Les très faibles conductances thermiques permettent d'augmenter la sensibilité de 4 à 5 ordres de grandeur par rapport aux structures non suspendues. Le bruit électrique a été mesuré sur les ponts suspendus. On a montré que le design du masque de photolithographie définissant les ponts suspendus n'apportait pas de bruit excédentaire par rapport au bruit en 1/f des couches LSMO non suspendues (α_H/n_c de l'ordre de 10^{-31} m³). La valeur électrique du NEP a été déterminée indépendamment de l'absorption du rayonnement. Nous les mesurons comme le rapport de la

densité spectrale de bruit sur la sensibilité électrique mesurées à un courant limite de polarisation appelé I_{limite} permettant de bénéficier d'un fort courant de polarisation sans risque de détruire les ponts suspendus par emballement thermique. Le NEP électrique est minimum pour le pont de $4 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$ gravé dans la couche CA615 (LSMO(50 nm)/CTO/Si). Il vaut $2 \times 10^{-13} \text{ W.Hz}^{-1/2}$ à 300 K à $7 \mu\text{A}$ et dans une bande passante réduite autour de 10 Hz. On a pu mettre en évidence que le NEP électrique des ponts suspendus est limité par le bruit de phonons, ce qui est très rare pour ce type de détecteur, et est directement lié à la conductance thermique, car le bruit en $1/f$ est très faible. La détectivité spécifique est évaluée à la longueur d'onde $1,5 \mu\text{m}$. Elle tient compte de l'absorption mesurée sur les couches non gravées. La valeur maximale de détectivité spécifique est obtenue pour le pont de $4 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$ gravé dans la couche CA615 (LSMO(50 nm)/CTO/Si). Elle vaut $1,1 \times 10^{10} \text{ cm.Hz}^{-1/2}.\text{W}^{-1}$ à 300 K à $7 \mu\text{A}$. Ce qui permet de conclure que nos dispositifs peuvent constituer des bolomètre monocorps non refroidis compétitifs dans le proche infrarouge (sans couche absorbante supplémentaire). La détectivité spécifique est environ seulement 10 fois plus faible que la limite théorique pour des détecteurs thermiques à 300 K ($1,8 \times 10^{10} \text{ cm.Hz}^{-1/2}.\text{W}^{-1}$).

Finalement, les mesures et les calculs réalisés à partir d'un modèle analytique simple du NEP (formule de l'équation (4.24)) et des données de résistivité électrique, de coefficient de résistance en température, de conductivités thermiques et de chaleurs spécifiques, sont très proches. Une bonne confiance dans notre modèle électro-thermique (incluant le bruit) est donc finalement obtenue, ce qui permettra l'optimisation des détecteurs en vue d'applications ciblées.

Pour augmenter la surface d'absorption du rayonnement incident, des ponts parallèles suspendus et des méandres suspendus de $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ à $150 \times 150 \mu\text{m}^2$ ont été fabriquées avec succès en utilisant la même méthode de fabrication que pour les ponts suspendus. La résistivité électrique en fonction de la température et la conductance thermique de ces structures suspendues ont été mesurées. Il reste à mesurer le bruit électrique afin d'évaluer leurs performances en NEP et détectivité spécifique.

Il n'est pas directement envisagé des applications en imagerie infrarouge car la technologie de fabrication des bolomètres LSMO n'est pas entièrement compatible avec celle de l'industrie de la microélectronique silicium, ce qui implique un coût supplémentaire difficile à surmonter pour être compétitif sur le marché actuel déjà bien développé. C'est pourquoi nos détecteurs pourraient trouver préférentiellement des applications dans lesquelles un petit nombre de détecteurs et où une grande détectivité spécifique (ou une petite constante de temps de réponse) sont nécessaires. C'est par exemple le cas des applications pour la spectrométrie infrarouge ou des détecteurs de gaz de type non dispersif qui utilisent un détecteur qui mesure le rayonnement issu d'une source infrarouge proche après avoir traversé une cellule contenant le gaz à détecter. Il reste donc à travailler le couplage rayonnement – détecteur, en réalisant des structures couvrant des surfaces carrées (des ponts parallèles suspendus et des méandres suspendus par exemple) pour augmenter la surface de détection en mode monocorps dans le proche infrarouge. Dans ce domaine de longueur d'onde, des cavités quart d'onde pourraient améliorer les performances. Associés à des antennes, nos bolomètres pourraient également trouver des applications en infrarouge lointain et en détection THz où des détecteurs performants non refroidis manquent.

Liste de symbole

Quantité	Symbole	Unit
Sensibilité en tension, en courant ou en température	$\mathcal{R}_V, \mathcal{R}_I \text{ et } \mathcal{R}_T$	$V.W^{-1}, A.W^{-1} \text{ et } T.W^{-1}$
Sensibilité électronique ou optique	$\mathcal{R}_V^{elec} \text{ ou } \mathcal{R}_V^{opt}$	$V.W^{-1}$
Constante de temps de réponse	τ	s
Fréquence de coupure	f_c	Hz
Pulsation du signal	ω	
Densité spectrale de bruit en tension ou en courant	$S_V \text{ ou } S_I$	$V.Hz^{-1/2} \text{ ou } A.Hz^{-1/2}$
Densité spectrale de bruit de phonons en tension	$S_{V_{ph}}$	$V.Hz^{-1/2}$
Densité spectrale de bruit de Johnson en tension	S_{V_J}	$V.Hz^{-1/2}$
Densité spectrale de bruit en 1/f en tension	$S_{V_{1/f}}$	$V.Hz^{-1/2}$
Densité spectrale de bruit de la chaîne de mesure en tension	S_{V_A}	$V.Hz^{-1/2}$
Température équivalente de bruit	NET	$K.Hz^{-1/2}$
Différence de température équivalent du bruit	$NETD$	K
Puissance équivalente de bruit	NEP	$W.Hz^{-1/2}$
Puissance équivalente de bruit de phonons	NEP_{ph}	$W.Hz^{-1/2}$
Puissance équivalente de bruit de Johnson	NEP_J	$W.Hz^{-1/2}$
Puissance équivalente de bruit en 1/f	$NEP_{1/f}$	$W.Hz^{-1/2}$
Puissance équivalente de bruit de la chaîne de mesure	NEP_A	$W.Hz^{-1/2}$
Délectivité spécifique	D^*	$cm.Hz^{1/2}.W^{-1}$
Délectivité percussionnelle	D	
Puissance du rayonnement incident	P	W
Puissance électrique	P_{elec}	W
Puissance totale	P_{total}	W
Absorption	h	
Élévation de température du thermomètre	ΔT	K
Référence de température (température du thermostat)	T_0	K
Température du thermomètre	T	K
Résistivité	r	$m.\Omega$
Résistance	R	W
Dérivée de la résistance de l'échantillon mesuré	dR/dT	Ω/K
Coefficient de résistance en température	$\alpha \text{ ou } TCR$	$K^{-1} \text{ ou } \% K^{-1}$

Conductivité thermique	k	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Conductance thermique	G	W.K^{-1}
Conductance thermique effective	G_{eff}	W.K^{-1}
Conductance thermique géométrie	G_{geo}	W.K^{-1}
Chaleur spécifique	c	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Masse volumique	ρ_V	kg.m^{-3}
Capacité calorifique	C	J.K^{-1}
Courant d'emballlement	I_{emb}	A
Courant limite	I_{limit}	A
Épaisseur du couche mince ou structure suspendue	d	m
Longueur de la structure suspendue	l	m
Largueur de la structure suspendue	w	m
Surface de la structure suspendue	A	m^2
Volume de la structure suspendue	W	m^3
Longueur d'onde seuil	l_C	m

Constantes utilisées	Symbole	Valeur	Unité
Constante de Boltzmann	k_B	$1,38065 \times 10^{-23}$	J.K^{-1}
Constante de Planck	h	$6,626 \times 10^{-34}$	J.s^{-1}
Vitesse de lumière dans le vide	c	$2,9979 \times 10^8$	m.s^{-1}
Constante de Stefan. Boltzmann	σ_{SB}	$5,67 \times 10^{-8}$	$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$

Bibliographie

[Ayan 2013] : A. Ayan, Thèse à sortir en 2013

[Audaire 2000] : L.Audaire, « Detecteurs de Rayonnements Optiques », Éd. :Techniques de l'ingénieur, Paris, FRANCE, 2000

[Becker 1996] : W. Becker, « Black Gold Deposits as Absorbers for Far Infrared Radiation », Phys. Stat. Sol. (b),194241,1996

[Bevilacqua 2012] : S.Bevilacqua, S. Cherednichenko, V. Drakinskiy, J. Stake, H. Shibata et Y. Tokura, « Low noise MgB₂ terahertz hot-electron bolometer mixers », Appl. Phy. Lett,100, 033504-033504-3, 2012

[Bideaud 2011] : A. Bideaud, B. Belier, A. Benoit, L. Bergé, P. Camus, S. Collin, L. Dumoulin, C. Hoffmann, S. Marnieros et A. Monfardini, « Antenna-coupled arrays of NbSi micro-bolometers », Exp. Astron., 32, 179–191,2011

[Boudali 2009] : A. Boudali, M. D. Khodja, B. Amrani, D. Bourbie, K. Amara et A. Abada, « First-principles study of structural, elastic, electronic, and thermal propertiesof SrTiO₃ perovskite cubic », Phys. Lett. A, 373, 879-884, 2009

[Budzier 2010]: H. Budzier and G. Gerlach, « Thermal infrared sensors », Ed. :Wiley 2010

[Cheenne 2000] : N. Cheenne, Thèse, « Synthèse de films minces de type super réseau pour la réalisation et l'étude de micro-bolomètres. Rôle des interfaces sur la transmission des phonons » 2000

[Chen 2007] : S.H. Chen, H. Ma, S.H. Xiang et X.J. Yi, « Fabrication and performance of microbolometer arrays based on nanostructured vanadium oxide thin films », Smart Mater. Struct.,16, 696–700, 2007

- [Chi-Anh 2005] : N. Chi-Anh, H. J. Shin, K. T. Kim, Y. H. Han et S. Moon, « Characterization of uncooled bolometer with vanadium tungsten oxide infrared active layer », *Sensors and Actuators*, 87-91, 2005
- [Choi 2006] : T. Choi, D. Poulidakos, J. Tharian et U. Sennhauser, « Measurement of the Thermal Conductivity of Individual Carbon Nanotubes by the Four-Point Three- ω Method », *Nano Lett.* 6 (8), 1589–1593, 2006
- [Choudhary 2004] : R. J. Choudhary, A. S. Ogale, S. R. Shinde, S. Hullavarad, S. B. Ogale, T. Venkatesan, R. N. Bathe, S.I. Patil et R. Kumar, « Evaluation of manganite films on silicon for uncooled bolometric applications », *Appl. Phys. Lett.*, 84, 3846-3848, 2004
- [Cibella 2009] : S. Cibella, P. Carelli, M.G. Castellano, V. Foglietti, R. Leoni, M. Ortolani et G. Torrioli, « A Superconducting Bolometer Antenna-Coupled to Terahertz Waves », *J. Low. Temp. Phys.*, 154, 142–149, 2009
- [Dayeh 2005] : S. Dayeh, D. P. Butler et Z. Celik-Butler, « Micromachined infrared bolometers on flexible polyimide substrates », *Sensors and Actuators A*, 118, 49–56, 2005
- [Dong 2003_S] : L. Dong, R.F. Yue et L.T. Liu, « An uncooled microbolometer infrared detector based on poly-SiGe thermistor », *Sensors and Actuators A*, 105, 286-292, 2003
- [Dong 2003_C] : L. Dong, R.F. Yue et L.T. Liu, « Characterization of Uncooled Poly SiGe Microbolometer for Infrared Detection », *Chin. Phys. Lett.*, 20770, 2003
- [Duran 2008] : A. Duran, F. Morales, L. Fuentes and J.M. Siqueiros, « Specific heat anomalies at 37, 105 and 455 K in SrTiO₃:Pr », *J. Phys.*, 20, 085219, 2008
- [Goyal 1997] : A. Goyal, M. Rajeswari, R. Shreekala, S. E. Lofland, S. M. Bhagat, T. Boettcher, C. Kwon, R. Ramesh et T. Venkatesan, « Material characteristics of perovskite manganese oxide thin films for bolometric applications », *Appl. Phys. Lett.*, 71, 1997
- [Ghosh 2009] : S. Ghosh, D. Teweldebrhan, J. R. Morales, J. E. Garay, et A. A. Balandin, « Thermal properties of the optically transparent pore-free nanostructured yttria-stabilized

zirconia », *J. Appl. Phys.*, 106, 113507, 209

[Gravrand 2010]: O. Gravrand et F.Simoens, « Les grandes filières de détections IR... jusqu'au THz », Conférence ASPROM, 2010

[Guillet 2005] : B. Guillet, Thèse de doctorat, « Lecture et contrôle faible bruit de température à très haute résolution : Application à la mesure de bruit excédentaire, à la bolométrie résistive et à la radiométrie à substitution électrique », 2005

[Guillet 2011]: B. Guillet, S. Wu, B. Cretu, R. Talmat, H. Achour, C. Barone, S. Pagano, E. Sassier et J.M. Routoure, « Uncertainties in the estimation of low frequency noise level extracted from noise spectral density measurements », *Noise and Fluctuations (ICNF)*, 433-436, 2011

[Hammouche 1989] A. Hammouche, E. Siebert et A. Hammou, « Crystallographic, thermal and electrochemical properties of the system $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ for high temperature solid electrolyte fuel cells », *Mat. Res. Bull.*, 24, 3, 367-380, 1989

[Han 2003] : Y.H. Han, I.H. Choi, H.K. Kang, J.Y. Park, K.T. Kim, H.J. Shin et S. Moon, « Fabrication of vanadium oxide thin film with high-temperature coefficient of resistance using $\text{V}_2\text{O}_5/\text{V}/\text{V}_2\text{O}_5$ multi-layers for uncooled microbolometers », *Thin Solid Films*, 425, 260–264, 2003

[Hoog 1964] : F.N. Hooge, « $1/f$ noise is no surface effect », *Phys. Lett. A*, 29, 139-140, 1969

[Iborra 2002] : E. Iborra, M. Clement, L.V. Herrero et J. Sandrador, « IR uncooled bolometers based on amorphous $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}\text{O}_y$ on silicon micromachined structures », *J. Microelectromech. Syst.*, 11, 322 – 329, 2002

[Jonker 1950] : G.H. Jonker et J.H. Van Santen, « Ferromagnetic compounds of manganese with perovskite structure », *Physica*, 16, 337–349, 1950

[Karanth 2009] : S. Karanth, M.A. Sumesh, V. Shobha, H.G. Shanbhogue et C.L. Nagendra, « Infrared detectors based on thin film thermistor of ternary Mn–Ni–Co–O on micro-machined thermal isolation structure », *Sensors. Actuat. A-Phys.*, 153, 69–75, 2009

- [Keithley 2004] : Ed. Keithley « low level measurement handbook », 2004
- [Koechlin 2010] : C. Koechlin, S. Maine, R. Haidar, B. Trétout, A. Loiseau et J-L. Pelouard « Electrical characterization of devices based on carbon nanotube films », Appl. Phys. Lett. **96**, 103501 (2010)
- [Khlopin 2000] : M. Khlopin, G. Panova, A. Shikov, V. Sinyavski et D. Shulyatev, « Heat Capacity of $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ Single Crystals in Different Magnetic States », Phys. Solid. State. **42**, 114-119, (2000)
- [Khrebtov 1991] : I. A. Khrebtov, « Superconductor Infrared and Submillimeter Radiation Receivers », Sov. J. Opt. Technol., vol. 58, p. 261, 1991.
- [Kim 2005] : J.H. Kim and A. M. Grishin, « Free-standing epitaxial $\text{La}_{1-x}(\text{Sr,Ca})_x\text{MnO}_3$ membrane on Si for uncooled infrared microbolometer », Appl. Phys. Lett., 87, 033502, 2005
- [Kim 2006] : J.H. Kim et A.M. Grishin, « Wet and dry etching of $\text{La}_{0.67}(\text{Sr,Ca})_{0.33}\text{MnO}_3$ films on Si », Thin Solid Films, 515, 587-590, 2006
- [Kruse 2001] : P.W. Kruse, « Uncooled Thermal Imaging », Ed. SPIE, 2001
- [Laurat 2007] : J. Laurat, « Détecteurs Optiques et Introduction aux systèmes optroniques », 2007
- [Laillé 2007] : E. Laillé, Rapport de stage IUT, « Optimisation des différentes paramètres pour la gravure RIE », 2007
- [Langley 1880] : S.P. Langley, « The bolometer and radiant energy », Proc. Am. Academy of Arts and Sciences, 16, 342–358, May. 1880-Jun. 1881
- [Le Dem 2007] : G. Le Dem, thèse, « Développement et conception de filtres sélectifs en technologie coplanaire: Potentialités pour la spectroscopie non-dispersive en infrarouge lointain et submillimétrique, appliquée à la détection de composés organiques volatils », 2007
- [Lee 1999] : H.K. Lee, J.B. Yoon, E. Yoon, S. B. Ju, Y. J. Yong, W. Lee et S.G. Kim, « A high fill-

factor infrared bolometer using micromachined multilevel electrothermal structures », IEEE Trans. Electron Devices, 46, 1489 – 1491, 1999

[Liddiard 1984] : K.C. Liddiard, « Thin-film resistance bolometer IR detectors », Infrared Phys., 24, 57–64, 1984

[Liger 2005] : M. Liger, thèse, « Uncooled Carbon Microbolometer Imager », 2005

[Lisauskas 2000] : A. Lisauskas, S.I. Khartsev et A. Grishin, « Tailoring the colossal magnetoresistivity : $\text{La}_{0.7}(\text{Pb}_{0.63}\text{Sr}_{0.37})_{0.3}\text{MnO}_3$ thin-film uncooled bolometer », Appl. Phys. Lett., 77, 3302, 2000

[Liu 2007] : X.M. Liu, H.J. Fang et L.T. Liu, « Study on new structure uncooled a-Si microbolometer for infrared detection », Microelectro. J., 38, 735–739, 2007

[Lu 2009] : X.H. Lu, J. Chen, B.B. Jin, P.H. Wu, Q.J. Yao et S.C. Shi, « Room temperature Nb_5N_6 bolometer for THz detection », 34th conference on IRMMW-THz, 2009

[Ma 2009] : T.Y. Ma, Y.D. Liu et T. Li, « A 100 direction front-etched membranestructure for a micro-bolometer », J. Micromech. Microeng., 19, 035022, 2009

[Maine 2010] : S. Maine, C. Koechlin, R. Fleurier, R. Haidar, N. Bardou, C. Dupuis, B. Attal-Trétout, P. Mérel, J. Deschamps, A. Loiseau et J.-L. Pelouard, Phys. Stat. Solid. (c), « Mid-infrared detectors based on carbon nanotube films », 7 (11-12), 2743–2746 (2010)

[Mather 1982] : J. Mather, « Bolometer noise: nonequilibrium theory », Appl. Opt., 21, 1125-1129, 1982

[Mather 1984] : J. Mather, « Bolometers: ultimate sensitivity, optimization, and amplifier coupling », Appl. Opt., 23, 584-588, 1984

[Méchin 1996] : L. Méchin, Thèse « Microbolomètres supraconducteurs YBaCuO suspendus réalisés par micro-usinage du substrat de silicium », 1996

[Méchin 97 APL] : L. Méchin, J.C. Villégier et D. Bloyet, « Suspended epitaxial YBaCuO microbolometers fabricated by silicon micromachining: Modeling and measurements », *Appl. Phys. Lett.*, 81, 7039, 1997

[Méchin 97 JAP] : L. Méchin and J.C. Villégier, « Suspended epitaxial YBaCuO microbolometers fabricated by siliconmicromachining: Modeling and measurements », *J. Appl. Phys.*, 107039, 1997

[Méchin APL2005] : L. Méchin, J.M. Routoure, B. Guillet, F. Yang, S. Flament, D. Robbes, R.A. Chakalov, « Uncooled bolometer response of a low noise $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ thin film », *Appl. Phys. Lett.*, 87, 204103, 2005

[Méchin 2007]: L. Méchin, P. Perna, C. Barone, J.-M. Routoure et Ch. Simon, « $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ thin films on $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ / CeO_2 / Ytria-Stabilised-Zirconia buffered Si (001) substrates: electrical, magnetic and 1/f noise properties », *Mat. Sci. Eng. B-Solid*, 144, 73-77, 2007

[Méchin 2012]: L. Méchin, C. Adamo, S. Wu, B. Guillet, S. Lebargy, C. Fur, J. M. Routoure. S. Mercone, M. Belmeguenai et D.G.Schlom, « Epitaxial $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ thin films grown on SrTiO_3 buffered silicon substrates by reactive molecular-beam epitaxy », *Phys. Status Solidi A*, 201127712, 1-6, (2012)

[Méchin cours MEMS] : L.Méchin, Cours « Microsystèmes » de master 2 Electronique et Automatique, Université de Caen Basse-Normandie

[Moreno 2008] : M. Moreno, A. Kosarev, A. Torres et R. Ambrosio, « Comparison of three uncooled micro-bolometers configurations based on amorphous silicon–germanium thin films deposited by plasma », *J. Non-Cryst. Solids*, 354, 2598–2602, 2008

[Moon 2005] : S. Moon, Y.H. Han, K.T. Kim, S.H. Lee et H.J. Shin, « Enhanced Characteristics of $\text{V}_{0.95}\text{W}_{0.05}\text{O}_x$ -Based Uncooled Microbolometer », *IEEE Sensors*, 1137 – 1140, 2005

[Muta 2005]: H. Muta, K. Kurosaki et S. Yamanaka, « Thermoelectric properties of reduced and La-doped single-crystalline SrTiO_3 », *J. Alloy. Compd.*, 392, 306–309, 2005

[Nelms 2005] : N. Nelms, J. Dowson, « Gold black coating for thermal infrared detectors », *Sensors Actuat. A. Phys*, 120, 403-407, 2005

- [Neufuss 2001] : K. Neufuss et A. Rudajevova, « Thermal properties of the plasma-sprayed $\text{MgTiO}_3\text{-CaTiO}_3$ and CaTiO_3 », *Ceram. Int.*, 28, 93-97, 2002
- [Niklaus 2008] : F. Niklaus, A. Decharat, C. Jansson et G. Stemme, « Performance model for uncooled infrared bolometer arrays and performance predictions of bolometers operating at atmospheric pressure », *Infrared Phys. Techn.*, 51, 168-177, 2008
- [O'Brient 2008] : R. O'Brient, P.A.R. Ade, K. Arnold, G. Engargiola, W. Holzapfel, A.T. Lee, M.J. Myers, X.F. Meng, E. Quealy, P.L. Richards, H. Spieler et H.T. Tran « A Multi-Band Dual-Polarized Antenna-Coupled TES Bolometer », *J. Low. Temp. Phys.*, 151, 459–463, 2008
- [Oh 2011]: D.W. Oh, J. Ravichandran, C.W. Liang, W. Siemons et B. Jalan, « Thermal conductivity as a metric for the crystalline quality of SrTiO_3 epitaxial layers », *Appl. Phys. Lett.*, 98, 221904, 2011
- [Perna 2009]: P. Perna, L. Méchin, M. P. Chauvat, P. Ruterana, Ch. Simon et U. Scotti di Uccio, « High Curie temperature in $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ thin films deposited on CeO_2/YSZ -based buffered silicon substrates », *J. Phys. : Condens. Mat.*, 21, 306005, 2009
- [Planck 1914]: M. Planck, « The Theory of Heat Radiation », 1914
- [Radamson 2010] : H.H. Radamson, M. Kolaoudou, S. Shayestehaminzadeh, A. Afshar Farniya et S. Wissmar, « Carbon-doped single-crystalline SiGe/Si thermistor with high temperature coefficient of resistance and low noise level », *Appl. Phys. Lett.* **97**, 23, 223507, 2010
- [Ramakrishna 2000] : M.V.S. Ramakrishna, G. Karunasiri, P. Neuzil, U. Sridhar et W.J. Zeng, « Highly sensitive infrared temperature sensor using self-heating compensated microbolometers », *Sensor. Actuat.*, 79, 122-127, 2000
- [Rajendran 2003]: V. Rajendran, S.M. Kumaran, V. Sivasubramanian, T. Jayakumar, B. Raj, « Anomalies in elastic moduli and ultrasonic attenuation near ferromagnetic transition temperature in $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ perovskite », *Phys. Status. Solidi. A*, 195, 350–358, 2003
- [Rajeswari 2003] : M. Rajeswari, V. Smolyaninova and M. Overby, « Perovskite manganites : A

new family of materials for uncooled/ moderately cooled IR detector applications », Proc TDW03, 2003

[Richards 1994] :P. L. Richards, « Bolometers for infrared and millimeter waves », J.Appl. Phys.76,761-24, 1994

[Rieke 2003] : G.Rieke, « Detection of light », Ed. : Université Combridge, 2003

[Rioutl 2011] : M. Rioutl, Stage de 2ème année à l'école d'ingénieur Grenoble INF, « Effet du substrat sur les propriétés structurales et électriques de couches minces épitaxiales de $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ », 2011

[Rogalski 2003] : A. Rogalski, « Infrared detectors: status and trends », Progr. Quant. Electron., 27, 59–210, 2003

[Rogalski 2011] : A.Rogalski, « Recent progress in infrared detector technologies », Infrared. Phys. Techn., 54, 136-154, 2011

[Rogalski 2012] : A.Rogalski, « History of infrared detectors », Opto-Elec.Review, 20, 279–308, 2012

[Routoure 2007] : J.M. Routoure, D. Fadil, S. Flament, L. Méchin, « A low-noise high output impedance DC current source », AIP Conf. Proc, 922, 419-424, 2007

[Sainiemi 2009] : L. Sainiemi, K. Grigoras, I. Kassamakov, K. Hanhijärvi, J. Aaltonen, J. Fan, V. Saarela, E. Hægström et S. Franssila, « Fabrication of thermal microbridge actuators and characterization of their electrical and mechanical responses », Sensor. Actuat. A-Phys., 149, 305–314, 2009

[Schlichting 2001] : K.W. Schlichting, NE.P. Padture, P.G. Klemens, « Thermal conductivity of dense and porous yttria-stabilized zirconia », J. Mater. Sci., 36, 3003-3010, 2001

[Sedky 1998] : S. Sedky, P. Fiorini, M. Caymax, C. Baert, L. Hermans et R. Mertens,

« Characterization of bolometers based on polycrystalline silicon germanium alloys », IEEE. Electron Device Lett., 19, 376 – 378, 1998

[Shan 1995] : P. C. Shan, Z. Çelik-Butler, D.P. Butler et A. Jahanzeb, « Semiconducting YBaCuO thin films for uncooled infrared bolometers », J. Appl. Phys., 78, 7334, 1995

[Simoens 2012] : F. Simoens, J. Meilhan, B. Delplanque, S. Gidon, G. Lasfargues, J. Lalanne Dera, D.T. Nguyen, J.L. Ouvrier-Buffet, S. Pocas, T. Maillou, O. Cathabard, S. Barbieri, « Real-time imaging with THz fully-customized uncooled amorphous silicon microbolometer focal plane arrays », Conférence IRMMW-TZ 36th, 2011

[Sintsov 1966] : V.N. Sintsov, « A study of the properties of gold black », Zhurnai Prikladnoi Spektroskopii, 4,503-508,1966

[Syllaios 2000] : A.J. Syllaios, T.R. Schimert, R.W. Gooch, W.L. McCardel, B.A. Ritchey et J.H. Tregilgas, « Amorphous Silicon Microbolometer Technology », 2000 MRS Spring Meeting, 609, 2000

[Subrahmanyam 2008] : A. Subrahmanyam, Y.B.K. Reddy et C.L. Nagendra, « Nano-vanadium oxide thin films in mixed phase for microbolometer applications », J. Phys. D: Appl. Phys., 41, 195108, 2008

[Tao 2008] : T. Hu, N.I. Landy, C.M. Bingham, X. Zhang, R.D. Averitt et W.J. Padilla, « A metamaterial absorber for the terahertz regime: Design, fabrication and characterization », Optics Express, 167181, 2008

[Tsamis 2002]: C. Tsamis, « Fabrication of suspended porous silicon micro-hotplates for thermal sensor applications », Phys. Stat. Sol., 197, 539-543, 2002

[Urushibara 1995] : A. Urushibara, Y. Moritomo, T. Arima, A. Asamitsu, G. Kido et Y. Tokura, « Insulator-metal transition and giant magnetoresistance in $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ », Phys. Rev. B., 51 (20), 103-109, 1995

[Van Santen 1950] : J.H. Van Santen et G.H. Jonker, « Electrical conductivity of ferromagnetic

compounds of manganese with perovskite structure », *Physica*, 16, 599-600, 1950

[Wang 2004] : H.C. Wang, X.J. Yi, G. Huang, J. Xiao, X.W. Li, S.H. Chen, « IR microbolometer with self-supporting structure operating at room temperature », *Infrared Phys. Techn.*, 45, 53-57, 2004

[Wang 2006] : H.C. Wang, X. J. Yi, S.H. Chen, « Low temperature fabrication of vanadium oxide films for uncooled bolometric detectors », *Infrared Phys. Techn.*, 47, 273-277, 2006

[Wang 2007] : L.M. Wang, J.I. Wu, Y.K. Kuo, « Effects of Ru substitution for Mn on $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ perovskites », *Cornell University Library : Condensed Matter , Strongly Correlated Electrons*, 2006

[Wolf 2010] : G. Wolf, Thèse de doctorat « Etude de nanojonctions Josephson à haute température critique en vue d'applications térahertz », 2010

[Wu 2012] : S.Wu, Thèse « Bruit basse fréquence dans des couches minces $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ gravées : vers la réalisation de micro-capteurs performants », 2012

[Yoo 2008] : K.P. Yoo and N.K. Min, « Fabrication of thin-film thermopile micro-bridge with XeF_2 etching process », *Thin Solid Films*, 516, 3586-3589, 2008

[Youloukian 1970] : Y. S. Touloukian, livre « Thermal conductivity: nonmetallic solids », Ed. : New York, IFI/Plenum, 1970

Annexe A- EQUIPEMENT DE DEPOT UTILISES

Les couches LSMO ont été déposées via des couches tampons sur silicium soit par épitaxie à jets moléculaires (ou MBE pour "*Molecular Beam Epitaxy*") à l'université de Cornell aux USA dans le groupe de D.G. Schlom par C. Adamo ou par ablation laser pulsée (ou PLD pour "*Pulsed Laser Deposition*") au GREYC par L. Méchin. Le banc de dépôt par ablation laser pulsée a aussi servi à déposer les couches de protection et les contacts métalliques (voir chapitre 2). Pour fabriquer les contacts métalliques, un canon à ions (GATAN) a été utilisé.

Dépôt des couches mince par épitaxie par jets moléculaires (MBE)

L'épitaxie par jets moléculaires (ou MBE pour "*Molecular Beam Epitaxy*") est une technique consistant à envoyer un ou plusieurs jets moléculaires vers un substrat préalablement choisi pour réaliser une croissance épitaxiale. Elle permet de faire croître des échantillons nano-structurés de plusieurs cm^2 à une vitesse d'environ une mono-couche atomique par seconde.

Il s'agit d'une technologie ultra-vide ($P < 10^{-9}$ mbar) basée sur l'évaporation séquentielle des constituants élémentaires placés dans des cellules à effusion de Knudsen. Un des avantages de cette méthode repose sur le contrôle de la croissance en temps réel grâce à l'utilisation in situ de la diffraction d'électrons de haute énergie en incidence rasante ou RHEED (*Reflection High Energy Electron Diffraction*).

Tous les échantillons déposés par MBE de cette thèse proviennent du groupe de D.G. Schlom "Department of Materials Science and Engineering de l'université de Cornell USA".(Figure A.1)

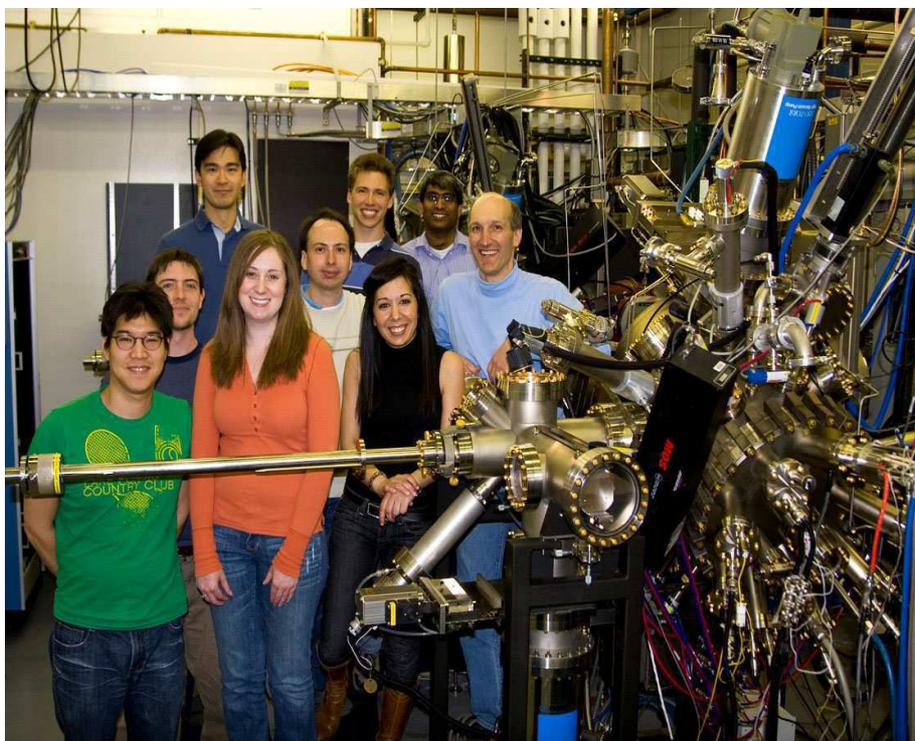


Figure A.1: Photographie du MBE à l'Université Cornell (USA)

Ablation laser pulsée PLD

La technique PLD bien que relativement récente, puisque datant du milieu des années 80, est aujourd'hui largement répandue dans les laboratoires de recherche.

Son principe est relativement simple(Figure A.2 (a)). Un faisceau laser impulsif (le plus souvent nanoseconde) est focalisé sur une cible massive, placée dans une enceinte ultra-vide ou sous condition oxygène.

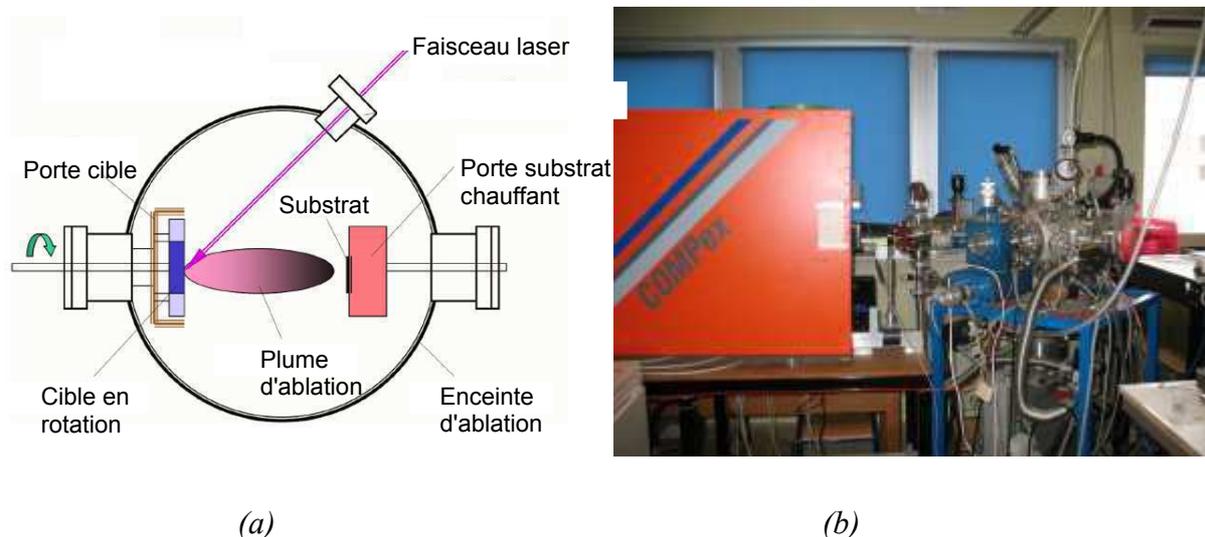


Figure A.2: (a) Principe du PLD (b) Photographie du banc de dépôt PLD du GRYEC

Dans certaines conditions d'interaction, une quantité de matière est éjectée de la cible, et peut être collectée sur un substrat placé en vis-à-vis. La nature et la qualité du dépôt dépendent de nombreux paramètres (énergie et fréquence du laser, nature et pression du gaz résiduel dans l'enceinte, température du substrat). Dans tous les cas, il est nécessaire de contrôler le transport des espèces de la cible jusqu'au substrat.

L'appareillage utilisé dans notre laboratoire a été installé en janvier 2000 (Figure A.2 (b)). Il est actuellement semi-automatisé et contrôlé par un programme *Labview*. Il comprend principalement :

- l'enceinte de dépôt, équipée d'un sas pour l'introduction des échantillons.
- un laser à excimères de type KrF (Lambda Physics/Compex 102) émettant un rayonnement ultra-violet (248 nm) : le faisceau laser est focalisé sur la cible à l'aide d'une lentille externe sur une surface de quelques mm².
- Un carrousel porte-cibles motorisé comportant cinq cibles : la distance entre la cible et le substrat peut être choisie entre 1 pouce (2,5 cm) et 3,5 cm.
- Le système de pompage permettent de travailler à pressions à 10⁻⁶ mbar de 1 bar.
- le porte-substrat chauffant, et le contrôle de température associé entre 20 °C et 750 °C.

De nombreux matériaux peuvent actuellement être déposé avec ce système : La_{0,7}Sr_{0,3}MnO₃, YBa₂Cu₃O_{7-δ}, SrTiO₃, CeO₂, YSZ, etc.

Les échantillons LSMO déposés par PLD ont été fait par L. Méchin. Pendant ma thèse, j'ai déposé des contacts métalliques et des couches de protections avec cet équipement.

Dépôt par canon à ion de GATAN

Un canon à ion modèle 682 PECS (*Precision Etching and Coating System*) de la société GATAN a été acheté en 2005 (Figure A.3). Il est utilisé pour déposer les plots de contact (chapitre 2.II.2) et les couches de protection (chapitre 2.II.3).

Cet équipement permet le dépôt et la gravure par un canon à ions avec un faisceau d'ions (Argon) focalisé. Le matériau éjecté de la cible, est collecté sur un substrat. Quatre porte cibles sont disponibles. La surface de dépôt est de 30 mm² de diamètre.

Nous avons déposé les matériaux suivant : Au, Au/Pd, Pt, Ti, Ag, Al₂O₃, SiO₂ et Cr.

Au cours du dépôt, l'épaisseur est mesurée avec un sonde à cristal de quartz. Elle estime la vitesse de dépôt par la densité du matériau et l'impédance acoustique donnée.

La vitesse de dépôt dépend de la puissance du canon à ions qui peut varier entre 1,0 keV et 10,0 keV, du débit d'argon qui contrôle le courant ionique et de la pression de l'enceinte au début du dépôt .

Par exemple pour Au, avec la puissance maximum de canon à ion (10 keV), et un courant ion de 600 μ A, la vitesse de dépôt est de 1,3 \AA s^{-1} . Mais pour Al₂O₃ , dans les mêmes conditions, la vitesse de dépôt est de 0,3 \AA s^{-1} .



Figure A.3: Photographie du Canons à ions 682 PECS (GATAN)

ANNEXE B – PHOTOLITHOGRAPHIE UV

La photolithographie est la technique de base permettant la fabrication de microstructures. Elle consiste à transférer les motifs désirés sur un substrat (Figure B.1). La technique nécessite la fabrication d'un masque en quartz et chrome (ou en plastique) représentant les motifs à transférer. Une couche de résine photosensible aux rayons UV est déposée sur le substrat de façon uniforme. La résine est exposée au travers du masque à l'aide d'une lampe UV pour un temps déterminé. Le substrat est finalement immergé dans une base forte afin de «développer» (comme en photographie) l'image transférée. La résine restant sur le substrat va servir de masque pour la gravure. Les détails de chaque étape de photolithographie dans notre salle blanche sont présentées par la suite (cf. Tableau 2.1).

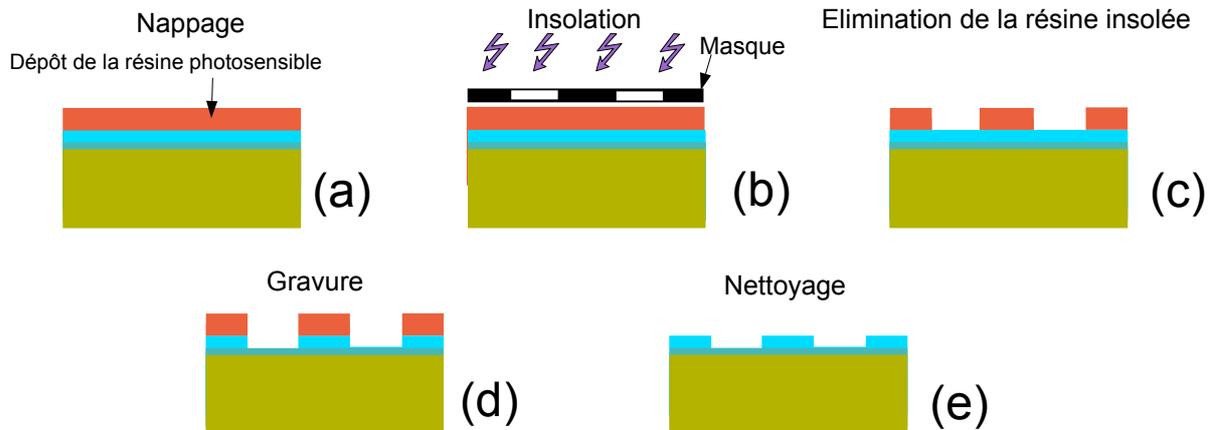


Figure B.1: Étapes de la photolithographie UV

Dépôt de la résine à l'aide de la tournette

Avant le dépôt de la résine, il faut bien nettoyer la surface d'échantillon. L'objectif du nettoyage est d'éliminer les poussières et les impuretés se trouvant sur l'échantillon. Pour effectuer cette opération, l'échantillon est trempé dans une solution d'acétone puis dans l'éthanol (l'éthanol ayant pour but de diluer l'acétone restant sur l'échantillon). Pour des échantillons très sales ou collants, un bain à ultrasons peut être utilisé. L'échantillon est ensuite séché sous un flux d'azote puis, chauffé sur une plaque chauffante à 90 °C pendant 5 min.

Dans notre salle blanche, la résine positive Shipley S1813 est en service et a donc été utilisé dans notre process.

L'étalement de la résine se fait à l'aide d'une roue à centrifugation à très haute vitesse appelée tournette (Figure B.2). L'échantillon est aspiré à l'aide d'une pompe à vide pour qu'il ne soit pas éjectée du porte échantillon. Cette technique permet de déposer des couches de résine fines et très uniformes à la surface de l'échantillon.

Une épaisseur de résine de 1,3 μm est obtenue avec les conditions suivantes pour la tournette :

- une vitesse de rotation de 4000 tours/min
- une accélération la plus élevée possible (0 à 10 niveaux possibles sur une échelle de 0 à 9)
- une durée de 40 s



Figure B.2: (a) Photographie de la tournette (b) Photographie du boîtier de commande

Après l'étalement de la résine, l'échantillon est recuit sur une plaque chauffante pendant 5 min à 90 °C pour recuire la résine et évaporer les solvants. Cette résine peut être alors gravée pendant 45 minutes dans l graveur ionique.

L'insolation et la révélation de la résine

Pour l'insolation, on utilise un masque qui est constitué par une plaque de verre qui est recouverte de motifs de chrome. Pendant ma thèse, deux masques ont été utilisés : le masque BOLO2 et le masque BOLO2011. Les masques sont détaillés dans la section chapitre 2.II.4.a).

L'insolation est réalisée avec l'équipement MJB3 Suss Microtec (Figure B.3). Cet équipement permet d'aligner le masque avec l'échantillon. Trois types de contacts entre le masque et l'échantillon sont possibles : contact souple, contact dur et contact en vide. La résolution dépend du type de contact. J'ai utilisé le contact dur pour le masque des plots contacts (résolution grossière). Pour définir la structure suspendue, il faut utiliser le contact en vide pour avoir une bonne résolution.

Quand le masque et l'échantillon sont en contact, on les irradie avec une lampe UV (400 nm) de haute intensité (350 W) pendant 5,5 secondes pour insoler la résine.



Figure B.3: Photographie de l'aligneur MJB3 Suss Microtech

Il faut ensuite plonger l'échantillon dans le révélateur pendant 45 secondes pour enlever les zones polymérisées, puis 1 minute dans l'eau déionisée pour stopper la révélation. Après séchage de l'échantillon avec de l'azote gazeux, on peut observer sous microscope pour vérifier la qualité du motif. Il faut utiliser un filtre rouge pour éviter une nouvelle insolation par la lumière du microscope. On finit la photolithographie par un recuit d'échantillon pendant 5 min sur la plaque chauffante à 90 °C.

Étape	Équipement	Conditions
Recuit	Plaque chauffante	90 °C, 5 minutes. Avant et après dépôt la résine et après révélateur.
Dépôt résine S1813	Tournette	Vitesse : 4000 tours/min Accélération au niveau de 0 Temps : 40 s
Insolation	Aligneur	Longueur d'onde de la lampe : 400 nm Intensité : 350 W Temps d'insolation: 5,5 s
Révélation	Révélateur	45 s dans le révélateur Rinçage dans l'eau déionisée (au minimum 1')

Tableau B. 1 : Résumé des étapes de photolithographie UV utilisée

Annexe C – EQUIPEMENT DE GRAVURE UTILISES

La gravure consiste à enlever du matériel aux endroits qui sont restés exposés après l'étape de photolithographie. Elle peut s'effectuer en milieu sec dans un plasma (gravure sèche), avec la gravure ionique et la gravure ionique réactive ou en milieu liquide (une gravure humide), comme la gravure du film d'or par la solution KI.

De l'attaque peut résulter une gravure isotrope ou une gravure anisotrope. Une gravure est dite anisotrope si l'attaque est réalisée dans une direction privilégiée, comme la gravure ionique. La gravure isotrope survient lorsque la vitesse d'attaque est identique dans toutes les directions cristallographiques. C'est le cas de la gravure ionique réactive (RIE pour "Reactive Ion Etching") avec SF₆.

Gravure ionique

Le principe de fonctionnement de la gravure ionique est d'envoyer un faisceau de particules accélérées (Argon) sur la surface de l'échantillon. Ces particules éliminent les zones de l'échantillon non protégées par la résine. Pour améliorer l'uniformité de gravure, notre porte-échantillon est incliné à 45° par rapport au faisceau incident et subit une rotation continue.

Le principe de gravure ionique est présenté à la Figure C.1 (a). Le gaz, introduit dans la chambre de décharge, est ionisé par collision avec les électrons émis par un filament de tungstène constituant la cathode. Des grilles canalisent le faisceau d'ions et empêchent les électrons de pénétrer dans la zone de gravure. Une série de trois grilles accélère les ions, qui sont neutralisés par un filament de tungstène avant leur arrivée sur l'échantillon situé dans la chambre d'usinage à faible pression.

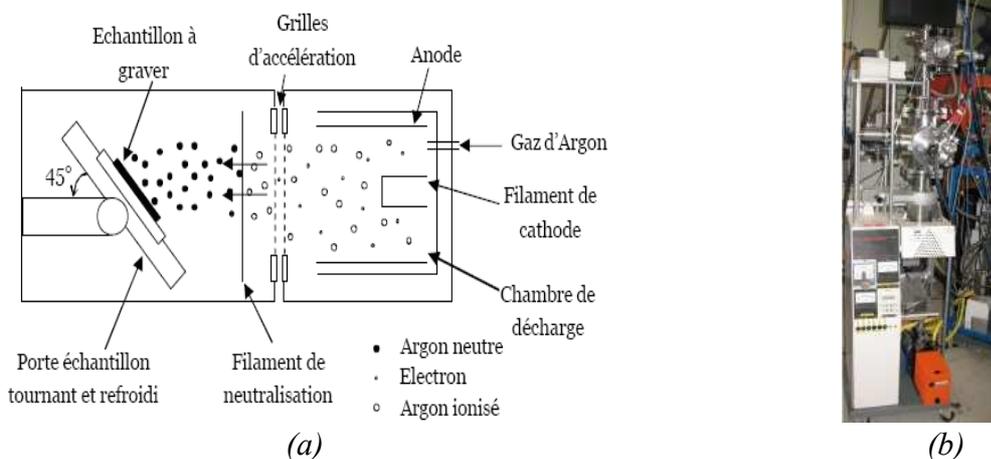


Figure C.1: (a) Principale de la gravure ionique (b) Photographie de la gravure ionique

[Méchin 1996]

Les conditions de gravure pour notre équipement sont les suivantes :

Courant de décharge : 0,4 A

Tension de faisceau : 600 V

Courant de neutralisation : 1,6 A

Courant/Tension de cathodique : 6-9V/4,75-6A (variations liées aux changements de filament)

Durée de vie de filament : environ 200 minutes

Un spectromètre de masse (Hiden Analytical) a été ajouté au gravure ionique pour observer les espèces gravées. Le spectromètre peut mesurer l'intensité des molécules des différentes masses molaires et aussi les identifier.

Le spectromètre ne fonctionne pas pour certains matériaux :

- dont la masse molaire est proche de l'air. Même si l'enceinte est mise sous vide secondaire avant la gravure, il reste toujours un peu d'air dans l'enceinte, ce qui empêche de détecter les matériaux de masse molaire proche de l'air.
- le cuivre, l'argon et les matériaux de masse molaire voisines car le porte échantillons est en cuivre et l'argon est la gaz de gravure.
- les matériaux à grande masse molaire ne peuvent pas être observés par le spectromètre car trop lourds .

La Figure C.2 montre une gravure typique d'un échantillon LSMO sur Si avec une couche tampon STO. L'observation des intensités de Ti et Sr permet de déterminer la profondeur de la couche gravée.

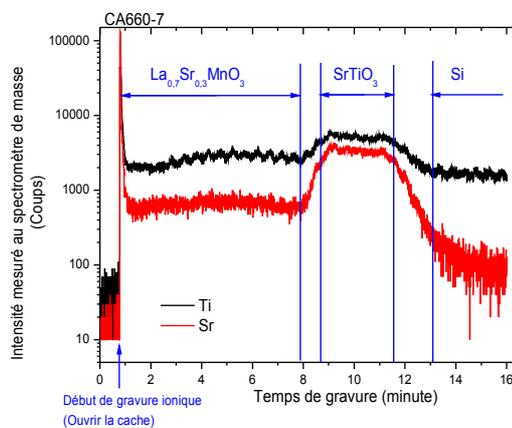


Figure C.2: Exemple d'une gravure ionique de LSMO/STO/Si (CA660-7)

Gravure ionique réactive RIE

La gravure ionique réactive RIE (pour *Reactive Ion Etching*) du silicium est la base de fabrication des structures suspendues dans ma thèse.



Figure C.3: Photographie de la graveur RIE : PLASSYS MG200

Le principe de la RIE est de polariser un plasma entre deux électrodes. Le plasma est obtenu en appliquant une source alternative de forte puissance. Le gaz SF_6 est utilisé pour la gravure du Si. La réaction entre ce gaz et le Si produit du SiF_4 qui est évacué par pompage. Nous avons utilisé un équipement de la société Plassys référence MG200 (Figure C.3). Cet équipement peut utiliser quatre types de gaz : CHF_3 , SF_6 , O_2 , Ar avec un débit de gaz de 0 à 30 sccm et une puissance de gravure entre 0 et 300 W.

Il est impératif de nettoyer l'enceinte fréquemment (après environ 5 utilisation ou une longue période de non utilisation) pour avoir les mêmes conditions de gravure. Les conditions de nettoyage sont les suivantes :

Pression : 0,03 Torr

Puissance : 30 W

Ar : 20 sccm

O_2 : 20 sccm

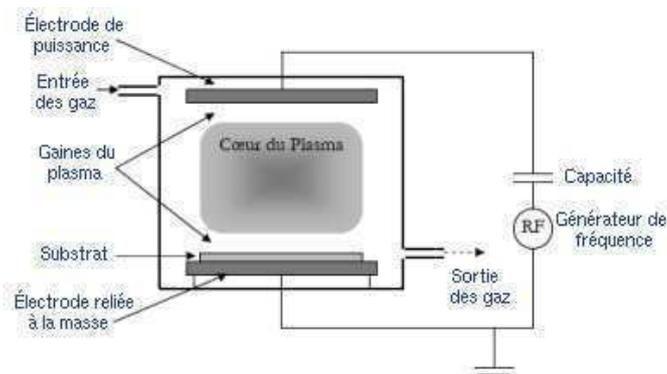


Figure C.4: Principe de la gravure RIE

La gravure RIE est une technique de gravure plasma dans laquelle intervient à la fois les effets de bombardement par les ions et des réactions chimiques (Figure C.4). Selon les conditions

de puissance et de pression, cette gravure permet d'obtenir des gravures latérales ou verticales. Si la pression augmente, on a plus de réaction chimique et moins de bombardement : on a alors une gravure latérale. Si la puissance de plasma est élevée, on a plus de bombardement par les ions : on a alors une gravure verticale.

Comparaison des vitesses de gravure

Le Tableau 2.2 présente un résumé des vitesses de gravure des matériaux utilisés.

Matériau	Gravure ionique		Gravure RIE			Gravure KOH
	Mesurée 45°	Littérature 45°	Mesurée CHF ₃	Mesurée SF ₆	Littérature CO/NH ₃	Mesurée
LSMO	16	17 [Soulimane 2004]	Très faible vitesse de gravure	0,2	70 [Naoe 2001]	Très faible vitesse de gravure
Au/Pd ou Au	32-35	-	5	Très faible vitesse de gravure	-	-
Al ₂ O ₃	2,5-2,75	-	5.3	Très faible vitesse de gravure	-	-
Résine	-	30 [Soulimane 2004]	-	55	-	-

Tableau C.1 : Comparaison des vitesses de gravure en nm.min⁻¹ de différents matériaux avec une gravure ionique, une gravure RIE et une gravure KOH

ANNEXE D - TECHNIQUES DE CARACTERISATION DES MATERIAUX

Avant de structurer les échantillons et de fabriquer des MEMS, il faut confirmer que la qualité de la couche est bonne. La diffraction-X (ou XRD pour '*X-Ray Diffraction*'), le microscope à force atomique (ou AFM pour '*Atomic Force Microscopy*') et la mesure de la résistivité électrique en fonction de la température permet cela.

Pour déterminer la vitesse de gravure et vérifier les conditions de fabrication, on peut observer l'échantillon après chaque étape. Soit avec un microscope optique, un profilomètre, ou un microscope électronique à balayage (MEB ou SEM pour "*Scanning Electron Microscopy*").

Microscopie à force AFM

L'AFM est une technique de caractérisation puissante régulièrement utilisée pour caractériser des surfaces ou des objets avec des résolutions de l'ordre de l'Angström.

Diffraction X

Les mesures de diffraction X ont été réalisées par L. Méchin à l'aide des équipements du laboratoire LCS ou du CIMAP. C'est une technique non destructive, de mise en œuvre facile puisqu'elle ne demande pas de préparation sur les échantillons. Ces deux avantages permettent des analyses systématiques sur un grand nombre d'échantillons. Elle est essentielle dans l'optimisation des épaisseurs et des conditions de dépôt de nos différents matériaux.

Microscope optique

Le microscope optique est un instrument destiné à observer de petits objets à l'aide d'un système de lentilles qui fournit une image agrandie. L'objectif est constitué par un ensemble de petites lentilles de très courte distance focale qui donne, d'un petit objet placé très près du foyer, une image réelle agrandie.

Le tableau D.1 donne les spécification du microscope pour différents agrandissements.

Rapport d'agrandissement	Échelle	Résolution
X 1	200 μm	2,6 μm
X 5	100 μm	1,6 μm
X 20	20 μm	0,4 μm
X 80	6 μm	0,1 μm

Tableau D.1 : Mesure de dimension avec le microscope optique pour différents agrandissement

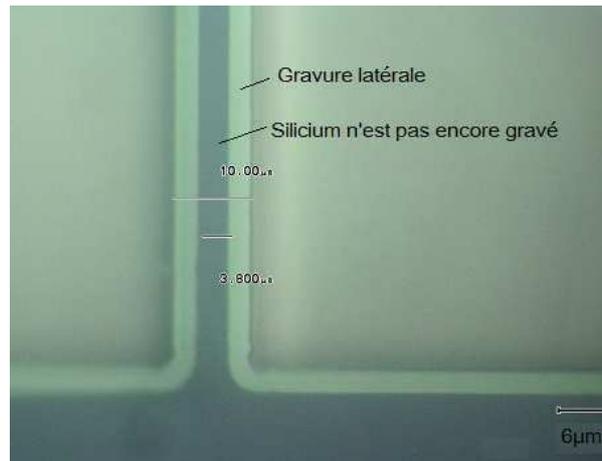


Figure D.1: Exemple de mesure de la gravure latérale avec le microscope optique

La photographie de la Figure D.1 donne un exemple de mesure de la gravure latérale après une gravure RIE. La zone de couleur claire est la zone gravée. La zone de couleur sombre correspond à une zone non gravée. Le microscope permet de faire une mesure de la largeur de l'échantillon. On peut donc ensuite calculer la vitesse de gravure selon le temps de gravure.

Profilomètre mécanique

Le profilomètre de type Dektak 150 (Figure D.2) sert à mesurer la rugosité d'une surface ou encore à déterminer la profondeur d'une marche gravée. Son principe est simple : il est équipé d'un palpeur se déplaçant verticalement sur la surface d'un échantillon. Les variations de hauteur dues à l'état de surface sont enregistrées. Le mouvement vertical de la pointe du palpeur est analysé numériquement, et le profil est affiché à l'aide du logiciel.



Figure D.2: Photographie du profilomètre

Le résolution du profilomètre est donné dans table au ci-dessous, selon la gamme de mesure comme le Tableau D.2:

Gamme de mesure	Résolution
524 μm	8 nm
65,5 μm	1 nm
6,5 μm	0,1 nm

Tableau D.2 : Résolution du profilomètre pour différentes gammes de mesure

Microscopie Électronique à Balayage MEB

La microscopie électronique à balayage est une technique de microscopie électronique capable de produire des images en haute résolution de la surface d'un échantillon en utilisant le principe des interactions électrons-matière.

F. Lemarié a observé quelques échantillons au MEB du CIMAP(Figure D.3) pour étudier la vitesse de gravure latérale en fonction des puissances RIE testées.



Figure D.3: Photographie du microscope électronique à balayage du laboratoire CIMAP

ANNEXE E - BANCS DE MESURE DE RESISTIVITE ELECTRIQUE

Mesure de résistivité électrique en 4 points des couches non gravées

Le banc de mesure de notre laboratoire est présenté à la Figure E.1. Les quatre points alignées et équidistantes montées sur ressort font le contact électrique sur l'échantillon. Un courant de polarisation I est imposé entre les pointes externes, la chute de tension V entre les pointes internes est mesurée (Figure E.1). Un thermomètre a été inséré dans le porte échantillon. Il est alors possible d'effectuer des mesures de résistivités électriques en fonction de la température (77 à 350 K).

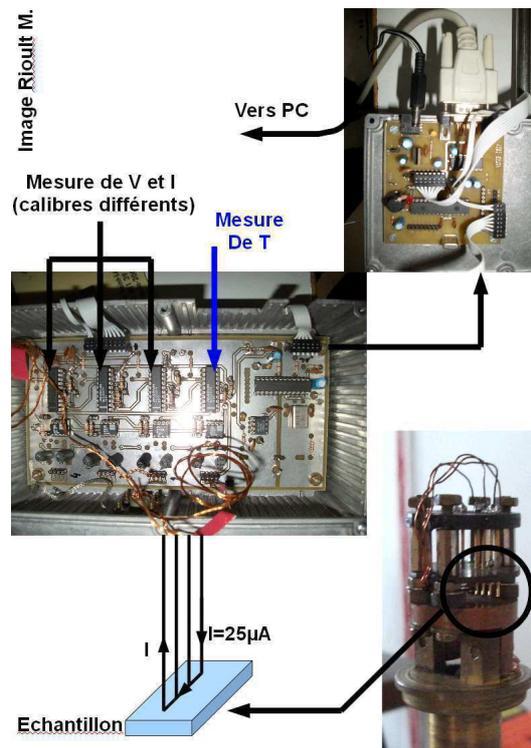


Figure E.1: Principe du banc de mesure de résistance électrique en 4 points de couches non gravées (polarisation ici à $25\mu A$) [Rioult 2011]

La méthode de mesure en 4 points peut par exemple tester la résistance électrique des couches minces avant et après le dépôt des plots métalliques pour vérifier la qualité de la fabrication (Figure E.2). La résistivité électrique mesurée V/I dépend de l'épaisseur d de la couche et on

obtient la résistivité électrique $\rho = \frac{\pi}{\ln 2} \times \frac{V}{I} \times d$. [Keithley 2004]

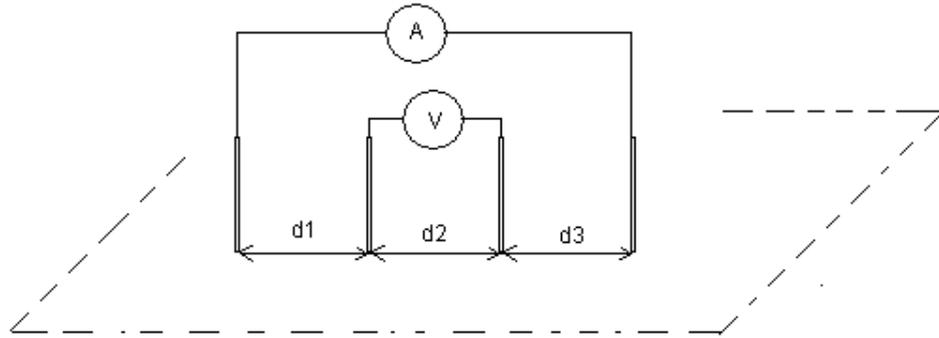


Figure E.2: Principe classique de mesure 4 points

La méthode en quatre points fournit une mesure correcte si l'écartement des pointes est négligeable par rapport à la distance des pointes au bord (5mm) et par rapport à une des longueurs caractéristiques de l'échantillon (la longueur 10 mm ou la largeur 5 mm). La source d'erreur la plus importante provient du fait que l'écartement des pointes n'est pas très faible devant le "diamètre" de l'échantillon (rapport 5 au maximum, ce qui correspond à une atténuation de 74%). Les facteurs correctifs liés à la proximité des bords sont toujours supérieurs à 95% négligeable si les pointes sont bien placées au centre de l'échantillon.

Mesure de résistivité électrique en 4 points des couches gravées

La mesure de la résistance électrique en fonction de la température a été une méthode utile pour caractériser la qualité de la structure suspendue. Les échantillons ont été caractérisés par cette méthode 4 points à l'aide de la machine sous pointes refroidies LAKESHORE TTP4 (Figure E.3(a)). Les échantillons sont d'abord collés sur une plaquette d'alumine avec de la laque d'argent pour l'isoler électriquement du rapport métallique de la machine. La plaquette d'alumine est ensuite collée sur une plaquette de cuivre qui est fixé dans l'enceinte de la machine par des vis. Les pointes manipulées par contrôlée par des micro bras connectent les plots contacts d'échantillon aux fils extérieurs connectés au traceur de caractéristique HP3562A (Figure E.3 (b))

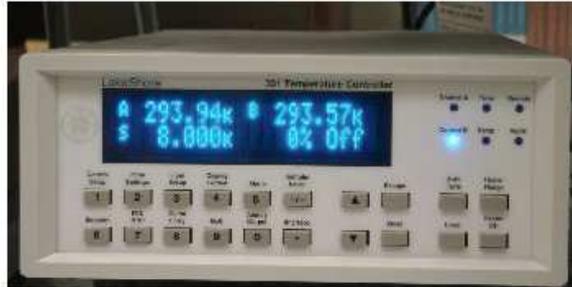
La température de fonctionnement de notre bolomètre étant la température ambiante, ou légèrement supérieure, les échantillons ont été caractérisés entre la température ambiante et 360K (par pas de 5K) avec un système de contrôle *LakeShore* PID (P=500, I=5, D=100 pour une température > 150K).



(a)



(b)



(c)

Figure E.3: (a) Machine sous pointes refroidies de LAKESHORE TTP4 (b) Traceur de caractéristique HP4156A Precision Semiconductor Parameter Analyzer (c) Contrôleur de température LakeShore 331

Le traceur de caractéristiques HP4156A peut sortir un courant polarisation variable par les terminales SMU1 et SMU2 vers les plots d'échantillon I^+ et I^- . La tension des plots V^+ et V^- est mesurable par les voies VMU1 et VMU2. Avec différent courant sorti, le courbe tension en fonction du courant $V(I)$ peut être tracé. La pente de cette courbe donne la résistance électrique de l'échantillon. On obtient alors la résistance en fonction de la température $R(T)$. Les caractéristiques $I(V)$ des échantillons ont été aussi mesurées avec ce traceur.

Pour faire correctement cette mesure, on peut noter qu'il faut :

- protéger la structure suspendue de l'effet thermique, le courant polarisation doit toujours être inférieure au courant. Pour avoir des effets d'auto-échauffement, le courant polarisation a été de l'ordre de 1 et 5 μA selon l'épaisseur de LSMO et la longueur du pont jusqu'à 40 μA pour les ponts parallèles et jusqu'à 40 μA .
- faire une double balayage faire pour savoir si la résistance est ohmique. (hystérésis à dû à des problème de contact)
- choisir le temps intégration (*Short, Medium ou Long*). Le mode 'Medium' avec 200 points de mesure au minimum a été utilisé pour avoir des mesures correctes et utilisables.

ANNEXE F - ÉQUIPEMENT DE MESURE DU BRUIT

Le banc de mesure comprend une source de courant, un système de mesure de la résistivité électrique et du bruit, un voltmètre et un analyseur de spectre. Ces différents éléments sont étudiés dans le détail dans le thèse de Sheng Wu [Wu 2012].

Le système de mesure permet la mesure de la résistance électrique d'un échantillon résistif et de la tension équivalente de bruit en configuration 4 pointes.

Le schéma simplifié du système de mesure est présenté à la Figure F.1. Il est composé de 4 parties électroniques distinctes :

- L'échantillon à caractériser se comporte comme une résistance électrique R . Il est de longueur l , de largeur w , et d'épaisseur d , présentant des plots de contact : I^+ , I^- (plots de courant) et V^+ , V^- (plots de tension). Le courant de polarisation I circule entre I^+ et I^- , et la tension de sortie est mesurée entre V^+ et V^- .

- Une source de courant I quasi idéale pour polariser l'échantillon [Wu 2012].

- Un amplificateur de tension de gain=10 qui mesure la tension aux bornes de l'échantillon (V^+ et V^-), sortie DC. La valeur de la résistance électrique R est alors estimée sans les résistances de contact liées aux plots de courant.

- Un amplificateur de tension de gain de l'ordre de 2000, avec un comportement passe-haut pour mesurer le bruit en tension, sortie AC. Le signal est analysé dans le domaine fréquentiel grâce à un analyseur de spectre HP3562A (Figure F.2). Et basse fréquence, à cause d'une constante de temps de réponse d'amplificateur, le gain dépend de la fréquence avec la formule :

$$Gain = \frac{2095}{\sqrt{1 + (\frac{0.48}{f})^2}} .$$

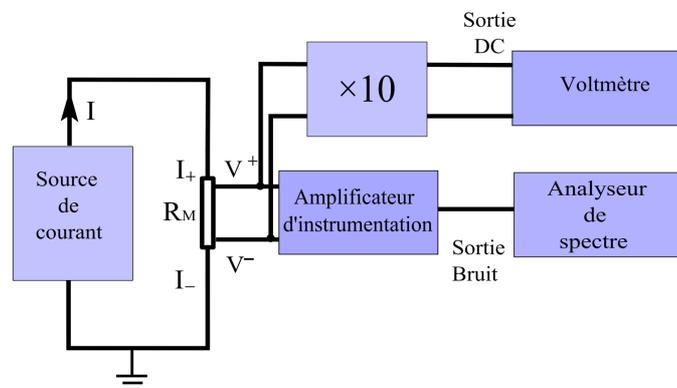


Figure F.1: Schéma simplifié du banc de mesure du bruit [Wu 2012]



Figure F.2: analyseur de spectre HP3562A

Résumé

Ce travail propose une nouvelle voie de conception de micro-bolomètres non-refroidis, qui exploite la variation de résistance électrique avec la température au voisinage de 300 K de couches minces $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ déposées sur substrat de silicium. Un procédé de fabrication utilisant le micro-usinage du silicium a été optimisé afin de réduire la conductance thermique liant la couche mince au substrat. Nous avons vérifié que les propriétés électriques (résistivité électrique et bruit à basse fréquence) du $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ne sont pas dégradées sur des ponts suspendus de largeur 2 ou 4 μm et de longueur 50 à 200 μm . La conductance thermique mesurée est bien décrite par un modèle analytique simple. L'isolation thermique du détecteur est réduite de 5 ordres de grandeur, augmentant d'autant la sensibilité des bolomètres. La détectivité spécifique dans la bande passante estimée à partir des mesures est égale à $1,1 \times 10^{10} \text{ cm.Hz}^{-1/2}.\text{W}^{-1}$ à 1,5 μm et à 300 K, ce qui très proche de la limite théorique pour des détecteurs thermiques à 300 K ($1,8 \times 10^{10} \text{ cm.Hz}^{-1/2}.\text{W}^{-1}$). Nos détecteurs de rayonnement, dont les performances sont limités par le bruit de phonons, présentent des constantes de temps de réponse faible (<1 ms). Ils pourraient trouver préférentiellement des applications dans lesquelles un petit nombre de détecteurs et où une grande détectivité spécifique (ou une petite constante de temps de réponse) sont nécessaires. C'est par exemple le cas des applications pour la spectrométrie infrarouge ou des détecteurs de gaz de type non dispersif. Associés à des antennes, nos bolomètres pourraient également trouver des applications en détection THz.

Mot clés :

Systèmes microélectromécaniques, Couches minces, Détecteurs de rayonnement infrarouge, Manganite

Abstract

This work opens the way to a new uncooled microbolometers based on the variation of the electrical resistance with temperature around 300 K in $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ thin films on buffered silicon substrates. Thermal conductance has been reduced thanks to silicon micromachining techniques. We verified that the electrical properties (electrical resistivity and low frequency noise) of $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ are not degraded on the suspended micro-bridges (width of 2 or 4 μm and length of 50 to 200 μm). The measured thermal conductance is well described by a simple analytical model. The thermal insulation of the detectors is reduced by 5 orders of magnitude, thus increasing the microbolometers sensitivity. The estimated specific detectivity in the bandwidth is equal to $1.1 \times 10^{10} \text{ cm.Hz}^{-1/2}.\text{W}^{-1}$ at 1.5 μm and 300 K, which is very close to the theoretical limit for uncooled thermal detectors ($1.8 \times 10^{10} \text{ cm.Hz}^{-1/2}.\text{W}^{-1}$). Our phonon noise-limited radiation detectors exhibit a low effective time constant (<1 ms). They could find applications where a small number of detectors with a high specific detectivity (or a small time constant) are required. This is in the case of infrared spectrometry or non-dispersive infrared gas detectors for examples. Coupled to antennas, our bolometers could also be usefull in THz detection.

Keywords :

Micro electro mechanical systems, Thin film, Infrared Detectors, Manganite