



HAL
open science

Nano-mélangeurs bolométriques supraconducteurs à électrons chauds en Y-Ba-Cu-O pour récepteur térahertz en mode passif

Romain Ladret

► **To cite this version:**

Romain Ladret. Nano-mélangeurs bolométriques supraconducteurs à électrons chauds en Y-Ba-Cu-O pour récepteur térahertz en mode passif. Electronique. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2016. Français. NNT : 2016PA066245 . tel-01832519

HAL Id: tel-01832519

<https://theses.hal.science/tel-01832519>

Submitted on 8 Jul 2018

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.



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

ÉCOLE DOCTORALE

Sciences mécaniques, acoustique, électronique et robotique de Paris – ED 391

Par Romain LADRET

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE
Spécialité : Électronique

Sujet de la thèse :

**Nano-mélangeurs bolométriques supraconducteurs à électrons chauds
en Y-Ba-Cu-O pour récepteur térahertz en mode passif**

Soutenue le 6 juillet 2016

Devant la commission d'examen formée de :

Mme Dominique COQUILLAT	Directeur de recherche CNRS – Université de Montpellier	Rapporteur
M. Pascal FEBVRE	Maître de conférences HDR – Université de Savoie	Rapporteur
M. Denis-Gérard CRÉTÉ	Ingénieur – Thales Research & Technology	Examineur
M. Jean-Paul MANEVAL	Professeur Émérite – Université Paris-Diderot	Examineur
M. Zhuoxiang REN	Professeur – UPMC	Examineur
Mme Annick DÉGARDIN	Professeur – UPMC	Co-directeur
M. Alain KREISLER	Professeur Émérite – UPMC	Directeur

Remerciements

J'ai eu le plaisir et l'honneur de réaliser mon travail de thèse sous la direction de M. le professeur Alain Kreisler et d'intégrer l'équipe MDMI de Mme Le professeur Annick Dégardin qui a codirigé cette thèse. Leur rigueur et leur grand professionnalisme m'ont permis de murir sur le plan personnel et professionnel, sur les aspects théoriques que pratiques qui sont au cœur du projet que nous avons accompli.

À monsieur Kreisler, je tiens à adresser mes plus vifs remerciements, car il a su m'apporter tout au long de ce travail un soutien constant, une disponibilité, une écoute, une confiance et des conseils précieux et avisés à la hauteur de ses compétences et de ses réelles qualité humaines. Merci, Monsieur le professeur, de votre exigence et votre rigueur qui m'ont poussé à donner le meilleur de moi.

Ma gratitude s'adresse aussi à Madame Annick Dégardin, Professeur à l'université Paris 6. Son écoute, ses connaissances et ses conseils constructifs m'ont aidé tout au long de cette thèse. Merci, Madame Dégardin, de m'avoir appris à organiser mes travaux de fabrication, de rédaction et de présentation à la fois par l'exemple et la critique juste et instructive.

J'exprime tout mes remerciements à l'ensemble des membres de mon jury: à madame Dominique Coquillat et monsieur Pascal Febvre, rapporteurs de ce travail ; à messieurs Jean-Paul Maneval et Zhuoxiang Ren. Je vous remercie de l'attention que vous avez porté à l'examen de ma thèse, et de vos observations qui lui donne encore plus de profondeur et de précision.

À la salle blanche de la centrale technologique universitaire MINERVE, j'ai pu collaborer avec Abdelhanin Aassime qui m'a formé et conseillé sur mon travail de lithographie, avec Antoine Martin qui m'a ouvert les portes du coffre fort et des techniques de fabrications et avec Jean-René Coudeville qui est le héros que cette salle blanche mérite et dont elle a probablement besoin ; à vous, et à tous ceux que j'ai croisé sous les néons blancs et la musique des moteurs de pompes, merci pour votre chaleur et votre aide !

Je tiens aussi à remercier le laboratoire Génie électrique et électronique de Paris – GEEPS et tout son personnel pour m'avoir accueilli pendant ces trois années de thèse.

Merci à Xavier, Alexandre, Alexandra, Erwann, Arnaud, Maya, Olivier, Romain, Ping Ping, Andras, Peiqing, Kevin, Aymeric de vos encouragements et votre sympathie, de votre dynamisme au sport et pour la bonne ambiance générale que nous avons partagée dans notre quotidien de thésards !

À mes amis, Carine, ma binômette, qui m'a aidé à mettre en perspective et à apprécier certains aspect de ma thèse, ainsi qu'à Adélaïde, Georges, Greg, Andy, Adrien, Florian, Matthias, Mathieu et Christophe qui partagent mes aventures rôlistiques et qui ont supportés le long cliffhanger de cette fin de thèse.

Merci à ma famille, mes parents, mes frères et ma famille élargie, de vos encouragements et soutien pour moi, le cadet. Plus spécialement, Domy et Patrice, je vous suis pour toujours profondément reconnaissant et je ne saurai jamais vous remercier assez de votre sacrifice et vos efforts qui m'ont ouvert le chemin pour ce que je suis devenu aujourd'hui !

Merci à ma belle famille lointaine en Roumanie, vă mulțumesc că m-ați încurajat în tot acest timp. Abia aștept să învăț româna ca să vă explic exact conținutul tezei mele !

Bonne lecture à Julia et Vlad, ainsi qu'à tous les autres nièces et neveux à venir : vous allez vous régaler !

Enfin, Oana, je te remercie de ton écoute, de ton amour, de tes conseils et de ton aide. Tu as su m'accompagner dans les moments les plus durs et me guider de l'ombre d'une intuition à la lumière d'un travail accompli, comme tu le fais dans tous les aspects de notre vie. Te iubesc !

Il est avant tout utile aux hommes de nouer des relations entre eux, de se forger ces liens qui les rendent plus aptes à constituer tous ensemble un seul tout, et de faire sans restriction ce qui contribue à affermir les amitiés.

Baruch Spinoza, L'éthique

Sommaire général

Introduction générale.....	1
Chapitre I – Introduction	3
Sommaire	3
I.1 Cahier des charges du projet MASTHER.....	5
I.2 Gamme térahertz.....	6
I.2.1 Spectre de rayonnement électromagnétique.....	6
I.2.2 Croissance technologique du domaine térahertz	7
I.3 Applications de la détection térahertz.....	8
1.3.1 Astronomie	8
1.3.2 Analyse de matériau et signature spectrale.....	10
1.3.3 Imagerie médicale.....	10
1.3.4 Contrôle de qualité.....	10
1.3.5 Sécurité	10
I.4 Limitations	11
I.4.1 Transmission atmosphérique	11
I.4.2 Transmission de la matière.....	11
I.4.3 Définition spatiale des images.....	12
I.4.4 Rayonnement du corps noir.....	12
I.4.5 Récapitulatif des pertes	14
I.5 Système de détection et caractéristiques.....	15
I.5.1 Détection passive et active	15
I.5.2 Méthodes de détection incohérente (directe) et cohérente (hétérodyne / homodyne).....	15
I.5.3 Information et méthode de détection.....	16
I.5.4 Sensibilité du détecteur	17
I.5.5 Bande passante spectrale et bande passante instantanée	18
I.5.6 Caractéristiques en bruit.....	19
I.6 Détecteurs bolométriques	20
I.6.1 Bolomètres : modèle thermique classique.....	22
I.6.2 Sources de bruit dans les bolomètres	23
I.6.3 Les bolomètres à électrons chauds (HEB).....	25
I.7 Sources térahertz.....	30
I.7.1 Sources électroniques.....	30
I.7.2 Sources optiques.....	31
I.7.3 Sources thermiques.....	32
I.7.4 Tableau récapitulatif des sources térahertz.....	33
I.8 Détecteurs térahertz	33
I.8.1 Détecteurs hétérodynes térahertz.....	33
I.8.2 Détecteurs thermiques non refroidis.....	34
I.8.3 Détecteurs thermiques directs refroidis.....	35
I.8.4 Détecteurs optroniques	36
I.9 Imageurs térahertz	37
I.9.1 Imagerie passive et imagerie active.....	37
I.9.2 Autres utilisations en imagerie térahertz	37
I.9.3 Mise en scène du cahier des charges de MASTHER	39

I.9.4 Mise en équation de la scène afin de déduire l'expression du bruit : <i>NEP</i> et température de bruit.....	40
I.9.5 Applications à des scènes données du calcul du bruit.....	41
Références.....	43
Chapitre II – Supraconductivité et transition résistive térahertz	51
Sommaire	51
II.1 Propriétés de la supraconductivité.....	52
II.1.1 Résistance nulle	52
II.1.2 Anomalie de chaleur spécifique.....	52
II.1.3 Comportement diamagnétique : l'effet Meissner.....	53
II.2 Grandeurs critiques et supraconductivité de type I et de type II	54
II.2.1 Température critique.....	54
II.2.2 Champ magnétique critique	55
II.2.3 Densité de courant critique	56
II.2.4 Relations entre les grandeurs critiques.....	56
II.3 Modèles et théories de la supraconductivité.....	57
II.3.1 Modèle de Gorter et Casimir.....	57
II.3.2 Théorie de London.....	57
II.3.3 Théorie de Ginzburg-Landau.....	57
II.3.4 Théorie BCS.....	57
II.4 Les cuprates SHTC et YBaCuO	58
II.4.1 Présentation.....	58
II.4.2 Le cristal d'YBaCuO	59
II.4.3 Propriétés résistives d'YBaCuO	60
II.4.4 Propriétés en courant alternatif : modèle à deux fluides	64
II.4.5 Modèle à deux fluides dispersifs.....	66
II.4.6 Transition résistive en courant alternatif.....	68
II.5 Conclusion.....	71
Références.....	72
Chapitre III – Modélisation du bolomètre à électrons chauds en YBaCuO	75
Sommaire	75
III.1. Principe et mise en œuvre technologique.....	76
III.2. Contenu et but des modèles.....	77
III.3 Choix du modèle utilisé	79
III.3.1 Modèle de bolomètre ponctuel et modèle à trois températures	79
III.3.2 Modèle à trois températures.....	89
III.3.3 Modèle du point chaud (<i>hot spot</i>).....	91
III.3.4 Modèle du point chaud pour YBaCuO	101
III.4 Modèle du point chaud à courant RF et adaptation d'impédance	106
III.4.1 Expression de la puissance RF et DC dissipée	107
III.4.2 Adaptation d'impédance entre l'antenne et la constriction.....	108
III.4.3 Résultat du calcul avec le modèle du point chaud à courant RF	109
III.4.4 Introduction de la variation d'impédance en régime térahertz	111
III.4.5 Répartition de la réponse <i>I-V</i> à faible adaptation d'impédance	112
III.4.6 Étude de la réponse fréquentielle.....	114

III.4.7 Traitement du gain de conversion et de la température de bruit aux fréquences térahertz	117
III.5 Application du modèle à des dispositifs de fabrication récente	124
III.6 Évolutions possibles du modèle	126
Références	127
Chapitre IV – Conception, réalisation et pré-caractérisation des nano-détecteurs HEB en YBaCuO	131
Sommaire	131
IV.1 Les couches minces d'YBaCuO	133
IV.1.1 Le choix du substrat pour les couches minces d'YBaCuO	133
IV.1.2 La fabrication de couches minces.....	137
IV.2 Caractérisations des couches minces d'YBaCuO.....	138
IV.2.1 Les mesures de la résistance des couches minces	139
IV.2.2 Les mesures AFM / Résiscope	139
IV.3 Le choix de l'antenne de détection térahertz	142
IV.4 Réalisation des HEB : techniques de salle blanche.....	144
IV.4.1 Introduction au procédé de fabrication en salle blanche	145
IV.4.2 Les procédés de fabrication en salle blanche.....	147
IV.5 Les masques de lithographie.....	162
IV.5.1 Conception des masques de lithographie.....	162
IV.5.2 Les motifs de positionnement.....	163
IV.5.3 Les motifs fonctionnels	166
IV.5.4 Fabrication des masques électroniques et optiques	168
IV.6 Fabrication des dispositifs en salle blanche	169
IV.6.1 Étape n°1 (durée : 5 h).....	169
IV.6.2 Étape n°2 (durée : 4 h).....	172
IV.6.3 Étape n°3 (durée : 3 h).....	174
IV.6.4 Étape n°4 (durée : 4 h 30).....	176
IV.6.5 Les alternatives possibles	176
IV.7 Caractérisation des dispositifs.....	177
IV.7.1 Banc cryogénique de tests électriques et optiques.....	177
IV.7.2 Résultats	179
IV.8 Conclusion	183
Références.....	185
Conclusion générale	187
Annexes.....	191
A.1 Calcul de la bande passante d'un HEB en détection directe	191
A.1.1 Rappel de l'expression des équations de la chaleur.....	191
A.1.2 Développement de la partie modulée à ω	191
A.1.3 Simplification du terme issu du bain de phonons	192
A.1.4 Expression finale issue de l'intégration de l'expression du bain de phonons dans l'expression du bain d'électrons	192
A.2 Premier masque de lithographie.....	194
A.3 Deuxième masque de lithographie optique	195

Introduction générale

La détection des ondes submillimétriques fait l'objet d'un intérêt croissant depuis les trois dernières décennies. Les technologies associées, typiquement développées pour l'astronomie, sont en phase de transition pour des applications grand public. Cette transition demande la collaboration d'acteurs du domaine térahertz, et c'est dans ce contexte que le Laboratoire Génie électrique et électronique de Paris (GeePs-CentraleSupélec, CNRS, UPMC Univ Paris 06, Univ Paris-Sud 11), l'Unité mixte de physique CNRS-Thales, le Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques (MPQ, Univ Paris-Diderot Paris 07, CNRS), et Thales Research & Technology (TRT, Palaiseau) ont mis en commun leurs efforts dans le cadre d'un projet ANR Blanc dénommé MASTHER (*Miniaturized All-Solid state Terahertz Heterodyne Receiver*, 2011-2015). Le CEA-INAC (Grenoble) a également été associé au GeePs en début de projet. MASTHER vise à mettre en œuvre un récepteur hétérodyne compact, construit à partir d'un nano-détecteur supraconducteur mélangeur (fonctionnant à 80 K), et d'une source laser térahertz à état solide (fonctionnant à 60 K) comme oscillateur local, ces deux dispositifs étant placés dans des cryo-réfrigérateurs miniaturisés.

Le rôle de chaque partenaire du projet MASTHER est présenté dans le chapitre introductif (chapitre I), dont le but est de donner le cadre de cette thèse, en formulant le cahier des charges à tenir et en définissant les éléments clefs du projet et de la présente thèse. Nous introduirons ainsi dans un premier temps la notion de rayonnement térahertz, avec un accent particulier sur l'intérêt de sa détection dans de nombreux contextes, que ce soit en astronomie, en sécurité ou en contrôle de qualité. Nous passerons ensuite à la description des contraintes associées à la détection dans cette gamme spectrale, notamment celles qui sont liées à la transmission du rayonnement térahertz dans l'atmosphère et dans la matière, mais aussi aux limitations optiques dues aux grandes longueurs d'onde et à la faible proportion du rayonnement térahertz dans le spectre d'émission du corps noir à température ambiante. Nous aborderons ensuite les principes de la détection active et passive, puis directe et hétérodyne, ce qui nous amènera naturellement à définir les notions de sensibilité, de bande passante et de bruit des détecteurs. Nous nous focaliserons par la suite sur le mécanisme de détection utilisé par le détecteur-mélangeur hétérodyne développé dans notre thèse : la détection bolométrique à électrons chauds de type passif. Pour décrire la mise en œuvre de la détection hétérodyne, nous passerons en revue les sources térahertz et identifierons les lasers à cascade quantique comme le compromis entre portabilité et puissances disponibles. Nous présenterons ensuite une liste aussi complète que possible des détecteurs existant dans la gamme térahertz, en les regroupant par modes de fonctionnement et par contraintes technologiques. Enfin, nous présenterons les imageurs existant dans la gamme térahertz, pour ensuite faire le lien entre les performances d'imagerie attendues pour le démonstrateur du projet MASTHER et le niveau de bruit maximum que devra atteindre le bolomètre supraconducteur à haute température critique (YBaCuO) à électrons chauds que nous avons développé. Pour ce faire, nous définirons des scènes réalistes en prenant en compte toutes les caractéristiques et contraintes associées à la détection térahertz, précédemment présentées tout au long du chapitre.

Le chapitre II est une présentation générale de la supraconductivité, qui débute par la définition de ce phénomène et des propriétés remarquables qui en découlent, avec les grandeurs caractéristiques associées. Nous ferons alors une rétrospective des différents modèles et théories qui ont été développés pour expliquer la supraconductivité. Un rappel historique succinct sera proposé. Enfin, nous consacrerons la fin de ce chapitre à la représentation du supraconducteur à haute température

critique YBaCuO, avec un accent particulier sur les améliorations apportées au cours de la thèse sur la modélisation de sa transition résistive. Nous nous concentrerons notamment sur les deux aspects principaux, à savoir : l'influence sur la transition résistive d'avoir à utiliser une couche ultra-mince d'YBaCuO (quelques dizaines de nm) et l'effet d'un courant térahertz sur les paramètres définissant la transition résistive.

Dans le chapitre III, nous étudierons plus particulièrement la modélisation des bolomètres à électrons chauds à base de films minces supraconducteurs pour la détection en ondes submillimétriques. Nous commencerons par décrire les phénomènes physiques qui ont lieu à l'intérieur d'un bolomètre à base de supraconducteur, ainsi que les différentes théories et leurs résultats. Nous focaliserons ensuite l'étude sur le cas du bolomètre à électrons chauds à base d'YBaCuO. Nous détaillerons les améliorations que nous avons apportées au modèle le plus avancé, dit du *hot spot*, en présentant la chronologie de nos recherches pour rendre compte des spécificités d'YBaCuO. Ainsi, la première version du modèle est une adaptation directe du modèle du point chaud - *hot spot* (initialement introduit pour les supraconducteurs à basse température critique) avec les valeurs caractéristiques d'YBaCuO. La deuxième version introduit la variation de la température des phonons au sein du HEB, dont la conductivité thermique n'est plus négligeable pour les supraconducteurs à haute température critique (disons au-delà de 60 K). Notre dernier modèle redéfinit la dissipation de la puissance du signal et de l'oscillateur local au sein du HEB, ce qui permet de différencier la résistance liée à une excitation à haute fréquence de la résistance DC classique du bolomètre. Nous sommes alors à même de considérer l'adaptation d'impédance avec l'antenne de réception térahertz couplée au HEB. Chacune de ces contributions participent à la prédiction des performances des HEB à base d'YBaCuO, ainsi qu'à définir la puissance d'oscillateur local qui sera nécessaire pour les obtenir. Ce travail permet d'actualiser les résultats des modèles simplifiés utilisés jusqu'à présent.

Les réalisations et mesures seront détaillées dans le Chapitre IV. Nous débuterons par la description du choix des technologies utilisées pour la réalisation du film ultra-mince d'YBaCuO afin d'optimiser à la fois la qualité et la longévité du matériau supraconducteur, ainsi que la transmission d'un signal hyperfréquence de bonne qualité, tout en minimisant les pertes de puissance. La fabrication des HEB à partir des films est réalisée en salle blanche ; le procédé sera ensuite présenté, en examinant les différentes technologies propres à notre disposition tout en insistant plus particulièrement sur la lithographe électronique. L'implantation des détecteurs sur l'échantillon est définie à l'aide d'un masque de lithographie optique dont nous décrivons les règles de conception. Enfin, les quatre étapes de fabrication des HEB à partir des échantillons d'YBaCuO seront décrites et nos résultats présentés. Nous terminerons ce dernier chapitre en introduisant les bancs de mesure présents au GeePs et les premiers résultats obtenus à partir des détecteurs fabriqués.

Les travaux de cette thèse ont fait l'objet d'un financement spécifique par l'Agence nationale de la recherche sous le contrat n°2011-BS03-008-01.

Chapitre I – Introduction

Sommaire

Chapitre I – Introduction	3
Sommaire	3
I.1 Cahier des charges du projet MASTHER.....	5
I.2 Gamme térahertz.....	6
I.2.1 Spectre de rayonnement électromagnétique.....	6
I.2.2 Croissance technologique du domaine térahertz	7
I.3 Applications de la détection térahertz.....	8
1.3.1 Astronomie	8
1.3.2 Analyse de matériau et signature spectrale.....	10
1.3.3 Imagerie médicale.....	10
1.3.4 Contrôle de qualité.....	10
1.3.5 Sécurité	10
I.4 Limitations.....	11
I.4.1 Transmission atmosphérique.....	11
I.4.2 Transmission de la matière.....	11
I.4.3 Définition spatiale des images.....	12
I.4.4 Rayonnement du corps noir.....	12
I.4.5 Récapitulatif des pertes	14
I.5 Système de détection et caractéristiques.....	15
I.5.1 Détection passive et active	15
I.5.2 Méthodes de détection incohérente (directe) et cohérente (hétérodyne / homodyne).....	15
I.5.3 Information et méthode de détection.....	16
I.5.4 Sensibilité du détecteur	17
I.5.5 Bande passante spectrale et bande passante instantanée	18
I.5.6 Caractéristiques en bruit.....	19
I.6 Détecteurs bolométriques	20
I.6.1 Bolomètres : modèle thermique classique.....	22
I.6.2 Sources de bruit dans les bolomètres	23
I.6.2.1 – Bruit thermique / bruit de phonons.....	23
I.6.2.2 – Bruit de photons / bruit quantique.....	24
I.6.2.3 – Bruit de Johnson-Nyquist.....	24
I.6.3 Les bolomètres à électrons chauds (HEB).....	25
I.6.3.1 – Principe de fonctionnement.....	25
I.6.3.2 – HEB refroidis par interaction électron-phonon (<i>phonon cooled</i>).....	26
I.6.3.3 – HEB refroidis par diffusion des électrons chauds (<i>diffusion cooled</i>).....	26
I.6.3.4 – Bande passante (FI) des HEB.....	27
I.6.3.5 – Puissance d’oscillateur local requise.....	28
I.6.3.6 – Fréquence de fonctionnement et niveau de bruit.....	28
I.6.3.7 – HEB dans le monde.....	28
I.6.3.8 – Performances comparées des détecteurs hétérodynes	29
I.7 Sources térahertz.....	30

I.7.1 Sources électroniques.....	30
I.7.2 Sources optiques.....	31
I.7.2.1 – Lasers à cascade quantique	31
I.7.2.2 – Lasers moléculaires à gaz.....	32
I.7.2.3 – Le mélange de fréquences	32
I.7.3 Sources thermiques.....	32
I.7.4 Tableau récapitulatif des sources térahertz.....	33
I.8 Détecteurs térahertz	33
I.8.1 Détecteurs hétérodynes térahertz.....	33
I.8.1.1 – Jonctions supraconducteur-isolant-supraconducteur (SIS) et jonctions Josephson ...	33
I.8.1.2 – Diodes à effet Schottky	34
I.8.2 Détecteurs thermiques non refroidis.....	34
I.8.2.1 – Bolomètres semi-conducteurs	34
I.8.2.2 – Détecteurs pyroélectriques	34
I.8.2.3 – Cellule de Golay.....	35
I.8.3 Détecteurs thermiques directs refroidis.....	35
I.8.3.1 – Bolomètres de type <i>transition edge superconductor</i> (TES).....	35
I.8.3.2 – Détecteurs supraconducteurs à photon unique	35
I.8.3.3 – Bolomètres à électrons froids.....	36
I.8.3.4 – Bolomètres semi-conducteurs refroidis.....	36
I.8.4 Détecteurs optroniques.....	36
I.9 Imageurs térahertz	37
I.9.1 Imagerie passive et imagerie active.....	37
I.9.2 Autres utilisations en imagerie térahertz.....	37
I.9.2.1 – Imagerie active par spectroscopie térahertz résolue en domaine temporel	37
I.9.2.2 – Imagerie térahertz holographique.....	38
I.9.3 Mise en scène du cahier des charges de MASTHER	39
I.9.4 Mise en équation de la scène afin de déduire l’expression du bruit : <i>NEP</i> et température de bruit.....	40
I.9.5 Applications à des scènes données du calcul du bruit.....	41
Références.....	43

Chapitre I – Introduction

I.1 Cahier des charges du projet MASTHER

Cette thèse entre dans le cadre d'un projet d'étude d'un démonstrateur portable pour la détection térahertz (THz) passive. Obtenir un tel système est un premier pas pour la popularisation des technologies THz et la découverte de nouvelles applications exploitant les informations uniques qui peuvent être mesurées dans cette bande spectrale. Pour arriver à ce résultat, il faut regrouper le savoir-faire des équipes spécialisées dans les diverses parties requises pour la fabrication du démonstrateur : le projet MASTHER (*Miniaturized All-Solid state Terahertz HETerodyne Receiver*) est le produit d'une telle collaboration. Ce projet, financé par l'agence nationale pour la recherche (ANR blanche #2011-BS03-008-01, 2011-2015), est coordonné par Mme le Professeur Dégardin du LGEP-Supélec (qui est devenu le GeePs-CentraleSupélec le 1^{er} janvier 2015).

MASTHER vise à mettre en œuvre un récepteur hétérodyne compact. Celui-ci est construit à partir d'un nano-détecteur mélangeur fabriqué dans un film ultramince (< 40 nm) en YBaCuO supraconducteur (80 K), et d'une source laser THz à état solide comme oscillateur local (60 K), ces deux dispositifs étant placés dans des cryo-réfrigérateurs miniaturisés. MASTHER propose donc un système de détection THz portable avec une bonne sensibilité à coût réduit. Les verrous techniques et scientifiques sont nombreux : i) fabrication de films ultraminces et de nano-constrictions en YBaCuO, matériau particulièrement sensible aux étapes technologiques ; ii) modélisation physique des nano-détecteurs en YBaCuO pour exploiter le mélange de fréquences THz avec de faibles pertes et un faible bruit ; iii) réalisation d'une source THz de puissance suffisante tout en limitant sa dissipation thermique ; iv) développement des cryo-réfrigérateurs miniatures et de la chaîne d'amplification refroidie et validation d'un prototype. Ces études constituent une « première » dans le domaine des mélangeurs THz en YBaCuO.

Les missions fixées dans le projet MASTHER se répartissent comme suit (fig. I.1) :

- **Mission 1** : Coordination (équipe Matériaux et Dispositifs : des Micro-ondes à l'Infrarouge (MDMI) du LGEP-Supélec).
- **Mission 2** : Croissance du matériau supraconducteur (Unité Mixte de Physique (UMPhy) CNRS/THALES (Palaiseau) et CEA-Grenoble en sous-traitance pour le LGEP-Supélec) et physique du détecteur type mélangeur hétérodyne à base d'un bolomètre à électrons chauds (LGEP-Supélec).
- **Mission 3** : Réalisation du détecteur et tests en laboratoire (équipe MDMI au LGEP).
- **Mission 4** : Réalisation et tests de sources THz type lasers à cascade quantique (laboratoire des Matériaux et Phénomènes Quantiques (MPQ) de l'Université Paris-Diderot Paris 7)
- **Mission 5** : Réalisation de l'enceinte cryogénique. Intégration et démonstration d'un prototype (*Thales Research and Technology* (TRT), Palaiseau).

Dans le cadre des missions 2 et 3, j'ai été amené à modéliser et réaliser les détecteurs bolomètres à électrons chauds utilisés pour ce projet.

Pour répondre au cahier des charges proposé par le projet MASTHER, il convient d'explicitier le contexte qui l'entoure. À cette fin, dans ce chapitre, nous présenterons d'abord le domaine THz puis nous décrirons ses propriétés ainsi que les méthodes d'émission et de détection possibles. Ceci nous mènera ensuite à la description des aspects détecteurs / émetteurs / imageurs dont le détail permettra de mettre des valeurs sur les besoins du cahier des charges.

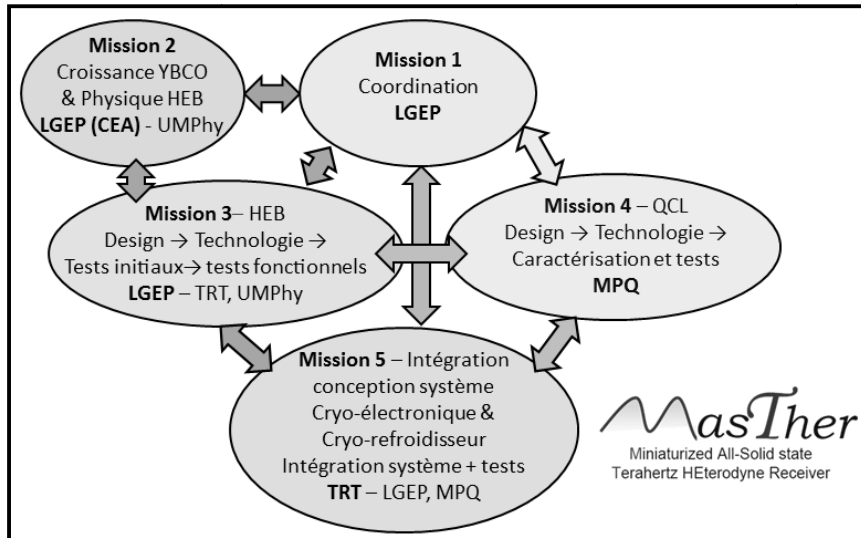


Figure I.1 : Répartition des tâches au sein du projet MASTHER.

I.2 Gamme térahertz

I.2.1 Spectre de rayonnement électromagnétique

C'est à partir du milieu du XIX siècle que le rayonnement électromagnétique fut appréhendé dans toute son ampleur. En effet, l'unification de l'électricité et du magnétisme proposée par le recueil de formules de Maxwell [1] prédisait l'existence d'une onde électromagnétique pouvant se propager à la vitesse de la lumière (dans le vide) et porteuse d'une énergie et d'une polarisation.

Les photons qui composent la lumière sont porteurs d'une énergie E qui régit (en partie) son interaction avec la matière. Cette énergie est caractérisée, suivant les domaines, par différentes grandeurs équivalentes.

- **Grandeurs de l'électronique** – fréquence $f = E/h$ [s]⁻¹, période $\tau = h/E$ [s] et pulsation $\omega = E/h$ [rad][s]⁻¹.
- **Grandeurs de l'optique** – longueur d'onde $\lambda = hc/E$ [m] et nombre d'onde angulaire $k = E/hc$ [m]⁻¹.
- **Grandeurs de la thermique** – Température $T = A \times E/k_B$ [K], où $A = 2/n$ si l'on considère l'énergie issue de l'agitation thermique d'une particule (pour n degrés de liberté) et $A = k_B \times \sigma_w/hc = 0,2$ si l'on considère l'énergie du photon (à partir de la fréquence dominante d'un corps noir à la température T , avec σ_w la constante de Wien).

À partir de la fréquence, nous définissons le spectre électromagnétique, tel que présenté en figure I.2. Le domaine térahertz recouvre en partie l'infrarouge lointain et les ondes submillimétriques, et se situe typiquement entre **0,1 THz** et **10 THz**. La longueur d'onde associée est centrée sur **300 μm**.

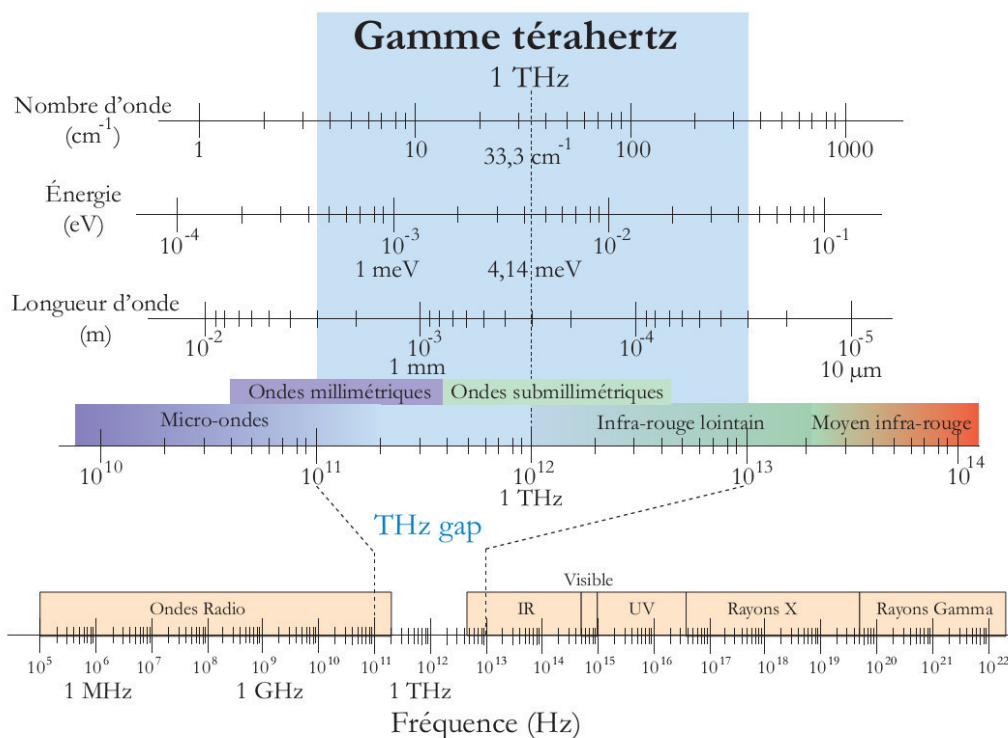


Figure I.2 : Le domaine térahertz dans le spectre électromagnétique et les correspondances avec les grandeurs physiques usuellement utilisées en optique et pour les radiofréquences. [2]

I.2.2 Croissance technologique du domaine térahertz

Le domaine térahertz est l'interface entre deux institutions technologiques : l'optoélectronique et l'électronique micro-onde.

En **optoélectronique**, l'émission de photons térahertz requiert la possibilité qu'un électron d'un matériau considéré se désexcite en émettant un photon d'énergie de l'ordre du meV. Cette énergie est du même ordre de grandeur que celle de l'agitation thermique ($k_B T$) ce qui rend difficile une émission efficace dans les semi-conducteurs (par le biais de l'énergie de *gap*) ou dans les lasers (par une inversion de population trop perturbée).

Pour l'**électronique micro-onde**, la technologie est basée sur la fréquence du courant parcourant le dispositif, qui est limitée par le temps de parcours des porteurs de charges ou par la bande passante des systèmes. Par conséquent, la puissance émise ou détectée diminue en raison inverse de la fréquence (en $1/f^4$) à partir de 1 THz [3].

C'est pourquoi le domaine s'étendant de 0,1 THz à 10 THz a historiquement été difficile à exploiter à la fois par les technologies classiques de l'infrarouge et celles des micro-ondes. Cette lacune est connue dans la littérature sous le nom de "fossé térahertz". Les dispositifs d'émission autour de la bande térahertz ainsi que les dispositifs développés spécifiquement pour les applications térahertz présentés en figure I.3 seront détaillés dans la section I.7 de cette thèse.

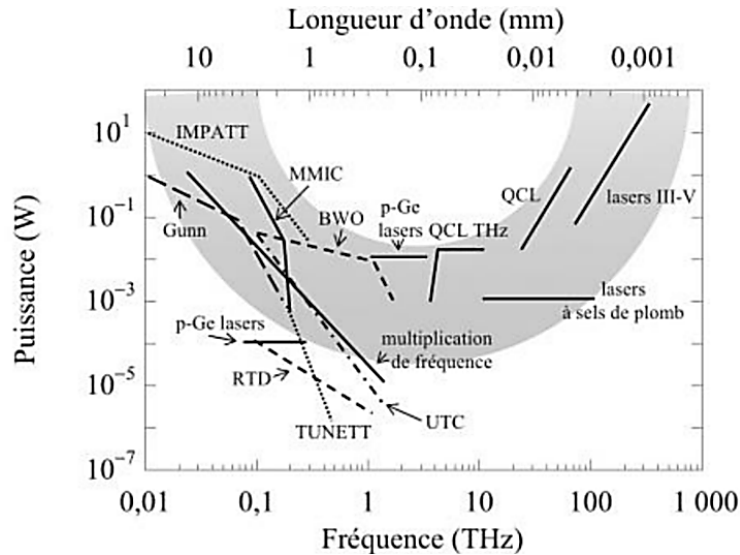


Figure I.3 : Fossé térahertz dans les technologies d'émission micro-onde, térahertz et infrarouge. ([4]– d'après un document du *THz Technology Trend Investigation Committee*)

Les dernières trois décennies ont été marquées par un effort technologique visible qui tend à combler le fossé térahertz, tel que démontré par les indicateurs du nombre de publications par an (fig. I.4.a) et par la quantité de brevets déposés sur la thématique térahertz (fig. I.4.b). Les publications sont le reflet des progrès en matière de sources (§I.7) et de détecteurs (§I.6-§I.8). Quant aux brevets, ils reflètent le développement de systèmes complets de spectroscopie et d'imagerie térahertz (§I.9).

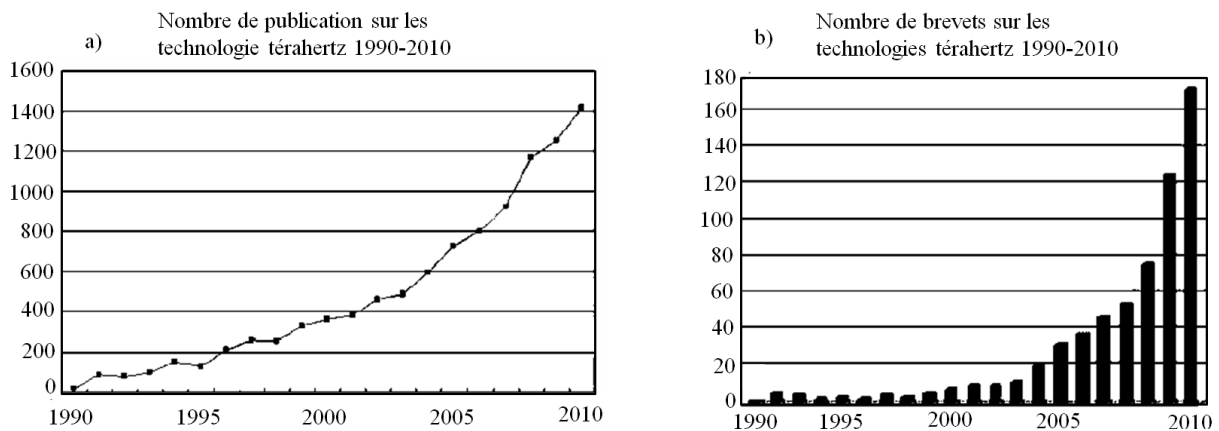


Figure I.4 : L'impact et l'intérêt du domaine térahertz est en plein essor depuis 1990. On observe même une nette augmentation des produits brevetés, et donc de l'application commerciale émergente [5].

I.3 Applications de la détection térahertz

1.3.1 Astronomie

La bande térahertz intéresse le domaine de l'astronomie pour un nombre important de mesures. La principale est la spectroscopie moléculaire pour la détection de radicaux [6]. De nombreuses raies d'émissions existent dans le domaine térahertz, ce qui permet d'en déterminer la présence et la quantité dans des gaz lointains (fig. I.6). Un nombre considérable de projets existent pour mesurer et exploiter ces informations sur des dispositifs transportés sur des avions stratosphériques (SOFIA [7]), des ballons stratosphériques (TELIS [8] et CIDRE [9]) et dans des sondes spatiales (Odin [10], Envisat [11], ACE [12], Herschel [13]).

Une autre application majeure de l'astrophysique dans le domaine térahertz est l'étude du fond diffus cosmique, dont la température suit le rayonnement d'un corps noir à 2,8 K (dans la limite de la précision existante). Une partie de ce rayonnement est dans la bande térahertz. Les bandes 0,353 THz, 0,545 THz et 0,857 THz ont été exploitées sur la sonde Planck (lancée en 2009 [14], fig. I.5) qui est la troisième sonde lancée spécifiquement pour cette mesure, après COBE (1980) et WMAP (2001).

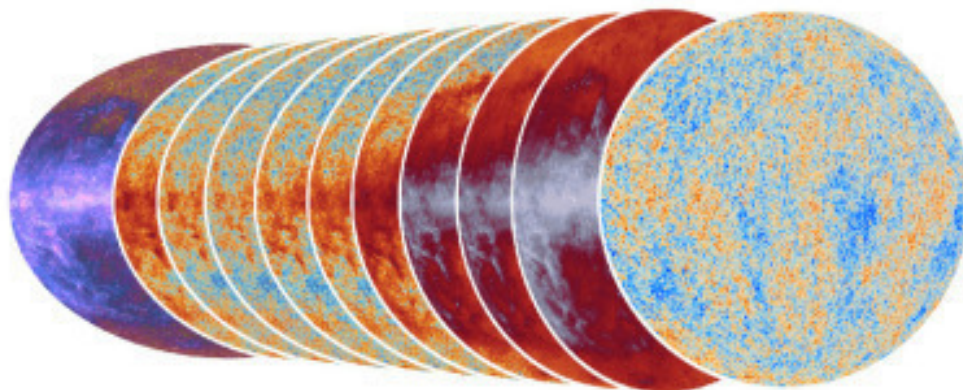


Figure I.5 : Image du fond diffus cosmologique mesuré par la sonde Planck de 30 GHz à 857 GHz [15] permettant de déterminer la carte de température de l'univers. La figure de droite est la distribution de la température dans l'univers, elle est déduite des mesures aux différentes longueurs d'ondes des 10 images de gauche. Les points chauds sont en rouge et les zones froides en bleu.

Échantillons de raies THz majeures

Molécule / espèce	Fréquence (THz)
C	0,492 ; 0,809
CH	0,532 ; 0,536
H ₂ O	0,635
HCL	0,692
D ₂ H ⁺	1,037-1,497
CO	0,835
CH ⁺	0,909
OH ⁺	0,953
NH ₂	0,974
NH	1,013
H ₂ O ⁺	1,115
HF	1,232
H ₂ D ⁺	1,370
N ⁺	1,461
OH	1,835 ; 1,838
H ₂ O ₂	1,846
C ⁺	1,901
O	2,060 ; 4,746
HD	2,675
O ⁺⁺	3,394

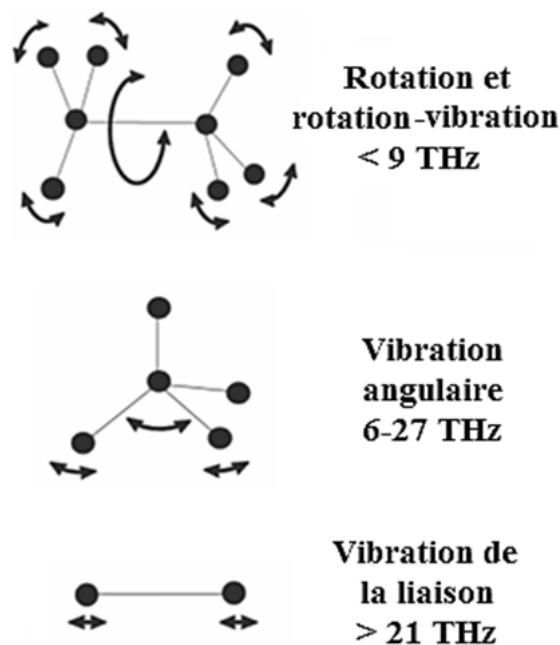


Figure I.6 : Spectroscopie moléculaire pour l'astrophysique [16].

Dans toutes ces applications, l'atmosphère au sol fait écran aux mesures et il faut donc se placer en altitude, où l'absorption dans le térahertz est beaucoup plus faible. Les récepteurs peuvent être installés sur un télescope [17] ou sur des plateformes aériennes/spatiales, comme un ballon-sonde, un avion ou une sonde spatiale.

1.3.2 Analyse de matériau et signature spectrale

L'étude de la réponse spectrale des matériaux dans le domaine térahertz est possible depuis les années 80, principalement grâce au développement de la spectroscopie térahertz résolue en temps [18]. Le principe mis en jeu est l'analyse temporelle de la réponse du matériau à une excitation térahertz ultracourte. Cet effort est accompagné par la spectroscopie infrarouge (térahertz) à transformée de Fourier [19] (développée dès les années 60).

Cette méthode permet de fabriquer des bases de données (disponibles en ligne par exemple thzdb.org [20]) qui mettent en valeur les pics d'absorption et de transmission de nombreux matériaux.

1.3.3 Imagerie médicale

Les ondes térahertz sont fortement absorbées par l'eau, cette dernière étant le composant majoritaire des tissus humains. La nature du tissu, sain ou malade, influence la réponse à une excitation térahertz et peut être mesurée par un capteur très sensible. En ce qui concerne les organes durs (comme les dents), ils sont partiellement transparents sous illumination térahertz, ce qui offre une alternative sans risque à l'imagerie dentaire par rayon X (fig. I.7.a).

1.3.4 Contrôle de qualité

Le rayonnement térahertz permet l'analyse de produits conservés sous leur emballage (plastique ou carton). Il est donc possible de révéler la présence de corps étrangers ou de défauts sur les produits sortant d'une ligne de production (fig. I.7.b). Un tel contrôle de qualité est bien supérieur à celui par échantillonnage classiquement mis en place et est non destructif. Sur des projets où la qualité est critique, l'analyse térahertz apporte une vérification complémentaire de défauts dans les armatures des bâtiments ou dans les navettes et les satellites.

1.3.5 Sécurité

Le rayonnement térahertz est capable de pénétrer les vêtements et les emballages pour révéler la présence de métaux par le biais de l'imagerie ou de produits chimiques par le biais de la spectroscopie (fig. I.7.c). L'intégration de dispositifs térahertz dans des portiques de détection d'objets dangereux et sous forme de caméras représente une évolution majeure et attendue dans les techniques de sécurité.

Cette utilisation bénéficie des techniques de la spectroscopie et de l'imagerie. D'une part la spectroscopie permet d'analyser certaines fréquences térahertz et de comparer les pics d'absorption afin de déterminer la composition chimique de l'objet analysé [20]. D'autre part il est possible de réaliser l'imagerie optique à travers des textiles et de mettre en évidence les objets métalliques dissimulés. Les images sont généralement multispectrales entre 10 et 250 GHz.

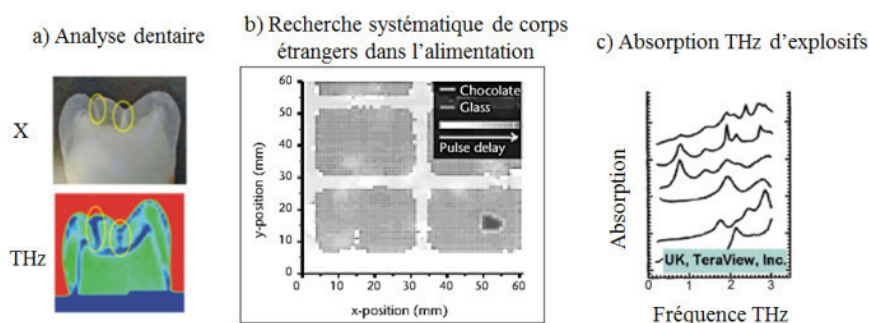


Figure I.7 : a - Imagerie médicale rayon X / ondes térahertz (Teraview), b - Contrôle de qualité (université de Marburg), c - Spectres d'explosifs (Semtex, PE4, RDX, PETN, HMX, TNT d'après Teraview).

I.4 Limitations

Afin d'optimiser les performances des dispositifs fonctionnant dans la gamme térahertz, il est important de bien délimiter les contraintes de détection qui leurs sont associées.

I.4.1 Transmission atmosphérique

Le rayonnement térahertz est absorbé par les molécules lorsque l'excitation correspond à leurs modes propres de vibration et de rotation. Par ce mécanisme, l'atmosphère terrestre absorbe le rayonnement térahertz, la molécule la plus active étant H₂O. Toute détection est donc dépendante des conditions climatiques et en particulier de la saturation d'eau dans l'air. Dans l'étude effectuée par Slocum et al. [21], ils identifient 16 fenêtres de travail entre 200 GHz et 3 THz (fig. I.8). De cette courbe (et du tableau associé à la publication) nous pouvons déduire empiriquement que l'absorption dans les fenêtres augmente en moyenne comme $f^{2,15 \pm 0,1}$.

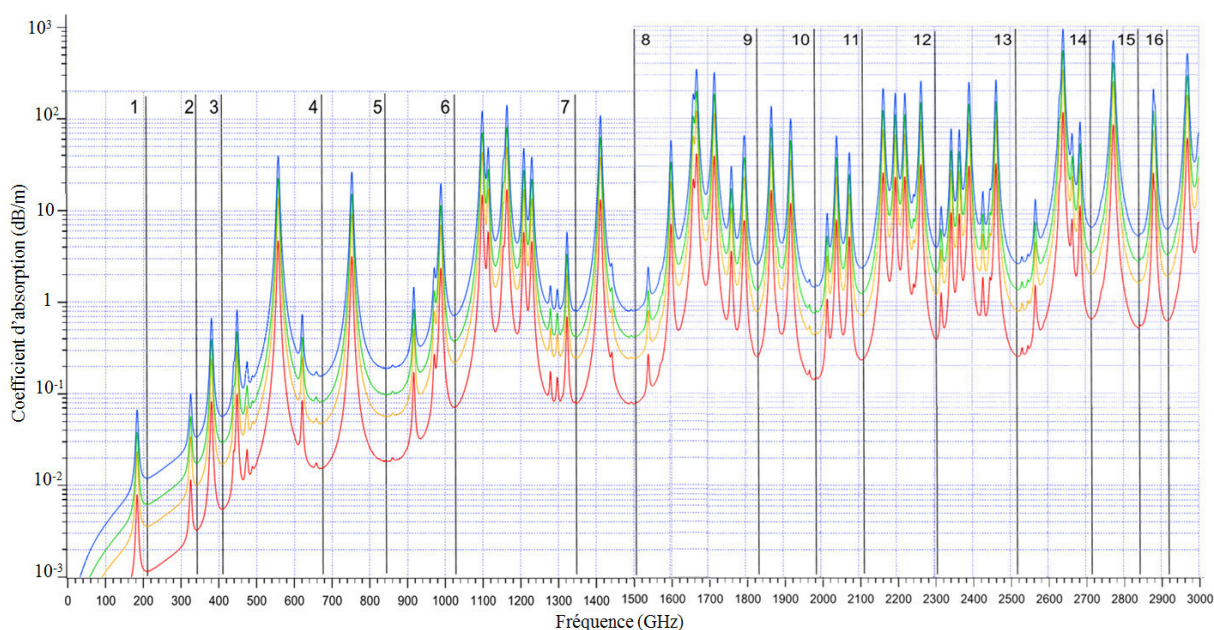


Figure I.8 : Courbes d'absorption atmosphérique à différents taux d'humidité, (en rouge) et (en bleu) pour les courbes correspondant respectivement à 20 % et 80 % d'humidité. 16 fenêtres de transmission sont indiquées entre 200 GHz et 3 THz. L'absorption α s'exprime en dB/m et correspond à la puissance de sortie (P_{out}) après 1 m de propagation de l'onde dans l'atmosphère avec une puissance d'entrée (P_{in}), tel que $\alpha = 10 \log_{10}(P_{in}/P_{out})$ [dB/m].

I.4.2 Transmission de la matière

Les textiles varient par leur composition, leur épaisseur et leur mode de tissage. Chacune de ces caractéristiques altère la transmission de l'onde térahertz, à tel point que pour un même matériau il est possible de différencier la méthode de tissage. Sur la gamme 0,6 THz-2,5 THz, la transmission est proche de 100 % à 0,6 THz pour les tissus considérés dans l'étude [22] (jeans, coton, nylon, papier, soie - fig. I.9) et diminue avec la fréquence. Cette transmission est même inférieure à 10% pour les jeans (1,4 THz) et le coton (2,1 THz).

Parmi les matériaux classiques, le papier est transparent aux ondes térahertz. Ce phénomène est déjà exploité dans un centre de tri postal au Japon pour identifier des éléments explosifs dans les colis suspects [23] sous leur emballage carton.

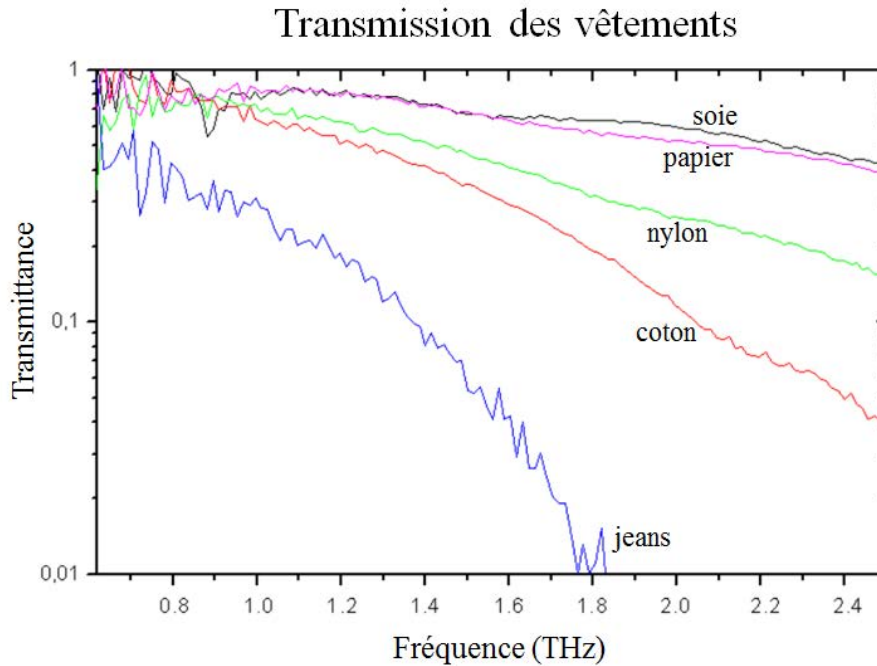


Figure I.9 : Transmission typique des textiles et du papier dans la gamme 0-2,5 THz (adapté de [24]).

I.4.3 Définition spatiale des images

La résolution spatiale dépend à la fois de la distance d de l'objet observé, du diamètre D du diaphragme limitant la détection et de la longueur d'onde λ d'observation. En calculant la dimension de la plus petite surface résolue au niveau du détecteur (la tache d'Airy dans le plan image) nous pouvons déduire quelle sera, en champ lointain (la tache d'Airy ramenée dans le plan objet), la résolution (séparation de deux taches) qu'il est possible d'atteindre. Ainsi, pour une optique de diamètre D et de distance focale f , le rayon de la tache d'Airy dans le plan focal (plan du détecteur) est :

$$r_0 \cong 1,22\lambda f/D . \quad (\text{eq. I.1a})$$

Ramenée au niveau de la scène (plan objet), cette tache peut être approximativement considérée comme grandie dans le rapport d/f , d'où la résolution :

$$Res = 1,22\lambda d/D . \quad (\text{eq. I.1b})$$

Pour une observation à $d = 10$ mètre avec une optique de diamètre $D = 10$ centimètre et à 2,5 THz ($\lambda = 120 \mu\text{m}$), la résolution minimum accessible est $Res \cong 1,5$ centimètre [25].

I.4.4 Rayonnement du corps noir

Le rayonnement térahertz est naturellement présent dans notre environnement par émission thermique. En effet tout corps (solide, liquide ou gazeux) est une source térahertz dont la puissance dépend de sa température, de sa surface et de son émissivité (proportion du rayonnement réel émis par rapport au rayonnement maximal).

Ce phénomène est lié au rayonnement du corps noir, qui est la théorie selon laquelle un corps parfaitement absorbant émet un rayonnement sur tout le spectre électromagnétique, dont l'intensité et la répartition en énergie dépendent seulement de la température du corps donné.

Max Planck a pu généraliser en 1900 l'expression empirique de Rayleigh, Jeans et Wien (eq. I.2 et fig. I.10), et a démontré l'expression de la luminance du corps noir (puissance émise par unité de surface de l'émetteur pour un angle solide donné). Soit :

$$L_f(f, T) = \frac{2hf^3}{c^2} \left(e^{\frac{hf}{k_B T}} - 1 \right)^{-1} \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}) \quad (\text{eq. I.2})$$

À partir de la luminance, nous pouvons déduire la puissance à mesurer en considérant la puissance émise à $2,5 \text{ THz} \pm 2 \text{ GHz}$ ($\nu \pm \Delta\nu/2$), d'un objet à une température de 300 K ($26,9 \text{ }^\circ\text{C}$). L'objet est vu sous un angle solide déduit du rapport entre sa surface exposée au détecteur (dans notre exemple un carré de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, d'aire notée A_s dans la formule) et de sa distance au carré avec le détecteur (1 mètre de distance, notée $Dist$). Enfin l'objet a une émissivité $\varepsilon = 1$ et la puissance (P) est mesurée par un détecteur d'aire $1 \times 1 \text{ cm}^2$ (notée A_c dans la formule).

$$P(f, T, \Delta f) = \int_{f-\Delta f}^{f+\Delta f} L(f, T) df \times \frac{A_s \times A_c}{Dist^2} \times \varepsilon = 1,9 \times 10^{-3} \times \frac{0,1^2 \times 0,01^2}{1^2} \times 1 = 0,19 \text{ } \mu\text{W} \quad (\text{eq. I.3})$$

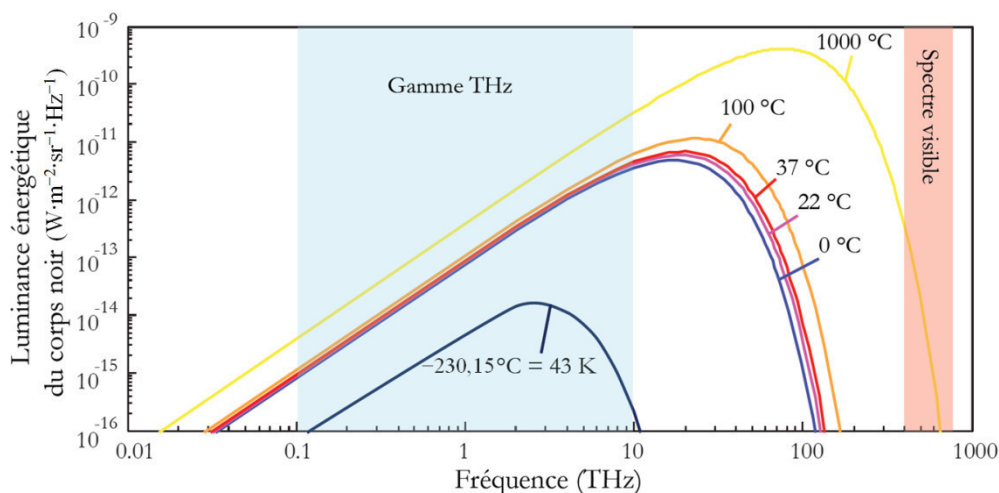


Figure I.10 : Spectre de Planck dans la gamme THz et le visible pour le rayonnement de corps noirs à $-230, 0, 22, 37, 100$ et 1000 degrés Celsius [26].

Il s'agit d'une puissance faible qui nécessite un détecteur très sensible pour la mesurer. D'ailleurs, il existe des corps noirs industriels qui sont des sources permettant de calibrer des détecteurs sur une large bande spectrale. À la température ambiante (autour de 300 K), la puissance térahertz émise (sur une largeur spectrale $\Delta f = 4 \text{ GHz}$) augmente avec la fréquence en f^2 sur la bande $[0,1-1] \text{ THz}$, en $f^{1,7}$ sur la bande $[1-5] \text{ THz}$ et $f^{1,3}$ sur la bande $[5-10] \text{ THz}$.

Pour différencier deux objets de températures respectives T_1 et T_2 , il faut être sensible à une variation de $\Delta P(f, T_1, T_2, \Delta f)$ telle que :

$$\Delta P(f, T_1, T_2, \Delta f) = |P(f, T_1, \Delta f) - P(f, T_2, \Delta f)| \quad (\text{eq. I.4})$$

En reprenant le cas précédent avec pour températures $T_1 = 300 \text{ K}$ et $T_2 = 320 \text{ K}$, $\Delta P(2,5 \text{ THz}, 300 \text{ K}, 320 \text{ K}, 4 \text{ GHz}) = |0,1874 \text{ } \mu\text{W} - 0,2026 \text{ } \mu\text{W}| = 15,2 \text{ pW}$. Cet écart de puissance est très faible et nécessite un détecteur ultra-sensible pour être identifié.

I.4.5 Récapitulatif des pertes

Tableau I.1 : Choix de la fréquence de travail dans la gamme térahertz. Le produit des comportements fréquentiels indique si la fréquence de travail pour une application donnée est plutôt basse fréquence (puissance de f inférieure à $-0,5$) ou haute fréquence (puissance de f supérieure ou égale à 0).

Type	Facteurs	Impact sur imagerie passive lorsque f augmente	Comportement fréquentiel
Pertes atmosphériques	Humidité Distance	Diminution de la puissance	$f^{-2,15}$
Transmission matière	Soie	Diminution de la puissance	f^{-1}
	Cuir/Laine		$f^{-2,5}$
	Plastique		f^0 à f^{-2}
	Cartons		f^0 à f^{-2}
Résolution spatiale (Tache d'Airy)	Ouverture numérique	Augmentation de la résolution	f^1
Corps noir	Température de l'objet	Augmentation de la puissance	$f^{1,7}$

Lorsque la transmission au travers de la matière est indépendante de la fréquence, il est préférable de travailler à haute fréquence. La matière est fortement transparente en entrée de gamme térahertz, mais peut se révéler prohibitivement opaque au-delà de 1 THz. Une caméra à 2,5 THz basée sur le prototype du projet MASTHER sera efficace en environnement partiellement contrôlé, où les matériaux sont connus pour être suffisamment transparents et/ou la distance d'analyse est suffisamment courte.

En détection térahertz pour la sécurité en lieu public, on doit choisir entre la transparence (basse fréquence) et la résolution (haute fréquence).

I.5 Système de détection et caractéristiques

I.5.1 Détection passive et active

L'information sur l'objet à détecter peut être obtenue en **détection passive** ou en **détection active**.

La **détection passive** consiste à recueillir uniquement les signaux en provenance de l'objet observé. Typiquement, le signal est issu du rayonnement du corps noir ; il est donc très faible ce qui nécessite un détecteur ultra-sensible. Nous avons vu que le rayonnement naturel à $2,5 \text{ THz} \pm 2 \text{ GHz}$ est de l'ordre de $0,2 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ (à 1 mètre de distance) auquel doivent être retirées les pertes de l'atmosphère et la transmission des matériaux traversés.

Notons que le rayonnement ambiant peut contribuer à l'illumination de l'objet, mais est rarement exploité dans la bande térahertz, notamment car le rayonnement solaire est quasi-inexistant, puisqu'absorbé avant toute contribution. De plus, les sources suffisamment chaudes pour être équivalentes à un émetteur térahertz sont très peu communes.

La **détection active** consiste à illuminer l'objet, cette illumination interagit avec l'objet et permet de recueillir un signal plus intense que celui obtenu en détection passive.

I.5.2 Méthodes de détection incohérente (directe) et cohérente (hétérodyne / homodyne)

La **détection directe** intègre le signal sur une large gamme de fréquences (fig. I.11), ce qui lui permet d'être sensible à la température de l'objet mesuré en détection passive. Cependant cette méthode perd l'information sur la nature de l'objet mesuré, par exemple les pics d'absorption des explosifs de la figure I.7.c ne sont plus discernables dans ce cas. De plus, aux fréquences où l'atmosphère est opaque, ce type de détection est perturbé par le bruit issu de l'émission de corps noir de l'atmosphère associé à la bande observée.

Le signal en tension (V_s) mesuré pour une puissance P_s à détecter est de type quadratique :

$$V_s \propto \int (\partial P_s / \partial \lambda) \eta_\lambda d\lambda \quad (\text{eq. I.5})$$

Le signal mesuré est proportionnel à la distribution spectrale de puissance, atténuée du coefficient de transmission à chaque longueur d'onde η_λ .

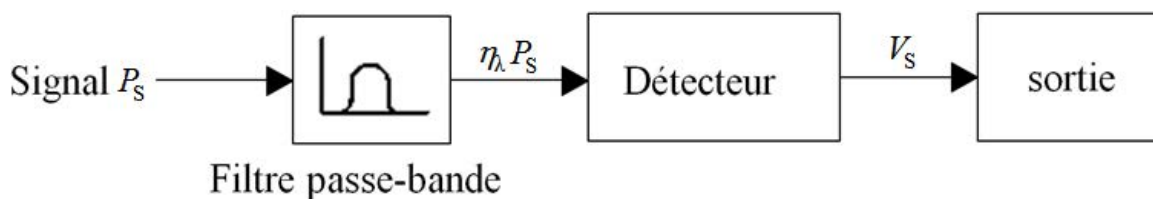


Figure I.11 : Schéma de détection directe.

La **détection hétérodyne** est mise en œuvre en détectant le battement de l'onde constituant le signal avec l'onde issue d'un oscillateur local (OL). Le signal incident à détecter, de puissance P_s , est alors mélangé avec un signal de référence, de puissance P_{OL} . Ces puissances sont issues des champs électriques associés aux ondes en présence (E_s et E_{OL}) telles que $P_s \propto |E_s|^2$ et $P_{OL} \propto |E_{OL}|^2$.

La puissance instantanée recueillie en sortie d'un détecteur cohérent quadratique peut s'exprimer comme suit :

$$P(t) = P_{OL} + P_S + 2\sqrt{P_S P_{OL}} \cos([\omega_{OL} - \omega_S]t) + P_{OL} \cos(2\omega_{OL}t) + P_S \cos(2\omega_S t) + \dots \quad (\text{eq. I.6})$$

où P_{OL} (respectivement P_S) et ω_{OL} ($2\pi f_{OL}$, avec respectivement $\omega_S = 2\pi f_S$) représentent la puissance et la pulsation de l'oscillateur local (respectivement celles du signal à détecter).

Nous retrouvons les termes de détection directe accompagnés de termes harmoniques aux pulsations $2\omega_{OL}$, $2\omega_S$ et de modulation $\omega_{FI} = |\omega_{OL} - \omega_S|$ (fréquence intermédiaire $f_{FI} = \omega_{FI}/2\pi$). Physiquement la modulation est mesurable seulement si le mécanisme physique de détection peut "suivre" la fréquence considérée, la seule fréquence de modulation à considérer est donc f_{FI} . La modulation est typiquement de quelques gigahertz pour les détecteurs térahertz hétérodynes existants. Remarquons que lorsque $f_{FI} = 0$, le mode de détection est appelé homodyne.

Les principaux avantages de la détection cohérente sont :

- la dépendance du signal détecté vis-à-vis de l'amplitude, de la fréquence, de la phase et de la polarisation de l'onde incidente ;
- la sélectivité en longueur d'onde très grande même à fréquence élevée ;
- le gain en sensibilité (tant que la puissance de l'oscillateur local n'est pas trop élevée, afin d'éviter les effets de saturation et de ne pas détériorer le rapport signal sur bruit du détecteur).

Les principaux inconvénients sont la restriction sur l'onde détectée car le mélange d'ondes prend effet si les ondes en présence sont dans le même mode spatiotemporel, ainsi que l'excédent de bruit apporté par l'oscillateur local.

Le signal en tension (V_S) mesuré, après filtrage adéquat, pour une puissance P_S à détecter et une puissance P_{OL} de l'oscillateur local est de la forme :

$$V_S \propto 2\sqrt{P_S P_{OL}} \cos([\omega_{OL} - \omega_S]t) \quad (\text{eq. I.7})$$

Cette méthode isole le signal à mesurer ce qui la rend la plus sensible dans la bande térahertz, notamment si l'on considère les limitations dues aux fenêtres de transmission atmosphérique. Les détecteurs hétérodynes les plus performants au-delà de 1 THz sont **les bolomètres à électrons chauds** à base de supraconducteurs à basse température critique (HEB basse- T_c). Notre approche dans le projet **MASTHER** est de bénéficier des développements faits pour les HEB basse- T_c et d'utiliser un supraconducteur à haute température critique (HEB haute- T_c) afin d'obtenir une portabilité accrue, en refroidissant le détecteur HEB à 70 K au lieu de 4 K (valeurs typiques pour YBaCuO et NbN, respectivement).

Dans la suite de cette introduction, nous nous focaliserons sur les technologies térahertz. C'est pourquoi nous allons présenter les caractéristiques des détecteurs (§I.5.3) et introduire le **bolomètre à électrons chauds** (§I.6.3) qui est l'objet d'étude de cette thèse. Ensuite sont introduites les sources térahertz (§I.7), notamment les **lasers à cascade quantique** (§I.7.2.a), utilisés comme oscillateur local (OL) dans le projet MASTHER.

I.5.3 Information et méthode de détection

Il est possible de faire de la détection passive en mode de détection incohérente et cohérente et de la détection active en mode de détection incohérente et cohérente. Cependant l'information mesurée sera très différente selon l'association choisie, comme illustré ci-après.

- **Détection passive et incohérente** : L'imageur relèvera les contrastes de puissance sur l'objet observé, qui sera associé à un ΔT de température, par analogie au rayonnement du corps noir, mais ne fournira pas la température réelle à cause de l'absorption inhomogène de l'atmosphère et des matériaux traversés.
- **Détection passive et hétérodyne** : L'imageur relèvera un contraste de température entre deux objets, et si plusieurs canaux sont utilisés, une spectroscopie peut être réalisée sur les matériaux (en transmission ou en réflexion).
- **Détection active et homodyne** : L'imageur sera sensible aux interférences de l'éclairement sur l'objet, il faut gérer le *speckle* (bruit d'interférence) et calculer les informations de phase (principe holographique).
- **Détection active et hétérodyne** : L'imageur sera capable d'éclairer un objet dans un contexte optimisé en bruit, largeur de bande ou un attribut précis à révéler.
- **Détection active et incohérente** : L'imageur sera sensible aux réflexions et absorptions post-réflexion. Si la mesure est résolue en temps, il est possible de faire de la spectroscopie par transformée de Fourier.

I.5.4 Sensibilité du détecteur

La sensibilité (ou la réponse) est le rapport entre l'amplitude du signal détecté et la variation correspondante de puissance du rayonnement incident. Ce paramètre est exprimé en volt/watt, ou ampère/watt, selon la nature du signal de sortie.

$$S_V = \frac{dV}{dP} \text{ en V/W ou } S_I = \frac{dI}{dP} \text{ en A/W} \quad (\text{eq. I.8})$$

Pour caractériser de manière absolue un détecteur de type bolométrique, on emploie souvent la sensibilité électrique qui est définie non pas par rapport à la puissance optique incidente, mais par rapport à la puissance électrique dissipée en son sein. La sensibilité électrique et la sensibilité optique sont reliées par le coefficient d'absorption η pour le rayonnement considéré :

$$S_{\text{opt}} = \eta S_{\text{elec}} \quad (\text{eq. I.9})$$

La sensibilité du détecteur dépend en général de la longueur d'onde du rayonnement incident, (sensibilité spectrale $S(\lambda)$) ainsi que de l'angle d'incidence du faisceau support du rayonnement et de son ouverture (angle solide d'acceptance : Ω).

Pour la détection hétérodyne, la variation de puissance mesurée est la moyenne géométrique entre la puissance du signal et celle de l'oscillateur local (OL) (tiré de eq. I.6). La sensibilité hétérodyne (S_V^{Het}) vis-à-vis de la puissance du signal peut être exprimée en fonction de la sensibilité en mode de détection directe S_V .

$$S_V^{\text{Het}} = \frac{dV}{dP_S} = \sqrt{\frac{P_{\text{OL}}}{2P_S}} S_V, \quad (\text{eq. I.10})$$

$$\text{obtenue sur un temps } T_{\text{FI}} \gg 2\pi/\omega_{\text{FI}} \text{ avec } \langle P \rangle = \left\langle 2\sqrt{P_S P_{\text{OL}}} \cos((\omega_{\text{OL}} - \omega_S)t) \right\rangle = \sqrt{2P_S P_{\text{OL}}} \quad (\text{eq. I.11})$$

De manière simplifiée, nous pouvons remarquer que pour la mesure d'un même signal, un détecteur hétérodyne est affecté d'un facteur $\sqrt{(P_{\text{OL}}/P_S)}$ sur la sensibilité effective. Dans la pratique nous calculons et / ou mesurons la puissance P_{OL} qui maximise la sensibilité et nous en déduisons ensuite la puissance du signal minimal détectable.

I.5.5 Bande passante spectrale et bande passante instantanée

Les détecteurs présentent une bande passante spectrale et une bande passante instantanée, définies comme suit.

La bande passante spectrale représente les limites en longueur d'onde qui affectent un détecteur (comme l'œil humain perçoit le visible, mais pas l'ultra-violet ni l'infrarouge). Un détecteur est limité à une ou plusieurs plages de fréquences données. Ces plages peuvent être exprimées en longueur d'onde, en nombre d'onde, en fréquence ou en énergie (fig. I.12.a). Cette limite peut être physique (par exemple les semi-conducteurs sont insensibles aux photons d'énergie inférieure à leur *gap*) ou introduite dans la conception (en installant un filtre absorbant les fréquences à rejeter).

La bande passante instantanée (liée au temps de réponse), représente la limite sur la vitesse de variation de puissance à laquelle est sensible un détecteur (par analogie, l'œil humain ne peut pas suivre nettement les pales d'un hélicoptère). Exprimée en fréquence, elle correspond à la perte de sensibilité associée à la modulation temporelle du signal entrant. Ainsi définie, c'est une fréquence de coupure haute f_c (fig. I.12.b) ou le temps de réponse associé $\tau_c = 1/(2\pi f_c)$.

Les détecteurs hétérodynes se démarquent par le fait qu'ils sont associés à un oscillateur local (de fréquence f_{OL}). De ce fait la bande passante instantanée est centrée sur la fréquence f_{OL} et elle est de largeur $2f_c$ (fig. I.12.c). Cela vient du terme $\cos([\omega_{OL} - \omega_s]t)$ (eq. I.7), qui indique que la différence entre la fréquence incidente de la source et la fréquence de l'OL produit une modulation temporelle du signal mesuré dont nous déduisons la condition $|f_{OL} - f_s| < f_c$.

Dans certains cas, notamment en astrophysique, un filtre est utilisé afin d'éviter la confusion entre la bande supérieure à la fréquence de l'OL et la bande inférieure. Nous verrons par la suite que les bolomètres à électrons chauds sont conçus pour maximiser f_c .

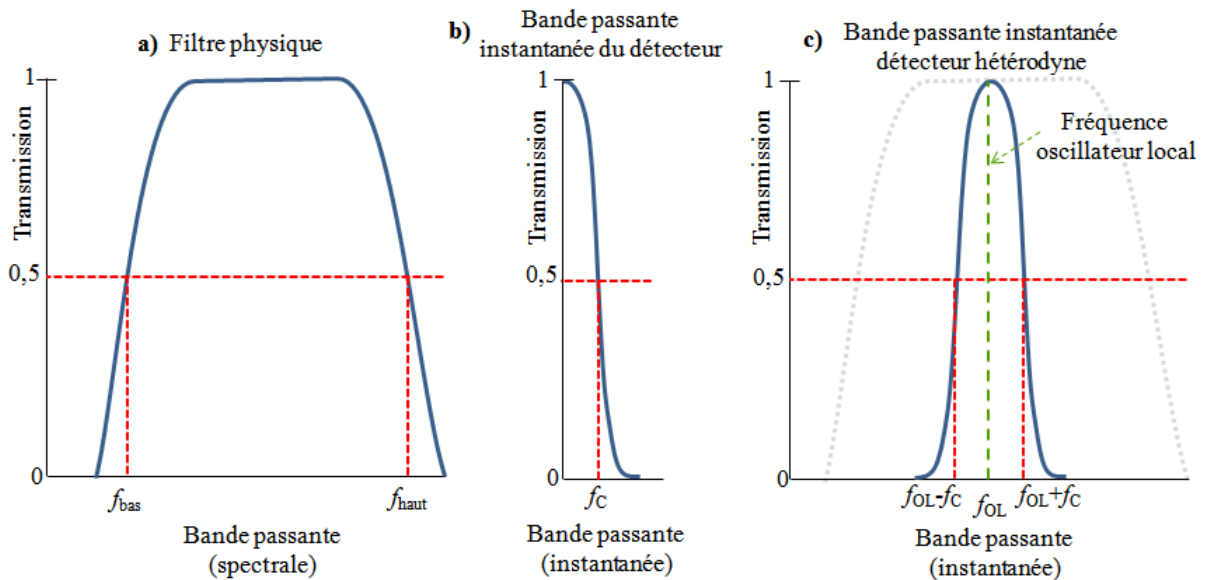


Figure I.12 : a) – La bande passante spectrale pour un filtre $[f_{bas}, f_{haut}]$. b) – La bande passante instantanée normalisée à 0 dB au maximum de la réponse. c) – Bande passante instantanée d'un détecteur hétérodyne (centré sur la fréquence d'OL, de largeur $\pm f_c$ et utilisant le filtre du cas a) qui définit la bande passante spectrale).

I.5.6 Caractéristiques en bruit

Les différentes sources de bruit dans un bolomètre sont largement décrites dans la littérature, une analyse très détaillée est fournie par J. C. Mather [27]. Afin de simplifier l'analyse des sources de bruit, nous considérons simplement un bolomètre de sensibilité S_V , constitué d'un film résistif de résistance R parcouru par un courant I . La tension à ses bornes est mesurée par l'intermédiaire d'un amplificateur, sans aucune fonction de filtrage particulière.

Le bruit est par nature dû aux fluctuations des grandeurs qui interviennent dans les mécanismes de détection et de mesure du signal (en introduisant une tension de bruit V_n ou un courant de bruit I_n). Nous retrouverons principalement trois mécanismes à l'origine du bruit. Le premier est dû aux **fluctuations du nombre de photons incidents**, qui peuvent être perturbés soit par les photons émis par le capteur lui-même, soit par les photons émis lors de l'écoulement de la chaleur au travers des liens thermiques des bolomètres. Enfin, il faut considérer les **bruits d'origine électronique** engendrés par les fluctuations (en concentration et en vitesse) des électrons (**bruit de Johnson**) et les fluctuations en température mesurées par le détecteur (**bruit de fluctuations thermiques**).

Ces bruits sont typiquement introduits en terme de tension équivalente de bruit mesurée dans une bande de fréquences donnée ; cette grandeur s'exprime en $V/\sqrt{\text{Hz}}$ (ou $A/\sqrt{\text{Hz}}$). À cette notion très générale sur le bruit, nous préférons utiliser pour les détecteurs la notion de puissance équivalente de bruit ou NEP (*noise equivalent power*), qui est le rapport entre la tension équivalente de bruit et la sensibilité. Cette grandeur, exprimée en $W/\sqrt{\text{Hz}}$ (en détection directe), détermine la puissance minimum détectable par le capteur, c'est-à-dire pour un rapport signal sur bruit égal à l'unité dans une bande de 1 Hz ($\Delta f = 1 \text{ Hz}$). En détection hétérodyne, le NEP est exprimé en $W/\text{Hz}^{1/2}$.

$$NEP = \frac{V_n}{S_V \sqrt{\Delta f}} = \frac{I_n}{S_I \sqrt{\Delta f}} \quad (\text{W}/\text{Hz}^{1/2}), \quad (\text{eq. I.12})$$

où Δf est la bande passante du détecteur.

L'origine des bruits dépend d'une part du montage de détection utilisé et d'autre part de sources de bruit inévitables associées à un type de détection donné. Dans le cas d'une détection par un bolomètre, nous avons le bruit de Johnson-Nyquist (NEP_J), le bruit de grenaille de photons (*photon shot noise*, NEP_{Ph}), le bruit de fluctuations thermiques (NEP_{FT}) et le bruit de la chaîne d'amplification (NEP_{Amp}) [27][28][29]. Dans l'analyse de Mather (1982) sur les sources de bruits dans un bolomètre, les puissances équivalentes de bruit se somment quadratiquement (car les sources sont statistiquement décorréliées) et s'expriment par :

$$NEP_{Tot}^2 = NEP_J^2 + NEP_{Ph}^2 + NEP_{FT}^2 + NEP_{Amp}^2 \quad (\text{eq. I.13})$$

Chacune de ces grandeurs sera détaillée pour les bolomètres en §I.6.2.

La température de bruit découle de l'expression de la puissance de bruit proposée par Callen et Welton [30]. Dans le cas des détecteurs HEB hétérodynes térahertz, Kollberg [31] écrit ainsi la puissance de bruit correspondante :

$$P_N^{CW}(T) = \frac{hf\Delta f}{e^{k_B T} - 1} + \frac{hf\Delta f}{2} \quad (\text{eq. I.14})$$

Δf est la bande passante de détection et T est la température physique de la source de bruit. La température de bruit associée est :

$$T_N^{CW} = P_N^{CW}(T) / k_B \Delta f \quad (\text{eq. I.15})$$

La température de bruit correspond à la température à laquelle il faudrait porter un système électronique dont le bruit ne serait limité que par le bruit électronique lié à la température du composant de détection. À l'état fondamental, un système physique de nature quantique n'émet qu'une puissance issue du terme $hf\Delta f/2$. Il s'agit du bruit du point zéro, d'origine purement quantique, et nous retrouvons la limite minimale - ou limite quantique - de la température de bruit en détection hétérodyne $T_N^{QL} = hf/2k_B$.

$$T_N^{QL}/f = h/(2k_B) = 22,7 \text{ K/THz}, \quad 5 \times T_N^{QL}/f = 5h/2k_B = 113,5 \text{ K/THz}$$

Le lien entre la température de bruit et le *NEP* est différent pour chaque source de bruit. Ci-après nous proposons une relation tirée de la limite Rayleigh-Jeans (qui permettra de dimensionner les performances du détecteur à la fin de l'introduction), en détection hétérodyne pour un bolomètre à électrons chauds [28] :

$$T_N^{RJ} = \frac{\lambda^2}{A\Omega} \frac{NEP}{2k_B} \sqrt{\frac{t_{\text{int}}}{\Delta f_{\text{FI}}}}, \quad (\text{eq. I.16})$$

où A est l'aire du diaphragme d'entrée et Ω le champ de vision.

Le *NEP* est couramment défini pour une durée d'intégration de $t_{\text{int}} = 1$ s et $\Delta f_{\text{FI}} = 1$ Hz.

L'écart minimum de température mesurable (*noise equivalent temperature difference, NETD*) découle aussi de l'expression du rayonnement du corps noir (de puissance P^{CN}) et peut être simplement déduit du *NEP* comme suit :

$$NETD = NEP / \left(\frac{dP^{\text{CN}}}{dT} \right) \quad (\text{eq. I.17})$$

Dans le cas d'un détecteur hétérodyne, sa valeur minimale peut être reliée à la température de bruit *dual side band* (DSB) par le biais de "l'équation du radiomètre" ci-dessous :

$$NETD = T_{\text{DSB}} / \sqrt{\Delta f_{\text{FI}} t_{\text{int}}}. \quad (\text{eq. I.18})$$

Le *NETD* est utilisé pour exprimer la qualité d'un imageur de température passif. Le calcul de dimensionnement est en général approché, car la mesure exacte du *NETD* nécessite une installation utilisant des mires à base de corps noirs rigoureusement étalonnés et une mesure précise des angles solides d'émission (des mires) et de réception (de l'imageur).

I.6 Détecteurs bolométriques

Le bolomètre (du Grec, "bole" qui représente le faisceau/rayon et "metron" qui se rapporte à la mesure) est un détecteur de rayonnement électromagnétique de type thermique. Les variations de température du corps du détecteur sont le plus souvent mesurées par une résistance faite d'un matériau dont la conductivité électrique varie de manière significative avec la température.

La figure I.13 donne une représentation schématisée des bolomètres tout en faisant apparaître leurs principaux éléments constitutifs :

- **un absorbant** de volume V (m³), de capacité thermique C (J/K) et de température T_a (K), couplé (fortement ou faiblement par le coefficient d'absorption η) à un **rayonnement incident** de puissance P (W), de longueur d'onde λ (m) et modulé à la fréquence f (Hz).
- **un thermostat** de température constante T_0 qui permet un retour à l'état initial du bolomètre par l'intermédiaire d'un **lien thermique** de conductance G (W/K).
- **un thermomètre résistif**, qui permet de mesurer l'élévation de température $\Delta T = T_a - T_0$ de l'absorbant due à la puissance incidente. L'élévation de température mesurée en régime

permanent est $\Delta T = \eta P/G$. Le thermomètre est habituellement un élément résistif conducteur qui est caractérisé par sa résistance R et par son coefficient de température $\alpha = (1/R)(dR/dT)$.

L'architecture des bolomètres permet d'en favoriser certains aspects afin d'avoir une grande sensibilité ou un temps de réponse minimisé. Nous allons donc parcourir quatre architectures typiques de bolomètres (fig. I.14).

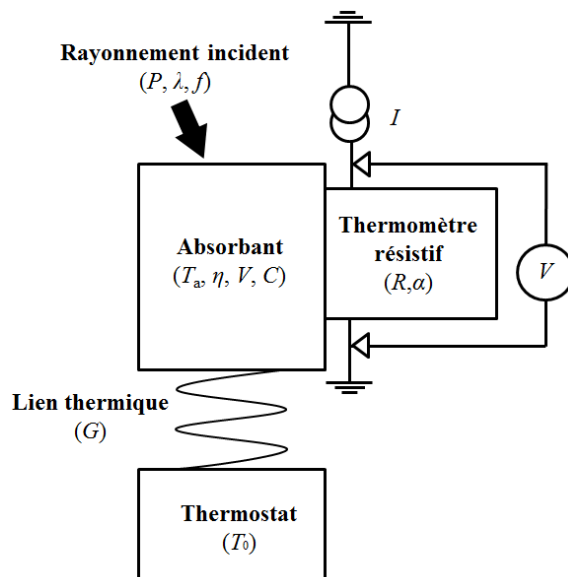


Figure I.13 : Principe du bolomètre.

Le bolomètre monocorps : Typiquement, lorsque les fonctions absorbant et thermomètre sont remplies par le même élément, le bolomètre est un détecteur monocorps.

Le bolomètre composite : Dans cette configuration, l'absorbant est indépendant du thermomètre et son rôle est réalisé par le biais d'une couche déposée à la surface du bolomètre. Sa rugosité et son spectre d'absorption sont optimisés pour une absorption maximale.

Le bolomètre suspendu : Cette configuration permet de minimiser le lien thermique entre le thermomètre et le thermostat afin d'augmenter la sensibilité du détecteur. Ce type de bolomètre est fréquemment rencontré dans la gamme de l'infrarouge, mais se retrouve aussi pour la détection térahertz (LETI). Par ailleurs, le couplage à l'absorbant peut être amélioré en ayant un détecteur suspendu à une hauteur de $\lambda/4$ au-dessus d'une surface réfléchissante sous le bolomètre.

Le bolomètre avec antenne : Une micro-antenne est utilisée pour capter le rayonnement incident; elle permet d'obtenir des détecteurs rapides car le volume de thermalisation est très petit. Le détecteur reste cependant sensible grâce au couplage indirect réalisé par l'antenne entre l'onde incidente et le micro-thermomètre.

La configuration du bolomètre avec antenne change le mode d'absorption. En effet la puissance optique est convertie en puissance électrique, laquelle est ensuite dissipée dans l'absorbant / thermomètre qui peut être de dimension grandement inférieure à la longueur d'onde. L'antenne planaire, de dimension micrométrique dans la gamme térahertz, est fabriquée par le biais de la lithographie électronique ou optique. Aux fréquences térahertz, les modes de guide d'onde du substrat provoquent des pertes, d'où un travail important de simulation et de tests qui est nécessaire pour définir l'antenne la plus adaptée au bolomètre envisagé [32].

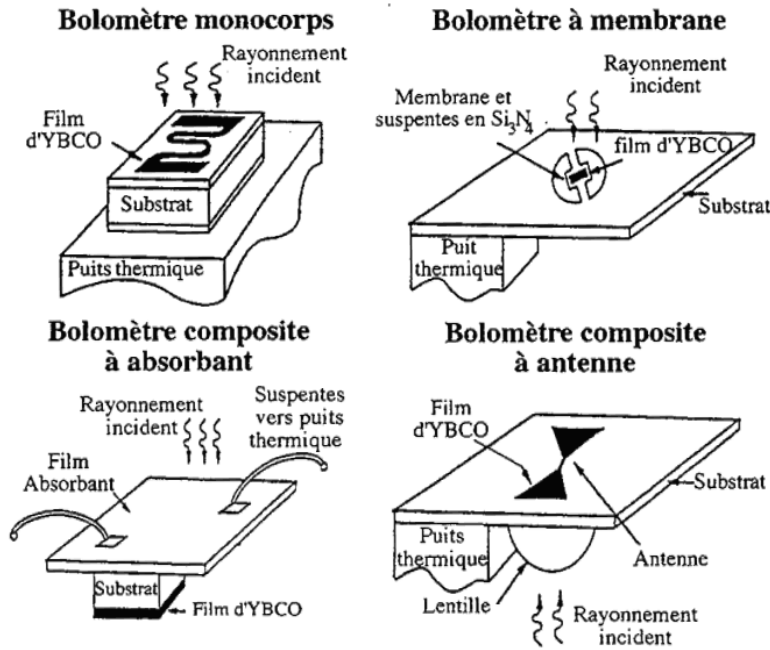


Figure I.14 : Les bolomètres monocorps / suspendu / composite / avec antenne [33].

I.6.1 Bolomètres : modèle thermique classique

Au regard des caractéristiques à exprimer pour les détecteurs, nous détaillons ci-après le cas du bolomètre résistif, qui permet de poser les bases de l'étude des bolomètres à électrons chauds présentée en §I.6.3.

Pour évaluer les performances en sensibilité et en bruit des bolomètres de type composite à antenne, il faut en premier lieu réaliser un modèle de l'évolution de la température du bolomètre à partir des équations du bilan thermique.

Les variables du détecteur à calculer sont la température de l'absorbant T_a et la résistance du thermomètre R . Les paramètres intrinsèques sont la capacité thermique C de l'absorbant, la conductance thermique G du pont thermique et la température T_0 du thermostat. Les variables d'entrée sont la puissance incidente (fonction du temps) $P(t)$ et le courant de polarisation I .

En présence d'un rayonnement de référence de puissance $P(t=0)$, le détecteur est en équilibre thermique. Donc $\eta P(t=0) = \eta P_0$, $T_a(t=0) = T_{a0}$ et $R(t=0) = R_0$. On a donc :

$$G(T_{a0} - T_0) = \eta P_0 + R_0 I^2 \quad (\text{eq. I.19})$$

Lorsque la puissance incidente $P(t)$ évolue, l'équation de la chaleur devient :

$$C \frac{dT}{dt} + G(T_a - T_0) = \eta P(t) + R I^2 \quad (\text{eq. I.20})$$

Au premier ordre nous exprimons les différents éléments de l'équation comme suit :

$$R = R_0 + \frac{dR}{dT}(T_a - T_{a0}) = R_0 + \frac{dR}{dT} \Delta T \quad \text{avec} \quad \Delta T = (T_a - T_{a0}) \quad (\text{eq. I.21})$$

Nous introduisons $P(t) = P_0 + (P(t) - P_0) = P_0 + \Delta P$ et $G_{\text{eff}} = G - I^2 \frac{dR}{dT}$, d'où le résultat :

$$C \frac{d\Delta T}{dt} + G_{\text{eff}} \Delta T = \eta \Delta P \quad (\text{eq. I.22})$$

L'équation (eq. I.22) peut être résolue en considérant que la puissance $P(t)$ est modulée à une fréquence ω tel que $\Delta P = \widetilde{\Delta P} e^{i\omega t}$ et $\Delta T = \widetilde{\Delta T} e^{i\omega t}$. Avec cette approche harmonique, nous exprimons la relation entre la variation de puissance et la variation de température du thermomètre, et nous faisons apparaître la constante de temps du bolomètre $\tau = C/G_{\text{eff}}$.

$$\widetilde{\Delta P} = \widetilde{\Delta T} \frac{G_{\text{eff}}}{\eta} (1 + i\omega\tau), \quad (\text{eq. I.23})$$

avec $G_{\text{eff}} = G - I^2 \frac{dR}{dT}$ dans le cas de la polarisation en courant considérée.

À partir de cette expression, il est possible de déduire la sensibilité. En effet la grandeur mesurée est la **résistance du bolomètre**, ce qui se fait en mesurant la tension de sortie si le bolomètre est polarisé en courant (S_V en V/W), ou en mesurant le courant de sortie si le bolomètre est polarisé en tension (S_I en A/W). En rappelant que $\Delta R = R\alpha\Delta T$, on a :

$$S_V = \frac{\Delta V}{\Delta P} = \frac{IR\alpha\Delta T}{\Delta T \frac{G_{\text{eff}}}{\eta} (1 + i\omega\tau)} = \frac{\eta IR\alpha}{G_{\text{eff}} (1 + i\omega\tau)}. \quad (\text{eq. I.24})$$

Cette relation est une première approche ; une analyse complète de la sensibilité et de la bande passante dans le cas des bolomètres à électrons chauds sera présentée dans le chapitre III.

Nous avons donc l'expression de la sensibilité, ainsi que la dépendance en fréquence qui lui est associée. C'est à partir de cette expression que l'on fait la conception brute d'un détecteur selon le rayonnement à mesurer et le mode de détection employé. Il est notamment possible d'augmenter la sensibilité du détecteur en diminuant la conductance G , mais cela augmente le temps de réponse τ . Par ailleurs, si le signe du coefficient de sensibilité thermique α est positif, G_{eff} peut être diminuée en augmentant le courant de polarisation. Le danger est l'effet d'emballlement thermique, qui est une limite pour le niveau de fonctionnement de certains détecteurs bolométriques à base de supraconducteurs polarisés en courant. Pour les semi-conducteurs, $\alpha < 0$, ce qui exclut ce risque (sauf s'ils sont polarisés en tension).

La sensibilité du détecteur s'applique aussi bien à une puissance issue du signal à mesurer qu'à une puissance provenant des différentes sources de bruit.

I.6.2 Sources de bruit dans les bolomètres

La puissance équivalente de bruit est calculée en sommant quadratiquement les différentes sources de bruit (bruit thermique, bruit quantique et bruit de Johnson-Nyquist).

I.6.2.1 – Bruit thermique / bruit de phonons

Ce bruit, d'origine thermodynamique, consiste en des échanges d'énergie par conduction thermique entre l'élément sensible à la température T_a et le thermostat. Autrement dit, il est lié aux fluctuations du nombre de phonons échangés entre le bolomètre et le doigt froid du cryostat par la conductance thermique G . Ce bruit de phonons peut être assimilé à un bruit blanc, il est souvent négligeable pour les supraconducteurs classiques au voisinage de la température de l'hélium liquide. Le NEP associé à ce bruit s'exprime par :

$$NEP^2 = 4k_B T_a^2 G / \eta^2, \quad (\text{eq. I.25})$$

où k_B est la constante de Boltzmann.

I.6.2.2 – Bruit de photons / bruit quantique

Ce bruit, présent quelle que soit la région du spectre observé, décroît avec la bande passante spectrale. Il a pour origine l'échange d'énergie entre le bolomètre et son environnement, lequel engendre des fluctuations de température.

L'expression du bruit de photons provenant du bolomètre, de température T_a , s'écrit :

$$NEP_{\text{photon}}^2 = 8\sigma_{\text{SB}}k_B A \varepsilon T_a^5 \quad (\text{eq. I.26})$$

avec σ_{SB} la constante de Stefan-Boltzmann, A l'aire du détecteur et ε son émissivité. Il faut aussi prendre en compte le bruit de l'environnement, de température T_{amb} reçu par le bolomètre sous un angle θ :

$$NEP_{\text{photon}}^2 = 8\sigma_{\text{SB}}k_B A \varepsilon T_{\text{amb}}^5 \sin^2(\theta/2) \quad (\text{eq. I.27})$$

Le bruit des photons est le bruit ultime en détection hétérodyne, il augmente avec la fréquence de travail, ce qui le rend très élevé en optique classique, où la détection hétérodyne est évitée. Dans le domaine térahertz, ce bruit est la référence vers laquelle tend l'optimisation des détecteurs hétérodyne, un détecteur limité par ce bruit étant qualifié de *background limited*. En deçà de 1 THz certains détecteurs atteignent deux fois le bruit quantique et au-delà de 1 THz le meilleur résultat est de l'ordre de cinq fois le bruit quantique [34].

I.6.2.3 – Bruit de Johnson-Nyquist

Ce bruit est très important dans les bolomètres résistifs, car il est lié aux bruits thermiques provenant du déplacement des électrons, suivant un mouvement brownien, dans la résistance du détecteur (R), sur une bande passante (Δf) et à une température (T_a). La variance de la tension du bruit de Johnson-Nyquist aux bornes de la résistance est :

$$\langle V_{\text{JN}}^2 \rangle = 4k_B T_a R \Delta f \quad (\text{eq. I.28})$$

Pour un bolomètre polarisé en courant, nous avons pu voir lors du calcul de la sensibilité que l'expression issue de la boucle électrothermique doit être prise en compte ; Mather [35] exprime la puissance équivalente de bruit comme suit :

$$NEP_{\text{J}}^2 = 4k_B T_a R / S_V^2 \quad (\text{eq. I.29})$$

Pour un détecteur à base de supraconducteur, il existe des régions localement « normales » et mobiles dénommées vortex. Les vortex sont d'origine magnétique et permettent à un flux magnétique quantifié Φ_0 de traverser le supraconducteur. Ces vortex sont mis en mouvement par la présence du courant de polarisation I et de par ce mouvement ils sont une source d'un bruit pouvant être traité comme un bruit de Johnson-Nyquist, s'exprimant selon :

$$NEP_{\text{Vort}}^2 = 2IR\Phi_0 / S_V^2 \quad (\text{eq. I.30})$$

Parmi les architectures de bolomètres existantes, les plus performantes sont celles qui introduisent l'utilisation d'un principe physique supplémentaire pour contourner les limitations du bolomètre classique. C'est sur l'une de ces architectures ingénieuses que se base le principe du bolomètre à électrons chauds.

I.6.3 Les bolomètres à électrons chauds (HEB)

Le bolomètre à électrons chauds (*Hot Electron Bolometer*- HEB) est un type particulier de bolomètre. Son principe fut proposé par Schkloski [36] et le terme "électrons chauds" a été emprunté à la physique des semiconducteurs où il décrivait le déséquilibre thermique entre les électrons et des trous par rapport au réseau (appelé aussi *nonequilibrium electrons*).

I.6.3.1 – Principe de fonctionnement

Le fonctionnement des HEB reprend les principes du bolomètre classique, dont les éléments sont définis au niveau des particules mises en jeu. Les HEB utilisés pour la détection térahertz sont typiquement des bolomètres à antenne dont le thermomètre est un supraconducteur (les propriétés de la supraconductivité seront détaillées dans le chapitre II). Le matériau supraconducteur est au cœur du détecteur HEB et se présente sous forme d'un micropont/nanopont de longueur L et de largeur w (typiquement comprises entre 50 nm et 1 μm) et déposé en film d'épaisseur θ (typiquement comprise entre 4 nm et 50 nm). Ces dimensions sont inférieures aux longueurs d'ondes à détecter, c'est pourquoi une antenne sensible aux térahertz est connectée aux extrémités du micropont.

Le système électronique au sein du micropont est chauffé par le rayonnement térahertz incident et son effet est observé à travers la mesure de la résistance R (notamment autour de la température critique T_c à laquelle le matériau passe de l'état supraconducteur, $R = 0$, à l'état normal, $R = R_N$). De multiples échanges de chaleur se déroulent dans le bolomètre supraconducteur. En effet, le rayonnement térahertz est couplé au système par le biais de l'antenne térahertz et provoque la séparation des électrons dans l'état supraconducteur (paires de Cooper) du film et l'excitation des quasi-particules présentes. Les quasi-particules ainsi excitées peuvent céder leur énergie sous forme de chaleur aux atomes du réseau (phonons) et/ou aux électrons des métaux de contact (fig. I.15). Cette chaleur est alors transmise aux phonons du substrat. La thermodynamique complexe des films supraconducteurs utilisés dans les HEB peut être décrite à l'aide de quatre sous-systèmes :

- les paires de Cooper ;
- les quasi-particules ou électrons provenant des paires de Cooper brisées ;
- les phonons du film supraconducteur ;
- les phonons du substrat.

À ceux-ci peuvent s'ajouter les électrons des contacts métalliques ou les phonons du doigt froid, suivant le processus de refroidissement.

L'équilibre thermique existe quand tous ces sous-systèmes peuvent être décrits par des fonctions de distribution avec la même température. Si une seule de ces distributions ne satisfait pas à cette condition, la situation est hors équilibre. Il faut alors considérer pour chacune de ces entités une température différente. Ceci implique que les échanges thermiques au sein même des entités soient assez rapides pour que la température y soit homogène et que chaque sous système puisse être décrit par une fonction de distribution avec sa propre température.

Le phénomène « d'électrons chauds » est rencontré lorsque les électrons constituent le sous-système de plus haute température, situation présente, par exemple, si on se place aux environs de la transition résistive du supraconducteur à la température T_c .

La situation hors équilibre est possible lorsque, entre autres, les temps d'interaction électron-phonon et phonon-électron sont inférieurs au temps d'évacuation des phonons du supraconducteur vers les phonons du substrat. Deux types majeurs de refroidissement peuvent avoir lieu en même temps ou non à l'intérieur du film supraconducteur, comme suit :

- Soit par le transfert d'énergie des électrons aux phonons du film (*phonon cooled*), où le thermostat est le bain de phonons du supraconducteur et le lien thermique est piloté par le temps d'interaction électron-phonon (τ_{ep}).
- Soit par la diffusion des électrons vers un métal normal (*diffusion cooled*), où le temps d'échange électron-électron (τ_{ee}) pilote la distance de diffusion des électrons. Cette dernière définit la longueur maximale du micropont sous laquelle cet effet est efficace.

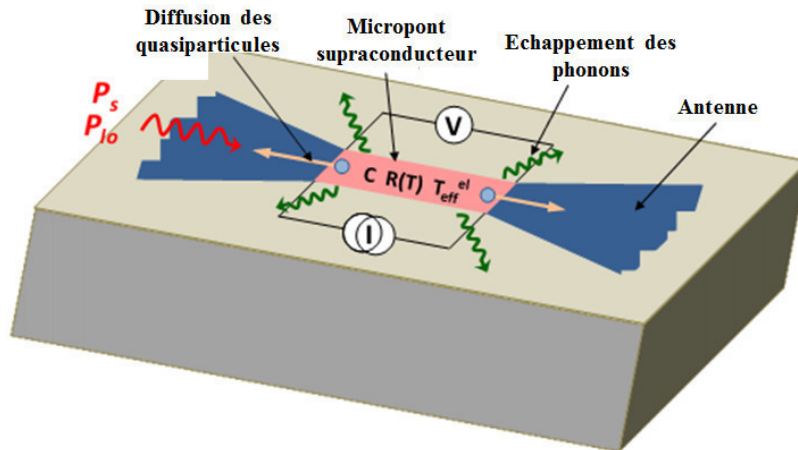


Figure I.15 : Schéma d'un HEB avec les mécanismes de refroidissement (image adaptée de [37]).

Ces mécanismes ne peuvent prendre place que si les résistances thermiques classiques sont rendues négligeables (couplage doigt froid/substrat, diffusion de la chaleur dans le substrat, couplage film/substrat). Nous leur associons un temps d'échappement τ_{esc} qui doit être minimisé. Cela est réalisable lorsque les films utilisés sont ultra-minces et très bien couplés thermiquement au substrat.

I.6.3.2 – HEB refroidis par interaction électron-phonon (*phonon cooled*)

Ce mécanisme correspond à l'intuition qu'offre l'image d'un bolomètre microscopique et fut donc le premier mécanisme de refroidissement proposé en 1990 [38]. Le thermomètre (le bain d'électrons) est refroidi par le thermostat (le bain de phonons), par l'intermédiaire du pont thermique piloté par les temps d'interaction électron-phonon τ_{ep} et phonon-électron τ_{pe} . On remarquera que dans les HEB il est plus aisé de refroidir un électron par un phonon plutôt qu'un phonon par un électron, car $\tau_{pe}/\tau_{ep} \gg 1$ (rapport de 40 dans le cas de l'YBaCuO). Cette non-réciprocité – due à la grande différence entre les chaleurs spécifiques des électrons et des phonons – permet à l'effet HEB d'être efficace même lorsque la température des phonons n'est que très légèrement inférieure à celle des électrons.

I.6.3.3 – HEB refroidis par diffusion des électrons chauds (*diffusion cooled*)

Ce type de refroidissement a été proposé en 1993 [39] et a pour principe que les quasi-particules excitées par le rayonnement vont pouvoir échanger leur énergie avec les électrons normaux du métal qui constitue les plots de contact électrique ou l'antenne, s'il y en a une. Ce mécanisme est en compétition avec le refroidissement par les phonons et ne peut avoir lieu que pour des conditions précises, notamment sur la longueur L du micropont supraconducteur. Simplement, les quasi-particules absorbent l'énergie radiofréquence, se thermalisent avec un temps caractéristique τ_{ee} et diffusent ainsi sur une distance moyenne $L/2$ vers les électrons du métal normal qui jouent le rôle de doigt froid.

Ainsi, la longueur maximale pour que ce phénomène ait lieu est fonction du temps d'interaction électron-électron τ_{e-e} et de la constante de diffusion électronique du matériau D_e : elle s'écrit :

$$L_{\max} \approx 2\sqrt{D_e \tau_{e-e}} . \quad (\text{eq. I.31})$$

Pour un film de niobium, L_{\max} est typiquement de 0,1-0,3 μm à la température de l'hélium liquide (4,2 K). Pour YBaCuO, L_{\max} est de l'ordre de 5 nm à 90 K. Le temps de réponse thermique est donné par la relation suivante :

$$\tau_{\text{th}} = L^2 / D_e \pi^2 . \quad (\text{eq. I.32})$$

I.6.3.4 – Bande passante (FI) des HEB

Pour déterminer la fréquence de coupure qui définira la largeur de la bande passante instantanée du HEB, il faut considérer le mécanisme de refroidissement et y adapter le modèle d'échange thermique classiquement utilisé : le modèle à deux températures "2T", correspondant à la température des électrons T_e et à la température des phonons T_p .

Le mécanisme dont la bande passante est la plus simple à estimer est le refroidissement par diffusion des électrons, mais il est aussi le plus restrictif dans sa mise en œuvre. À partir du temps de réponse thermique τ_{th} , nous déduisons la fréquence de coupure à -3dB : $f_{3\text{dB}} = \pi D_e / 2L^2$.

Pour des zones actives de l'ordre du micromètre, la fréquence de coupure peut atteindre quelques GHz. Les HEB en Nb peuvent notamment bénéficier de ce comportement, en effet la bande passante a pu atteindre 9 GHz [40]. Si la contrainte dimensionnelle peut être atteinte, ce mécanisme de refroidissement peut bénéficier à d'autres HEB à base de divers matériaux comme NbC, [41] et Al [42]. Pour YBaCuO la longueur de diffusion atteignant seulement 5 nm, ce mécanisme n'a pu être observé, même en diminuant la longueur du nanopont à 50 nm [43].

La bande passante associée au refroidissement par l'interaction électron-phonon est modélisée par la théorie du modèle 2T. Ainsi, le temps d'interaction τ_{ep} définit alors la bande passante maximale du HEB – soit $f_{3\text{dB}} = 1/2\pi\tau_{ep}$ – et diffère donc en fonction du matériau supraconducteur utilisé :

- les HEB en Al atteignent 8 GHz de bande passante ;
- les HEB en Nb sont théoriquement limités à 80 MHz ($\tau_{ep} = 2 \text{ ns}$) mais atteignent 9 GHz [40] (mécanisme *diffusion cooled*) ;
- les HEB en NbN atteignent 8 GHz [44][45] (et 8 GHz théoriques, $\tau_{ep} = 20 \text{ ps}$ [46]) ;
- les HEB en NbTiN dépassent 2,8 GHz [47] ;
- les HEB en MgB₂ sont à plus de 8 GHz (à 25 K, [48]) ;
- les HEB en YBaCuO ont potentiellement une bande passante pouvant atteindre 140 GHz ($\tau_{ep} = 1,1 \text{ ps}$ [49]), mais le meilleur résultat actuellement mesuré est de 8 GHz [50].

En outre, les dimensions du HEB, et notamment son épaisseur à laquelle est proportionnel le temps d'échappement τ_{esc} , définissent la bande passante inférieure du HEB. D'autres variables influencent la fréquence de coupure : par exemple, celle-ci augmente lorsque la température de refroidissement du bolomètre est proche de celle de sa transition résistive. Cette observation de Il'in et Siegel sur des HEB en YBaCuO [50] indique potentiellement un rôle important des vortex sur la bande passante (de l'ordre de 20 GHz dans leur modèle), mais ce mécanisme semble moins performant pour la détection térahertz.

Enfin la bande passante peut être également influencée par l'échange de température entre le substrat et le doigt froid sur lequel est monté le détecteur. Néanmoins, ce paramètre est à considérer au cas par cas, l'objectif principal étant de réaliser le meilleur contact possible sur un substrat mince [51].

I.6.3.5 – Puissance d’oscillateur local requise

Ce paramètre est un avantage majeur du HEB, notamment pour l’application spatiale, où le refroidissement à l’hélium liquide n’est pas limitant. Les besoins en puissance d’oscillateur local dépendent du matériau à la base du HEB et vont du nW pour Al [52] à la centaine de nW pour Nb, NbN et NbTiN [53], du μ W pour MgB_2 à la dizaine de μ W pour l’YBaCuO, comme nous le verrons dans le chapitre III.

I.6.3.6 – Fréquence de fonctionnement et niveau de bruit

Bien qu’un bolomètre soit généralement considéré comme insensible à la fréquence de fonctionnement, les HEB peuvent présenter une limite selon le matériau utilisé. En effet, la température de bruit minimale relevée sur les HEB en Nb et NbN augmente avec la fréquence de travail (700 K à 1,6 THz et 1100 K à 2,5 THz [54], figure I.16). Les mesures sur les HEB à base de Al semblent même indiquer une limitation à haute fréquence notamment à partir de 680 GHz [55] pour ce matériau. Les HEB en NbTiN, MgB_2 et YBaCuO sont encore en cours de développement.

I.6.3.7 – HEB dans le monde

Karasik et al. [56] rappellent que les matériaux supraconducteurs à la base des HEB sont choisis notamment pour leurs caractéristiques temporelles (échanges thermiques) et leur stabilité après dépôt en couches ultraminesces homogènes. C’est pourquoi nous retrouvons pour les supraconducteurs à basses T_c les matériaux Al, Nb, NbN et NbTiN et pour les supraconducteurs à hautes T_c les matériaux MgB_2 et YBaCuO, ce dernier faisant l’objet d’étude de cette thèse.

Les premiers HEB à base de Nb furent proposés en 1981 (Gershenzon et al. [57]), ceux en NbN en 1992 (Voronov et al. [58]), ceux en YBaCuO en 1996 (Gousev et al [59]), ceux en Al en 1998 (Karasik et al [56], Siddiqi et al [41]), ceux en NbTiN en 2001 (Tong et al. [60]) et enfin ceux en MgB_2 en 2007 (Cherednichenko et al. [61] ainsi que Cunnane et al. [48]).

Les principaux HEB en **Nb** de type *phonon cooled* sont élaborés en Californie au *Jet Propulsion Laboratory* et en Allemagne au laboratoire KOSMA. Les techniques de réalisation de tels HEB sont très bien décrites par B. Bumble [62] : elles mettent en œuvre principalement la lithographie électronique, procédé qui sera décrit dans la suite, puisqu’utilisé pour tous les HEB (cf. Ch. IV).

Les couches de **NbN** sont produites généralement par le *Moscow Pedagogical Institute* qui les distribue à l’université de Chalmers en Suède, et au DLR (*Deutsches Zentrum für Luft und Raumfahrt*) à Berlin pour le reste des étapes technologiques. L’université du Massachussets (USA) fabrique quant à elle ses propres bolomètres en NbN. Le premier HEB en NbN utilisé dans un télescope fut fabriqué par l’université de Harvard et a été monté au mont Graham en Arizona (HHSTO, *Heinrich Hertz Submillimeter Telescope Observatory*) [63].

Les couches en **YBaCuO** ont été fabriquées dans de nombreux laboratoires. Cependant l’énergie déployée pour développer les HEB basse T_c pour Herschel a mis un frein aux travaux sur ceux en YBaCuO dans différents laboratoires, à savoir le *Jet Propulsion Laboratory* [64], les universités de Virginie et de Berkeley aux USA [65][66][67][68].

Parmi les entités ayant gardé une activité continue sur l’YBaCuO ces dernières années, nous pouvons citer l’UPMC / Supélec avec le LGEP en collaboration avec le CEA-Grenoble [69][70][71], l’Université de Chalmers [72][73] et l’Université de KIT en Allemagne [50][74].

Pour le projet MASTHER, les couches d’YBaCuO sont produites par le CEA [75], l’UMPhy [76] et l’entreprise allemande THEVA / CERACO [77].

I.6.3.8 – Performances comparées des détecteurs hétérodynes

Comparer efficacement des détecteurs nécessite de les remettre dans leur contexte de fonctionnement, nous détaillons donc sur la figure I.16 le cas des détecteurs-mélangeurs hétérodynes térahertz, à savoir les HEB, les diodes Schottky et les jonctions SIS. Leurs performances sont comparées en fonction de leur fréquence d'opération et de la température de bruit *dual side band* (DSB). Dans un détecteur hétérodyne, DSB signifie que le détecteur mesure sur une plage de fréquences de $2f_c$ (vue en figure I.12.c).

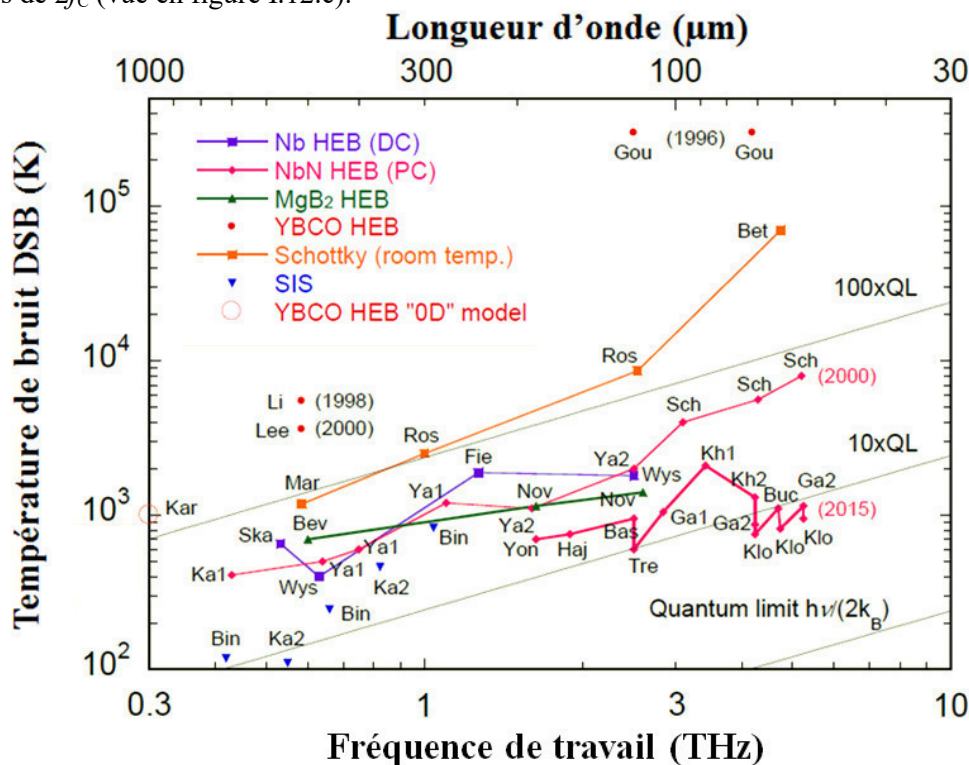


Figure I.16 : Température de bruit DSB (i.e. les deux bandes latérales) pour les détecteurs hétérodynes dans le domaine térahertz et sub-térahertz en fonction de la fréquence de travail. Comparaison entre les technologies SIS, HEB et Schottky (température ambiante). Ce graphique est adapté de [34] et [78]. Les résultats pour l'YBaCuO "Gou", "Li" et "Lee" font référence respectivement à [79], [80] et [68]. Pour les résultats sur NbN (2015), "Klo" fait référence à [81]. Le modèle "Kar" fait référence à [82].

Ce graphique met en valeur plusieurs points d'intérêt :

- **Les mélangeurs SIS** sont de très bons détecteurs en termes de bruit pour les fréquences inférieures à 1 THz. Leur technologie est depuis longtemps maîtrisée et permet d'obtenir des résultats proches de la limite quantique.
- **Les diodes Schottky** sont – à l'instar des HEB – des détecteurs qui peuvent fonctionner sur une large plage de fréquences. Mais leur qualité en termes de bruit est très moyenne et les besoins en puissance d'oscillateur local (de l'ordre du mW) réduisent les possibilités d'utilisation de cette technologie vers les hautes fréquences.
- **Les HEB** utilisant des supraconducteurs à basse température critique (Nb et NbN) sont de loin les meilleurs pour les fréquences supérieures à 1 THz. C'est la raison pour laquelle ces technologies ont équipé la sonde Herschel.

Les quelques résultats pour les HEB à base d'YBaCuO montrent que cette technologie est encore peu mature. Il semble pourtant que ce type de HEB ait un avenir, non pas en concurrençant les HEB à basse T_c , mais plutôt les diodes Schottky, grâce à son avantage quant aux exigences en puissance de l'oscillateur local pour certains types d'applications.

Le choix d'une source térahertz pour l'utilisation des détecteurs hétérodynes (pour le mélange d'ondes) et pour la détection directe (pour illuminer la scène) est un facteur important sur la portabilité et le poids du dispositif final ; nous allons donc détailler les différentes sources térahertz disponibles.

I.7 Sources térahertz

I.7.1 Sources électroniques

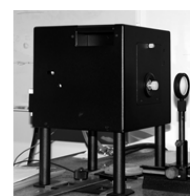
Il existe de nombreuses sources dans la gamme térahertz capables de délivrer des puissances bien supérieures au μW nécessaire pour convenir au rôle d'oscillateur local dans la détection hétérodyne. Parmi ces sources, il y a les synchrotrons, gyrotrons, lasers à électrons libres (*free electron laser - FEL*) et carcinotrons (*backward wave oscillators - BWO*). Cependant la dimension de ces sources peut être limitante vis-à-vis des applications en imagerie : en effet, le synchrotron est un bâtiment ; un FEL nécessite d'être accueilli dans une grande salle ; un carcinotron est mis en œuvre sur une table de support (fig. I.17).



**Synchrotron (SOLEIL)
200m de diamètre**



Laser à électrons libres



Carcinotron

Figure I.17 : Sources électroniques térahertz de grande dimension (images wikipédia).

Dans des dimensions portables, nous retrouvons les sources à l'état solide, telles que les diodes à effet tunnel résonant (*resonant tunnel device - RTD*), les dispositifs à transfert d'électrons (*transfer electron device - TED* et *GUNN*), les dispositifs à temps de transit tels que la diode à avalanche (*impact avalanche transit time - IMPATT*) et les diodes à jonctions tunnel (*tunnel injection transit time - TUNNETT*). Sur des résultats récents, il a été démontré que :

- les diodes de type RTD peuvent émettre 10 nW à la fréquence de 1,4 THz [83] ;
- les diodes GUNN peuvent émettre entre 0,2 et 5 μW sur une plage de fréquence de 400 à 560 GHz [84] ;
- les diodes TUNNETT atteignent 140 μW de puissance sur une plage de fréquence allant jusqu'à 355 GHz [85] ;
- les diodes IMPATT atteignent 10 mW à 300 GHz [86] et émettent sur une plage de fréquence allant jusqu'à 800 GHz [87].

Pour compenser la basse fréquence de fonctionnement, il existe les multiplicateurs de fréquences. Les émissions peuvent atteindre 2 THz en combinant successivement des doubleurs et tripleurs de fréquences [88] (fig. I.18). À l'aide de cette technique, les multiplicateurs à base de diodes Schottky peuvent émettre dans la gamme térahertz.

Les recherches continues permettent d'obtenir des sources de plus en plus puissantes et fonctionnant à des fréquences de plus en plus élevées. Pour notre application, seule peut convenir la source à base de multiplicateurs de fréquence Schottky, publiée par Pearson et al. en 2011 [89], qui est capable d'émettre à 2,5 THz avec une puissance pouvant atteindre 14 μW et fonctionnant à la température ambiante.

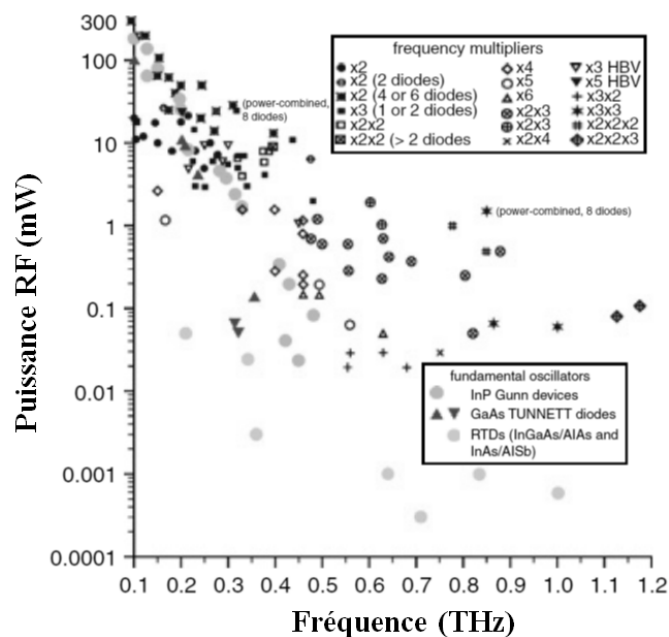


Figure I.18 : Fréquence de fonctionnement des sources micro-ondes (GUNN, TUNNETT et RTD) poussées dans le térahertz [88].

I.7.2 Sources optiques

Les sources optiques lasers engendrent des ondes cohérentes dans la gamme térahertz en utilisant les méthodes inspirées des lasers infrarouge et visible. Cependant ce type de sources se heurte à la difficulté de réaliser un milieu amplificateur aux fréquences térahertz.

I.7.2.1 – Lasers à cascade quantique

Les lasers à cascade quantique (*quantum cascade laser* - QCL) bénéficient des technologies de dépôt de couches ultraminces (atteignant la dizaine de nanomètres avec une précision de l'ordre de l'angström) pour créer des hétérostructures qui forment des puits quantiques, dont les niveaux d'énergie sont précisément définis par l'alternance de l'épaisseur et de la nature des couches.

La création du premier laser à cascade quantique date de 1994 dans le domaine infrarouge [90] et de 2002 dans le domaine térahertz [91], alors que le principe était connu depuis les années '70 [92].

L'effet laser dans les QCL est issu de l'émission d'un photon par la transition d'un électron d'énergie supérieure de la région active vers le niveau d'énergie intermédiaire (inter-sous-bande) de cette région. Cet électron se désexcite ensuite rapidement vers le niveau inférieur en générant un ou plusieurs phonons. Ce dernier niveau est appelé niveau injecteur et permet à l'électron de passer à la couche active suivante par effet tunnel (fig. I.19). La difficulté est donc de créer des niveaux suffisamment proches (énergie faible) pour l'émission térahertz ; c'est pourquoi ces lasers émettent généralement au-delà de 1 THz. Ces sources sont typiquement refroidies et par conséquent l'encombrement associé à cette technologie est principalement dû à son système de refroidissement cryogénique. Notons que les développements récents tendent vers un fonctionnement des QCL à température ambiante [93].

Pour une émission à une fréquence de 2,5 THz et à une puissance de l'ordre du mW, les QCL doivent être refroidis à 60 K. **C'est la source choisie dans le cadre du projet MASTHER.**

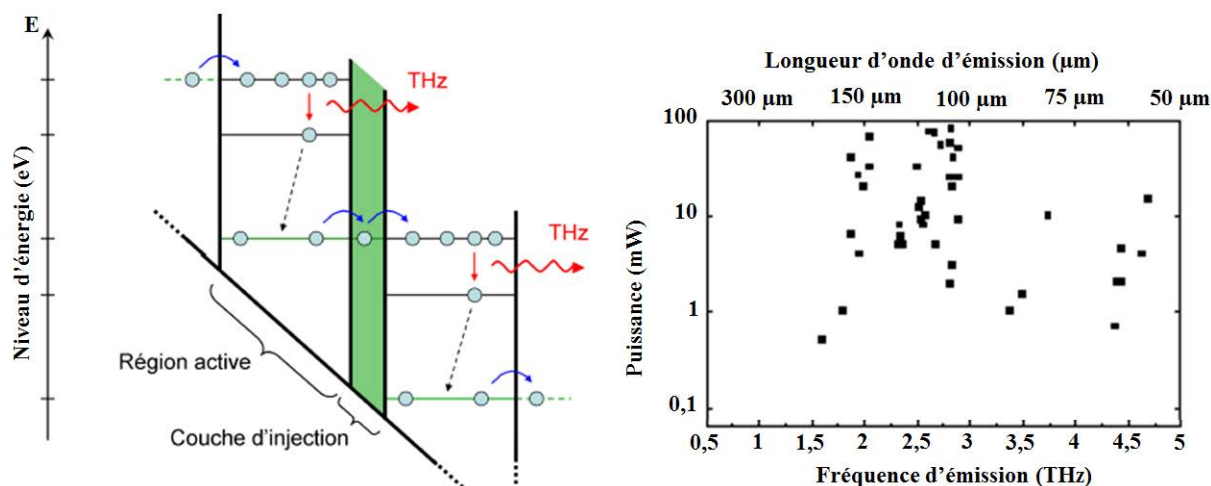


Figure I.19 : Principe et puissance des QCL [94] et [95]. La figure de gauche est la représentation schématique du principe de fonctionnement d'un laser à cascade quantique. Les transitions radiatives (respectivement non radiatives) sont représentées par une flèche en trait plein rouge (en pointillés noirs). Les flèches bleues symbolisent la traversée d'une barrière de potentiel par effet tunnel.

I.7.2.2 – Lasers moléculaires à gaz

Les lasers moléculaires à gaz peuvent émettre dans la gamme térahertz grâce aux niveaux d'énergies issus de différents modes de vibration-rotation d'une molécule présente sous forme de gaz à basse pression. Il existe de nombreuses raies d'émission dans le térahertz pouvant émettre au-delà de 10 mW (par exemple CH₃OH : 100 mW à 2,52 THz).

I.7.2.3 – Le mélange de fréquences

Le mélange de fréquences permet l'émission (ou la détection) d'une onde térahertz ; ce dispositif nécessite deux sources lasers. Le rendement est encore faible (de l'ordre du µW délivré) et les fréquences d'émission ne peuvent recouvrir le spectre qu'au-delà de 1,2 THz (l'accord de phase est de plus en plus difficile à réaliser à basse fréquence). Ce procédé permet d'obtenir une source portable [96] et peut permettre un fonctionnement à température ambiante [97] ; ces techniques sont d'autant plus efficaces que l'énergie mise en jeu est grande ce qui est le cas pour une source pulsée.

I.7.3 Sources thermiques

Les corps noirs industriels [98] sont des cavités quasi-fermées dont la qualité, en terme d'émissivité, d'uniformité de température et de justesse, est un compromis entre les hypothèses théoriques et les contraintes différentes d'une application de métrologie en laboratoire, d'une part, et celles d'une mesure *in situ*, d'autre part. Ces sources ont le désavantage d'être encombrantes, de sorte que leur principal rôle est le calibrage des dispositifs THz et infrarouge.

Les lampes à vapeur de mercure sont utilisées dans les analyseurs à transformée de Fourier térahertz (*THz Fourier transform infrared spectrometer*– FTIR THz) ; par exemple le SPS300 de Sciencetech Inc. [99], leur large spectre d'émission permettant les mesures sur une plage de 0,5 à 5 THz.

De simples décharges lumineuses peuvent fournir une lumière térahertz qui pourrait se révéler suffisante pour des applications à venir [100].

I.7.4 Tableau récapitulatif des sources térahertz

Tableau I.2 : Sources térahertz (adapté de Linden et al. [3] et de Coutaz [4])

		Source	Gamme spectrale (THz)	Puissance	Avantages	Inconvénients
Thermique $T_A = hf/k_B$		Corps noir	Toute la gamme	pW à 1 THz μ W à 10 THz Dépend de la température et de la bande	Simplicité, large bande	Puissance, incohérent
		Lampe à vapeur de mercure	Toute la gamme		Large bande	Puissance, incohérent
Optique	Conversion par antenne & ONL	Optoélectronique impulsionnelle	< 60	μ W	Spectre, cohérence, aspect impulsionnel	Puissance limitée, pureté spectrale
		Battement optique	< 3	μ W	Compact, pureté spectrale	Faible puissance
	Laser	Laser moléculaire	Raies spectrales	mW	Pureté spectrale	Peu accordable
		Laser à cascade quantique	> 1	50 μ W à 1 THz 10 mW à 5 THz	Compact, rendement	Cryogénie
Electronique Faisceaux d'électrons		Diode Schottky multiplicatrice	0,1 à 2,5	Jusqu'à 14 μ W à 2,5 THz	Compacte	Puissance limitée
		Diode GUNN	0,1 à 1	100 mW à 0,1 THz 1 mW à 1 THz	Compacte	Fréquence limitée
		Diode IMPATT	< 0,8	10 mW à 0,3 THz	Compacte	Limité en fréquence
		TUNETT, RTD	< 1,4	10 μ W à 0,3 THz 10 nW à 1,4 THz	Compacts	Limité en fréquence
		Smith-Purcell	Toute la gamme	100 nW	Accordable	Gros appareil
		Laser à électrons libres (FEL)	Toute la gamme	> 100 W	Puissance, spectre	Grand instrument
		Carcinotron (BWO)	< 1,2 THz	10 μ W	Pureté spectrale	Stabilité, volumineux
		Gyrotron	Toute la gamme	> 100 W	Puissance, spectre	Grand instrument
		Synchrotron	Toute la gamme	> 20 W en régime impulsionnel	Puissance, spectre	Très grand instrument

I.8 Détecteurs térahertz

I.8.1 Détecteurs hétérodynes térahertz

La détection passive est actuellement la solution la plus intéressante pour faire de la détection térahertz en espace libre. La radioastronomie sert de moteur pour l'épanouissement de ces techniques et a donné naissance à trois grandes familles de détecteurs très sensibles.

I.8.1.1 – Jonctions supraconducteur-isolant-supraconducteur (SIS) et jonctions Josephson

Une **jonction SIS** est constituée de deux régions supraconductrices séparées par une région isolante. Si on applique une différence de potentiel entre les deux régions supraconductrices, un courant très faible d'électrons (ou de trous) peut franchir par effet tunnel la région isolante. Seul le courant de quasi-particules (électrons non liés dans les paires de Cooper) franchissant cette barrière est

exploité. L'apport d'énergie dû au passage de la particule peut briser des paires de Cooper et ainsi augmenter la densité de quasi-particules entraînant alors un accroissement du courant tunnel.

Les détecteurs basés sur l'**effet Josephson** dans une jonction SIS utilisent l'interaction non-linéaire entre les photons incidents et le signal haute fréquence présent aux bornes de la jonction Josephson. Cette interaction se manifeste très clairement sur les caractéristiques $I-V$, où apparaissent des marches dites de Shapiro [101]. Cependant ce phénomène ne s'observe que pour des fréquences très inférieures à $2\Delta/h$ (Δ est l'énergie de *gap* liant deux électrons pour former une paire de Cooper), donc hors des domaines infrarouge et infrarouge lointain. Les temps de réponse de tels détecteurs sont liés à la vitesse de recombinaison des quasi-particules, qui sont de l'ordre de la ps. Mais ces détecteurs sont limités spectralement à la bande millimétrique, car leurs performances sont dégradées par les pertes dans le supraconducteur au-delà de la fréquence de *gap* du matériau (700 GHz pour le Nb). Les détecteurs Josephson (ainsi que les jonctions SIS) restent cependant toujours concurrentiels jusqu'à deux fois leur fréquence de *gap*. Les détecteurs basés sur l'effet Josephson dans les jonctions SIS ou SNS sont souvent utilisés pour réaliser des mélangeurs [102]. L'aspect remarquable de ces détecteurs est leur bande passante spectrale pouvant s'étendre de 30 GHz à 1,5 THz.

I.8.1.2 – Diodes à effet Schottky

Les diodes Schottky (jonctions métal-semiconducteur) sont utilisées comme détecteurs et mélangeurs du fait de la non-linéarité de leur caractéristique $I-V$ ($I = I_s[\exp(qV/\eta k_B T) - 1]$). Ce détecteur est très utilisé, car il fonctionne à la température ambiante et jusqu'au-delà de 10 THz, mais présente cependant plusieurs inconvénients. Tout d'abord, il est limité intrinsèquement par sa capacité de jonction (à l'exception des diodes sub-micrométriques). De plus, l'impédance complexe ramenée – entre autres [103] – par cette capacité de jonction nécessitera un réseau d'adaptation pour fonctionner sur une très large bande. En outre, ce détecteur est relativement bruyant et requiert des puissances importantes d'oscillateur local (quelques mW).

I.8.2 Détecteurs thermiques non refroidis

I.8.2.1 – Bolomètres semi-conducteurs

Les bolomètres semi-conducteurs couvrent la gamme 1 THz à 30 THz. Ces bolomètres peuvent fonctionner à température ambiante ou être refroidis, et bénéficient des avancées de la détection infrarouge. Il existe différents matériaux : VO_x (utilisé par NEC [104], $NEP = 30 \text{ pW/Hz}^{1/2}$), Bi ($NEP = 160 \text{ pW/Hz}^{1/2}$), Nb ($NEP = 50 \text{ pW/Hz}^{1/2}$), Ni ($NEP = 19 \text{ pW/Hz}^{1/2}$), Si (CMOS, utilisé par le CEA LETI, $NEP = 50 \text{ pW/Hz}^{1/2}$) [105].

I.8.2.2 – Détecteurs pyroélectriques

Le principe de ces détecteurs est basé sur l'effet pyroélectrique, qui résulte par exemple, dans certains cristaux isolants, d'un déplacement global des charges ioniques (polarisation diélectrique) en fonction de la température. Ces détecteurs ont de bonnes performances, entre 10 Hz et 1 kHz de fréquence de modulation à la température ambiante, et peuvent fonctionner du visible jusqu'au submillimétrique. Leur coût relativement faible (entre 15 et 150 euros), et leur facilité de mise en œuvre (intégration du premier étage d'amplification avec la lame pyroélectrique) en font des détecteurs très utilisés, en particulier par nous-mêmes dans nos expériences. De plus, ils s'imposent sur le marché dans la gamme submillimétrique pour un grand nombre d'applications. Le NEP d'un détecteur de ce type à base d' YBaCuO semi-conducteur est inférieur à $10 \text{ pW/Hz}^{1/2}$ avec une modulation de 500 Hz à 100 kHz [106].

I.8.2.3 – Cellule de Golay

La cellule de Golay est un détecteur pneumatique sensible à une large gamme de rayonnements (du millimétrique au visible). Le principe se base sur la dilatation du gaz de la cellule, qui est provoquée par l'augmentation de température de l'absorbant sous exposition à l'onde térahertz. La dilatation du gaz applique une pression sur le miroir déformable sur lequel est défléchi un faisceau laser dont la position est suivie par un détecteur quatre quadrants placé à l'arrière de la chambre (fig. I.20).

Afin d'obtenir une sensibilité élevée, il faut une maîtrise parfaite des échanges thermiques entre l'absorbant et le gaz, cumulant transparence et faible conduction thermique ce qui fait du xénon un candidat classique. La réponse est de l'ordre du kV/W et le NEP autour de $0,1 \text{ nW/Hz}^{1/2}$. Cette technologie est généralement encombrante, mais la miniaturisation progresse [107] [108] [109].

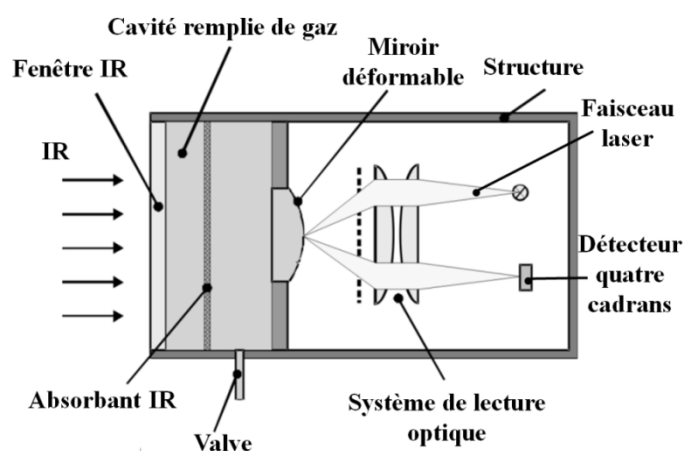


Figure I.20 : Principe de la cellule de Golay (image tirée de [110])

I.8.3 Détecteurs thermiques directs refroidis

I.8.3.1 – Bolomètres de type *transition edge superconductor* (TES)

Les TES se basent sur la transition résistive des supraconducteurs [111]. Le courant induit par le rayonnement détecté est très faible et doit être amplifié par un SQUID DC (*Superconducting Quantum Interference Device*). Ces dispositifs permettent d'obtenir un rendement quantique élevé (jusqu'à 80 % dans l'infrarouge), mais sont relativement lents ($20 \mu\text{s}$) [112]. La température de refroidissement descend sous 100 mK et le NEP peut atteindre $4 \times 10^{-19} \text{ W/Hz}^{1/2}$.

I.8.3.2 – Détecteurs supraconducteurs à photon unique

Les détecteurs supraconducteurs à photon unique (*superconducting single photon detector*, SSPD) se basent sur la transition supraconducteur-normal provoquée par l'absorption d'un photon sur une section donnée du supraconducteur (nanofil en forme de méandre, fig. I.21) [113][114]. Lorsqu'un photon est détecté, il faut 50 ps pour que le SSPD revienne localement (point chaud) à l'état supraconducteur [115][116]. Ce temps dépend du temps de diffusion des quasi-particules et de la conductivité thermique des matériaux utilisés. La température de fonctionnement est de l'ordre de 3 K et le NEP est de $10^{-20} \text{ W/Hz}^{1/2}$ [116].

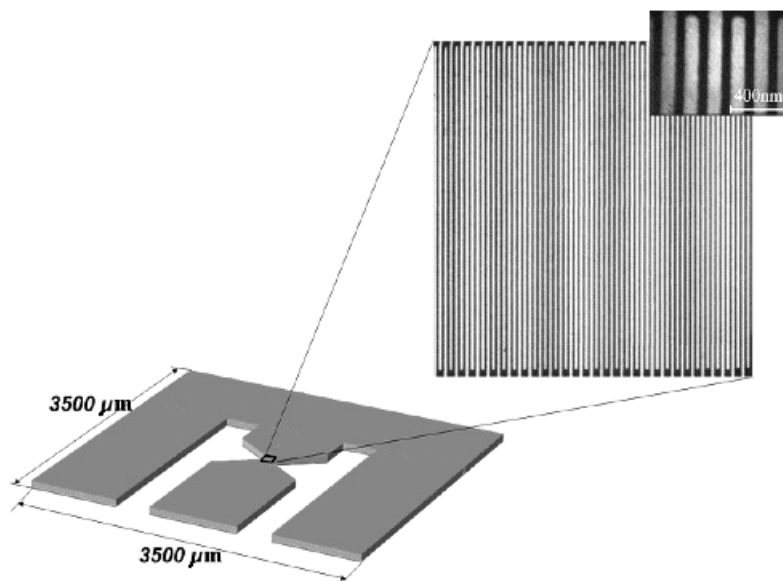


Figure I.21 : Détecteur SSPD avec la zone sensible formant le motif en méandre typique. [117]

I.8.3.3 – Bolomètres à électrons froids

Les bolomètres à électrons froids (*cold electron bolometer*) sont des TES qui se basent sur le couplage radiofréquence de la capacité de couplage à l'antenne au travers de la capacité d'une jonction tunnel SIN (supraconducteur – isolant – normal). La température de fonctionnement est de l'ordre de 100 mK, les électrons froids sont à 30 mK (valeur théorique [118]) et le *NEP* peut atteindre $6 \times 10^{-18} \text{ W/Hz}^{1/2}$ [119].

I.8.3.4 – Bolomètres semi-conducteurs refroidis

Les bolomètres semi-conducteurs refroidis ont comme concept de base la diminution du bruit de fluctuation thermique. Certains matériaux semi-conducteurs peuvent profiter au maximum de cette diminution, notamment dans le cas du *spider web bolometer*, réalisé à partir de Ge dopé par transmutation neutronique (effectuée en réacteur nucléaire) qui fonctionne à 100 mK et a un *NEP* de $1,5 \times 10^{-17} \text{ W/Hz}^{1/2}$. Ce détecteur doit son nom à son antenne en forme de toile d'araignée dont les fils évacuent thermiquement la chaleur de l'élément sensible situé en son centre [120].

I.8.4 Détecteurs optroniques

La technique de spectroscopie en domaine temporel (*time domain spectroscopy* ou *Fourier transform spectroscopy*) est une technique permettant de faire la mesure d'un champ électrique THz complexe, i.e. son amplitude et sa phase. Cette technique repose sur des sources d'impulsions THz, d'une part, et une méthode de détection cohérente et verrouillée en phase, d'autre part [121].

I.9 Imageurs térahertz

I.9.1 Imagerie passive et imagerie active

Dans le contexte actuel de développement des détecteurs et émetteurs térahertz, il est possible d'obtenir des imageurs térahertz de haute qualité. Les informations uniques qu'offre cette bande dans le domaine de la sécurité, du médical ou de la qualité conduisent à un développement rappelant celui de l'imagerie infrarouge. C'est d'ailleurs dans ce développement vers l'imagerie térahertz que le projet MASTHER a pour but de réaliser un démonstrateur portable à base de technologie HEB-QCL monopixel fonctionnant à 2,5 THz.

Les systèmes d'imagerie passive et active, présentés dans le tableau I.3, sont réalisés à partir de **matrices de détecteurs** ou de **systèmes de balayage** pour obtenir l'image d'une scène dans la bande térahertz. **L'imagerie par balayage** consiste à coupler un pixel unique ou une barrette de pixels à un dispositif mécanique dont les réflecteurs balayent la scène à observer. Cependant, cette technique ralentit la vitesse d'acquisition de l'image et diminue grandement la portabilité, car l'imageur est plus grand et plus fragile. Notons que dans la gamme térahertz, les réflecteurs utilisés sont typiquement des miroirs paraboliques.

Une alternative qui se développe pour éliminer la partie mécanique de l'imagerie par balayage est d'utiliser un masque formé d'une matrice de méta-matériau. Cette technique permet de reconstituer la scène à l'aide d'un seul détecteur et sans parties mobiles [122].

La condition d'une **imagerie passive** de bonne qualité est d'atteindre un *NETD* de 100 mK. Cette performance est limitée d'une part, par l'absorption des différents obstacles le long de la propagation du signal et d'autre part, par le bruit de fond de l'atmosphère à 290 K qui masque le signal à détecter. L'imagerie passive est soit directe – par intégration sur une très large bande térahertz –, soit hétérodyne, à l'aide de détecteurs ultrasensibles.

Même en utilisant une technologie de détection pouvant satisfaire 100 mK de *NETD*, certains imageurs ne peuvent résoudre que 2 K (fig. I.22). En effet, la fabrication d'un imageur requiert une optimisation importante pour se rapprocher des résultats d'un détecteur seul. Cette perte de qualité est liée à plusieurs causes :

- la non-uniformité en performance des détecteurs formant la matrice de détection ;
- la fréquence de rafraichissement de l'image ;
- la méthode de balayage de la scène.

En **imagerie active**, l'information recherchée n'est pas la température, mais le contraste de l'objet illuminé par rapport à son environnement. La qualité de ce type d'imageur est d'autant plus grande que son *NEP* est faible.

I.9.2 Autres utilisations en imagerie térahertz

I.9.2.1 – Imagerie active par spectroscopie térahertz résolue en domaine temporel

Ce type d'imagerie térahertz utilise la technique introduite en §I.8.4., dans le cadre de laquelle l'objet est placé à une distance relativement proche du détecteur et est analysé par réflexion et/ou transmission de l'onde térahertz. La difficulté réside dans le fait que chaque pixel nécessite de l'ordre de 1000 mesures ; il faut donc un échantillonnage à haute fréquence pour réaliser une image en un temps raisonnable (par exemple 333 MHz pour imager 16×21 pixels en 1 seconde [123]). Des analyseurs commerciaux existent, permettant de faire de l'imagerie et de la spectroscopie d'échantillons ou d'analyser le contenu d'enveloppes postales [124].

Cette technologie est utilisée en générant des impulsions térahertz, qui sondent le matériau et permettent d'en étudier la réponse temporelle. Ces impulsions sont mesurées à intervalles de temps Δt variables entre l'émission et la réception $E(\Delta t)$, permettant d'obtenir les informations en réponse

fréquentielle de l'échantillon par transformation de Fourier $E(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega t} E(\Delta t) dt$.

La précision et la gamme des fréquences étudiées dépendent des caractéristiques temporelles des impulsions de mesure. Pour un temps caractéristique de mesure $\Delta t = 100$ fs, la gamme étudiée s'étend de 0 à 5 THz, et avec 1000 points de mesure, la résolution est de 5 GHz.

Tableau I.3 : Dispositifs d'imagerie térahertz actifs et passifs. Les performances des imageurs sont décrites par trois indicateurs, selon le renseignement fourni par le fabricant : en delta de température minimale résolue (*NETD*) ou en puissance équivalente de bruit (*NEP*) et si la résolution à une certaine distance est disponible, nous la renseignons. La gamme térahertz considérée est [0,1 – 10 THz]. Ces dispositifs ont une fréquence de rafraîchissement de l'image indiquée en *frames per second* (FPS). Les performances non renseignées sont indiquées NR.

Nom / Groupe	Techno	Pixels	NETD, NEP, résolution	Spectre (THz)	FPS (Hz)	Ref
Imageurs actifs						
IRV/T0831/NEC	Microbolo VOx	320×240	< 100 pW/√Hz	1-7	30	[125]
Theia / Traycer	InSb HBD	80×64	NR	0,6-1,2	60	[126]
Univ Wuppertal-IEMN-STM	SiGe HBT	32×32	NR	0,6-1	3	[127]
IRXCAM-THz-384 / INO	microbolo	384×288	< 70 pW/√Hz	0,9-4,25	50	[128]
CEA	microbolo	320×320	< 30 pW/√Hz	1,5-3,5	NR	[129]
CEA	CMOS	3×4	< 10 pW/√Hz	0,3-1	NR	[129]
DLR	HEB	10 000	2 cm à 20 m	0,8	0,2	[130]
Imageurs Passifs						
Vela 125 MMW imager / Millivision	NR	100×100	1-3 pW/√Hz 1,5 cm à 1 m	0,092-0,097	1-10	[131]
Vela 125 MMW imager / Millivision	NR	30×60	0,8 pW/√Hz 1,5 cm à 1 m	0,08-0,1	10	[132]
T4000 (2006) / Thruvision	Schottky	NR	0,06 K 3 cm à 3 m	0,23-,27	3	[133][23] [24]
VTT / NIST	NbN bolo	126×64	2 K 2 m – 8 m	0,2-1,8	5	[25]
Prototype / NIST	NbN TES	800	0,2 K 1 cm à 16 m	0,35	20	[123]
FhG / Jena	TES	NR	0,06 K	0,35-0,6	4	[25]
Ozhegov – Moscow State Pedagogical University	SIS	1	< 2 K 1 cm à 3 m	<1,3 (0,5)	0.1	[25]

I.9.2.2 – Imagerie térahertz holographique

Cette technique se base sur la reconstruction de la phase à partir du signal reçu, mesuré soit à différentes distances, soit à différentes fréquences. L'objectif de cette technique est de mesurer le relief d'un objet dans la gamme térahertz, permettant ainsi l'imagerie au travers des matériaux transparents à la fréquence de mesure. Ce concept peut s'adapter aux dispositifs de mesure par transformée de Fourier ou à l'imagerie directe, à condition d'utiliser un algorithme bien optimisé suivant la fréquence et la position des détecteurs [134].

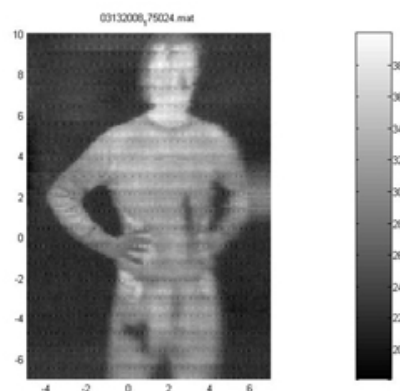


Figure I.22 : Imagerie térahertz passive [135].

I.9.3 Mise en scène du cahier des charges de MASTHER

Afin d'obtenir la validation du démonstrateur du projet MASTHER, il convient de réaliser une démonstration qui consiste à différencier un objet situé à plusieurs mètres de distance et ayant une température de 10 à 20 degrés de différence avec son environnement. Les performances que le détecteur doit atteindre sont déduites de ces paramètres issus du cahier des charges, ainsi que des pertes de signal rencontrées sur le trajet optique. Ces pertes systématiques sont illustrées sur la figure I.23 et décrites ci-après :

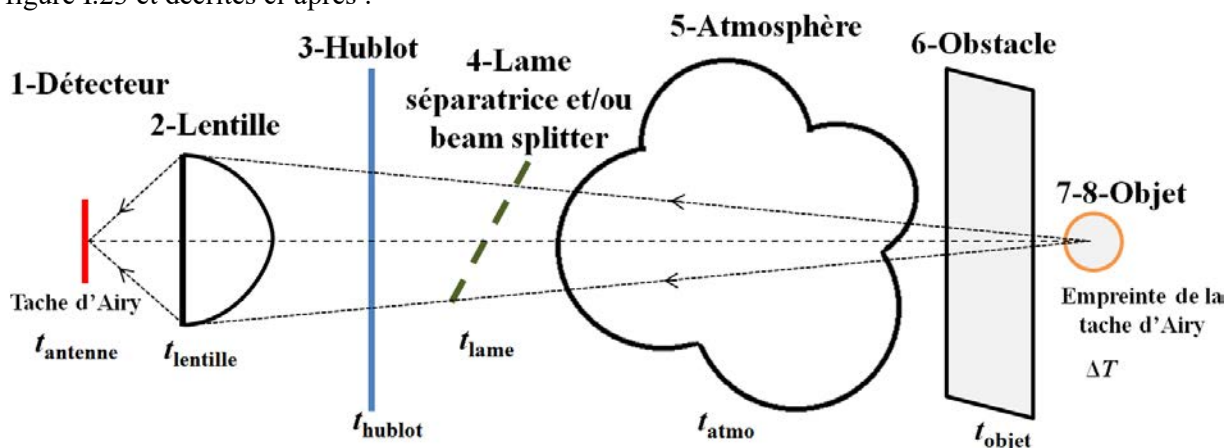


Figure I.23 : Pertes systématiques et transmissions t_{perte} associées sur le trajet optique en détection hétérodyne térahertz.

Pour notre dispositif de détection, nous considérons une antenne de $100 \mu\text{m}$ de diamètre qui, à incidence normale, correspond à la dimension du pixel ; son rendement est supposé de 40 à 80% – $t_{antenne}$ – (cf. fig. I.23-1).

Cette antenne est au foyer d'une lentille hémisphérique en silicium, de l'ordre de 2 cm de diamètre et transmettant 50% du faisceau incident – $t_{lentille}$ –. Il convient de préciser que cette transmission peut être grandement améliorée par un traitement anti reflet [136] (cf. fig. I.23-2).

L'ensemble antenne-lentille est contenu dans un cryostat sous vide dont la fenêtre optique transmet plus de 80% du faisceau incident – t_{hublot} – (cf. fig. I.23-3).

La détection hétérodyne nécessite que le faisceau issu de l'objet et le faisceau issu de l'oscillateur local illuminent le mélangeur. Pour ce faire, il convient de superposer les faisceaux à l'aide d'une lame séparatrice (typiquement 50% de transmission et de réflexion) ou d'un *beam splitter* (réfléchissant

pour une polarisation rectiligne et transparent pour l'autre). Dans notre étude, la transmission du faisceau objet incident est de 50% – t_{lame} – (cf. fig. I.23-4).

Nous regroupons ces pertes sous le terme de pertes optiques, selon la formule :

$$t_{\text{opt}} = t_{\text{antenne}} \times t_{\text{lentille}} \times t_{\text{hublot}} \times t_{\text{lame}} \quad (\text{eq. I.33})$$

L'atmosphère présente entre la zone de l'objet observée et le récepteur, se caractérise par une transmission – t_{atmo} – qui dépend principalement de l'humidité ambiante à une fréquence de mesure donnée. Il est à noter que le taux d'humidité et la distance à l'objet sont des paramètres cruciaux pour une scène donnée (cf. fig. I.23-5).

Pour calculer t_{atmo} , nous introduisons la transmission normalisée γ , où $\gamma = 94,34\%$, mesurée pour une distance de propagation (d_p) de 1 mètre d'atmosphère traversée, avec un taux d'humidité de 10% ($Hum \% = 10\%$) et à la fréquence (f) de 2522 GHz. Cette "normalisation" est tirée du calcul de Slocum et al. [21] présenté en §I.4.1, de la transmission de la fenêtre n°13 dans la fig. I.8.

Les fréquences vérifiant l'équation empirique de transmission atmosphérique sont les fréquences des fenêtres optiques identifiées en §I.4.1 de cette thèse. Le taux d'humidité dépend des conditions de mesure, un lieu fermé aura une humidité entre 30% et 60%, tandis que un lieu ouvert aura un taux d'humidité de 40% à 90% ([137] et [138]).

Par conséquent les pertes atmosphériques s'expriment par :

$$\ln(t_{\text{atmo}}) = \ln(\gamma) \times (Dist/1 \text{ m}) \times (Hum \% / 10 \%) \times (f/2,5 \text{ THz})^{2,15} \quad (\text{eq. I.34})$$

L'objet sera masqué derrière un obstacle (vêtement, emballage plastique ou carton de transport), dont la transmission – t_{obs} – est de 1 à 50% (cf. fig. I.23-6).

Enfin, la zone de l'objet imagé sera considérée comme d'aire supérieure ou égale à la limite de diffraction par la lentille, et le diamètre de la lentille sera considéré comme le diaphragme limitant des faisceaux optiques (les systèmes réels sont typiquement plus complexes et font intervenir un miroir primaire pour agrandir le diaphragme). La proportion de rayonnement au centre de la tache d'Airy est de 86% – t_{Airy} – (cf. fig. I.23-7).

L'objet aura un contraste de température $\pm \Delta T$ avec son environnement thermique (cf. fig. I.23-8).

Dans ce scénario d'imagerie, nous considérons que la zone de l'objet est résolue en limite de diffraction (cf. §I.4.3) avec la lentille d'entrée du système imageur de diamètre D_L à la distance d_p .

Nous déduisons que la surface d'intérêt côté imageur est la surface de la lentille :

$$A_s = \pi D_L^2 / 4, \quad (\text{eq. I.35})$$

et la surface d'intérêt côté objet résulte de l'expression de la tache d'Airy (d'après l'eq. I.1b) :

$$A_c = \pi (1,22 \times \lambda d_p / D_L)^2 / 4 \quad (\text{eq. I.36})$$

I.9.4 Mise en équation de la scène afin de déduire l'expression du bruit : NEP et température de bruit

Compte tenu de ce qui précède, nous déduisons donc la mise en équation générale de l'expression du bruit :

$$NEP = \left| \int_{2,5 \text{ THz} - 2 \text{ GHz}}^{2,5 \text{ THz} + 2 \text{ GHz}} L(2,5 \text{ THz}, 300) - L(2,5 \text{ THz}, 300 + \Delta T) \partial \nu \right| \times \frac{A_s \times A_c}{d_p^2} \varepsilon t_{\text{opt}} t_{\text{atmo}} t_{\text{obs}} \quad (\text{eq. I.37})$$

I.37)

Comme le montage optique permet d'acquérir une image avec une précision égale à la limite de diffraction, nous simplifions l'expression comme suit :

$$\frac{A_S A_C}{d_p^2} = \frac{\pi(D_L^2/4) \times \pi(1,22 \times \lambda d_p / D_L)^2 / 4}{d_p^2} t_{\text{Airy}} = \frac{\pi^2 \times 1,22^2 \times \lambda^2}{4^2} 0,86 = 0,79 \lambda^2 \quad (\text{eq. I.38})$$

Nous rappelons l'expression de la température de bruit à partir du *NEP* (dans la limite Rayleigh-Jeans pour cette étude de dimensionnement – tirée de l'eq. I.16) :

$$T_{\text{DSB}} = \frac{\lambda^2 d_p^2}{A_S A_C} \frac{NEP}{2k_B} \sqrt{\frac{t_{\text{int}}}{\Delta_{4\text{GHz}}}} = \frac{NEP}{1,58k_B} \sqrt{\frac{t_{\text{int}}}{\Delta_{4\text{GHz}}}} \quad (\text{eq. I.39})$$

I.9.5 Applications à des scènes données du calcul du bruit

Nous illustrerons ci-après **différentes scènes d'imagerie à 2,5 THz** (sur une plage de ± 2 GHz), visant à donner un aperçu du pré-requis nécessaire de T_{DSB}/NEP que le détecteur HEB devra vérifier. Notre évaluation débute par la scène de référence tirée du cahier des charges de MASTHER, pour continuer ensuite par la description de scènes de plus en plus contraignantes pour l'imagerie térahertz. La résolution est définie, dans cet exercice, à partir du diamètre de l'empreinte de la tache d'Airy côté objet (D_{Airy} [cm] = $6,5 \times 10^{-3} \times d_p$ [m]).

Scène de référence : à 1 m, une zone de 6,5 mm de diamètre (" D_{Airy} "), ayant un écart de température de 10 K avec son environnement, une bande passante en fréquence de ± 2 GHz (bande passante typique des HEB en YBaCuO de la littérature), avec une transmission optique optimiste (80%) et une humidité de 30%.

Scène 1 : à 3 m, une zone de 1,9 cm de diamètre, ayant un écart de température de 0,5 K avec son environnement, une bande passante en fréquence de ± 2 GHz, avec une bonne transmission optique (70%) et une humidité de 40%.

Scène 2 : à 5 m, une zone de 3,2 cm de diamètre, ayant un écart de température de 1 K avec son environnement, une bande passante en fréquence de ± 2 GHz, avec une transmission optique moyenne (50%) et une humidité de 50%.

Scène 3 : à 10 m, une zone de 6,5 cm de diamètre, ayant un écart de température de 5 K avec son environnement, une bande passante en fréquence de ± 2 GHz, avec une transmission optique faible (40%) et une humidité de 70%.

Le tableau I.4 résume les caractéristiques des scènes et leur associe une température de bruit (T_{DSB}) et un *NEP*. Ce sont les spécifications qui doivent être remplies par un détecteur devant analyser la scène avec un rapport signal sur bruit de 1.

Tableau I.4 : Scènes d'imagerie térahertz et performances associées.

	d_p (m)	D_{Airy} (cm)	ΔT (°C)	Humidité (%)	Transmission atmo. / optique		T_{DSB} (K)	NEP (fW/Hz ^{1/2})
Scène R	1	0,65	10	30	0,84	0,32	168048	232
Scène 1	3	1,9	0,5	40	0,5	0,32	4369	6
Scène 2	5	3,2	1	60	0,17	0,32	2122	2,9
Scène 3	10	6,5	5	70	0,02	0,32	1000	1,4

L'objectif de performance à atteindre ayant été défini, cette thèse se propose par la suite d'explorer en détail les mécanismes de détection des HEB, comme suit :

Dans le **chapitre II**, nous nous intéresserons à l'analyse du **principe de la supraconductivité** utilisée dans les HEB. On y introduira les **modèles de transition résistive adaptés aux couches minces d'YBaCuO parcourues par un courant aux fréquences térahertz**.

Le **chapitre III** sera consacré à la **modélisation des HEB** et avec une attention particulière dédiée aux **progrès apportés par cette thèse dans l'étude réaliste d'un détecteur bolométrique térahertz à antenne**.

Dans le **chapitre IV**, nous étudierons les **choix technologiques** associés au supraconducteur et à la **fabrication du bolomètre à antenne et des circuits de lecture** ; nous introduirons également les **mesures préliminaires sur des détecteurs** en vue de leur intégration dans le démonstrateur du projet MASTHER.

Références

- [1] J. C. Maxwell, “A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field,” *Philos. Trans. R. Soc. Lond.*, vol. 155, no. 0, pp. 459–512, Jan. 1865.
- [2] Y.-S. Lee, *Principles of terahertz science and technology*, 1st ed. New York, NY: Springer, 2008.
- [3] W. R. N. Kurt J. Linden, “Terahertz Laser Based Standoff Imaging System,” *34th Applied Imagery and Pattern Recognition Workshop*, 2005, pp. 7–14.
- [4] J.-L. Coutaz and R. Boquet, *Optoélectronique térahertz*. Les Ulis, France: EDP Sciences, 2008.
- [5] G. Liu, “Visualization of patents and papers in terahertz technology: a comparative study,” *Scientometrics*, vol. 94, no. 3, pp. 1037–1056, Mar. 2013.
- [6] H. M. Pickett, “THz spectroscopy of the atmosphere,” *Proc. SPIE 3617, Terahertz Spectroscopy and Applications*, 1999, pp. 2–6.
- [7] R. Guesten, P. Hartogh, H.-W. Huebers, U. U. Graf, K. Jacobs, H.-P. Roeser, F. Schaefer, R. T. Schieder, R. Stark, J. Stutzki, P. Van der Wal, and A. Wunsch, “GREAT: the first-generation German heterodyne receiver for SOFIA,” *Proc. SPIE 4014, Airborne Telescope Systems*, 2000, pp. 23–30.
- [8] B. Manfred, G. Wagner, G. de Lange, A. de Lange, B. N. Ellison, M. R. Harman, A. Murk, H. Oelhaf, G. Maucher, and C. Sartorius, “Terahertz and submmw limb sounder – project summary after first successful flight,” *21st Int. Symp. Space Terahertz Technol. Oxf. 2010*.
- [9] Projet CIDRE " Campagne d'Identification du Deutérium par Récepteur hEtérodyne." [en ligne] : “<http://aramis.obspm.fr/~cidre/site/CIDRE.html>”
- [10] P. Ricaud, D. Alexandre, B. Barret, E. Le Flochmoën, E. Motte, G. Berthet, F. Lefèvre, and D. Murtagh, “Measurements of mid-stratospheric formaldehyde from the Odin/SMR instrument,” *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 107, no. 1, pp. 91–104, Sep. 2007.
- [11] T. Steck, N. Glatthor, T. von Clarmann, H. Fischer, J. M. Flaud, B. Funke, U. Grabowski, M. Höpfner, S. Kellmann, A. Linden, A. Perrin, and G. P. Stiller, “Retrieval of global upper tropospheric and stratospheric formaldehyde (H₂CO) distributions from high-resolution MIPAS-Envisat spectra,” *Atmospheric Chem. Phys.*, vol. 8, no. 3, pp. 463–470, Feb. 2008.
- [12] G. Dufour, S. Szopa, M. P. Barkley, C. D. Boone, A. Perrin, P. I. Palmer, and P. F. Bernath, “Global upper-tropospheric formaldehyde: seasonal cycles observed by the ACE-FTS satellite instrument,” *Atmospheric Chem. Phys.*, vol. 9, no. 12, pp. 3893–3910, Jun. 2009.
- [13] V. Minier, “Herschel, lumières sur les mondes enfouis de l’Univers,” *Reflets Phys.*, no. 17, pp. 12–16, Dec. 2009.
- [14] European Space Agency [en ligne] : “http://www.esa.int/Our_Activities/Space_Science/Planck/.”
- [15] Planck Collaboration, “Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results,” *Astron. Astrophys.*, vol. 571, p. A1, Nov. 2014.
- [16] C. Kulesa, “Terahertz Spectroscopy for Astronomy: From Comets to Cosmology,” *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, vol. 1, no. 1, pp. 232–240, Sep. 2011.
- [17] K. S. Yngvesson, C. F. Musante, M. Ji, F. Rodriguez, Y. Zhuang, and E. Gerecht, “Terahertz Receiver With NbN Heterodyne Device (TREND) - A Low-Noise Receiver User Instrument For ASTRO At The South Pole,” *12th Int. Symp. Space Terahertz Technol.*, pp. 262–272, 2001.
- [18] D. Auston, K. Cheung, J. Valdmanis, and D. Kleinman, “Cherenkov Radiation from Femtosecond Optical Pulses in Electro-Optic Media,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 53, no. 16, pp. 1555–1558, Oct. 1984.

- [19] A. S. Weling and D. H. Auston, “Novel sources and detectors for coherent tunable narrow-band terahertz radiation in free space,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 13, no. 12, p. 2783, Dec. 1996.
- [20] THz database [en ligne] : “<http://thzdb.org/>.”
- [21] D. M. Slocum, T. M. Goyette, E. J. Slingerland, R. H. Giles, and W. E. Nixon, “Terahertz atmospheric attenuation and continuum effects,” *Proc. SPIE 8716, Terahertz Physics, Devices, and Systems VII: Advanced Applications in Industry and Defense*, 2013, p. 871607.
- [22] M. Naftaly, J. F. Molloy, G. V. Lanski, K. A. Kokh, and Y. M. Andreev, “Terahertz time-domain spectroscopy for textile identification,” *Appl. Opt.*, vol. 52, no. 19, p. 4433, Jul. 2013.
- [23] K. Kawase, H. Hoshina, A. Iwasaki, Y. Sasaki, and T. Shibuya, “Mail screening applications of terahertz radiation,” *Electron. Lett.*, vol. 46, no. 26, p. S66, 2010.
- [24] H.-W. Hübers, “Imaging cw systems at THz frequencies,” *2nd European Summer School on New Trends in Terahertz Imaging (NTTI 2009)*, Paris (29 June – 3 July 2009).
- [25] E. N. Grossman, A. Luukanen, and A. J. Miller, “Terahertz active direct detection imagers,” *Proc. SPIE 5411, Terahertz for Military and Security Applications II*, 2004, pp. 68–77.
- [26] T. Wolf, “Etude de nanojonctions Josephson a haute temperature critique en vue d'applications terahertz,” Manuscrit de thèse, Université Paris VI, 2010.
- [27] J. C. Mather, “Bolometer noise: nonequilibrium theory,” *Appl. Opt.*, vol. 21, no. 6, p. 1125, Mar. 1982.
- [28] B. S. Karasik and A. I. Elantiev, “Noise temperature limit of a superconducting hot-electron bolometer mixer,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, no. 6, p. 853, 1996.
- [29] A. T. Lee, P. L. Richards, S. W. Nam, B. Cabrera, and K. D. Irwin, “A superconducting bolometer with strong electrothermal feedback,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, no. 12, p. 1801, 1996.
- [30] H. Callen and T. Welton, “Irreversibility and Generalized Noise,” *Phys. Rev.*, vol. 83, no. 1, pp. 34–40, Jul. 1951.
- [31] E. Kollberg and K. S. Yngvesson, “Quantum Noise Contribution to the Receiver Noise Temperature of HEB THz Heterodyne Receivers,” *13th Inter Symp Space THz Technol*, pp. 73–84, 2002.
- [32] I. Türer, A. F. Dégardin, and A. J. Kreisler, “UWB Antennas for CW Terahertz Imaging: Geometry Choice Criteria,” in *Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics 10*, F. Sabath and E. L. Mokole, Eds. New York, NY: Springer New York, 2014, pp. 463–472.
- [33] A. Gaugue, “Bolomètres supraconducteurs à haute Tc: étude des paramètres électromagnétiques, thermique et électriques en infrarouge moyen et en ondes submillimétriques,” Manuscrit de thèse, Université Paris VI, 1998.
- [34] R. G. Ladret, A. F. Degardin, and A. J. Kreisler, “Nanopatterning and Hot Spot Modeling of YBCO Ultrathin Film Constrictions for THz Mixers,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 23, no. 3, pp. 2300305–2300305, Jun. 2013.
- [35] J. C. Mather, “Bolometer noise: nonequilibrium theory,” *Appl. Opt.*, vol. 21, no. 6, p. 1125, Mar. 1982.
- [36] V. A. Schklovski, *Sov Phys-Solid State FTT*, vol. 17, p. 3076, 1975.
- [37] Walther-Meißner-Institut - “Applied Superconductivity Courses” par R. Gross [en ligne] : “<http://www.wmi.badw.de/teaching/Lecturenotes/index.html>”.
- [38] G. N. G. E. M. Gershenzon, Y. P. G. I.G. Gogidze, D. S. K. A.T. Elant’ev, and A.D. Semenov, “Millimeter and submillimeter range mixer based on electron heating of superconducting films in the resistive state,” *Supercond. Sov.*, vol. 3, pp. 2143–2160, 1990.
- [39] D. E. Prober, “Superconducting terahertz mixer using a transition-edge microbolometer,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, no. 17, p. 2119, 1993.

- [40] R. A. Wyss, B. S. Karasik, W. R. McGrath, B. Bumble, and H. G. LeDuc, “Noise and Bandwidth Measurements of Diffusion-Cooled Nb Hot-Electron Bolometer Mixers at Frequencies Above the Superconductive Energy Gap,” *Proceeding 10th Int. Symp. Space Terahertz Technol.*, pp. 215–228, 1999.
- [41] B. S. Karasik, K. S. Il’in, E. V. Pechen, and S. I. Krasnosvobodtsev, “Diffusion cooling mechanism in a hot-electron NbC microbolometer mixer,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, no. 16, p. 2285, 1996.
- [42] I. Siddiqi, A. Verevkin, D. E. Prober, A. Skalare, W. R. McGrath, P. M. Echternach, and H. G. LeDuc, “Heterodyne mixing in diffusion-cooled superconducting aluminum hot-electron bolometers,” *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 7, p. 4646, 2002.
- [43] O. Harnack, B. Karasik, W. McGrath, A. Kleinsasser, and J. Barner, “Submicron-long HTS hot-electron mixers,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 12, no. 11, pp. 850–852, Nov. 1999.
- [44] S. I. Cherednichenko, P. A. Yagoubov, K. Il’in, G. N. Gol’tsman, and E. Gershenson, “Large bandwidth of NbN phonon-cooled hot-electron bolometer mixers on sapphire substrates,” *Eighth Int. Symp. Space Terahertz Technol.*, pp. 245–252, 1997.
- [45] H. Ekström, E. Kollberg, P. Yagoubov, G. Gol’tsman, E. Gershenson, and S. Yngvesson, “Gain and noise bandwidth of NbN hot-electron bolometric mixers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, no. 24, p. 3296, 1997.
- [46] K. S. Il’in, M. Lindgren, M. Currie, A. D. Semenov, G. N. Gol’tsman, R. Sobolewski, S. I. Cherednichenko, and E. M. Gershenson, “Picosecond hot-electron energy relaxation in NbN superconducting photodetectors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no. 19, p. 2752, 2000.
- [47] P. Pütz, C. E. Honingh, K. Jacobs, M. Justen, M. Schultz, and J. Stutzki, “Terahertz hot electron bolometer waveguide mixers for GREAT,” *Astron. Astrophys.*, vol. 542, p. L2, Jun. 2012.
- [48] D. Cunnane, J. H. Kawamura, M. A. Wolak, N. Acharya, T. Tan, X. X. Xi, and B. S. Karasik, “Characterization of MgB₂ Superconducting Hot Electron Bolometers,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 25, no. 3, pp. 1–6, Jun. 2015.
- [49] M. Lindgren, M. Currie, C. Williams, T. Y. Hsiang, P. M. Fauchet, R. Sobolewski, S. H. Moffat, R. A. Hughes, J. S. Preston, and F. A. Hegmann, “Intrinsic picosecond response times of Y–Ba–Cu–O superconducting photodetectors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 6, p. 853, 1999.
- [50] K. S. Il’in and M. Siegel, “Microwave mixing in microbridges made from YBaCuO thin films,” *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no. 1, p. 361, 2002.
- [51] A. Adam, A. Gaugue, C. Ulysse, A. Kreisler, and C. Boulanger, “Three-temperature model for hot electron superconducting bolometers based on high-T_c superconductor for terahertz applications,” *IEEE Trans. Applied Supercond.*, vol. 13, no. 2, pp. 155–159, Jun. 2003.
- [52] B. S. Karasik and A. I. Elantiev, “Analysis of the noise performance of the hot-electron superconducting bolometer mixer,” *Sixth Int Symp. Space Terahertz Technol.*, 1995.
- [53] H.-W. Huebers, A. Semenov, J. Schubert, G. N. Gol’tsman, B. M. Voronov, E. M. Gershenson, A. Krabbe, and H.-P. Roeser, “NbN hot-electron bolometer as THz mixer for SOFIA,” *Proc. SPIE 4014, Airborne Telescope Systems*, 2000, pp. 195–202.
- [54] S. Cherednichenko, V. Drakinskiy, T. Berg, P. Khosropanah, and E. Kollberg, “Hot-electron bolometer terahertz mixers for the Herschel Space Observatory,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 79, no. 3, p. 034501, 2008.
- [55] A. Skalare, P. M. Echternach, H. G. LeDuc, I. Siddiqi, A. Verevkin, and D. E. Prober, “Aluminum hot-electron bolometer mixers at submillimeter wavelengths,” *11th Int. Symp. Space Terahertz Technol.*, 2000.

- [56] B. S. Karasik, W. R. McGrath, and R. A. Wyss, "Optimal choice of material for HEB superconducting mixers," *IEEE Trans. Applied Supercond.*, vol. 9, no. 2, pp. 4213–4216, Jun. 1999.
- [57] E. M. Gershenzon, M. E. Gershenzon, G. N. Gol'tsman, A. D. Semenov, and A. V. Sergeev, "Heating of quasiparticles in a superconducting film in the resistive state," *JETP Lett.*, vol. 34, no. 5, pp. 268–271, 1981.
- [58] B. M. Voronov, E. M. Gershenzon, G. N. Gol'tsman, and I. G. Goghidze, "Superconducting NbN film picosecond-range detector sensitive to radiation in the spectral interval ranging from millimeter wavelengths to visible light," *Supercond. Phys. Chem. Technol.*, vol. 5, pp. 960–965, 1992.
- [59] Y. P. Gousev, A. D. Semenov, E. V. Pechen, A. V. Varlashkin, R. S. Nebosis, and K. F. Renk, "Coupling of terahertz radiation to a high-Tc superconducting hot electron bolometer mixer," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, no. 5, p. 691, 1996.
- [60] C. E. Tong, J. Stern, K. Megerian, H. G. LeDuc, T. K. Sridharan, H. Gibson, and R. Blundell, "A Low-noise NbTiN Hot Electron Bolometer Mixer," *12th Int. Symp. Space Terahertz Technol.*, pp. 253–261, 2001.
- [61] S. Cherednichenko, V. Drakinskiy, K. Ueda, and M. Naito, "Terahertz mixing in MgB₂ microbolometers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, no. 2, p. 023507, 2007.
- [62] B. Bumble and H. G. LeDuc, "Fabrication of a diffusion cooled superconducting hot electron bolometer for THz mixing applications," *IEEE Trans. Applied Supercond.*, vol. 7, no. 2, pp. 3560–3563, Jun. 1997.
- [63] J. Kawamura, R. Blundell, C. E. Tong, D. C. Papa, T. R. Hunter, G. N. Gol'tsman, S. I. Cherednichenko, B. M. Voronov, E. M. Gershenzon, "First light with an 800 GHz phonon-cooled HEB mixer receiver," *Proc. Ninth Int. Symp. on Space Terahertz Tech.*, pp. 35–43, 1998.
- [64] M. J. Burns, A. W. Kleinsasser, K. A. Delin, R. P. Vasquez, B. S. Karasik, W. R. McGrath, and M. C. Gaidis, "Fabrication of high-Tc hot-electron bolometric mixers for terahertz applications," *IEEE Trans. Applied Supercond.*, vol. 7, no. 2, pp. 3564–3567, Jun. 1997.
- [65] C.-T. Li, B. S. Deaver, M. Lee, R. M. Weikle, R. A. Rao, and C. B. Eom, "Low power submillimeter-wave mixing and responsivity properties of YBa₂Cu₃O₇ hot-electron bolometers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 11, p. 1558, 1997.
- [66] C.-T. Li, B. S. Deaver, M. Lee, R. M. Weikle, R. A. Rao, and C. B. Eom, "Gain bandwidth and noise characteristics of millimeter-wave YBa₂Cu₃O₇ hot-electron bolometer mixers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 12, p. 1727, 1998.
- [67] M. Lee, C. T. Li, B. S. Deaver, Jr., R. M. Weikle II, R. A. Rao, and C.-B. Eom, "Nonlinear THz Mixing in YBa₂Cu₃O₇ Thin Film Hot Electron Bolometers," *Proc. SPIE 3481, Superconducting and Related Oxides: Physics and Nanoengineering III*, 1998, pp. 448–456.
- [68] M. Lee, C. Richard, and T. Li, "Wide Bandwidth Far-Infrared Mixing using a High-Tc Superconducting Bolometer," *Proceeding Space Terahertz Electron.*, 2000.
- [69] A. Gaugue, C. Ulysse, A. Adam, G. Beaudin, and A. Kreisler, "High-Tc hot electron superconducting bolometer for terahertz applications," *Phys. C Supercond.*, vol. 372–376, pp. 383–386, Aug. 2002.
- [70] M. Aurino, A. J. Kreisler, I. Türer, A. Martinez, A. Gensbittel, and A. F. Dégardin, "YBCO hot-electron bolometers dedicated to THz detection and imaging: Embedding issues," *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 234, no. 4, p. 042002, Jun. 2010.

- [71] R. G. Ladret, A. F. Dégardin, and A. J. Kreisler, “High-Tc micro and nano-constrictions modeling: hot spot approach for DC characteristics and HEB THz mixer performance,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 507, no. 4, p. 042020, May 2014.
- [72] F. Rönnung, S. Cherednichenko, D. Winkler, and G. N. Gol’tsman, “A nanoscale YBCO mixer optically coupled with a bow tie antenna,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 12, no. 11, pp. 853–855, Nov. 1999.
- [73] S. I. Cherednichenko, A. Hammar, S. Bevilacqua, V. N. Drakinski, and J. Stake, “Wideband THz detectors based on YBCO thin films at 77K and at room temperature,” *6th ESA Workshop Millimetre-Wave Technol. Appl.*, 2011.
- [74] D. Rall, P. Probst, M. Hofherr, S. Wunsch, K. Il’in, U. Lemmer, and M. Siegel, “Energy relaxation time in NbN and YBCO thin films under optical irradiation,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 234, no. 4, p. 042029, Jun. 2010.
- [75] C. Peroz, A. F. Degardin, J.-C. Villegier, and A. J. Kreisler, “Fabrication and Characterization of Ultrathin PBCO/YBCO/PBCO Constrictions for Hot Electron Bolometer THz Mixing Application,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 17, no. 2, pp. 637–640, Jun. 2007.
- [76] J. Kermorvant, C. Jacominus van der Beek, J.-C. Mage, B. Marcilhac, Y. Lemaître, J. Briatico, R. Bernard, and J. Villegas, “Joule heating and high frequency nonlinear effects in the surface impedance of high T_c superconductors,” *J. Appl. Phys.*, vol. 106, no. 2, p. 023912, 2009.
- [77] Ceraco ceramic coating GmbH [en ligne] “<http://www.ceraco.de/hts-films/>.”
- [78] A. J. Kreisler and A. Gaugue, “Recent progress in high-temperature superconductor bolometric detectors: from the mid-infrared to the far-infrared (THz) range,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 13, no. 8, pp. 1235–1245, Aug. 2000.
- [79] Y. P. Gousev, A. D. Semenov, R. S. Nebosis, E. V. Pechen, A. V. Varlashkin, and K. F. Renk, “Broad-band coupling of THz radiation to an hot-electron bolometer mixer,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 9, no. 9, pp. 779–787, Sep. 1996.
- [80] C.-T. Li, B. S. Deaver, M. Lee, R. M. Weikle, R. A. Rao, and C. B. Eom, “Gain bandwidth and noise characteristics of millimeter-wave YBa₂Cu₃O₇ hot-electron bolometer mixers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 12, p. 1727, 1998.
- [81] D. J. Hayton, J. L. Kloosterman, Y. Ren, T. Y. Kao, J. R. Gao, T. M. Klapwijk, Q. Hu, C. K. Walker, and J. L. Reno, “A 4.7THz heterodyne receiver for a balloon borne telescope,” in *Proc. SPIE 9153, Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VII*, p. 91531R 2014.
- [82] B. S. Karasik, W. R. McGrath, and M. C. Gaidis, “Analysis of a high-Tc hot-electron superconducting mixer for terahertz applications,” *J. Appl. Phys.*, vol. 81, no. 3, p. 1581, 1997.
- [83] Y. Koyama, R. Sekiguchi, and T. Ouchi, “Oscillations up to 1.40 THz from Resonant-Tunneling-Diode-Based Oscillators with Integrated Patch Antennas,” *Appl. Phys. Express*, vol. 6, no. 6, p. 064102, Jun. 2013.
- [84] H. Eisele, M. Naftaly, and R. Kamoua, “Generation of submillimeter-wave radiation with GaAs TUNNETT diodes and InP gunn devices in a second or higher harmonic mode,” *12th International Conference on Terahertz Electronics*, 2004, pp. 117–118.
- [85] H. Eisele, “355 GHz oscillator with GaAs TUNNETT diode,” *Electron. Lett.*, vol. 41, no. 6, p. 329, 2005.
- [86] H. G. Yu, S. Jeon, S. H. Choi, and M. Kim, “300 GHz InP HBT amplifier with 10 mW output power,” *Electron. Lett.*, vol. 50, no. 5, pp. 377–379, Feb. 2014.

- [87] A. Acharyya, S. Banerjee, and J. P. Barnerjee, "Calculation of avalanche response time for determining the high frequency performance limitation of IMPATT devices." *Journal of Electron Devices*, Vol. 12, 2012, pp. 756-760
- [88] H. Eisele, "480 GHz oscillator with an InP Gunn device," *Electron. Lett.*, vol. 46, no. 6, p. 422, 2010.
- [89] J. C. Pearson, B. J. Drouin, A. Maestrini, I. Mehdi, J. Ward, R. H. Lin, S. Yu, J. J. Gill, B. Thomas, C. Lee, G. Chattopadhyay, E. Schlecht, F. W. Maiwald, P. F. Goldsmith, and P. Siegel, "Demonstration of a room temperature 2.48–2.75 THz coherent spectroscopy source," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 82, no. 9, p. 093105, 2011.
- [90] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, "Quantum Cascade Laser," *Science*, vol. 264, no. 5158, pp. 553–556, Apr. 1994.
- [91] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, and F. Rossi, "Terahertz semiconductor-heterostructure laser," *Nature*, vol. 417, no. 6885, pp. 156–159, May 2002.
- [92] R. Kazarinov and R. Suris, "Possible amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice," *Sov Phys Semicond.*, vol. 5, pp. 707–709, 1971.
- [93] Q. Lu, D. Wu, S. Sengupta, S. Slivken, and M. Razeghi, "Room temperature continuous wave, monolithic tunable THz sources based on highly efficient mid-infrared quantum cascade lasers," *Sci. Rep.*, vol. 6, p. 23595, 2016.
- [94] F. Pallas, "Etude theorique et experimentale du fonctionnement bifrequence de microlasers continus et impulsionnels pour la generation d'ondes RF et THz," Manuscrit de thèse, Université de Grenoble, 2012.
- [95] Cavendish Laboratory - Department of Physics [en ligne] : "<http://www.phy.cam.ac.uk/research/research-groups/sp/terahertz>."
- [96] Y. Jiang, K. Vijayraghavan, S. Jung, F. Demmerle, G. Boehm, M. C. Amann, and M. A. Belkin, "External cavity terahertz quantum cascade laser sources based on intra-cavity frequency mixing with 1.2–5.9 THz tuning range," *J. Opt.*, vol. 16, no. 9, p. 094002, Sep. 2014.
- [97] M. Razeghi, "Quantum cascade lasers for IR and THz spectroscopy," *SPIE Newsroom*, Dec. 2013.
- [98] P. Ridoux, "Etalonnage au LNE des thermomètres infrarouges à émissivité fixe." 12e Congrès international de métrologie, Lyon, France, 2005.
- [99] Sciencetech Inc. [en ligne] : "http://173.201.7.110/en/catalog/120/thz_spectroscopy/SPS300."
- [100] A. Levanon, Y. Yitzhaky, N. S. Kopeika, D. Rozban, and A. Abramovich, "Real time three-dimensional space video rate sensors for millimeter waves imaging based very inexpensive plasma LED lamps," *Proc. SPIE 9252, Millimetre Wave and Terahertz Sensors and Technology VII*, 2014, p. 925206.
- [101] P. Anderson and J. Rowell, "Probable Observation of the Josephson Superconducting Tunneling Effect," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 10, no. 6, pp. 230–232, Mar. 1963.
- [102] Y. Uzawa, W. Wang, and A. Kawakami, "Performances of quasi-optical terahertz SIS mixers with NbN/Aln/NbN tunnel junctions and NbN tuning circuits," *Present. ISEC97 Berl.*, p. p135, 1997.
- [103] A. Sentz, Q. P. Pham, M. Mediouni, and A. Kreisler, "Theoretical and experimental evaluation of Schottky detectors up to 10 THz," *IEEE Proc. 16th Intl Conf on Infrared and Millimeter Waves*, p. 640, 1991.

- [104] N. Oda, A. W. M. Lee, T. Ishi, I. Hosako, and Q. Hu, “Proposal for real-time terahertz imaging system with palm-size terahertz camera and compact quantum cascade laser,” *Proc. SPIE 8363, Terahertz Physics, Devices, and Systems VI: Advanced Applications in Industry and Defense*, 2012, p. 83630A–83630A–13.
- [105] A. Rogalski and F. Sizov, “Terahertz detectors and focal plane arrays,” *Opto-Electron. Rev.*, vol. 19, no. 3, pp. 346–404, Sep. 2011.
- [106] X. Galiano, A. F. Degardin, V. S. Jagtap, and A. J. Kreisler, “Fast pyroelectric response of semiconducting YBaCuO detectors with high IR sensitivity; development of THz imaging arrays,” *40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves*, 2015, *IEEE Proc.* DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2015.7327488](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2015.7327488).
- [107] J.-B. Chévrier, K. Baert, T. Slater, and A. Verbist, “Micromachined infrared pneumatic detector for gas sensor,” *Microsyst. Technol.*, vol. 1, no. 2, pp. 71–74, Mar. 1995.
- [108] T. W. Kenny, J. K. Reynolds, J. A. Podosek, E. C. Vote, L. M. Miller, H. K. Rockstad, and W. J. Kaiser, “Micromachined infrared sensors using tunneling displacement transducers,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 67, no. 1, p. 112, 1996.
- [109] O. Ajakaiye, J. Grade, C. Shin, and T. Kenny, “Wafer-scale fabrication of infrared detectors based on tunneling displacement transducers,” *Sens. Actuators Phys.*, vol. 134, no. 2, pp. 575–581, Mar. 2007.
- [110] Image de la cellule de Golay [en ligne] : “http://en.wikipedia.org/wiki/Golay_cell” .
- [111] P. L. Richards, “Bolometers for infrared and millimeter waves,” *J. Appl. Phys.*, vol. 76, no. 1, p. 1, 1994.
- [112] D. Rosenberg, A. Lita, A. Miller, and S. Nam, “Noise-free high-efficiency photon-number-resolving detectors,” *Phys. Rev. A*, vol. 71, no. 6, Jun. 2005.
- [113] A. M. Kadin and M. W. Johnson, “Nonequilibrium photon-induced hotspot: A new mechanism for photodetection in ultrathin metallic films,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, no. 25, p. 3938, 1996.
- [114] G. N. Gol’tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, and R. Sobolewski, “Picosecond superconducting single-photon optical detector,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, no. 6, p. 705, 2001.
- [115] A. D. Semenov, G. N. Gol’tsman, and A. A. Korneev, “Quantum detection by current carrying superconducting film,” *Phys. C Supercond.*, vol. 351, no. 4, pp. 349–356, Apr. 2001.
- [116] A. Korneev, P. Kouminov, V. Matvienko, G. Chulkova, K. Smirnov, B. Voronov, G. N. Gol’tsman, M. Currie, W. Lo, K. Wilsher, J. Zhang, W. Słysz, A. Pearlman, A. Verevkin, and R. Sobolewski, “Sensitivity and gigahertz counting performance of NbN superconducting single-photon detectors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, no. 26, p. 5338, 2004.
- [117] Cardiff University - Detector Research [en ligne] : “<http://www.astro.cardiff.ac.uk/research/astro/instr/researchareas/detectors>” .
- [118] L. Kuzmin, “Ultimate Cold-Electron Bolometer with Strong Electrothermal Feedback,” *Proc. of SPIE conference, vol 5498*, pp. 349–361, 2004.
- [119] M. Tarasov, L. Kuzmin, N. Kaurova, E. Otto, G. Yassin, and P. de Bernardis, “Cold-Electron Bolometer Array Integrated with a 350 GHz Cross-Slot Antenna,” *21st International Symposium on Space Terahertz Technology, Oxford, 2010*.
- [120] R. V. Sudiwala, B. Maffei, M. J. Griffin, C. V. Haynes, P. A. R. Ade, R. S. Bhatia, A. D. Turner, J. J. Bock, A. E. Lange, and J. W. Beeman, “Evaluation of prototype 100mK bolometric detector for Planck Surveyor,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.*, vol. 444, no. 1–2, pp. 408–412, Apr. 2000.

- [121] J. Madéo, “Spectroscopie dans le domaine temporel et non-linéarités optiques résonantes des lasers à cascade quantique térahertz,” Manuscrit de thèse, Université Paris VI, 2011.
- [122] C. M. Watts, D. Shrekenhamer, J. Montoya, G. Lipworth, J. Hunt, T. Sleasman, S. Krishna, D. R. Smith, and W. J. Padilla, “Terahertz compressive imaging with metamaterial spatial light modulators,” *Nat. Photonics*, vol. 8, no. 8, pp. 605–609, Jun. 2014.
- [123] D. Becker, C. Gentry, P. Ade, J. Beall, H.-M. Cho, S. Dicker, W. Duncan, M. Halpern, G. Hilton, K. Irwin, P. Lowell, M. Niemack, N. Paulter, C. Reintsema, F. Schima, R. Schwall, and C. Tucker, “High-resolution passive video-rate imaging at 350 GHz,” *Proc. SPIE 8022, Passive Millimeter-Wave Imaging Technology XIV*, 2011, pp. 802206–802206–9.
- [124] T. Furuya, E. S. Estacio, K. Horita, C. T. Que, K. Yamamoto, F. Miyamaru, S. Nishizawa, and M. Tani, “Fast-Scan Terahertz Time Domain Spectrometer Based on Laser Repetition Frequency Modulation,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 52, no. 2R, p. 022401, Feb. 2013.
- [125] NEC - Terahertz Imager - IR/V-T0831 [en ligne] : “<http://www.nec.com/en/global/prod/terahertz/>”.
- [126] G. C. Trichopoulos, K. Topalli, H. L. Mosbacker, and K. Sertel, “A THz camera for real-time imaging applications,” *Proceedings of the 2011 IEEE National Aerospace and Electronics Conference*, 2011, pp. 11–12.
- [127] U. R. Pfeiffer and E. Ojefors, “Terahertz imaging with CMOS/BiCMOS process technologies,” *Proceedings of the ESSCIRC*, 2010, pp. 52–60.
- [128] L. E. Marchese, M. Terroux, M. Bolduc, M. Cantin, O. Martin, N. Desnoyers, and A. Bergeron, “A 0.1 Megapixel THz Camera with 17 Degree Field of View for Large Area Single Shot Imaging,” *Proc IRMMW-THz 2014*, 2014.
- [129] F. Simoens, “THz Spectro-Imaging Applied to Explosives and Illicit Agent Detection.” LETI innovation days - presentation, 2013.
- [130] H.-W. Hübers, A. D. Semenov, H. Richter, and U. Böttger, “Terahertz imaging system for stand-off detection of threats,” 2007, p. 65490A–65490A–7.
- [131] R. W. McMillan, “TERAHERTZ IMAGING, MILLIMETER-WAVE RADAR,” in *Advances in Sensing with Security Applications*, vol. 2, J. Byrnes and G. Ostheimer, Eds. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2006, pp. 243–268.
- [132] T. Williams, “Passive Millimeter-Wave Imaging for Security.” *High Frequency Design Homeland Security*, 2010, pp 34–40.
- [133] C. Mann, “A compact real time passive terahertz imager,” *Proc. SPIE 6211, Passive Millimeter-Wave Imaging Technology IX*, 2006, p. 62110E–62110E–5.
- [134] N. V. Petrov, A. A. Gorodetsky, and V. G. Bespalov, “Holography and phase retrieval in terahertz imaging,” *Proc. SPIE 8846, Terahertz Emitters, Receivers, and Applications IV*, 2013, p. 88460S.
- [135] The National Institute of Standards and Technology (NIST) - Terahertz Imaging and Sources [en ligne] : “http://www.nist.gov/pml/div686/sources_detectors/terahertz.cfm”.
- [136] H.-W. Hübers, J. Schubert, A. Krabbe, M. Birk, G. Wagner, A. Semenov, G. Gol’tsman, B. Voronov, and E. Gershenzon, “Parylene anti-reflection coating of a quasi-optical hot-electron-bolometric mixer at terahertz frequencies,” *Infrared Phys. Technol.*, vol. 42, no. 1, pp. 41–47, Feb. 2001.
- [137] H. M. Künzle (2010) Indoor Relative Humidity in Residential Buildings - A Necessary Boundary Condition to Assess the Moisture Performance of Building Envelope Systems.
- [138] Meteociel.fr - humidité relative [en ligne] : “<http://www.meteociel.fr/observations-meteo/humi.php>”.

Chapitre II – Supraconductivité et transition résistive térahertz

Sommaire

Chapitre II – Supraconductivité et transition résistive térahertz	51
Sommaire	51
II.1 Propriétés de la supraconductivité.....	52
II.1.1 Résistance nulle	52
II.1.2 Anomalie de chaleur spécifique.....	52
II.1.3 Comportement diamagnétique : l'effet Meissner.....	53
II.2 Grandeurs critiques et supraconductivité de type I et de type II	54
II.2.1 Température critique	54
II.2.2 Champ magnétique critique	55
II.2.3 Densité de courant critique	56
II.2.4 Relations entre les grandeurs critiques.....	56
II.3 Modèles et théories de la supraconductivité.....	57
II.3.1 Modèle de Gorter et Casimir.....	57
II.3.2 Théorie de London.....	57
II.3.3 Théorie de Ginzburg-Landau.....	57
II.3.4 Théorie BCS.....	57
II.4 Les cuprates SHTC et YBaCuO	58
II.4.1 Présentation.....	58
II.4.2 Le cristal d'YBaCuO	59
II.4.3 Propriétés résistives d'YBaCuO	60
II.4.3.1 – Modélisation de la transition résistive.....	61
II.4.3.2 – Influence du champ magnétique et de la densité de courant sur la transition résistive.	62
II.4.4 Propriétés en courant alternatif : modèle à deux fluides	64
II.4.4.1 – Densité de courant normal	65
II.4.4.2 – Densité de courant supraconducteur	65
II.4.4.3 – Densité de courant totale.....	65
II.4.5 Modèle à deux fluides dispersifs.....	66
II.4.6 Transition résistive en courant alternatif.....	68
II.5 Conclusion.....	71
Références.....	72

Chapitre II – Supraconductivité et transition résistive térahertz

II.1 Propriétés de la supraconductivité

La supraconductivité (*superconductivity*) est le terme qui désigne l'état physique que peuvent acquérir certains matériaux conducteurs regroupant des propriétés électriques et magnétiques particulières. La supraconductivité prend effet lorsque ces matériaux sont refroidis en dessous d'une température, dite "température critique" et notée T_c (en l'absence de champ magnétique et de densité de courant). Un matériau supraconducteur doit vérifier les trois propriétés physiques présentées ci-dessous.

II.1.1 Résistance nulle

Cette propriété est la première découverte pour les supraconducteurs. En dessous de la température T_c , la résistance du matériau diminue rapidement et s'annule. Ce comportement est appelé la transition résistive supraconductrice. La première observation de cette transition date du 8 avril 1911, et résulte de l'expérience de mesure de la résistance du mercure par H. Kamerlingh Onnes et G. Holst [1] (fig. II.1).

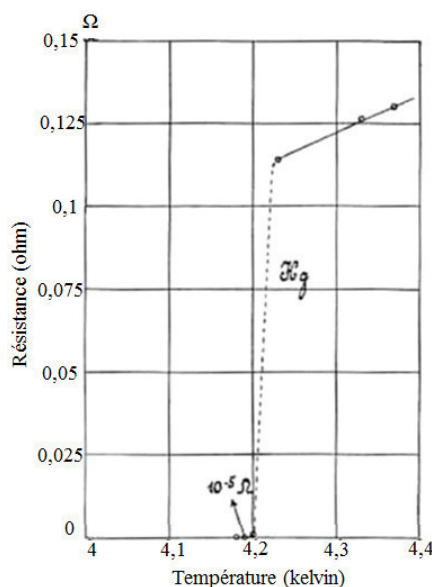


Figure II.1 : Transition supraconductrice du mercure à 4,2 K. La note dans le cahier de H. K. Onnes indique : "*Kwik nagenoeg nul*" ("Mercure pratiquement zéro") [2].

II.1.2 Anomalie de chaleur spécifique

La transition supraconductrice définit le passage abrupt du désordre vers l'ordre, donc une diminution d'entropie dans l'état supraconducteur. Ce changement se reflète dans l'augmentation de la chaleur spécifique (en l'absence de champ magnétique extérieur appliqué, fig. II.2), et a été observé pour la première fois par W. H. Keesom en 1932 et publié en 1934 [3].

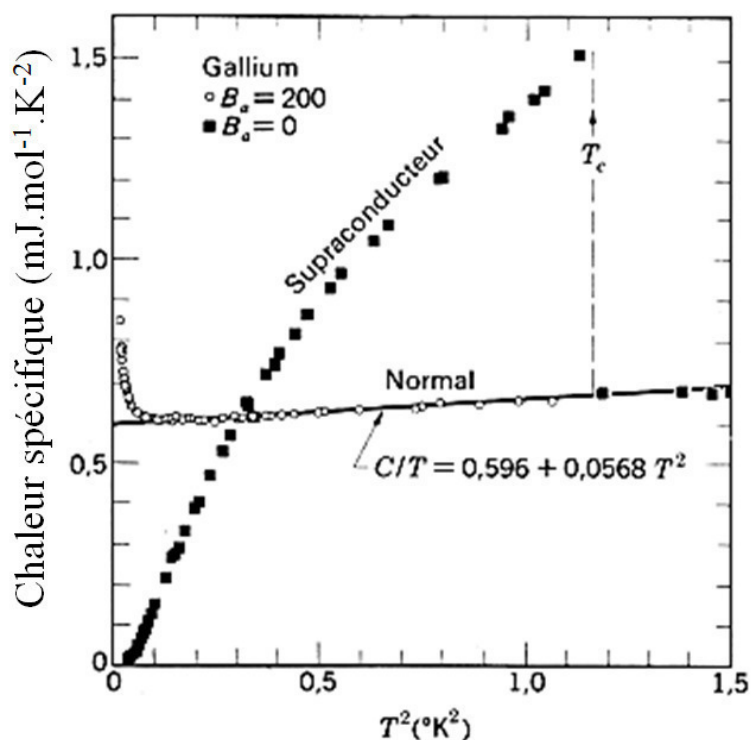


Figure II.2 : Saut de chaleur spécifique à $T = T_c$ [3].

II.1.3 Comportement diamagnétique : l'effet Meissner

La troisième propriété caractéristique d'un matériau supraconducteur est l'expulsion totale des lignes d'induction magnétique B en présence d'un champ magnétique externe H . Ce phénomène, découvert par W. Meissner et R. Ochsenfeld [4] en 1933, identifie les conditions sous lesquelles un supraconducteur est un diamagnétique parfait. Cet écrantage magnétique est dû à des supercourants de surface induits, qui circulent sur une profondeur λ_L , dite profondeur de pénétration de London, et produisent un champ magnétique interne qui compense le champ magnétique extérieur (fig. II.3).

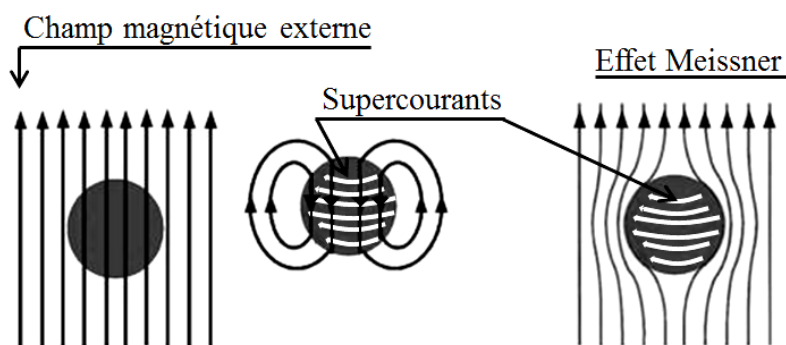


Figure II.3 : À gauche, le champ magnétique externe seul. Au centre, le supercourant du supraconducteur et le champ magnétique associé. À droite, l'effet Meissner, résultat de la compensation parfaite du champ magnétique externe par le champ associé aux supercourants.

II.2 Grandeurs critiques et supraconductivité de type I et de type II

Un matériau dans l'état supraconducteur peut retourner dans l'état normal si un champ magnétique extérieur excède le champ magnétique critique H_c ou si la densité de courant le parcourant excède la densité de courant de transport critique J_c . T_c , H_c et J_c sont couramment appelées grandeurs critiques. Elles diffèrent selon les matériaux considérés et aussi selon la qualité de fabrication pour un matériau donné. Les trois grandeurs critiques sont liées : à une température donnée, le champ magnétique critique augmente lorsque la densité de courant appliquée diminue. Ce comportement peut être représenté par un diagramme de phases à trois dimensions dans un repère (T, H, J) , cf. fig. II.4. Par usage, on dénomme aussi "champ magnétique critique" l'induction B_c (en tesla) = $\mu_0 \cdot H_c$ (en A/m).

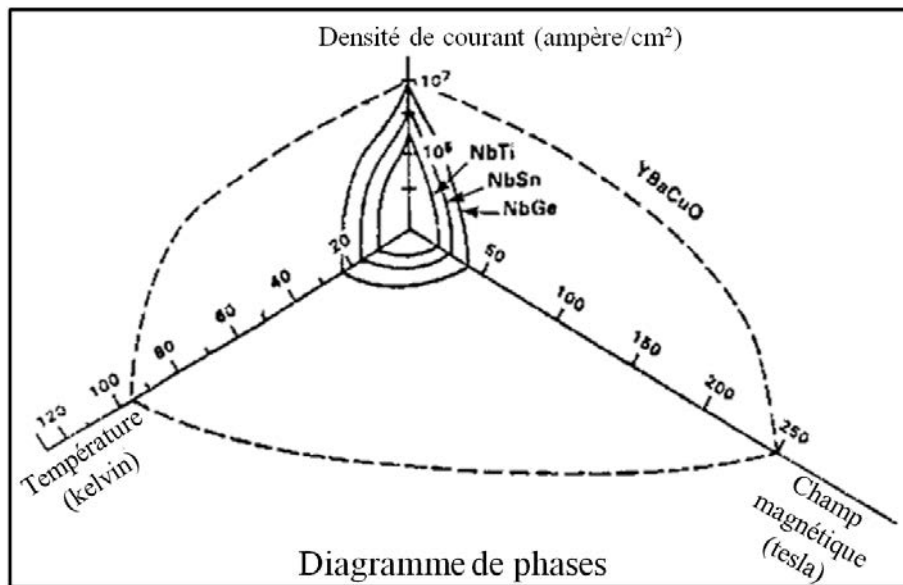


Figure II.4 : Diagrammes de phases de quelques supraconducteurs.

II.2.1 Température critique

Ce paramètre est le plus intuitif et le plus connu de la supraconductivité. De nos jours, la température critique maximale mesurée à pression normale est de 138 K dans un cuprate de mercure dopé au thallium. Une si haute T_c est un progrès récent : en 1986, la découverte de la famille des cuprates supraconducteurs par A. Müller et G. Bednorz [5] a permis de dépasser la limite théorique d'une T_c de 30 K, fixée par la théorie de J. Bardeen, L. Cooper et J. R. Schrieffer (BCS) de la supraconductivité (explicitée dans la suite, §II.3.4) [6]. Typiquement, les supraconducteurs dépassant 30 K sont appelés des "supraconducteurs à haute température critique" (SHTC) et ils s'opposent aux "supraconducteurs à basse température critique" (SBTC). D'autres familles de SHTC se sont révélées depuis, tels que les supraconducteurs à base de carbone (Fullerène, $RbCs_3C_{60}$, $T_c = 38$ K), les supraconducteurs pnictides ($SmFeAs(O,F)$, $T_c = 56$ K) et le MgB_2 ($T_c = 39$ K), comme indiqué en figure II.5.

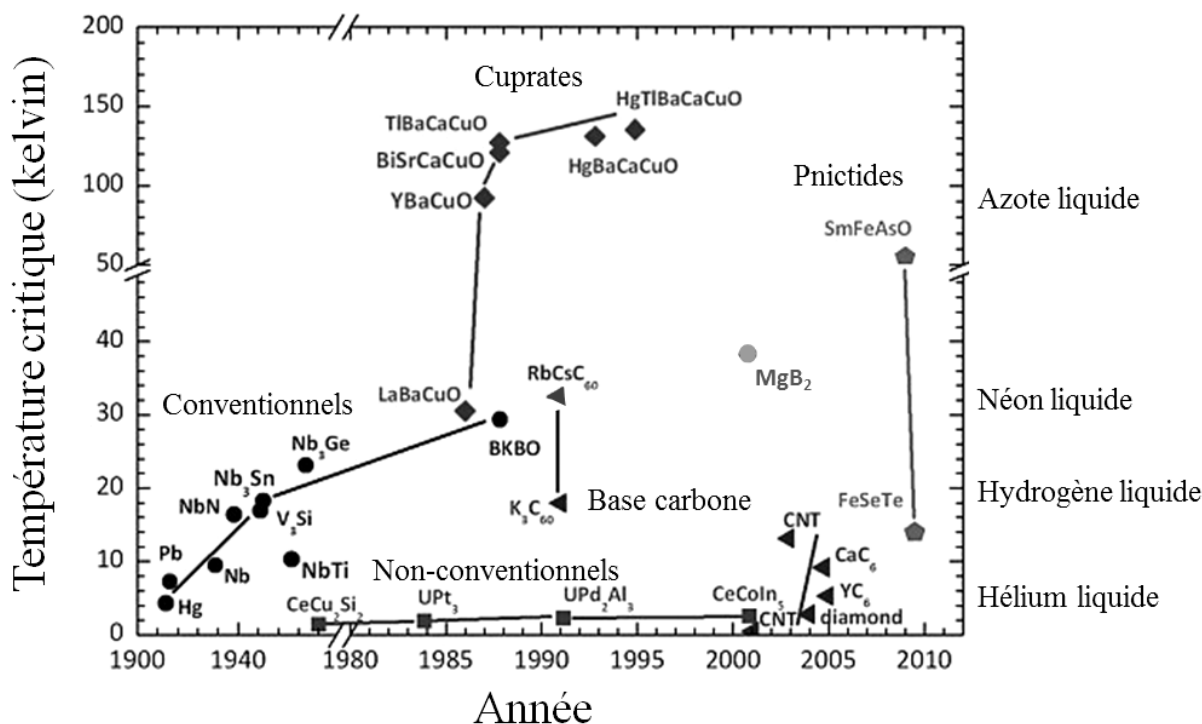


Figure II.5 : Évolution des températures critiques au fil des découvertes.

II.2.2 Champ magnétique critique

La supraconductivité peut être détruite en présence d'un champ magnétique trop élevé. Cependant, les supraconducteurs soumis à un champ magnétique peuvent présenter deux comportements différents. Cela fait intervenir la profondeur de pénétration de London λ_L et la longueur de cohérence du supraconducteur ξ .

Un supraconducteur de type I vérifie la relation $\xi > \lambda_L \sqrt{2}$. Cette relation assure que, tant que la supraconductivité est présente, le champ magnétique ne peut pénétrer le supraconducteur de type I que sur une épaisseur λ_L . C'est dans cette épaisseur, à la surface du supraconducteur, que circulent les supercourants d'écrantage qui donnent lieu à l'effet Meissner.

Un supraconducteur de type II vérifie la relation $\xi < \lambda_L \sqrt{2}$. Dans ce cas, lorsque le champ magnétique atteint une première valeur H_{c1} , il pénètre partiellement le supraconducteur et induit l'apparition d'un nouvel état : l'état mixte. Si le champ magnétique continue d'augmenter et dépasse la valeur H_{c2} , la pénétration du champ magnétique est complète et la supraconductivité est détruite (fig. II.6). En dessous de H_{c1} , le comportement est analogue à celui des supraconducteurs de type I. Dans l'état mixte, le flux magnétique qui pénètre dans le matériau suit des tubes de flux élémentaires de rayon ξ , appelés vortex. Chaque vortex transporte un flux élémentaire $\Phi_0 = h/(2e) = 2 \times 10^{-15}$ Wb. Le vortex peut être présenté comme un tourbillon de supercourants au sein duquel le matériau est normal. Les vortex peuvent être visuellement mis en évidence en étalant une poudre magnétique sur le supraconducteur.

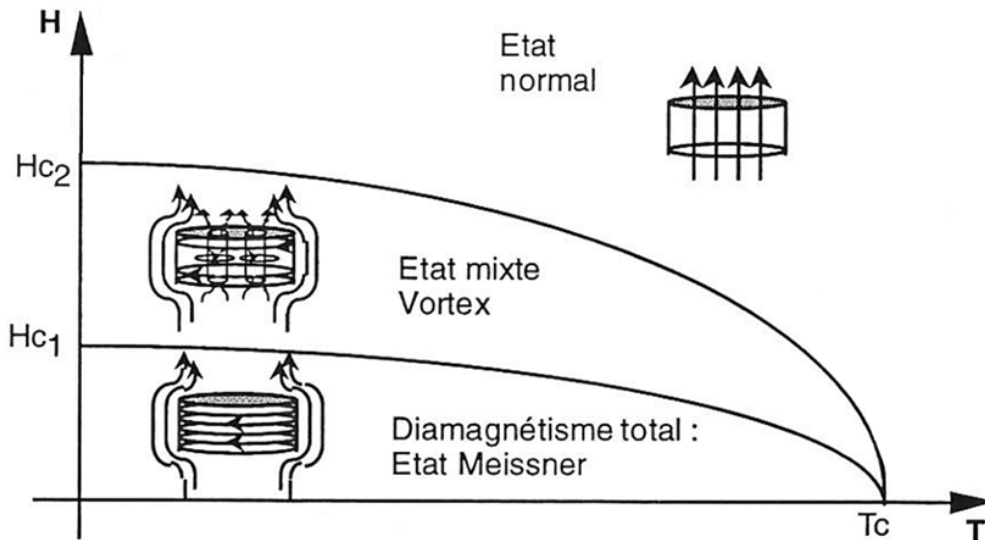


Figure II.6 : Supraconducteurs de type II. Pénétration du champ magnétique et vortex de l'état mixte.

II.2.3 Densité de courant critique

La densité de courant critique correspond à la valeur maximale de la densité de courant au-delà de laquelle un comportement résistif apparaît. La densité de courant critique diminue lorsque la température et le champ magnétique augmentent. Comme pour les propriétés magnétiques, il faut distinguer les supraconducteurs de type I de ceux de type II. En effet, dans l'état mixte, la circulation du courant peut provoquer un déplacement des vortex sous l'effet des forces de Laplace (sauf si le champ H est parallèle à la densité de courant). Ce mouvement des vortex entraîne une dissipation d'énergie dans le matériau.

II.2.4 Relations entre les grandeurs critiques

La théorie de Ginzburg-Landau (explicitée dans la suite, §II.3.3) a permis d'établir la dépendance entre la profondeur de pénétration de London, la densité de courant critique et le champ magnétique critique, en se référant à la température réduite $t_r = T/T_c$. Ces relations sont exprimées dans le cas de SBTC purs et servent de point de départ à l'étude des autres supraconducteurs (in [7], p. 51).

La profondeur de pénétration de London λ_L augmente avec T , pour devenir infinie à T_c :

$$\lambda_L(t_r) = \lambda_L(0) [1 - t_r^4]^{-1/2} \quad (\text{eq. II.1})$$

La densité de courant critique J_c diminue lorsque la température augmente :

$$J_c(t_r) = J_c(0) [1 - t_r^2] [1 - t_r^4]^{1/2}. \quad (\text{eq. II.2})$$

Le champ magnétique critique $H_c = B_c/\mu_0$ est déduit du champ magnétique $H = B/\mu_0$ qui serait créé par le passage d'une densité de courant (critique) sur une épaisseur λ_L :

$$B_c(t_r) = \mu_0 \lambda(t_r) J_c(t_r) = B_c(0) [1 - t_r^2], \quad (\text{eq. II.3})$$

où μ_0 est la perméabilité du vide.

Cette relation permet de retrouver les inductions magnétiques critiques pour les supraconducteurs de type II, en introduisant la longueur de cohérence du supraconducteur ξ : (in [7], p. 340)

$$B_{c1} = \frac{B_c(t_r)}{\sqrt{2}} \frac{\xi}{\lambda_L(t_r)} \ln\left(\frac{\lambda_L(t_r)}{\xi}\right) \quad \text{et} \quad B_{c2} = \sqrt{2} B_c(t_r) \frac{\lambda_L(t_r)}{\xi}. \quad (\text{eq. II.4 et eq. II.5})$$

II.3 Modèles et théories de la supraconductivité

La découverte de la supraconductivité possède un caractère expérimental ancré dans sa nature, tout comme le suggère la devise de H. K. Onnes : "*Door meten tot weten*" ("par l'expérience, la connaissance"). Nous nous pencherons ci-après sur la présentation succincte des avancées importantes de la compréhension théorique de la supraconductivité.

II.3.1 Modèle de Gorter et Casimir

Cette description phénoménologique proposée par C. J. Gorter et H. Casimir en 1934 [8] fait intervenir deux fluides pour le transport du courant dans le supraconducteur. Le premier fluide est constitué d'électrons normaux se comportant comme le matériau dans l'état normal. Ils sont donc responsables de la résistance électrique et de l'entropie du système. Le second fluide fait intervenir les porteurs à l'origine de la supraconductivité, nommé électrons supraconducteurs, dont l'écoulement se fait sans résistance et sans entropie. Le rapport entre les concentrations de ces deux fluides varie en fonction de la température, mettant ainsi en évidence la dépendance avec la température des propriétés supraconductrices.

II.3.2 Théorie de London

En 1935, les frères London présentèrent une première théorie de la supraconductivité qui permettait d'expliquer l'effet Meissner [9]. Ils stipulèrent que les porteurs de charge dans le matériau circulaient sans pertes, et partirent de l'équation fondamentale de la dynamique. En appliquant les équations de Maxwell, ils arrivèrent à une équation régissant l'induction \vec{B} dans le matériau :

$$\nabla \wedge \vec{J} = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{B} \quad \text{et} \quad \lambda_L^2 = \frac{m_s}{\mu_0 n_s q_s^2}, \quad (\text{eq. II.6})$$

où n_s , q_s et m_s sont respectivement la densité, la charge et la masse des porteurs responsables de la supraconductivité.

Cette relation introduit la décroissance exponentielle de l'induction magnétique \vec{B} à partir de la surface du matériau. Cette décroissance a une longueur caractéristique λ_L (profondeur de pénétration de London) qui apparaît naturellement dans cette théorie.

II.3.3 Théorie de Ginzburg-Landau

Cette approche phénoménologique fut présentée en 1950 [10]. Elle introduit la notion de paramètre d'ordre $|\Psi|^2$, lié à la théorie générale des transitions de phase due à Landau. Ψ est une fonction d'onde complexe dont l'amplitude donne la probabilité de présence des électrons supraconducteurs, et dont la phase conditionne la circulation du courant. Dans le cas de la supraconductivité, Ψ est nul dans la phase normale et non nul dans la phase supraconductrice. Ces travaux permettent d'expliquer la discontinuité de chaleur spécifique, de déduire les équations de London, de différencier les deux types de supraconducteurs en introduisant le paramètre $\kappa = \lambda_L / \xi$ et ont permis à A. A. Abrikosov en 1957 d'expliquer la présence de flux magnétique sous forme de vortex dans les supraconducteurs de type II.

II.3.4 Théorie BCS

Cette théorie, développée en 1957 par Bardeen, Cooper et Schrieffer [6], donne une interprétation microscopique de la supraconductivité. Elle fait intervenir le concept des paires de Cooper : dans l'état fondamental du supraconducteur, des électrons de spins et de moments opposés s'apparient, se

comportant alors comme des bosons. Cet appariement existe *via* l'interaction des électrons avec les phonons du réseau cristallin, ce qui permet aux paires de Cooper de se déplacer dans le matériau sans dissipation d'énergie (fig. II.7). De cette théorie découle celle de Ginzburg-Landau. La théorie BCS permet d'interpréter la longueur de cohérence en tant que longueur d'une paire de Cooper. De plus, elle fait intervenir une nouvelle notion, celle de *gap* supraconducteur (noté Δ), qui correspond à l'énergie nécessaire pour briser une paire de Cooper. À $T = 0$ K, pour des supraconducteurs de type I, on a la relation suivante :

$$2\Delta = 3,5 k_B T_c \quad , \quad (\text{eq. II.7})$$

où k_B est la constante de Boltzmann.

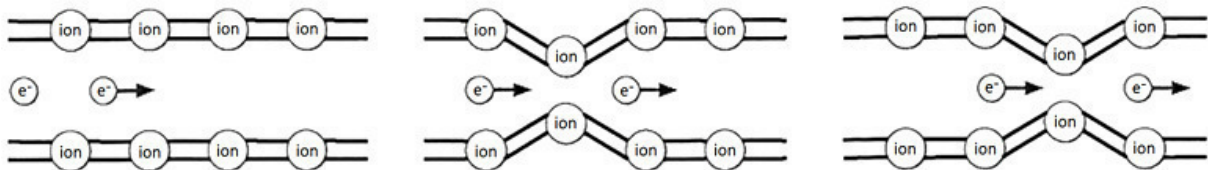


Figure II.7 : Mécanisme qualitatif simplifié de la supraconductivité développé dans la théorie BCS. La maille ionique du matériau supraconducteur est déformée au passage d'un électron, ce qui crée une zone locale électriquement positive. Cette configuration peut attirer un autre électron qui se trouve ainsi, par l'intermédiaire de la maille (représentée par ses ions), apparié à l'électron précédent. C'est l'image de l'interaction attractive entre électrons par l'intermédiaire de phonons (virtuels).

II.4 Les cuprates SHTC et YBaCuO

II.4.1 Présentation

La découverte de la supraconductivité à des températures supérieures à 30 K marque le début de la supraconductivité à haute température critique. Cette avancée débuta en 1986 grâce à l'étude par A. Müller et G. Bednorz d'un composé de la famille des cuprates à base de lanthane et baryum (BaLaCuO_4) dont la température critique atteignit 35 K [5]. À la suite de cette découverte, d'autres composés de la famille des cuprates se sont révélés être des SHTC, notamment $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (souvent simplifié en YBaCuO ou YBCO) dont la température critique de 92 K dépasse la température de l'azote liquide -77 K. Ces matériaux sont des oxydes mixtes à base de cuivre, dont la dénomination cuprate est issue de la présence d'oxyde de cuivre CuO_x . L'origine de la supraconductivité dans ces SHTC est une question toujours ouverte de la physique des matériaux. Elle est liée à la structure cristalline du matériau, qui peut être considérée comme une succession de couches où le supercourant circule dans les "plans" CuO_2 . Tous les SHTC sont des supraconducteurs de type II et présentent donc un état mixte lorsque le champ magnétique dépasse H_{c1} , ce qui les rend attractifs pour des applications à champ magnétique élevé.

Parmi les cuprates, YBaCuO est un excellent compromis entre performances (ses paramètres critiques sont élevés) et mise en œuvre. Il peut être fabriqué sous forme de céramiques, de monocristaux ou de couches minces. De plus, il est formé de quatre composants potentiellement non dangereux ce qui diminue son coût et facilite son utilisation.

II.4.2 Le cristal d'YBaCuO

Le cristal d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a une structure quadratique (*tetragonal*) ou orthorhombique, appelée parfois pérovskite due à sa ressemblance avec l'arrangement du minéral Pérovskite (par exemple : CaTiO_3). Cette structure tridimensionnelle peut être décrite comme un empilement de couches bidimensionnelles. Pour ce faire, la figure II.8 présente la maille cristalline d'YBaCuO. Nous considérons que les couches sont dans le plan (a,b) et s'empilent successivement suivant l'axe c :

- la première couche est celle de CuO et est équivalente à une couche pérovskite avec deux atomes d'oxygène en moins ;
- la deuxième couche est composée de BaO ;
- la troisième couche est celle de CuO_2 (plans "gaufrés") ;
- la quatrième couche est seulement composée d'un atome Y centré ;
- les couches 5, 6 et 7 sont symétriques des couches 3, 2 et 1 par rapport à la couche 4.

La maille orthorhombique présentée correspond à la formule stœchiométrique $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, avec les paramètres de maille $a = 3,8227 \text{ \AA}$, $b = 3,8872 \text{ \AA}$ et $c = 11,6802 \text{ \AA}$. Mais le matériau réel est déficitaire en oxygène, avec une formule moyenne $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Le dopage en oxygène varie avec la quantité δ telle que $0 < \delta < 1$. L'absence d'oxygène se reflète dans la chaîne CuO qui devient une chaîne Cu (pour $\delta = 1$). Cela affecte donc le paramètre de maille du cristal et les propriétés supraconductrices d'YBaCuO (fig. II.9).

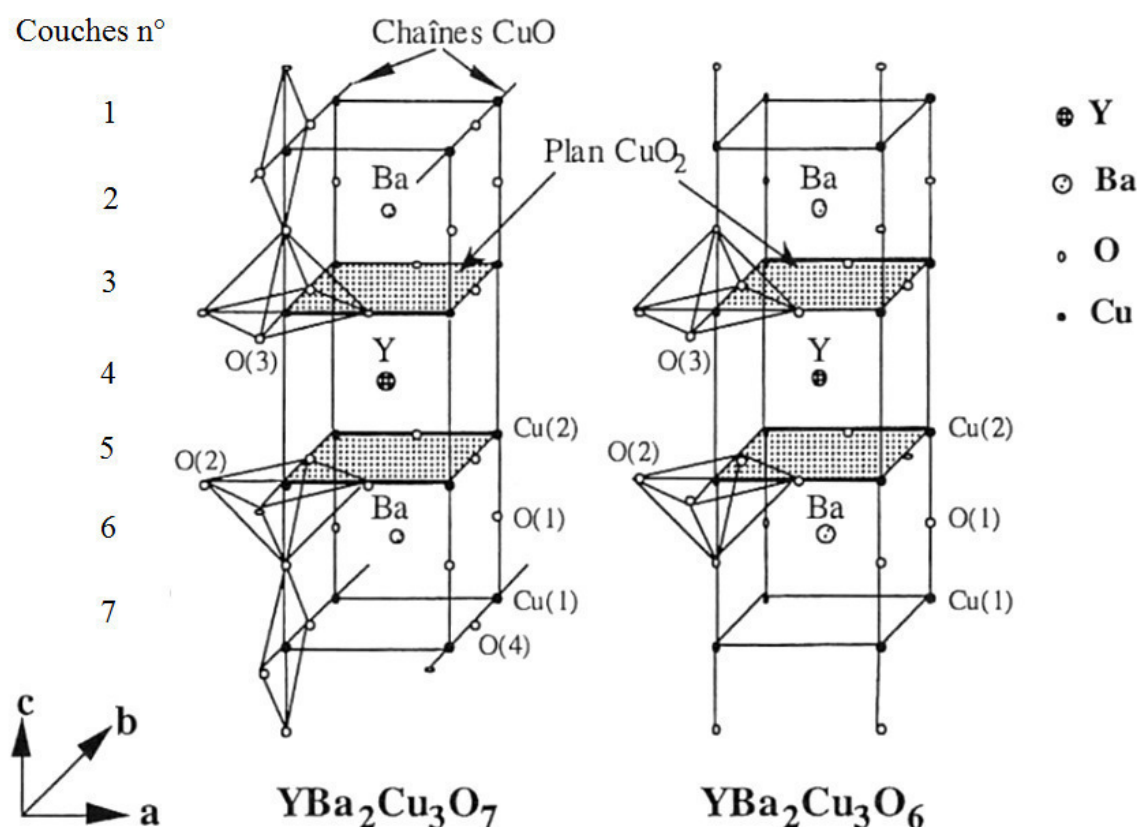


Figure II.8 : Représentation de la structure cristalline d'YBaCuO.
Maille orthorhombique à gauche, maille quadratique à droite.
Les axes a , b , c sont parallèles à ceux de la structure cristalline.

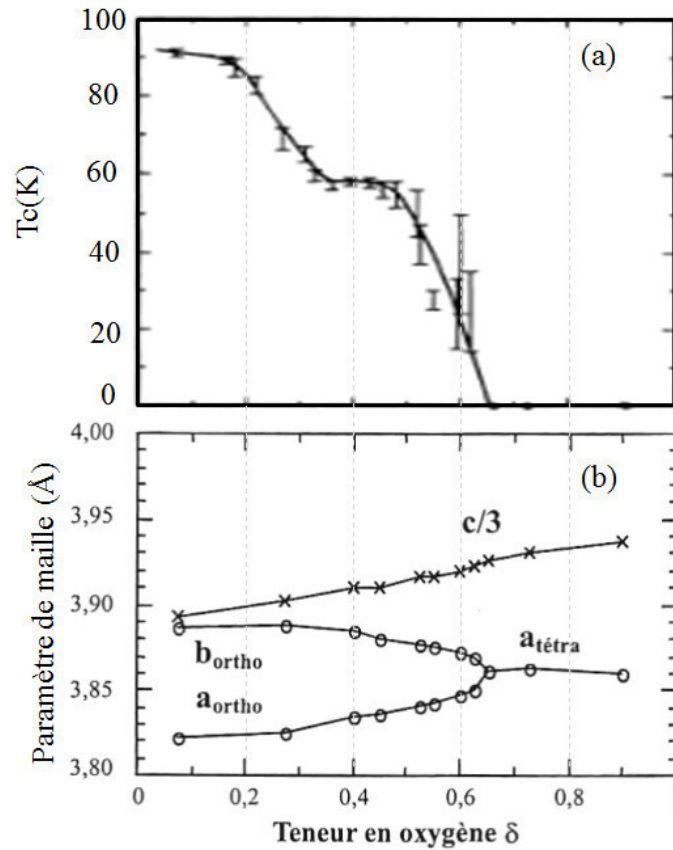


Figure II.9 : Évolution de la température critique [11] et des paramètres de maille a , b et c en fonction de la teneur en oxygène du composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [12].

Pour $0 < \delta < 0,2$, YBaCuO est dans une phase orthorhombique. La T_c du supraconducteur est de l'ordre de 90 K avec un maximum de 92 K lorsque $\delta = 0,08$.

Lorsque $\delta \geq 0,2$, la température critique décroît rapidement. Cette chute se termine à $\delta = 0,65$, où se produit la transition de la phase orthorhombique à la phase quadratique (non supraconductrice).

Pour $\delta > 0,7$, le matériau est dans la phase quadratique ; il a un comportement semi-conducteur de type P et est antiferromagnétique.

Lorsque $\delta = 1$, les chaînes CuO ont complètement disparu. Dans ces conditions, les paramètres de maille sont les suivants $a = b = 3,86 \text{ \AA}$; $c = 11,817 \text{ \AA}$.

Nous remarquons l'importance des chaînes CuO dans la supraconductivité : elles participent à un effet d'autodopage des couches de CuO_2 et semblent indispensables à la supraconductivité [13].

II.4.3 Propriétés résistives d' YBaCuO

Les détecteurs bolométriques à base de supraconducteurs fonctionnent autour de la température critique pour bénéficier de la variation rapide de résistance associée à la transition résistive. Nous détaillerons donc ci-après la forme de cette transition, ainsi que les dépendances pouvant en changer les caractéristiques. Dans le modèle développé au chapitre III nous utilisons les résultats présentés ici. Notamment, nous y considérons la résistivité ρ ($\Omega \cdot \text{m}$) inverse de la conductivité σ ($\Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$), et la résistance R (Ω) du dispositif qui se déduit de la résistivité par intégration spatiale.

II.4.3.1 – Modélisation de la transition résistive

Dans l'expression de la transition résistive, la résistivité du supraconducteur est modélisée comme variant entre 0 (état supraconducteur, lorsque $T \rightarrow 0$) et ρ_n (état normal, lorsque $T \gg T_c$). Nous définissons la température critique comme la température pour laquelle la résistivité mesurée est à 50% de la résistivité normale ρ_n . La largeur de transition ΔT est définie à l'aide de la dérivée dR/dT en déterminant les températures T_1 et $T_1 + \Delta T$, telles que $dR/dT(T_1) = dR/dT(T_1 + \Delta T) = 0,5 \times dR/dT(T_c)$ (ΔT est l'écart de température à mi-amplitude de dR/dT). Notons que généralement ΔT augmente avec la présence d'impuretés dans le matériau. Dans le cas de couches minces, le supraconducteur présente une microstructure discontinue, sous forme de grains en contact les uns avec les autres. Dans ce cas, le courant circulera préférentiellement suivant les chemins de moindre résistance. Si certains grains ont une température critique plus faible que d'autres, la résistance totale s'en trouvera augmentée. Ainsi, un élargissement de la transition résistive peut refléter une distribution de températures de transition [14].

Modéliser la transition résistive permet de l'incorporer dans les simulations. La fonction de Fermi-Dirac est une expression simple qui permet d'approcher la transition résistive dans les modèles de HEB [15]. Pour une meilleure adéquation avec les mesures, il est possible d'adapter l'expression de Fermi-Dirac et d'introduire également la dépendance de la résistance avec la température lorsque le matériau est dans l'état normal. Dans le cas d'YBaCuO, cette dépendance est linéaire avec la température (fig. II.10) :

$$\text{Expression de Fermi-Dirac pour les HEB : } \rho = \frac{\rho_n}{1 + e^{-\frac{(T-T_c)}{\Delta T}}}. \quad (\text{eq. II.8})$$

Pour refléter la croissance linéaire de la conductivité d'YBaCuO avec la température de fonctionnement, dans l'état normal, nous avons introduit l'expression ci-dessous :

$$\text{Adaptation pour YBaCuO : } \rho = \frac{\rho_0}{1 + e^{-\frac{(T-T_c)}{\Delta T}}} \frac{T}{T_c + \Delta T}, \quad (\text{eq. II.9})$$

où ρ_0 est la résistivité calculée pour minimiser l'écart entre l'expression transition résistive de l'eq. II.9 et la transition résistive mesurée dans [16].

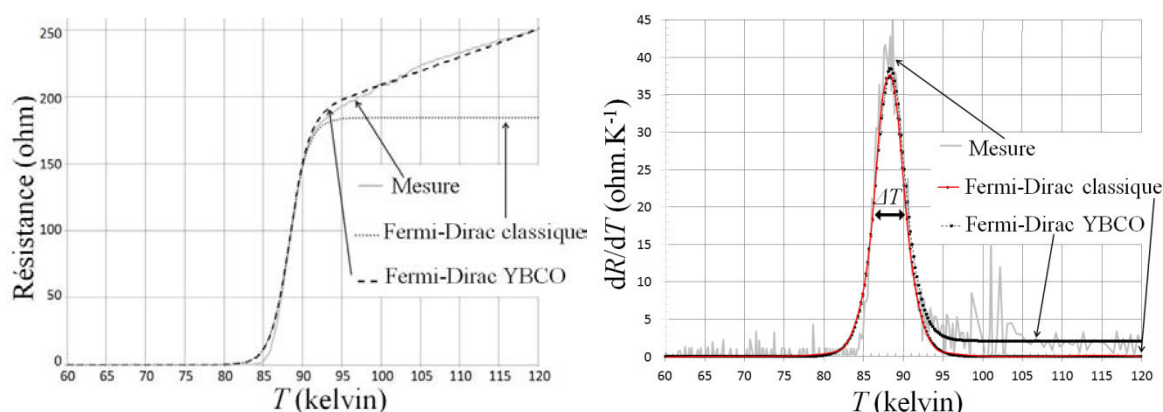


Figure II.10 : Transition résistive d'YBaCuO ultramince. Les données de mesures réalisées dans [16] (épaisseur d'YBaCuO = 17,5 nm) servent de références pour les valeurs caractéristiques introduites dans les fonctions utilisées d'une part, pour la transition résistive (à gauche) et d'autre part, pour la dérivée (à droite). Nous vérifions que la fonction adaptée à YBaCuO reste fidèle aux mesures dans l'état normal, ce critère est le mieux respecté par les courbes « Fermi-Dirac YBCO » issues de l'équation II.9.

II.4.3.2 – Influence du champ magnétique et de la densité de courant sur la transition résistive

Les grandeurs critiques étant interdépendantes, il est naturel que la présence d'un champ magnétique externe ou d'une densité de courant au sein du matériau affecte la transition résistive (fig. II.11).

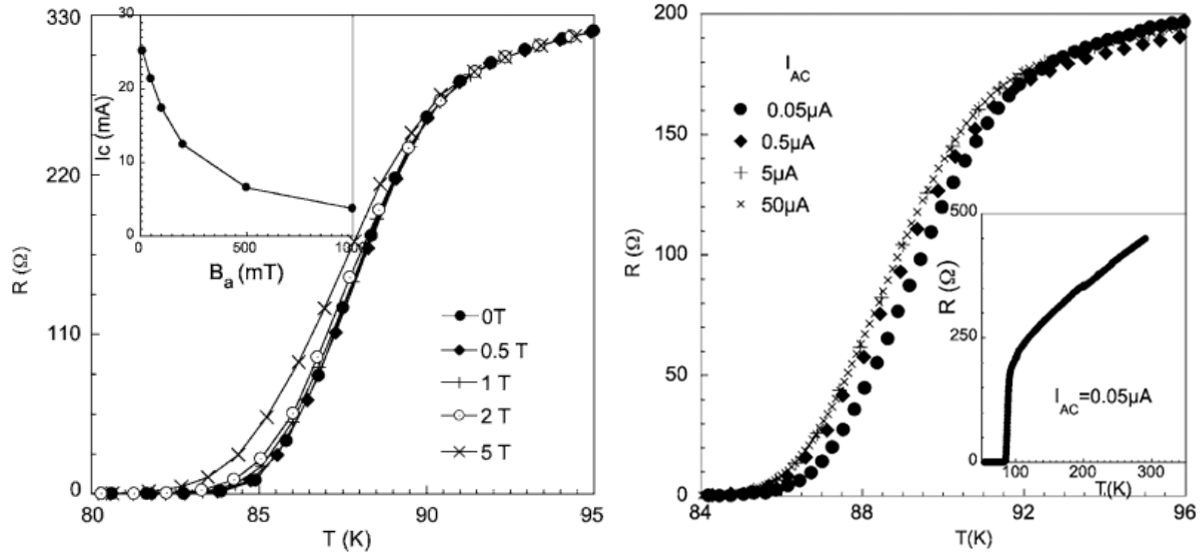


Figure II.11 : Influence de l'induction magnétique (à gauche) et du courant de conduction (à droite) sur la transition résistive (courbes tirées de [16]).

Au premier ordre, lorsque la température T est proche de la température critique T_c (telle que $1+t_r \approx 2$), l'induction magnétique critique B_c de l'équation (eq. II.3) et la densité de courant critique J_c de l'équation (eq. II.2) s'écrivent :

$$B_c(T) \approx 2B_c(0) \left[1 - \frac{T}{T_c} \right], \quad (\text{eq. II.10})$$

$$J_c(T) \approx 4J_c(0) \left[1 - \frac{T}{T_c} \right]^{3/2}. \quad (\text{eq. II.11})$$

Cependant, nous recherchons l'influence de B et de J sur la température critique. Pour cela, considérons l'analogie suivante : aux grandeurs B ou J données, nous pouvons associer une température critique $T_c(B)$ ou $T_c(J)$ correspondant à la température T utilisée dans les équations (eq. II.10) et (eq. II.11). Cette considération se déduit du caractère réciproque des équations : si à B ou J non nul la température augmente et atteint une température critique, la valeur de T_c (B ou J) mesurée correspondra bien à T dans les équations, et B ou J correspondront bien aux valeurs $B_c(T)$ et $J_c(T)$ des équations :

$$T_c(B) \approx T_c(0) \left[1 - \frac{B}{2B_{c2}} \right], \quad (\text{eq. II.12})$$

$$T_c(J) = T_c(0) \left[1 - \left(\frac{J}{4J_c} \right)^{2/3} \right]. \quad (\text{eq. II.13})$$

Ces expressions, qui représentent une première approche, ne reflètent cependant pas l'augmentation de la largeur de transition.

Dans le cadre de la modélisation pour les HEB, nous n'utilisons pas de champ magnétique lors du fonctionnement des détecteurs et nous négligeons donc cet aspect dans notre étude. Cependant, nous notons que tout courant traversant la nano-constriction engendre un champ magnétique. L'hypothèse utilisée est de considérer que la dépendance induite par ce champ magnétique est déjà prise en compte dans les mesures de dépendance en courant. Il faut noter que les effets plus complexes, tels que les déplacements de vortex, peuvent aussi être influencés par ces champs, et pourraient être non-négligeables. Un complément aux modèles actuels sur ce sujet pourrait introduire à l'avenir des termes de dépendance avec ce champ magnétique induit.

Par la suite, nous nous concentrons sur la modélisation de l'influence du courant sur la transition résistive. Cette prise en compte est cependant délicate, car le courant traversant le matériau est dissipé par effet Joule lorsque la résistance mesurée est non nulle. Par conséquent, la température peut se trouver localement plus élevée que la température mesurée. Deux approches sont possibles pour vérifier expérimentalement l'équation (eq. II.11). La première est d'appliquer $J < J_c(0)$ puis de refroidir graduellement l'échantillon. Cette mesure, effectuée au CEA-Grenoble [16], a permis de reconstruire la courbe de dépendance $J_c(T)$ (eq. II.11), comme le montre la figure II.12.

La deuxième méthode est d'utiliser une impulsion de courant pour diminuer l'impact de l'échauffement par effet Joule. Cette méthode est utilisée sur des couches minces et permet d'observer l'évolution de la transition résistive (fig. II.13).

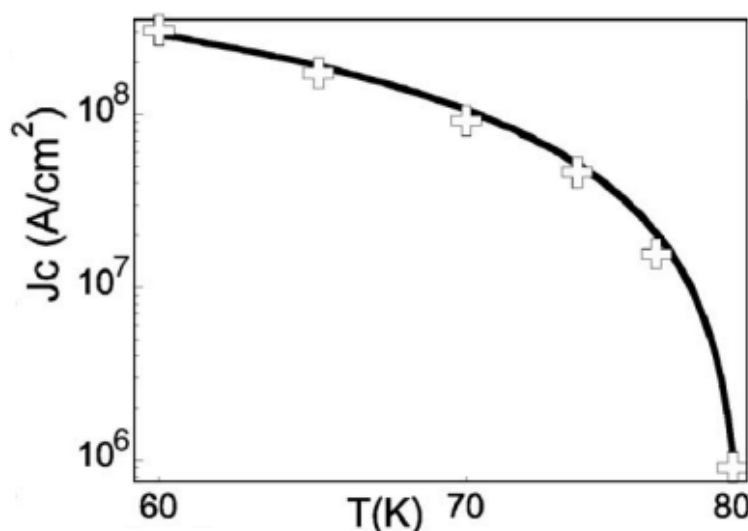


Figure II.12 : Courbe de dépendance de la densité de courant critique en fonction de la température [16].

Le courant suit une loi en $(1-t/t_c)^{3/2}$ qui est issue de l'effet des joints de grains d'YBaCuO et non du calcul classique de la théorie BCS.

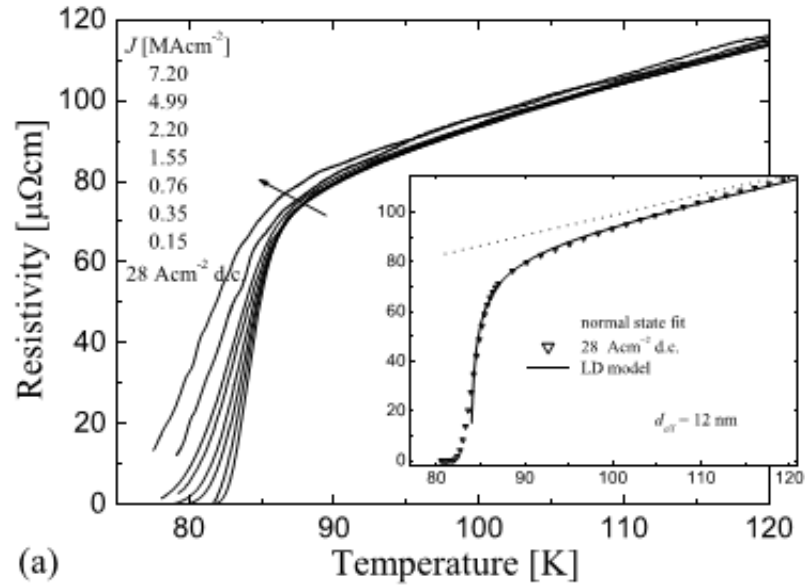


Figure II.13 : Courbe de la transition résistive $R(T_c)$ d'YBaCuO à différentes densités de courant impulsionnelles de durée 50 ns [17]. La dépendance forme un éventail : la largeur de la transition résistive augmente avec la densité de courant.

Nous constatons que, pour rendre compte de la dépendance en courant de la transition résistive, il faut introduire une dépendance sur ΔT . Il semble que les courbes se rejoignent autour de 90 K, ce qui correspond bien à un retour dans l'état normal, où la résistance est, en première approximation, indépendante de la densité de courant.

Le calcul de $T_c(I)$ utilisé est donc déduit de (eq. II.9) pour introduire la dépendance du courant. Nous proposons une expression avec un retour à l'état normal en exponentielle décroissante :

$$\rho = \rho_0 \frac{1}{1 + e^{-\frac{(T-T_c(I))}{\Delta T}}} \frac{T_c(0)}{T_c(I) + \Delta T} \left(1 + \left(\frac{T}{T_c(0)} - 1 \right) e^{-\frac{(T-T_c(I))}{T_c(I)-T_c(0)+\Delta T}} \right) \quad (\text{eq. II.14})$$

La seule question restante concerne la variation de ΔT , qui semble augmenter avec J et qui diminue avec T (quand J est non nul). Des expériences ultérieures aideraient efficacement à proposer un modèle de variation complet.

II.4.4 Propriétés en courant alternatif : modèle à deux fluides

Les expressions usuelles considèrent un régime continu (DC) de transport des porteurs dans le matériau supraconducteur. Dans le cas d'un régime alternatif, une résistance de pertes apparaît aussi dans l'état supraconducteur. Les fréquences des courants parcourant YBaCuO pour les détecteurs HEB présentés dans cette thèse sont de l'ordre du gigahertz (fréquence intermédiaire) et du térahertz (issus de l'antenne de réception du signal et de l'oscillateur local).

Le modèle à deux fluides exprime, à une température inférieure à la température critique, la dynamique de transport du courant réparti entre les électrons normaux et les électrons supraconducteurs (paires de Cooper). Cette représentation phénoménologique est équivalente à un circuit électrique constitué de deux branches en parallèle (fig. II.14), l'une parcourue par une densité de courant normale (J_n) et la seconde parcourue par une densité de courant supraconducteur (J_s).

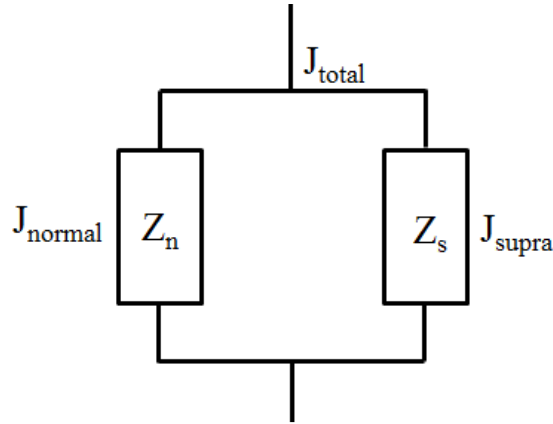


Figure II.14 : Schéma du modèle à deux branches de courant traversant un film supraconducteur pour une température inférieure à la température critique.

II.4.4.1 – Densité de courant normal

La densité de courant J_n suit la loi d'Ohm : $\vec{J}_n = \sigma_n(\omega) \vec{E}$, où σ_n est la conductivité associée aux électrons normaux. La dépendance fréquentielle est révélée en exprimant la conductivité σ_n dans le cadre du modèle élémentaire des électrons de Lorentz :

$$J_n = \sigma_n(\omega) E = \sigma_0 \frac{1}{1 + j\omega\tau_{col}} E, \text{ avec } \sigma_0 = \frac{n_n q^2 \tau_{col}}{m_n}, \quad (\text{eq. II.15})$$

où τ_{col} est la durée moyenne entre deux collisions, n_n la concentration en électrons normaux, q la charge de l'électron et m_n la masse effective d'un électron normal. Pour des pulsations largement inférieures à τ_{col}^{-1} , la conductivité normale est réelle et égale à σ_0 , et σ_n correspond à la conductivité lorsque tous les électrons du matériau sont normaux.

II.4.4.2 – Densité de courant supraconducteur

La densité de courant J_s est déterminée à l'aide des équations de London :

$$\frac{\partial \vec{J}_s}{\partial t} = \frac{\vec{E}}{\mu_0 \lambda_L^2}, \text{ avec } \lambda_L^2 = \frac{m_s}{\mu_0 n_s q_s^2}, \quad (\text{eq. II.16})$$

où λ_L est la longueur de pénétration de London, n_s la concentration en électrons supraconducteurs, q_s la charge d'un électron supraconducteur et m_s la masse effective d'un électron supraconducteur. Nous supposons qu'un "électron supraconducteur" est une paire de Cooper composée de deux électrons, donc $q_s = 2q$.

II.4.4.3 – Densité de courant totale

Nous pouvons maintenant expliciter les impédances du circuit équivalent proposé précédemment (fig. II.15). Les électrons supraconducteurs ne circulent que dans la branche d'impédance purement imaginaire $i\sigma_{s2}$, et les électrons normaux circulent dans une branche constituée d'un circuit parallèle de type filtre passe-bas (résistance σ_{n1} sur une branche et inductance $i\sigma_{n2}$ sur l'autre branche).

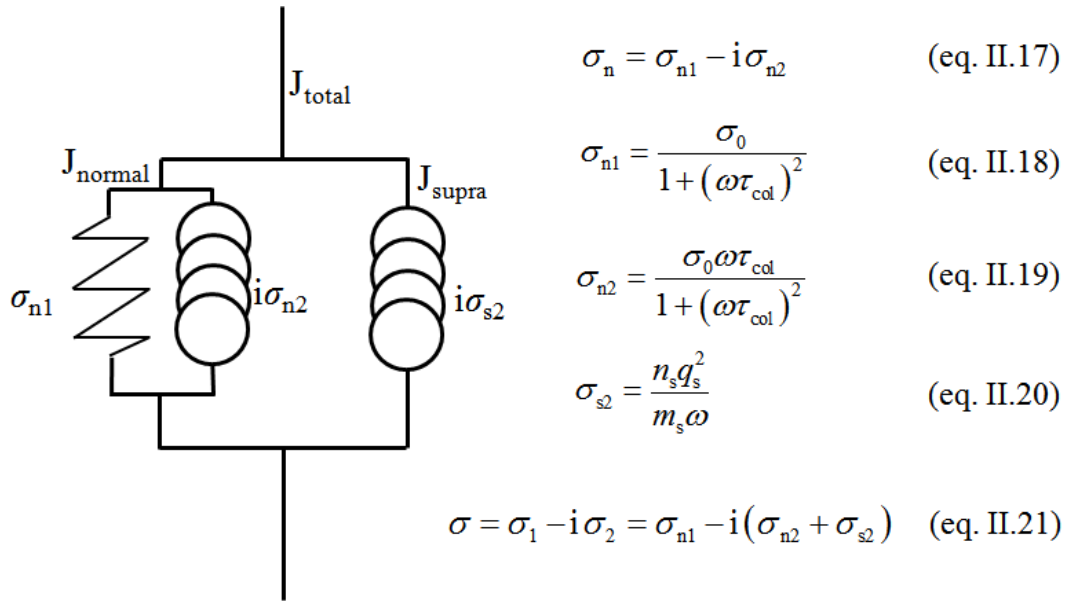


Figure II.15 : Modélisation d’un film supraconducteur par l’approche des deux fluides. Dans cette approche, le fluide supraconducteur est supposé non dispersif.

Les grandeurs sont reliées par la concentration totale en électrons n_t :

$$n_t = n_n + n_s, \text{ avec } \frac{n_n}{n_s} = f\left(t_r^{\text{deux fluides}} = \frac{T}{T_c^{\text{deux fluides}}}\right) = \left(t_r^{\text{deux fluides}}\right)^4. \quad (\text{eq. II.22})$$

L’expression de $f(t_r^{\text{deux fluides}})$ proposée est celle de Gorter et Casimir [18], mais peut différer pour d’autres auteurs selon le modèle considéré (type Boltzmann de G. F. Dionne [19], l’approximation issue de la théorie BCS de Bonn et al. [20]). L’expression $T_c^{\text{deux fluides}}$ dans $t_r^{\text{deux fluides}}$ correspond à la température en dessous de laquelle des électrons supraconducteurs participent au transport du courant ($n_s > 0$).

II.4.5 Modèle à deux fluides dispersifs

Le modèle précédent est insuffisant pour refléter adéquatement les mesures effectuées aux hautes fréquences (gigahertz et plus) dans les supraconducteurs. Ma et Wolff [21][22] enrichissent le modèle en proposant que les électrons supraconducteurs puissent présenter un caractère dispersif lors de leur transport (fig. II.16), ce qu’ils ont validé jusqu’à 300 GHz. Même dans l’état supraconducteur, les électrons peuvent donc interagir avec les impuretés présentes dans le matériau. Un terme temporel τ_s est introduit ; il décrit l’effet collectif que l’on peut rapprocher d’une constante de temps de relaxation.

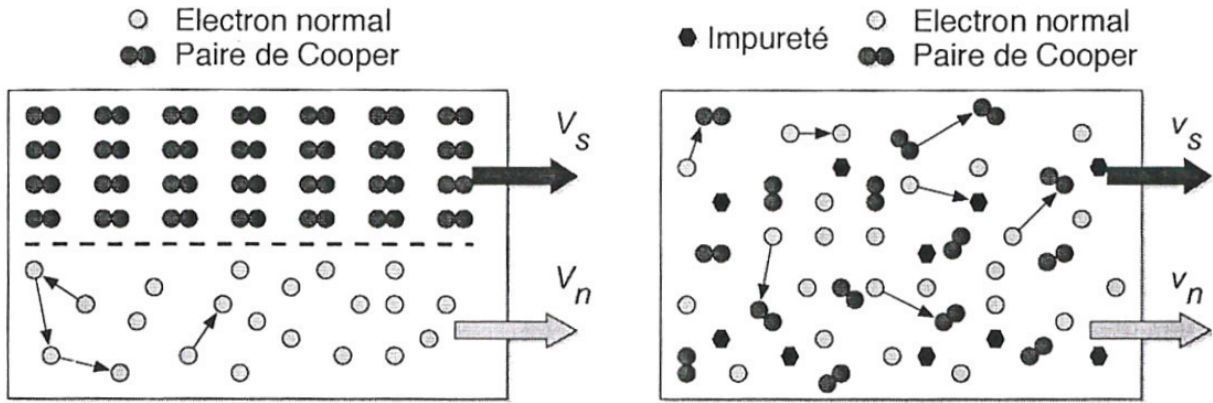


Figure II.16 : Modèle des deux fluides conducteurs dans un film supraconducteur à haute température critique. À gauche, le cas où seuls les électrons normaux sont dispersifs. À droite, le cas où les électrons normaux et les paires de Cooper sont dispersifs. Ce dernier phénomène peut être expliqué par la présence d'impuretés dans le supraconducteur. Le paramètre dispersif introduit par ce modèle [21, 22] est τ_s , afin d'explicitier l'origine des pertes observées du superfluide soumis à un régime de courant alternatif haute fréquence. Les auteurs du modèle considèrent τ_s comme un paramètre de dissipation réglable et non un temps caractéristique clairement défini.*

La conductivité totale du matériau s'écrit alors :

$$\sigma_1 = \frac{n_n q^2}{m\omega} \frac{\omega\tau_{col}}{1 + (\omega\tau_{col})^2} + \frac{n_s q^2}{m\omega} \frac{\omega\tau_s}{1 + (\omega\tau_s)^2}, \quad (\text{eq. II.23})$$

$$\sigma_2 = \frac{n_n q^2}{m\omega} \frac{(\omega\tau_{col})^2}{1 + (\omega\tau_{col})^2} + \frac{n_s q^2}{m\omega} \frac{(\omega\tau_s)^2}{1 + (\omega\tau_s)^2}. \quad (\text{eq. II.24})$$

Les méthodes d'approximation données par [23] et utilisées par Ma et Wolff, donnent une écriture bien plus simple de ces équations. En effet, les équations sont simplifiées en considérant $\omega\tau_{col} \ll \omega\tau_s$, et s'écrivent alors :

$$\sigma_1 = \sigma_{n1} f(t) + \frac{\sigma_2}{\omega\tau_s}, \quad (\text{eq. II.25})$$

$$\sigma_2 = \frac{n_s q^2}{m\omega} \frac{1}{1 + (\omega\tau_s)^{-2}} = \frac{1}{\omega\mu_0 \lambda_L^2} \times \frac{1 - f(t_r^{\text{deux fluides}})}{1 + (\omega\tau_s)^{-2}}, \quad (\text{eq. II.26})$$

$$\text{avec } \lambda_L^2 = \frac{m\omega}{n_s q^2} = \frac{m\omega}{n_t q^2} \frac{1}{1 - f(t_r^{\text{deux fluides}})} = \frac{\lambda_0^2}{1 - f(t_r^{\text{deux fluides}})}, \quad (\text{eq. II.27})$$

où σ_n est la conductivité à l'état normal (à $t_r^{\text{deux fluides}} = 1$) avec λ_L longueur de pénétration de London (et λ_0 cette longueur à $t_r = 0$). La mesure de la pénétration de London à haute fréquence montre que le terme en $\omega\tau_s$ ne varie pas dans le domaine des micro-ondes (testé dans l'article de Ma et Wolff jusqu'à 300 GHz). Le terme $\omega\tau_s$ est par la suite considéré comme un coefficient de dispersion constant : $\omega\tau_s = r = 3$ (dédit empiriquement par Ma et Wolff à partir de mesures à haute fréquence publiées sur YBaCuO). Néanmoins, notons que ce coefficient est susceptible d'évoluer lorsque $T \ll T_c^{\text{deux fluides}}$. Nous remarquons en outre que σ_2 varie comme l'inverse de la fréquence.

Dans la suite, il sera plus aisé de considérer la résistivité plutôt que la conductivité (pour traiter des valeurs tendant vers 0 plutôt que $+\infty$), avec la relation de passage suivante :

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{\sigma_1}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} + i \frac{\sigma_2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \equiv \rho_{\text{deux fluides}} + i\rho_2 \quad (\text{eq. II.28})$$

II.4.6 Transition résistive en courant alternatif

Le modèle à deux fluides dispersifs est défini pour $T < T_c^{\text{deux fluides}}$. Lorsque $T \geq T_c^{\text{deux fluides}}$, le matériau devient normal et tous les électrons sont normaux ($n_t = n_n$, il n'y a plus de région du matériau dans l'état supraconducteur). Les transitions résistives présentées précédemment définissent la température critique (T_c) comme la température à mi-hauteur de transition. Cette représentation doit être introduite pour utiliser le modèle à deux fluides dispersifs, comme suit.

Le matériau est composé de différents sites le long desquels circule le courant. Chacun de ces sites est caractérisé par une température critique $T_c^{\text{deux fluides}}$ qui varie d'un site à l'autre. Il en résulte une distribution de température critique "deux fluides" au sein du matériau qui est centrée autour de la valeur T_c correspondant à la définition utilisée lorsque nous avons caractérisé la transition résistive d'un supraconducteur en §II.4.3.1.

Afin de représenter cette distribution de sites supraconducteurs, nous considérons une répartition gaussienne des valeurs de $T_c^{\text{deux fluides}}$ autour de T_c . La résistivité totale est donc la résultante des résistivités de chaque site, pondérées par leur poids dans la distribution gaussienne des sites.

Dans un premier temps, les fréquences sont considérées comme suffisamment faibles pour que la transition résistive soit assimilable à la transition résistive en courant continu.

La distribution gaussienne est de largeur ΔT_G , qui est le paramètre à adapter pour retrouver la transition résistive DC. Cette distribution doit être convoluée avec la transition résistive issue du modèle à deux fluides, avec les expressions :

$$\rho_{\text{deux fluides}}(T, T_c^{\text{deux fluides}}, \omega) = \frac{\sigma_1(\omega)}{\sigma_1^2(\omega) + \sigma_2^2(\omega)}, \text{ pour } T < T_c^{\text{deux fluides}} \quad (\text{eq. II.29.a})$$

$$\rho_{\text{deux fluides}}(T, T_c^{\text{deux fluides}}, \omega) = \frac{1}{\sigma_n}, \text{ pour } T \geq T_c^{\text{deux fluides}}. \quad (\text{eq. II.29.b})$$

Le résultat de la convolution (fig. II.17 et II.18) donne une transition résistive (T_c a sa définition initiale rappelée ci-dessus) où le paramètre d'ajustement est ΔT_G .

$$G(T, T_c, \Delta T_G) = \frac{1}{G_N} e^{-\frac{(T-T_c)^2}{2\Delta T_G^2}}, \quad (\text{eq. II.30})$$

où G_N est le coefficient normalisant la fonction gaussienne. Finalement :

$$\rho_G(T, T_c, \Delta T, \omega) = (\rho_{\text{deux fluides}} * G)(T, T_c, \Delta T_G) \quad (\text{eq. II.31})$$

Nota pour les différentes notations de résistivités utilisées :

- ρ_0 ou ρ_n est la résistivité à l'état normal, juste avant la transition supraconductrice (à $I = 0$) ;
- ρ est l'expression de la résistivité utilisé modélisé par la fonction de Fermi Dirac ;
- $\rho_{\text{deux fluides}}$ et ρ_2 sont respectivement la partie réelle et imaginaire de l'expression de la résistivité donnée par le modèle à deux fluides ;
- ρ_G est la résistivité calculée par convolution de $\rho_{\text{deux fluides}}$ en considérant une distribution gaussienne de la température critique ;
- ρ_{min} est la résistivité minimale introduite dans l'expression de ρ lorsque $\omega > 0$.

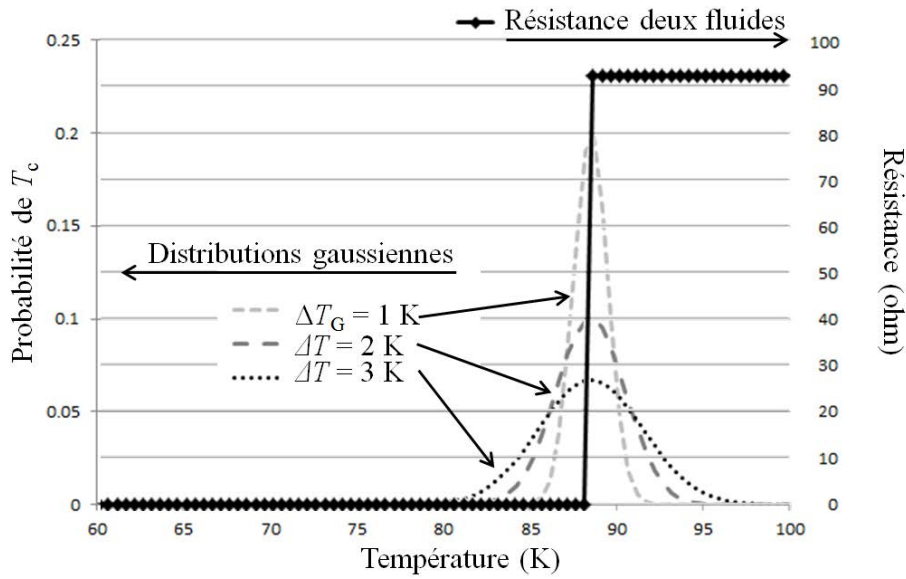


Figure II.17 : Répartitions gaussiennes, avec un écart-type ΔT_G , des $T_c^{\text{deux fluides}}$ (axe de gauche) et transition résistive du modèle à deux fluides lorsque $\omega \rightarrow 0$ pour $T_c = 88,8$ K (axe de droite, déduite de l'eq. II.28). La constriction est en YBaCuO de dimensions $L = w = 400$ nm, $\theta = 35$ nm avec la résistivité mesurée dans [16]).

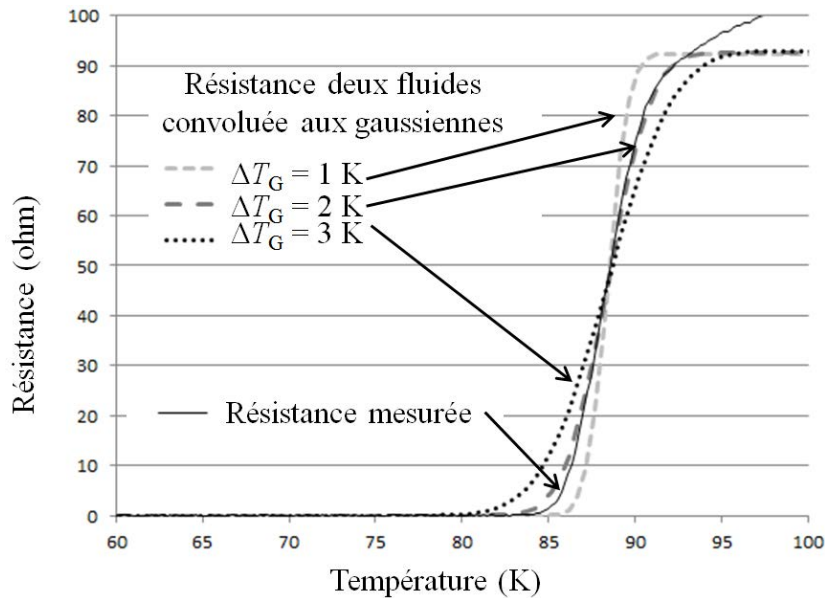


Figure II.18 : Résultat de la convolution des éléments de la figure II.17. L'écart-type ΔT_G est une variable choisie afin d'émuler la largeur d'une transition résistive réelle. Nous déterminons ainsi qu'il faut choisir $\Delta T_G \approx 2$ K (dans la transition issue de la distribution gaussienne), pour reproduire la transition mesurée de largeur $\Delta T = 1,2$ K dans le modèle Fermi-Dirac utilisé dans notre modèle de transition classique.

À ce point, il convient d'observer que nous avons réussi à relier expérimentalement la représentation du modèle à deux fluides à la représentation de la transition résistive lorsque $\omega \rightarrow 0$. À partir de ces résultats, nous réalisons la convolution de la figure II.17 pour des fréquences térahertz, qui vont donc modifier la transition résistive modélisée. Nous approchons cette modification comme la combinaison de trois aspects : la diminution de la température critique moyenne (T_c), l'élargissement de la transition résistive (ΔT) et l'apparition d'une résistivité minimale (ρ_{\min}). Soit au premier ordre :

$$T_c(f_{\text{THz}}) \approx T_c(0) \times (1 - A \times f_{\text{THz}}), \quad (\text{eq. II.32})$$

$$\Delta T(f_{\text{THz}}) \approx \Delta T(0) \times (1 + B \times f_{\text{THz}}), \quad (\text{eq. II.33})$$

$$\rho_{\min}(f, t_r = 0,8) \approx 2\rho_{\min}(f, t_r = 0) = C \times f. \quad (\text{eq. II.34})$$

En pratique, les paramètres A , B et C sont introduits dans l'expression de la résistivité selon une fonction de Fermi-Dirac (par commodité dans notre simulation MATLAB®). Leurs valeurs sont calculées pour un matériau donné et approchées pour une plage de fréquences comprises entre 0 et 5 THz.

Ainsi, dans un premier temps, il convient de calculer C à partir de l'expression ρ_{\min} déduite de $\rho_{\text{deux fluides}}(\omega, t_r \rightarrow 0)$ présentée dans l'équation (eq. II.34) ci-dessus. Le couple de paramètres A , B est ensuite calculé en déterminant le couple qui minimise l'écart de la fonction $|\rho_G(T, \omega) - \rho(T, \omega)|$ sur les plages de T [50 – 100] K et ω [0 – 5] THz.

Pour un nanopont en YBaCuO de longueur et de largeur $L = w = 400$ nm et d'épaisseur $\theta = 35$ nm, avec une T_c de 89 K [24], une largeur de transition de 1,2 K et une conductivité $\sigma_n = 3,15 \cdot 10^5 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, nous trouvons : $A = 0,011 \text{ THz}^{-1}$, $B = 0,186 \text{ THz}^{-1}$ et $C = 6,82 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m} \cdot \text{THz}^{-1}$ (fig. II.19).

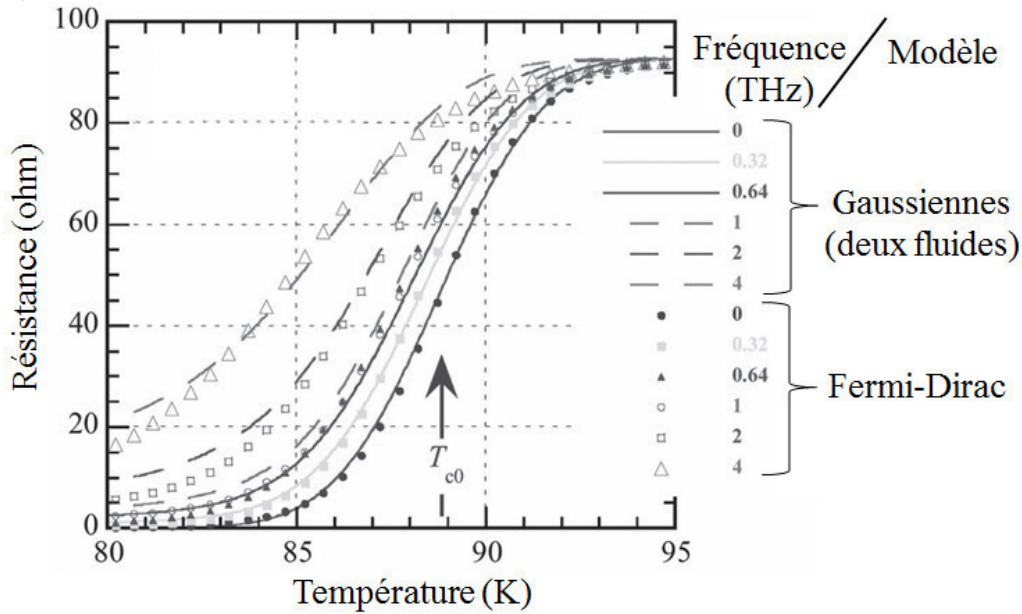


Figure II.19 : Élargissement de la transition résistive aux fréquences THz pour une constriction en YBaCuO de dimensions $L = w = 400$ nm, $\theta = 35$ nm.

Les limites de ce modèle apparaissent lorsque la résistivité normale est très élevée (car YBaCuO se dégrade par vieillissement) ; dans ce cas, les effets de la fréquence de travail sont peu significatifs. Il est possible de calculer un ordre de grandeur de cette limite en considérant $\rho_{\text{deux fluides}}(\omega, t_r \rightarrow 0) / \rho_n > 1\%$, à partir des eq. II.25-26-29 :

$$\rho_{\text{deux fluides}}(\omega, t_r \rightarrow 0) = \rho_n \frac{t_r^4 + \rho_n \frac{1-t_r^4}{3\omega\mu_0\lambda_0^2} \frac{9}{10}}{\left(0,5^4 + \rho_n \frac{1-t_r^4}{3\omega\mu_0\lambda_0^2} \frac{9}{10}\right)^2 + \left(\rho_n \frac{1-t_r^4}{\omega\mu_0\lambda_0^2} \frac{9}{10}\right)^2} \approx \frac{\omega\mu_0\lambda_0^2}{3}. \quad (\text{eq. II.35})$$

D'après le critère limite proposé ci-dessus et l'équation (eq. II.34) nous obtenons la relation :

$$\rho_{\text{deux fluides}}(f_{\text{THz}}, t_r \rightarrow 0) / \rho_n = f_{\text{THz}} \times \rho_n^{-1} \times 1,053 \times 10^{-7} > 1\% \quad (\text{eq. II.36})$$

Le modèle devrait donc être utilisé lorsque la fréquence $f_{\text{THz}} > \rho_n \times 9,5 \times 10^4$, ce qui est le cas de notre étude, où la résistivité typique est $\rho_n = 3,2 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$ et la fréquence de calcul est $f_{\text{THz}} \geq 0,3$ THz.

Il est possible de mener le calcul plus loin, car le modèle à deux fluides dispersifs adapté de la sorte permet également d'exprimer la partie imaginaire de la résistivité ρ_2 . Il n'y a cependant pas de fonction évidente permettant de représenter les variations de ρ_2 (fig. II.20). Il convient donc de

connaître la distribution de température du matériau le long du nanopont et résoudre le calcul de convolution complet pour estimer ρ_2 et en déduire la partie imaginaire de l'impédance du nanopont. Nous avons donc opté pour cette procédure dans le cadre du modèle *hotspot* qui sera présenté ultérieurement dans le Chapitre III de cette thèse.

Le résultat du calcul de l'impédance $Z(T)$ du nanopont en fonction de la température est illustré par la figure II.20 ci-dessous. Nous remarquons que la partie réactive "Im(Z)" atteint son maximum à proximité du milieu de la transition résistive – partie réelle (où les détecteurs sont considérés les plus sensibles car $d[\text{Re}(Z)]/dT$ est optimal).

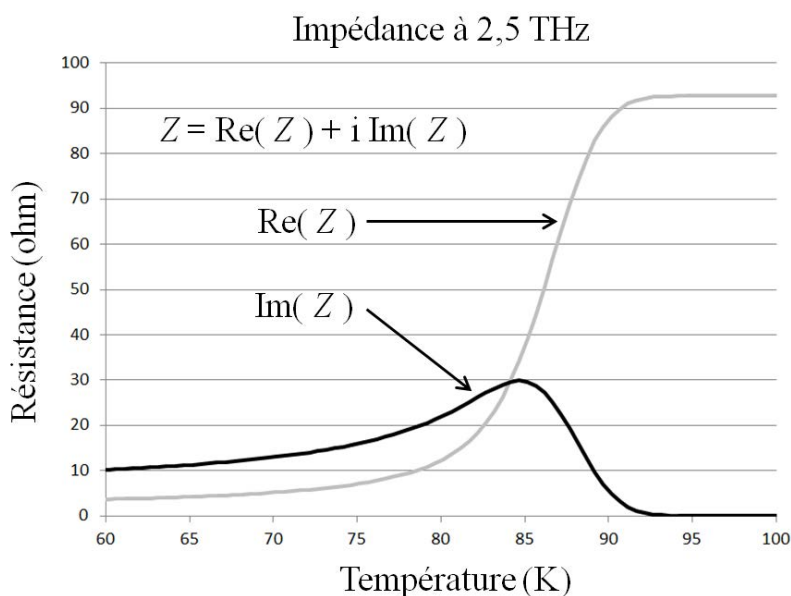


Figure II.20 : Exemple de la contribution de la partie imaginaire de l'impédance totale Z d'un nanopont (de température supposée uniforme) de dimensions $L = w = 400$ nm, $\theta = 35$ nm.

II.5 Conclusion

Nous avons introduit les grandes lignes de la supraconductivité, et présenté le matériau supraconducteur YBaCuO sur lequel se base la fabrication des bolomètres à électrons chauds faisant l'objet de cette thèse.

Nous avons explicité la transition résistive de ce matériau sous forme d'un modèle utilisant l'expression de Fermi-Dirac entre la résistance du matériau et la température de fonctionnement, compte tenu du courant de polarisation (fig. II.10). Un raffinement de ce modèle est introduit pour mieux s'adapter à la croissance linéaire de la résistance d'YBaCuO dans l'état normal et pour mieux refléter les mesures de la transition résistive sur des couches ultra-minces (fig. II.13).

Les conditions de fonctionnement en régime alternatif sont examinées pour comprendre et prendre en compte l'influence d'un courant térahertz dans un supraconducteur. Nous introduisons le modèle de supraconductivité à deux fluides dispersifs de Ma et Wolff, à partir duquel nous proposons une méthode permettant de redéfinir le modèle de transition résistive en régime alternatif jusqu'aux fréquences térahertz. Le résultat de cette approche innovante est la possibilité d'introduire dans les modèles de HEB, présentés dans le chapitre suivant, une dépendance des performances calculées avec la fréquence de fonctionnement.

Références

- [1] H. K. Onnes, “Further experiments with liquid helium. C. On the change of electric resistance of pure metals at very low temperatures etc. IV. The resistance of pure mercury at helium temperatures,” *KNAW Proc.*, vol. 13, no. II, pp. 1274–1276, 1911.
- [2] D. van Delft and P. Kes, “The discovery of superconductivity,” *Europhys. News*, vol. 42, no. 1, pp. 21–25, Jan. 2011.
- [3] W. Keesom and J. Kok, “Measurements of the specific heat of thallium at liquid helium temperatures,” *Physica*, vol. 1, no. 1–6, pp. 175–181, Jan. 1934.
- [4] W. Meissner and R. Ochsenfeld, “Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit,” *Naturwissenschaften*, vol. 21, no. 44, pp. 787–788, Nov. 1933.
- [5] J. G. Bednorz and K. A. Müller, “Possible high T_c superconductivity in the BaLaCuO system,” *Z. Phys. B Condens. Matter*, vol. 64, no. 2, pp. 189–193, Jun. 1986.
- [6] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, “Theory of Superconductivity,” *Phys. Rev.*, vol. 108, no. 5, pp. 1175–1204, Dec. 1957.
- [7] C. P. Poole Jr., H. A. Farach, R. J. Creswick, *Superconductivity*. San Diego: Academic Press, 1995.
- [8] C. J. Gorter and H. B. G. Casimir, “Zur Thermodynamik des supraleitenden Zustandes,” *Z Techn Phys*, vol. 15, p. 539, 1934.
- [9] F. London and H. London, “The Electromagnetic Equations of the Supraconductor,” *Proc. R. Soc. Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 149, no. 866, pp. 71–88, Mar. 1935.
- [10] V. L. Ginzburg and L. D. Landau, “On the theory of superconductivity,” *Teor Fiz*, vol. 20, p. 1064, 1950.
- [11] M. A. Beno, L. Soderholm, D. W. Capone, D. G. Hinks, J. D. Jorgensen, J. D. Grace, I. K. Schuller, C. U. Segre, and K. Zhang, “Structure of the single-phase high-temperature superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 51, no. 1, p. 57, 1987.
- [12] J. Jorgensen, B. Veal, A. Paulikas, L. Nowicki, G. Crabtree, H. Claus, and W. Kwok, “Structural properties of oxygen-deficient $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$,” *Phys. Rev. B*, vol. 41, no. 4, pp. 1863–1877, Feb. 1990.
- [13] M. Magnuson, T. Schmitt, V. N. Strocov, J. Schlappa, A. S. Kalabukhov, and L.-C. Duda, “Self-doping processes between planes and chains in the metal-to-superconductor transition of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$,” *Sci. Rep.*, vol. 4, p. 7017, Nov. 2014.
- [14] M. Prester, “Current transfer and initial dissipation in high- T_c superconductors,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 11, no. 4, pp. 333–357, Apr. 1998.
- [15] G. N. G. E. M. Gershenzon, Y. P. G. I.G. Gogidze, D. S. K. A.T. Elant’ev, and A.D. Semenov, “Millimeter and submillimeter range mixer based on electron heating of superconducting films in the resistive state,” *Supercond. Sov.*, vol. 3, pp. 2143–2160, 1990.
- [16] C. Peroz, J. C. Villégier, A. F. Dégardin, B. Guillet, and A. J. Kreisler, “High critical current densities observed in $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ / $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ / $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ultrathin film constrictions,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 14, p. 142502, 2006.
- [17] I. Puica, W. Lang, M. Peruzzi, J. D. Pedarnig, and D. Bäuerle, “Direct observation of the depairing current with short current pulses in ultrathin high-temperature superconductor films,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 43, pp. 670–673, Jun. 2006.
- [18] J. I. Gittleman and B. Rosenblum, “Microwave properties of superconductors,” *Proc. IEEE*, vol. 52, no. 10, pp. 1138–1147, 1964.

- [19]G. F. Dionne, “New two-fluid superconduction model applied to penetration depth and microwave surface resistance,” *IEEE Trans. Applied Supercond.*, vol. 3, no. 1, pp. 1465–1467, Mar. 1993.
- [20]D. A. Bonn, P. Dosanjh, R. Liang, and W. N. Hardy, “Evidence for rapid suppression of quasiparticle scattering below T_c in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 68, no. 15, pp. 2390–2393, Apr. 1992.
- [21]Jian-Guo Ma and I. Wolff, “Modeling the microwave properties of superconductors,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 43, no. 5, pp. 1053–1059, May 1995.
- [22]Jian-Guo Ma and I. Wolff, “Electromagnetics in high- T_c superconductors,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 44, no. 4, pp. 537–542, Apr. 1996.
- [23]T. P. Orlando and K. A. Delin, *Foundations of applied superconductivity*. Reading, Mass: Addison-Wesley, 1991.
- [24]R. G. Ladret, A. J. Kreisler, and A. F. Dégardin, “Superconducting high- T_c hot electron bolometers used as THz mixers: Predicted performance by hot spot modeling,” *38th International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves*, Mainz, Germany, 2013, IEEE Proceedings DOI : [10.1109/IRMMW-THz.2013.6665745](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2013.6665745) .

Chapitre III – Modélisation du bolomètre à électrons chauds en YBaCuO

Sommaire

Chapitre III – Modélisation du bolomètre à électrons chauds en YBaCuO	75
Sommaire	75
III.1. Principe et mise en œuvre technologique.....	76
III.2. Contenu et but des modèles.....	77
III.3 Choix du modèle utilisé	79
III.3.1 Modèle de bolomètre ponctuel et modèle à trois températures	79
III.3.1.1 – Sources de chaleur entrantes et sortantes.....	79
III.3.1.2 – Sources de chaleur impliquées dans la détection.....	82
III.3.1.3 – Résolution fréquentielle.....	85
III.3.1.4 – Résolution en régime permanent	87
III.3.2 Modèle à trois températures.....	89
III.3.3 Modèle du point chaud (<i>hot spot</i>).....	91
III.3.3.1 – Expression locale et unidimensionnelle de l'équation de la chaleur	92
III.3.3.2 – Distribution non-uniforme de la puissance dissipée par effet Joule	94
III.3.3.3 – Illustration et validation de notre modèle pour les HEB bas T_c	96
III.3.4 Modèle du point chaud pour YBaCuO	101
III.4 Modèle du point chaud à courant RF et adaptation d'impédance	106
III.4.1 Expression de la puissance RF et DC dissipée	107
III.4.2 Adaptation d'impédance entre l'antenne et la constriction.....	108
III.4.3 Résultat du calcul avec le modèle du point chaud à courant RF	109
III.4.4 Introduction de la variation d'impédance en régime térahertz	111
III.4.5 Répartition de la réponse I - V à faible adaptation d'impédance	112
III.4.6 Étude de la réponse fréquentielle.....	114
III.4.7 Traitement du gain de conversion et de la température de bruit aux fréquences térahertz	117
III.5 Application du modèle à des dispositifs de fabrication récente	124
III.5.1 Réponse I - V mesurée à KIT et modélisée au GeePs.....	125
III.6 Évolutions possibles du modèle	126
Références.....	127

Chapitre III – Modélisation du bolomètre à électrons chauds en YBaCuO

Le travail présenté dans ce chapitre se place dans la continuité et dans l'évolution d'un effort de modélisation réaliste des détecteurs thermiques réalisés au sein du GeePs. Notre but est de mieux comprendre et d'optimiser les paramètres de fabrication des bolomètres fonctionnant dans l'infrarouge ou dans le térahertz. Nos prédécesseurs (J. M. Depond [1], Z. Ben Ayadi [2], A. Gaugue [3], A. Adam [4]) ont réalisé des modèles permettant l'étude de la réponse de bolomètres infrarouge conventionnels et de bolomètres à électrons chauds (HEB) à base d'YBaCuO. Dans le cadre des HEB, nous avons introduit un traitement 1D numérique, qui prend ses racines dans les avancées récentes développées pour les HEB à basse- T_c . Ce modèle enrichit le concept de base, en introduisant le traitement des courants térahertz et du coefficient d'adaptation d'impédance à l'antenne. Il est présenté sous le nom de « Modèle du point chaud à courant radiofréquence » (*Hot spot RF current model*) en §III.4.

III.1. Principe et mise en œuvre technologique

Un HEB est constitué d'une nano-constriction rectangulaire de longueur L , de largeur w et d'épaisseur θ . Le schéma en figure III.1 présente une vue en coupe d'un dispositif HEB. Il comporte essentiellement un film supraconducteur d'épaisseur θ déposé sur un substrat, lui-même en contact avec un doigt froid (pour l'asservissement en température). C'est au sein du film supraconducteur qu'est située la nano-constriction, dont la longueur est définie par la distance entre les contacts électriques en or déposés à ses bords.

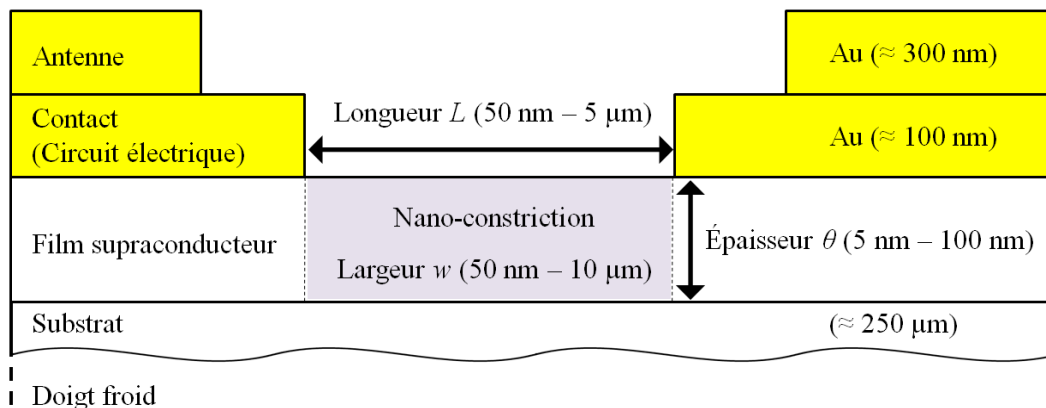


Figure III.1 : Dénominations et dimensions des éléments constitutifs d'un dispositif HEB.

Du point de vue électrique, le courant DC de polarisation I_0 est délivré par le biais des contacts, et passe dans la constriction dont nous déduisons la résistance R_0 de la mesure de la tension V . Par ailleurs, l'antenne THz absorbe les rayonnements issus de la source de signal à mesurer de pulsation ω_S et de l'oscillateur local de pulsation ω_{OL} (mélange hétérodyne), et délivre proportionnellement leurs puissances dans la nano-constriction (respectivement P_S et P_{OL}). La puissance mise en jeu provient pour partie du mélange des ondes absorbées, laquelle oscille à la fréquence intermédiaire ($\omega_{FI} = |\omega_S - \omega_{OL}|$). Cette oscillation périodique de puissance module la résistance de la nano-constriction, qui devient ainsi égale à $R_0 + \Delta R$. L'amplitude de la modulation suit les variations de P_S et, par conséquent, la tension mesurée, modulée par la résistance, permet de connaître P_S .

La résistance du bolomètre dépend – *via* la transition supraconductrice – de la variation de la température des électrons dans la nano-constriction. Les échanges thermiques font par ailleurs intervenir un déséquilibre thermique entre les électrons et les phonons au sein du bolomètre de type

HEB. Leurs températures respectives sont T_e et T_p , leurs chaleurs spécifiques volumiques C_e et C_p et leurs conductivités thermiques κ_e et κ_p .

La figure III.2 illustre les différents échanges thermiques qui ont lieu entre les différents protagonistes. Ainsi les électrons du film (caractérisés par leur temps d'interaction τ_{ee}) reçoivent de l'énergie de deux sources : du rayonnement RF et du courant DC. Ils la transmettent soit aux électrons du métal normal (qui constituent les contacts) par simple diffusion, ou aux phonons du film avec un temps caractéristique τ_{ep} . Ces mêmes phonons évacuent ce surplus d'énergie en le restituant soit aux électrons du film *via* un temps caractéristique τ_{pe} , soit aux phonons du substrat *via* un temps d'échappement caractéristique τ_{esc} . Le substrat évacue l'énergie des phonons vers le doigt froid en un minimum de temps. Pour cela, sa conductivité thermique doit être la plus élevée possible. Il en est de même pour la conductance thermique entre le film et le substrat afin de dissiper la chaleur du film rapidement, de sorte que les phonons du film puissent être maintenus à la température du doigt froid et assurer leur rôle de source froide.

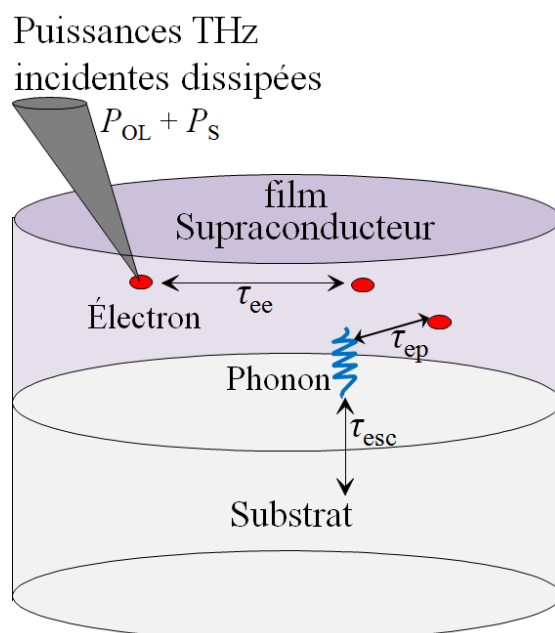


Figure III.2 : Interactions mises en jeu dans un HEB [5].

III.2. Contenu et but des modèles

Pour l'utilisateur, le détecteur est utilisé comme une boîte noire dont la sortie est la tension V . La tension de sortie est fonction des paramètres d'entrée suivants : la température du doigt froid T_0 , la puissance de l'oscillateur local P_{OL} , la puissance du signal à mesurer P_S et le courant de polarisation I_0 ; ils sont représentés en figure III.3.

Le rôle de la modélisation est d'explicitier la fonction entrées-sortie à l'aide de l'étude des échanges thermiques et des propriétés électriques associées, à l'origine de l'effet HEB. Le but est de déterminer P_S en identifiant les conditions qui minimisent le bruit et les pertes de conversion, et qui maximisent la bande passante de détection.

La clef de voûte de cette étude se situe dans le calcul de la température des électrons de la nano-constriction supraconductrice qui forme l'élément de détection. La température des électrons s'obtient en établissant et résolvant **les équations d'équilibre thermique** qui régissent les échanges de chaleur

au sein du bolomètre. Nous verrons que la transition résistive joue un rôle important dans le calcul de la température des électrons en tout point.

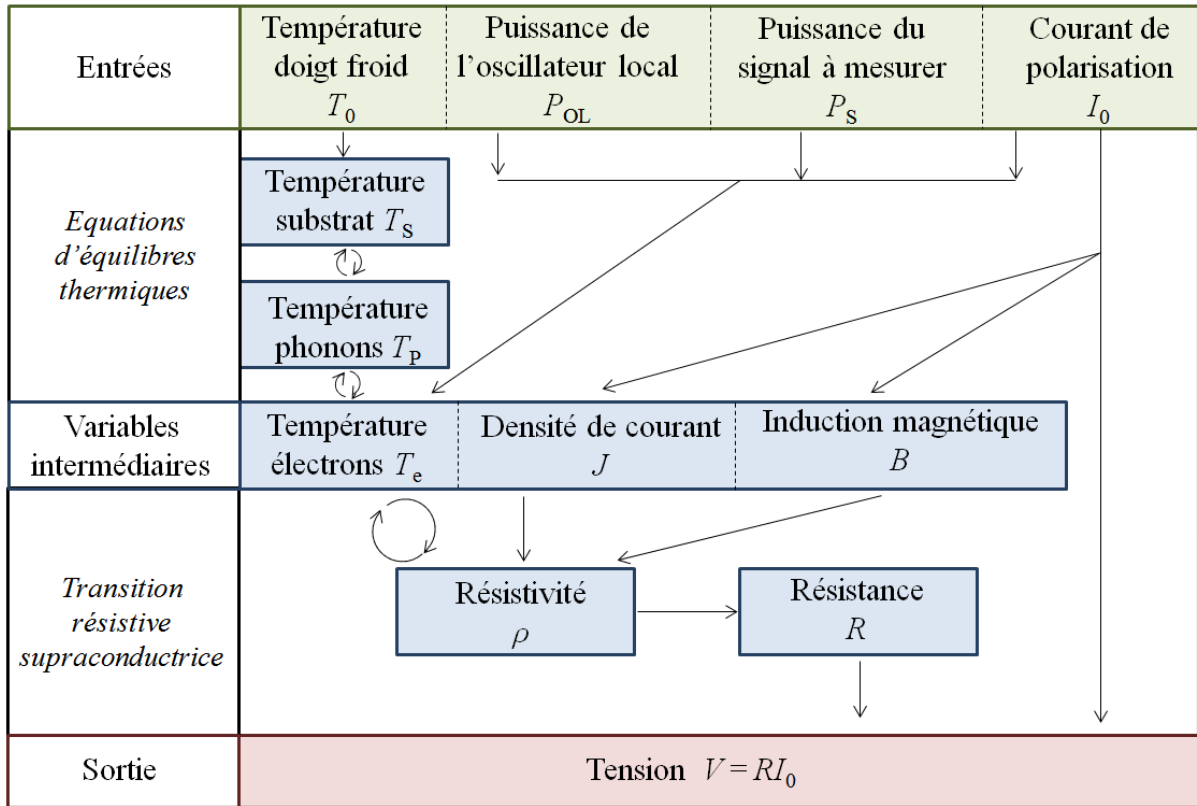


Figure III.3 : Schéma d'interaction entrées-sortie. Les flèches rectilignes représentent les équations reliant les variables. Les flèches en boucle montrent les influences réciproques.

La figure III.3 présente synthétiquement les interactions prises en compte dans tous les modèles que nous avons développés. Les équations utilisées sont celles de l'équilibre thermique et de la transition résistive supraconductrice. Leur traitement introduit d'autant plus de détails que les modèles sont récents. Par exemple, les modèles du « point chaud » (*hot spot*) permettent de déduire la répartition des températures le long de la nano-constriction, là où le modèle ponctuel n'en calcule qu'une moyenne sur la nano-constriction.

La démarche analytique de mise en œuvre d'un modèle se déroule typiquement de la manière suivante :

- Dans un premier temps, nous résolvons les équations d'équilibre thermique afin de déterminer T_e , à partir de T_0 , P_{OL} et I_0 . Il convient de déterminer par la suite la résistance associée à l'aide de la transition résistive. Cette démarche est à répéter, en faisant varier la valeur de I_0 entre 0 et I_{max} , ce qui permet de déduire la caractéristique $I-V$ du détecteur à T_0 et P_{OL} donnés.
- Nous introduisons ensuite une variation issue du mélange entre P_{OL} et P_S . Cette étude en perturbation est dénommée "approche des petits signaux", et permet de déduire la bande passante, le gain de conversion et le bruit du détecteur. Le but est de chercher les valeurs de P_{OL} et de I_0 qui optimisent les caractéristiques calculées.
- Il convient enfin, d'effectuer cette étude à différentes températures de refroidissement T_0 et, si le modèle le permet, à différentes fréquences de fonctionnement térahertz.

III.3 Choix du modèle utilisé

Les modèles qui suivent peuvent être présentés comme une progression dans la complexité des phénomènes étudiés. L'intérêt d'un modèle plus complexe est de mettre en avant des effets qui vont jouer au détriment ou en faveur des performances du HEB, le but étant de déduire les valeurs optimales du dimensionnement des détecteurs.

Cette étude est extrêmement importante pour les HEB à haute T_c car, contrairement à ceux à basse T_c , les premiers essais ont montré des performances bien moindres que les prédictions des modèles simples, ce qui implique soit un problème technologique (dégradation durant la fabrication), soit un problème théorique (un effet important non pris en compte).

Notre travail sur la partie théorique a permis de mettre en évidence plusieurs nouvelles considérations qui pourraient mener à la fabrication de HEB à haute T_c de bonnes performances – eu égard à leur température de fonctionnement.

III.3.1 Modèle de bolomètre ponctuel et modèle à trois températures

Dans cette approche, le problème est considéré de manière volumique globale. Les dimensions du bolomètre interviennent dans les équations, et chacune des inconnues dépend du temps mais non de l'espace : c'est un système temporel à zéro dimension, dit "modèle ponctuel".

Le modèle ponctuel trouve ses origines dans l'étude de la réponse d'un supraconducteur à un rayonnement laser [6] et de la bande passante associée [7]. Il a été adapté pour les HEB en 1990 [8] pour modéliser des bolomètres en Nb et en YBaCuO.

L'équation d'équilibre thermique typiquement utilisée découle de la loi de conservation de la puissance :

$$C \cdot V \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \sum P_{\text{entrante}} - P_{\text{sortante}} + P_{\text{détection}}, \quad (\text{eq. III.1})$$

où, pour un réservoir thermique de volume V et de chaleur spécifique volumique C , sa variation de température dans le temps est déduite des sources de chaleur entrantes et sortantes et de la chaleur produite par détection bolométrique en son sein.

Dans le cadre du modèle ponctuel, nous considérons le réservoir thermique des électrons du supraconducteur (T_e) et le réservoir thermique des phonons du supraconducteur (T_p). L'influence de la température des phonons a été introduite par Karasik [9], car elle est non négligeable aux températures de fonctionnement d'YBaCuO.

III.3.1.1 – Sources de chaleur entrantes et sortantes

Afin d'étudier notre système, il faut décrire les différents échanges énergétiques ayant lieu dans la constriction. Les échanges entre sources thermiques, qui sont pilotés par des temps d'interaction, sont déduits de la loi de conduction de la chaleur.

Considérons un réservoir thermique 1 échangeant de la chaleur avec le réservoir thermique 2. La puissance transmise de 1→2 s'écrit sous la forme générale :

$$P_{1 \rightarrow 2} = A_{1,2} V_{1,2} T_1^n, \quad (\text{eq. III.2})$$

où $A_{1,2}$ est le coefficient de couplage entre les réservoirs 1 et 2, $V_{1,2}$ est le volume d'interaction entre les deux réservoirs (typiquement, le volume de la constriction pour un HEB), T_1 est la température du

réservoir 1 et n est le paramètre associé à la dépendance en température du temps d'interaction entre les réservoirs 1 et 2. Les paramètres A_{1-2} et n sont déduits de la relation entre la conductance thermique G_{1-2} et la puissance transmise P_{1-2} :

$$G_{1-2}(T_1) = \left(\frac{dP_{1-2}}{dT_1} \right)_{T=T_{1c}} = nA_{1-2}V_{1-2}T_{1c}^{n-1} \quad (\text{eq. III.3})$$

La température T_{1c} est la température à laquelle est évalué le temps d'interaction τ_{1-2} , sachant que $G_{1-2} = C_1V_{1-2}/\tau_{1-2}$, où C_1 est la chaleur spécifique volumique du réservoir 1 [$\text{J}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{K}^{-1}$], et que le comportement $\tau_{1-2} \propto T_1^{n-2}$ est déduit de mesures sur les temps d'échange thermique entre les deux réservoirs considérés.

Du point de vue du réservoir thermique 1, la puissance totale échangée est :

$$P_{1-2} = P_{1 \rightarrow 2} - P_{2 \rightarrow 1} = A_{1-2}V_{1-2}T_1^n - A_{1-2}V_{1-2}T_2^n = \frac{C_1}{nT_{1c}^{n-1}\tau_{1-2}}V_{1-2}(T_1^n - T_2^n) \quad (\text{eq. III.4})$$

Nous posons l'hypothèse que $A_{1-2} = A_{2-1}$. C'est ce type d'expression que nous retrouverons pour les échanges associés aux temps d'interaction τ_{ep} et τ_{esc} .

Puissance issue de l'échange électrons-phonons du film

Nous avons mentionné que l'interaction électrons-phonons était pilotée par le temps d'interaction τ_{ep} . La puissance échangée lors de cette interaction est :

$$P_{e-p} = \frac{C_e}{nT_{ec}^{n-1}\tau_{ep}}V_c(T_e^n - T_p^n), \quad (\text{eq. III.5})$$

où V_c est le volume de la constriction (produit de la longueur L , par la largeur w et par l'épaisseur θ du nanopont, tel que $V_c = L \times w \times \theta$), $n = 3,6$ pour Nb et NbN [10] et $n = 3$ pour YBaCuO [11], où n est déduit des mesures de $\tau_{ep}(T)$. L'énergie échangée est sortante pour les électrons et entrante pour les phonons du film.

Nous remarquons que, pour que $P_{e-p} = -P_{p-e}$, il faut que $\frac{C_e}{\tau_{ep}} = \frac{C_p}{\tau_{pe}}$, avec en outre $T_{ec} = T_{pc}$.

Puissance issue de l'échange phonons du film – phonons du substrat

Nous avons mentionné que l'interaction *phonons du film* \leftrightarrow *phonons du substrat* était pilotée par le temps d'échappement τ_{esc} . La puissance échangée lors de cette interaction est :

$$P_{p-s} = \frac{C_p}{mT_{pc}^{m-1}\tau_{esc}}V_c(T_p^m - T_s^m), \quad (\text{eq. III.6})$$

où le temps d'échappement τ_{esc} dépend de la nature de l'interface entre le film et le substrat et de l'épaisseur du film.

Deux méthodes sont couramment utilisées pour estimer le temps d'échappement. La première méthode est la prise en compte de la résistance thermique qui dépend à la fois des matériaux en jeu, mais aussi de la qualité du dépôt du film sur le substrat. Typiquement $\tau_{esc} = R_B \times C_p \times \theta$, avec R_B la résistance thermique d'interface variant entre 5×10^{-4} et 5×10^{-5} ($\text{K}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{W}^{-1}$) pour YBaCuO [4]. La seconde méthode est déduite des mesures de conduction thermique sur des couches minces d'YBaCuO. En introduisant les résultats dans l'expression de l'équation de Ginzburg-Landau

dépendante du temps, Harrabi et al [12] ont déduit la relation $\tau_{\text{esc}} = \theta \times 75 \text{ ps} / \text{nm}$ [13]. Nous avons privilégié cette dernière évaluation dans la thèse.

Mais la technologie utilisée dans le cas d'YBaCuO fait intervenir une tricouche de type PrBaCuO / YBaCuO / PrBaCuO. Il faut donc appliquer une correction à l'épaisseur " $\theta_{\text{tricouche}}$ " prise en compte pour le calcul du temps d'échappement : $\theta_{\text{tricouche}} = \theta_{\text{YBaCuO}}[1 + \theta_{\text{PrBaCuO}} / (2 \theta_{\text{YBaCuO}} + \theta_{\text{PrBaCuO}})]$, tirée de la publication [14].

Puissance issue de l'échange phonons du substrat – doigt froid

Le réservoir que forment les phonons du substrat est généralement simplifié en considérant une température constante $T_s = T_0$. Il est néanmoins possible de tenir compte de la conduction *phonons du substrat* \leftrightarrow *doigt froid* à T_0 , en écrivant la puissance thermique associée :

$$P_{\text{s-df}} = G_s (T_s - T_0), \quad (\text{eq. III.7})$$

où le calcul de la conductance thermique G_s peut-être abordé de deux façons :

1. La méthode utilisée par A. Adam dans son modèle à trois températures (§III.3.2), fait intervenir la surface du doigt froid (S_{df}) et uniquement la résistance de contact avec le substrat. À partir de la conductivité thermique d'interface $h_s = 0,013 \text{ W.cm}^{-2}.\text{K}^{-1}$ (pour le MgO), on obtient $G_s = h_s S_{\text{df}} = 1,3 \times 10^{-2} \text{ W.K}^{-1}$ pour un doigt froid de surface 1 cm^2 .
2. La seconde approche, proposée par A. Kreisler à partir de [15], prend en compte la diffusion de la chaleur dans le substrat (de chaleur spécifique volumique C_s et de conductivité thermique κ_s), d'où résulte un gradient de la température T_s sous la nano-constriction (fig.III.4). Nous introduisons ce résultat à partir de l'équation de conservation de la puissance (eq. III.1) en considérant le réservoir des phonons du substrat :

$$C_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \kappa_s \left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} \right). \quad (\text{eq. III.8})$$

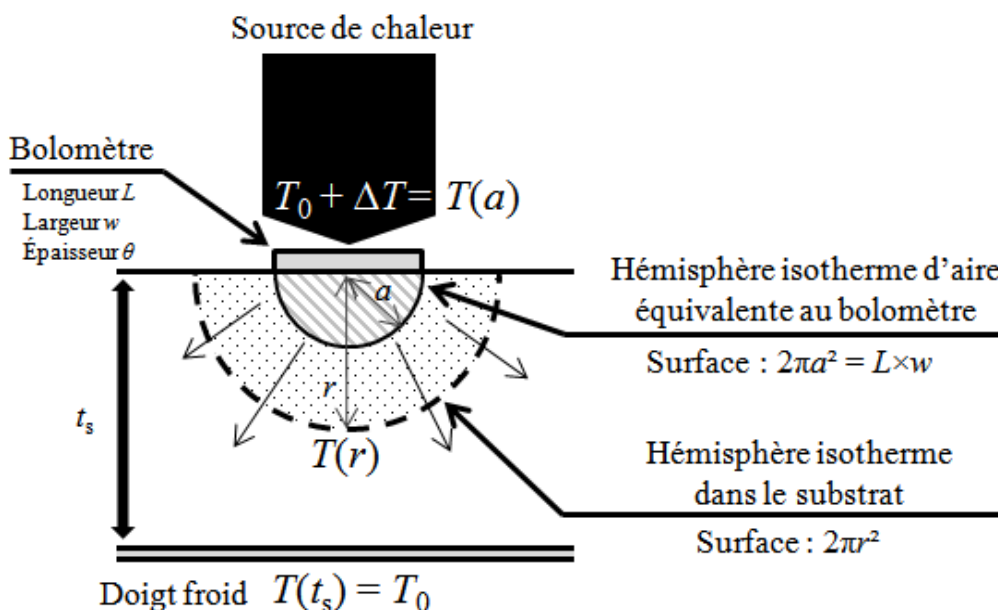


Figure III.4 : Schéma du modèle utilisé pour la diffusion de la chaleur dans le substrat d'épaisseur $t_s \gg a$ (en coordonnées sphériques, le problème ne dépend que de r).

La source de chaleur est supposée être de température $T_0 + \Delta T$ au niveau du bolomètre et sur la surface ($L \times w$) située directement sous le bolomètre. Le modèle propose une résolution de la température dans le substrat $T_s(r)$ en coordonnées sphériques, centrées au milieu du bolomètre. Nous remplaçons ensuite la surface réelle sous le bolomètre, par une surface fictive en forme de demi-sphère de rayon a , tel que $2\pi a^2 = L \times w$, avec $T_s(a) = T_0 + \Delta T$. Le doigt froid en contact sous le substrat d'épaisseur t_s impose la température $T_s(t_s) = T_0$. Enfin, les ordres de grandeurs sont tels que $a \ll t_s$; le problème ne dépend donc de r .

En régime continu, les isothermes de rayon r de la distribution en température dans le substrat sont déduites de l'équation de Laplace dans un milieu semi-infini ($a \ll t_s$) :

$$\frac{\kappa_s}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T_s}{\partial r} \right) = 0 \quad \text{d'où} \quad T_s(r) = T_0 + \frac{a}{r} \Delta T. \quad (\text{eq. III.9})$$

Ce résultat permet d'introduire la solution de l'eq. III.8 dans l'eq. III.7. Le coefficient de conduction thermique s'exprime alors à l'aide de l'expression de la puissance échangée entre deux surfaces $S_1(r = a)$ et $S_2(r \rightarrow \infty)$ portées aux températures respectives $T_0 + \Delta T$ et T_0 :

$$G_s \Delta T = -\kappa_s \left[\iint_{S_1} \vec{\nabla}(T_s) \cdot \vec{n} dS - \iint_{S_2} \vec{\nabla}(T_s) \cdot \vec{n} dS \right] \cong -\kappa_s \iint_{S_1} \vec{\nabla}(T_s) \cdot \vec{n} dS,$$

$$G_s \Delta T = -\kappa_s \iint_{r=a} \left(-\frac{a}{r^2} \Delta T \right) r^2 \sin \theta d\theta d\varphi = \kappa_s a \Delta T \times 2\pi, \quad \text{d'où:}$$

$$G_s = \kappa_s 2\pi a. \quad (\text{eq. III.10})$$

Ce calcul, appliqué à un substrat de MgO (avec $\kappa_s = 360 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ à 90 K), et à une constriction $L = w = 0,5 \text{ } \mu\text{m}$ ($a = 0,2 \text{ } \mu\text{m}$: on vérifie bien que $a \ll t_s$, typiquement de $250 \text{ } \mu\text{m}$), donne $G_s = 4,5 \times 10^{-4} \text{ W} \cdot \text{K}^{-1}$. Cette valeur est faible, mais décroît avec la fréquence (d'un ordre de grandeur environ à quelques GHz).

III.3.1.2 – Sources de chaleur impliquées dans la détection

Puissance résultant de la détection de l'oscillateur local et du signal

Le rayonnement absorbé par l'antenne apporte une puissance radiofréquence (RF), provenant du rayonnement térahertz, atténuée d'un coefficient α et dissipée de manière homogène dans la constriction. Cette dernière hypothèse repose sur le fait que les longueurs d'ondes térahertz dépassent largement les dimensions de la nano-constriction, ce qui exclut la possibilité d'une distribution inhomogène de la puissance. En effet, à 2,5 THz, la longueur d'onde ($120 \text{ } \mu\text{m}$) est à comparer à la longueur du nanopont (inférieure à $1 \text{ } \mu\text{m}$). Cette hypothèse est revisitée dans le modèle présenté en §III.4. Par ailleurs, dans ce qui suit, nous n'affectons pas à α de pertes supplémentaires associées aux modes électromagnétiques parasites localisés dans le substrat (ce traitement a fait l'objet de simulations, et des discussions associées, de I. Türier [16]).

La composante prépondérante et constante est issue de l'oscillateur local et s'écrit P_{OL} . La composante oscillante, notée \tilde{P} , est issue du mélange des puissances P_{OL} et P_S ; elle est modulée à la fréquence ω_{FI} . La puissance dissipée issue du rayonnement térahertz est déduite à partir de la démonstration de Gershenzon *et al.* [8].

Dans cette démonstration, le point de départ est l'expression des deux modes de fréquences ω_{OL} et ω_S dans une couche mince supraconductrice résistive. Ces modes sont exprimés sous forme des

champs électriques $E^{\text{OL}} = E_0^{\text{OL}} \cos(\omega_{\text{OL}} t)$ de l'oscillateur local et $E^{\text{S}} = E_0^{\text{S}} \cos(\omega_{\text{S}} t)$ du signal. La puissance, associée à ces champs électriques, qui est dissipée dans le film, est :

$$P_{\text{dis}} \propto (E^{\text{OL}} + E^{\text{S}})^2 = \frac{E_0^{\text{OL}^2}}{2} [1 + \cos(2\omega_{\text{OL}} t)] + \frac{E_0^{\text{S}^2}}{2} [1 + \cos(2\omega_{\text{S}} t)] + \frac{E_0^{\text{OL}} E_0^{\text{S}}}{2} \cos([\omega_{\text{OL}} + \omega_{\text{S}}] t) + \frac{E_0^{\text{OL}} E_0^{\text{S}}}{2} \cos([\omega_{\text{OL}} - \omega_{\text{S}}] t) \quad (\text{eq. III.11.a})$$

En identifiant les puissances d'oscillateur local et du signal : $P_{\text{OL}} \propto (E_0^{\text{OL}})^2$ et $P_{\text{S}} \propto (E_0^{\text{S}})^2$ et la fréquence intermédiaire (FI) $\omega_{\text{FI}} = |\omega_{\text{OL}} - \omega_{\text{S}}|$, et sachant que le bolomètre ne sera pas assez rapide pour répondre aux fréquences THz, nous ne retiendrons donc que les composantes aux fréquences les plus basses :

$$P_{\text{dis}} \cong \alpha P_{\text{OL}} + \alpha 2 \sqrt{P_{\text{OL}} P_{\text{S}}} \cos(\omega_{\text{FI}} t). \quad (\text{eq. III.11.b})$$

Puissance électrique dissipée par effet Joule

Pour déduire cette grandeur, nous considérons le bolomètre de résistance R traversé par le courant de polarisation I_0 . La puissance dissipée par effet Joule en régime continu est alors :

$$P_{\text{J0}} = R I_0^2. \quad (\text{eq. III.12})$$

La résistance est calculée à partir de la température des électrons et du courant de polarisation suivant le modèle de transition résistive supraconductrice choisi (cf. chapitre II).

$$R = R(T_e) = \int_0^L \frac{\rho(T_e)}{w \times \theta} dx = \frac{\rho(T_e) L}{w \times \theta} \quad (\text{eq. III.13})$$

Nous remarquons donc qu'une variation de la température des électrons de ΔT_e entraîne une variation de la résistance ΔR et, par conséquent, une variation de la puissance dissipée par effet Joule $\Delta P_{\text{J}} = \Delta R I_0^2$. Ce dernier terme de puissance fait à son tour croître la température des électrons : c'est une boucle électrothermique.

Pour résoudre correctement cette problématique, il faut introduire l'environnement électrique du bolomètre. Le "té" de polarisation (fig. III.5) se partage en trois branches :

- Le bolomètre est symbolisé par une résistance variable dans la branche d'entrée (bas-gauche de la figure), traversée par le courant $I_0 - \tilde{I}$, où \tilde{I} est le courant à la sortie FI.
- L'alimentation du courant de polarisation se fait par la branche supérieure, symbolisée par la source de courant I_0 ; toute variation radiofréquence de courant est bloquée par l'inductance L_{Block} .
- La lecture du courant est réalisée à l'aide d'un amplificateur (symbolisé par sa résistance de charge R_L) aux bornes duquel est présent le courant radiofréquence \tilde{I} , obtenu à l'aide du filtre passe-haut (symbolisé par le condensateur C_{Block}) en sortie du bolomètre.

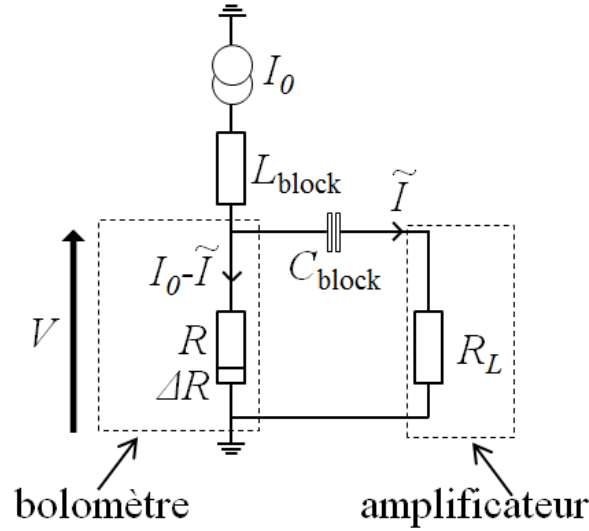


Figure III.5 : Circuit du bolomètre avec un amplificateur d'impédance d'entrée R_L et avec une source de polarisation de type courant (I_0). En pratique, nous avons choisi $R_L = 50$ ohm.

Dans ces conditions, la tension aux bornes du bolomètre s'écrit :

$$V = V_0 + \tilde{V} \equiv (I_0 - \tilde{I})(R_0 + \Delta R) \cong I_0 R_0 + I_0 \Delta R - \tilde{I} R_0, \quad (\text{eq. III.14})$$

d'où la tension aux bornes de la résistance d'entrée de l'amplificateur :

$$\tilde{V} = R_L \tilde{I} = I_0 \Delta R - \tilde{I} R_0. \quad (\text{eq. III.15})$$

Cette expression nous permet d'exprimer la partie variable \tilde{I} du courant. Comme la résistance dépend uniquement de la température des électrons, une variation de résistance peut être directement liée à une variation de température \tilde{T}_e via la dérivée dR/dT_e . Nous l'introduisons donc pour exprimer la variation ΔR dans \tilde{I} :

$$\tilde{I} = \frac{I_0 \Delta R}{R_L + R_0} = \frac{I_0}{R_L + R_0} \frac{dR_0}{dT_e} \tilde{T}_e \quad \text{avec} \quad \Delta R(T_e) = \frac{dR_0}{dT_e} \tilde{T}_e. \quad (\text{eq. III.16})$$

Nous pouvons alors écrire la puissance dissipée par effet Joule (jusqu'au premier ordre) comme suit :

$$P_J = P_{J_0} + \tilde{P}_J = (V_0 + \tilde{V})(I_0 - \tilde{I}) = V_0 I_0 + \tilde{V} I_0 - V_0 \tilde{I} \quad (\text{eq. III.17})$$

$$\tilde{P}_J = I_0^2 \frac{R_L - R_0}{R_L + R_0} \frac{dR_0}{dT_e} \tilde{T}_e \quad (\text{eq. III.18})$$

L'équation d'évolution de la chaleur est donc définie pour le réservoir d'électrons et le réservoir de phonons comme suit :

$$C_e V_c \frac{\partial T_e}{\partial t} = P_{\text{dis}} + P_J - P_{e-p}, \quad (\text{eq. III.19})$$

$$C_p V_c \frac{\partial T_p}{\partial t} = P_{e-p} - P_{p-s}. \quad (\text{eq. III.20})$$

En appliquant le modèle des petits signaux, ces équations se séparent en une composante continue et une composante fréquentielle. À partir de l'expression fréquentielle (développée au premier ordre), nous faisons l'étude de la bande passante et de la sensibilité du détecteur. Ceci nous permet de déduire l'expression du gain de conversion et de la température de bruit du détecteur.

Ce développement fréquentiel est dû à la composante oscillante de la puissance dissipée (de pulsation ω), et toutes les variables de calcul adoptent la même modulation :

$$I = I_0 - \tilde{I}e^{j\omega t}, V = V_0 + \tilde{V}e^{j\omega t}, P_j = P_{j0} + \tilde{P}_j e^{j\omega t}, T_e = T_{e0} + \tilde{T}_e e^{j\omega t} \text{ et } T_p = T_{p0} + \tilde{T}_p e^{j\omega t} \quad (\text{eq. III.21})$$

Ces variables sont alors introduites dans eq. III.19 et eq. III.20.

III.3.1.3 – Résolution fréquentielle

Le couple d'équations avec les composantes oscillantes pour YBaCuO (donc $n = m = 3$) s'écrit :

$$j\omega C_e V_c \tilde{T}_e = \alpha \tilde{P} + I_0^2 \frac{R_L - R_0}{R_L + R_0} \frac{dR_0}{dT_e} \tilde{T}_e - \frac{C_e}{T_{ec}^2 \tau_{ep}} V_c (T_{e0}^2 \tilde{T}_e - T_{p0}^2 \tilde{T}_p) \quad (\text{eq. III.22})$$

$$j\omega C_p \tilde{T}_p = \frac{C_e}{T_{ec}^2 \tau_{ep}} V_c (T_{e0}^2 \tilde{T}_e - T_{p0}^2 \tilde{T}_p) - \frac{C_p}{T_{pc}^2 \tau_{esc}} V_c T_{p0}^2 \tilde{T}_p \quad (\text{eq. III.23})$$

Ces équations se résolvent par une méthode de substitution classique : à partir de l'eq. III.23 nous exprimons T_p en fonction de T_e . T_p est ensuite remplacée dans l'eq. III.22. Le but est d'exprimer la sensibilité thermique S_T , qui est la variation de température des électrons \tilde{T}_e en fonction de la variation de puissance dissipée \tilde{P} dans la constriction (calcul détaillé dans l'annexe §A.1).

$$S_T = \frac{\tilde{T}_e}{\tilde{P}} = S_{T\max} \frac{1 + j\omega\tau_0}{1 + 2j\omega\tau\zeta + \tau^2(j\omega)^2} \quad (\text{eq. III.24})$$

L'expression de la sensibilité thermique est dépendante de la pulsation ω , et sa variation fréquentielle s'identifie à celle d'un filtre passe-bas d'ordre 2. Les expressions des temps caractéristiques τ et τ_0 , ainsi que du coefficient ζ , sont déduites des grandeurs physiques du HEB et détaillées dans les équations ci-après (eq. III.25.a-g) :

$$S_{T\max} = \frac{\tau_{ep}}{V_c C_e C_2} \quad \tau_0 = \frac{\tau_{\text{eff}}}{\frac{\tau_{\text{eff}}}{\tau_{ep}} \frac{C_e}{C_p} \left(\frac{T_{p0}}{T_{ec}}\right)^2 + 1} \quad \tau^2 = \frac{\tau_0 \tau_{ep}}{C_2} \quad (\text{eq. III.25. a b et c})$$

$$\zeta = \frac{\tau_{ep} + \tau_0 C_1}{2\tau C_2} \quad \tau_{\text{eff}} = \tau_{\text{esc}} \left(\frac{T_{p0}}{T_{ec}}\right)^2 \quad (\text{eq. III.25. d et e})$$

$$C_1 = \left(\frac{T_{e0}}{T_{ec}}\right)^2 - I_0^2 \frac{R_L - R_0}{R_L + R_0} \frac{dR_0}{dT_e} \frac{\tau_{ep}}{V_c C_e} \quad C_2 = C_1 - \frac{\tau_0}{\tau_{ep}} \frac{C_e}{C_p} \left(\frac{T_{p0} T_{e0}}{T_{ec}^2}\right)^2 \quad (\text{eq. III.25. f et g})$$

La réponse en tension R_V est déduite de S_T par l'expression provenant des eq. III.15-16 :

$$R_V = \frac{\tilde{V}}{\tilde{P}} = S_T \times I_0 \frac{R_L}{R_L + R_0} \frac{dR_0}{dT_e} \quad (\text{eq. III.26})$$

Cette expression (R_V) est utilisée pour déterminer la bande passante théorique des HEB. Dans notre travail, nous introduisons les valeurs intégrées de T_{e0} , T_{p0} , R_0 et dR_0/dT_e issues de l'étude en régime permanent. Parmi les autres paramètres introduits, nous retrouvons notamment l'influence du volume de la constriction V_c (dans l'expression de C_1) et du temps d'échappement τ_{esc} . Nous avons étudié différentes configurations de dispositifs afin de distinguer au mieux les paramètres liés à l'augmentation de la bande passante (fig. III.6).

Nous avons procédé à cette étude pour un HEB d'YBaCuO dont les dimensions sont exprimées par les variables (L , w , θ), avec la section de la nano-constriction notée $S_c = w \times \theta$ et le volume de la nano-constriction noté $V_c = L \times S_c$. Nous utilisons une expression de transition résistive de type Fermi-Dirac (eq. II.8, $\rho(T_e) = [\sigma_N \times (1 + \exp((T_c(I) - T_e)/\Delta T))]^{-1}$ et la dépendance de la température critique ($T_c(I) = T_{c\text{-midpoint}}[1 - (I/S_c J_c)^{1/\gamma}]$). Les paramètres physiques sont ceux du tableau III.1.

Tableau III.1 : Paramètres d'YBaCuO utilisés dans l'étude de la bande passante.

C_e [9]	C_p [9]	κ_e [9]	κ_p [9]	τ_{ep} [11]	τ_{esc} [11], [4]
$2,5 \cdot 10^4$ $J \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}$	$6,5 \cdot 10^5$ $J \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}$	1,0 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	10 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	1,7 ps	$32,5 \times \theta$ (nm) ps

σ_N [17]	J_c [17]	γ [17]	$T_{C\text{-midpoint}}$ [17]	ΔT [17]	T_0
$3,15 \cdot 10^5$ $ohm^{-1} \cdot m^{-1}$	$2,2 \cdot 10^6$ à 77 K $A \cdot cm^{-2}$	1,5	88,8 K	1,2 K	70 K

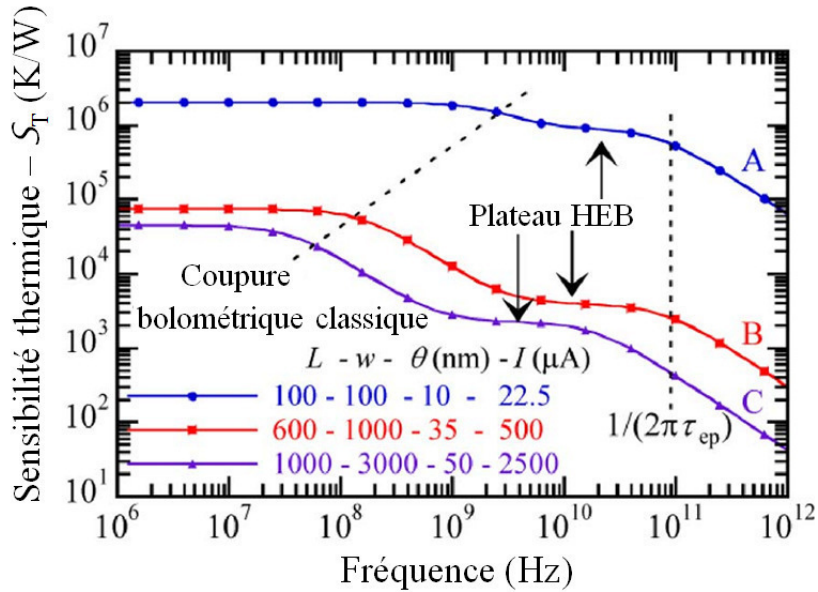


Figure III.6 : Sensibilité thermique de trois détecteurs HEB en YBaCuO en fonction de la fréquence de modulation en détection directe [17].

La courbe de la sensibilité thermique fréquentielle se comporte comme un filtre passe-bas et possède deux plateaux de fonctionnement. Aux basses fréquences de modulation, les échanges thermiques [électrons d'YBaCuO ↔ phonons d'YBaCuO ↔ phonons du MgO], se font classiquement (processus isothermes). C'est le mode de fonctionnement du plateau initial, qui se finit par la "Coupure bolométrique classique".

Lorsque la modulation est plus rapide que l'échange phonons YBaCuO → phonons MgO, il ne reste que la dynamique du bolomètre à électrons chauds pour assurer la détection. Ce mode de fonctionnement est représenté par le "Plateau HEB".

Enfin, lorsque la modulation est plus rapide, les phonons d'YBaCuO n'ont pas le temps de se thermaliser et tout effet bolométrique disparaît. Cette fréquence de coupure est intrinsèque au matériau considéré (ici YBaCuO) *via* le temps d'échange électron-phonon ($f_{cp} = 1/2\pi\tau_{ep}$).

La dépendance la plus forte vient de τ_{esc} , qui est proportionnel à l'épaisseur d'YBaCuO [12], et au volume de la constriction V_c , qui intervient au dénominateur des grandeurs temporelles et de l'expression S_{Tmax} . De cette observation, nous déduisons que plus le volume de la constriction est faible, plus la bande passante sera élevée et la sensibilité thermique sera forte.

Il faut cependant remarquer que la modélisation des aspects fréquentiels par la méthode présentée ici semble ne pas prendre en compte tous les effets qui influencent la bande passante expérimentale des HEB en YBaCuO. En effet, différentes mesures sur des HEB ayant des dimensions

micrométriques rapportent des bandes passantes allant au-delà du GHz. Il'in et Siegel ont proposé en 2002 [18] un modèle introduisant le rôle des vortex dans la bande passante. Dans ce modèle, la température de refroidissement T_0 devient un paramètre majeur pour déterminer la bande passante maximale, ainsi qu'en témoignent des mesures où la fréquence de coupure est de 70 MHz à 9 K, 102 MHz à 72 K, 103 MHz à 77 K et 500 MHz à 84K. Ils notent que le rôle des vortex dans la bande passante devrait être moins notable pour la détection d'ondes (signal et oscillateur local) de plusieurs centaines de gigahertz, mais sans fixer de limites intrinsèques. Nous signalerons aussi les mesures de Li et al. pour une détection à 585 GHz avec une bande passante estimée à 5,5 GHz pour un bolomètre de dimensions transversales micrométriques ($1 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m} \times 50 \text{nm}$) [19] et à 7 GHz pour un nanopont d'une longueur de 100 nm [20].

Un autre mécanisme susceptible d'augmenter la bande passante dans les HEB est le refroidissement des électrons par diffusions vers les contacts d'or, à condition que la constriction soit courte ($L < 100 \text{nm}$). Nous savons que la longueur de diffusion des électrons est très faible dans YBaCuO et la mesure a confirmé cela en ne détectant aucune amélioration notable de la bande passante, même pour une longueur $L = 50 \text{nm}$ [21]. C'est pour cette raison que ce mécanisme de refroidissement ne sera pas pris en compte dans notre développement ultérieur de modélisation.

III.3.1.4 – Résolution en régime permanent

En régime permanent, le couple d'équations (eq. III.19 et eq. III.20) exprimé pour YBaCuO (donc $n = m = 3$), s'écrit sans les composantes oscillantes :

$$0 = \alpha P_{\text{OL}} + R_0 I_0^2 - \frac{C_e}{3T_{\text{cc}}^2 \tau_{\text{ep}}} V_c (T_{\text{e}0}^3 - T_{\text{p}0}^3) \quad (\text{eq. III.27})$$

$$0 = \frac{C_e}{3T_{\text{cc}}^2 \tau_{\text{ep}}} V_c (T_{\text{e}0}^3 - T_{\text{p}0}^3) - \frac{C_p}{3T_{\text{pc}}^2 \tau_{\text{esc}}} V_c (T_{\text{p}0}^3 - T_s^3) \quad (\text{eq. III.28})$$

Si les puissances $P_{\text{DC}} (= R_0 I_0^2)$ et P_{OL} sont imposées, il est possible de trouver une solution pour la température des électrons (T_e) et celle des phonons (T_p). À l'aide de l'expression de la transition résistive, la résistance R_0 en est ensuite déduite. Nous noterons qu'une transition de type Fermi-Dirac était déjà proposée en 1990 [22] (cf. présentation en §II.4.3). Cette expression de la transition résistive devait poser des problèmes de calcul, car d'autres équipes ont préféré opter pour un modèle de transition résistive à pente constante dite « *broken line* » [23].

Lorsque la résistance est connue, I_0 est déduit de P_{DC} . En faisant varier P_{DC} entre 0 et $P_{\text{DC}}^{\text{max}}$ (choisie à 2 μW dans [9]) la réponse I - V est alors déterminée (fig. III.7).

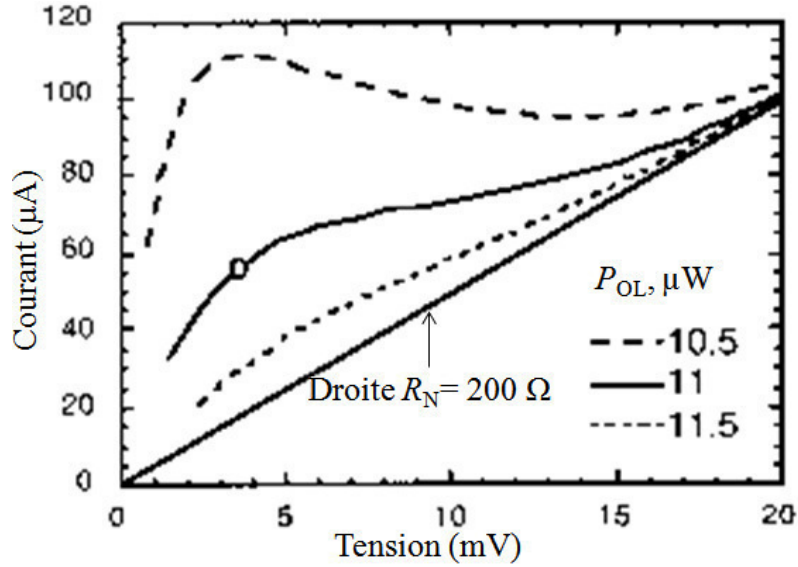


Figure III.7 : Modélisation par le modèle ponctuel de la réponse I - V d'un HEB en YBaCuO [9]. Le calcul est fait pour une constriction de dimensions $100 \times 100 \times 10 \text{ nm}^3$ dans un bain froid à 66 K. Remarque : Dans toutes ces études, les modes de substrat ne sont pas pris en compte dans le calcul du coefficient d'atténuation α .

Gain de conversion et température de bruit du dispositif

Le gain de conversion est le rapport entre la puissance mesurée (P_{FI}) à la fréquence ω_{FI} et la contribution correspondante de la puissance du signal P_{S} . P_{FI} est déduite de l'expression de R_{V} , en remarquant que $\tilde{P} = 2\sqrt{P_{\text{OL}}P_{\text{S}}}$, et en définissant l'amplitude V_{FI} du signal à la fréquence intermédiaire comme suit :

$$V_{\text{FI}} = 2R_{\text{V}}\alpha\sqrt{P_{\text{OL}}P_{\text{S}}}e^{i\omega_{\text{FI}}t}, \quad (\text{eq. III.29})$$

dont nous déduisons la puissance moyenne correspondante :

$$P_{\text{FI}} = \frac{1}{2} \frac{V_{\text{FI}}^2}{R_{\text{L}}}. \quad (\text{eq. III.30})$$

Le gain de conversion est représenté en figure III.8 (gauche) et est calculé suivant [9] :

$$G = \left| \frac{P_{\text{FI}}}{P_{\text{S}}} \right| = \frac{2\alpha^2 P_{\text{OL}} |R_{\text{V}}|^2}{R_{\text{L}}} \quad (\text{eq. III.31})$$

Les bruits introduits par le dispositif se définissent en termes de température de bruit. Les deux sources de bruit majoritaires sont le bruit Johnson et le bruit de fluctuations thermiques. Le bruit Johnson est la conséquence du mouvement brownien des électrons dans une résistance. Le bruit de fluctuations thermiques représente les variations aléatoires d'un système de température moyenne T_{c} (dans le cas des électrons de notre bolomètre). Le bruit de fluctuations thermiques est d'autant plus élevé que la température du système est élevée ; dans le cadre de l'étude de Karasik et al. sur les HEB en YBaCuO [9], ce bruit est considéré comme prédominant. Il s'exprime en température de bruit *single sideband* - SSB, où la mesure utilise la composante du signal à $\omega_{\text{OL}} + \omega_{\text{FI}}$ (au lieu des deux composantes $\omega_{\text{OL}} \pm \omega_{\text{FI}}$ prises en compte en *double sideband* - DSB) :

$$T_{\text{SSB}}^{\text{TF}} = \frac{2T_{\text{c}}^2 \gamma V_{\text{c}}}{\alpha^2 P_{\text{OL}} \tau_{\text{ep}}}, \quad (\text{eq. III.32})$$

représentée en figure III.8 (droite), où γ est la constante de Sommerfeld.

Par la suite, à l'aide de l'expression du gain de conversion et de la température de bruit, il est possible de tracer une réponse de $P_{DC} = f(P_{OL})$ où les performances en bruit et en gain sont affichées en nuances de gris (fig. III.8).

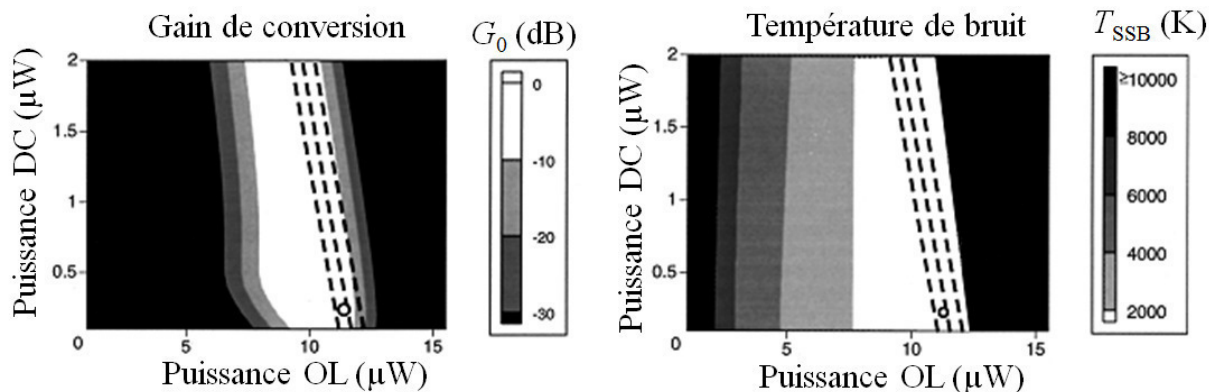


Figure III.8 : Gain de conversion et température de bruit SSB d'un HEB en YBaCuO, de dimensions $100 \times 100 \times 10 \text{ nm}^3$, d'après le modèle ponctuel utilisé dans [9].

Ce modèle est appliqué pour un dispositif HEB en YBaCuO de 100 nm de long et de large et de 10 nm d'épaisseur (noté : $100 \times 100 \times 10 \text{ nm}^3$). Pour une puissance d'oscillateur local de 11 μW , le gain de conversion est de +5,5 dB et la température de bruit de 2000 K SSB, correspondant environ à 1000 K DSB. Ce résultat a permis un premier dimensionnement et a fixé les objectifs de performances attendues pour les HEB fabriqués. Nous noterons cependant qu'un gain de conversion supérieur à 0 dB semble peu réaliste (et d'ailleurs jamais mesuré), ce qui indique que ce modèle nécessite d'être pour le moins revu sur certains aspects.

III.3.2 Modèle à trois températures

Ce modèle fut introduit par A. Adam [4] afin de mettre en lumière l'influence de la diffusion thermique dans le substrat qui est le plus souvent considérée comme parfaite. Le principe à la base de ce modèle est de reprendre les mêmes équations que le modèle à deux températures et de rajouter une dépendance *via* la température du substrat T_s . Ceci est réalisé en introduisant la capacité calorifique du substrat et une grandeur liée à l'échappement de l'énergie thermique des phonons du substrat au doigt froid (voir figure III.9). Cette dernière est linéarisée en température et s'écrit $\sigma_s(T_s - T_0)$. Ainsi, pour les phonons du substrat nous avons désormais la relation suivante :

$$C_s V_s \frac{dT_c}{dt} = \frac{C_p}{2T_{pc}^2 \tau_{esc}} V_c (T_p^3 - T_s^3) - \sigma_s (T_s - T_0). \quad (\text{eq. III.33})$$

La grandeur V_s désigne le volume considéré pour le substrat. Le paramètre σ_s (appelé G_s en §III.3.1.1) est déduit du produit d'une part de la conductivité thermique h_s entre le MgO et le doigt froid supposé en cuivre et d'autre part de leur surface de contact S_{df} ; où h_s est prise égale à $0,013 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ et S_{df} est prise égale à 1 cm^2 . Le paramètre C_s est la chaleur spécifique volumique du MgO, à savoir $0,72 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$. Les équations pour les électrons (eq. III.27) et pour les phonons (eq. III.28) du film sont inchangées.

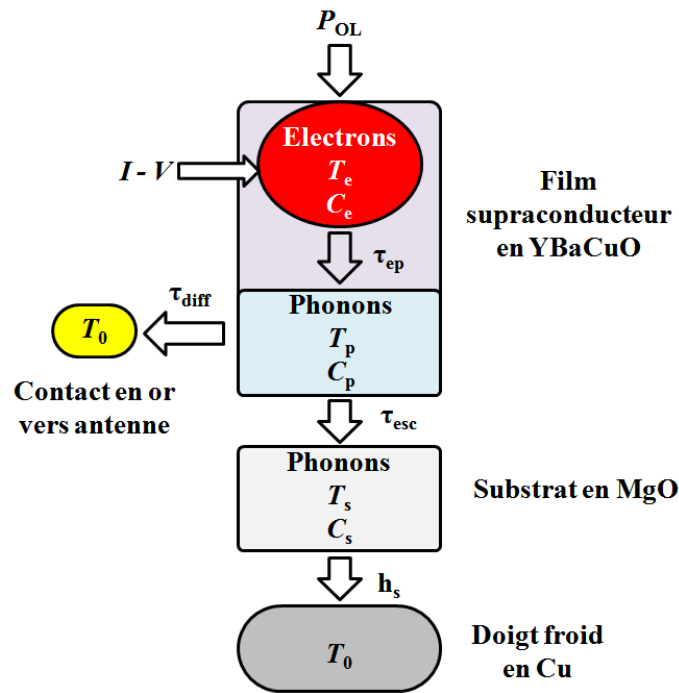


Figure III.9 : Schéma des échanges énergétiques entre les différents sous-systèmes qui composent le HEB pour un modèle à trois températures, d'après [4].

La démarche du modèle à trois températures permet de tirer des conclusions nouvelles sur le dimensionnement et la fabrication des HEB en YBaCuO par rapport au modèle à deux températures.

Ainsi, la longueur L est un paramètre plus crucial qu'estimé auparavant (fig. III.10). Aux faibles longueurs de micropont, L joue un rôle moindre sur la première fréquence de coupure que sur le niveau de la réponse globale ; les dimensions idéales du micropont devront être inférieures à 100 nm de longueur, 250 nm de largeur et quelques dizaines de nm d'épaisseur. Ceci n'est possible qu'en utilisant la lithographie électronique pour la définition du micropont.

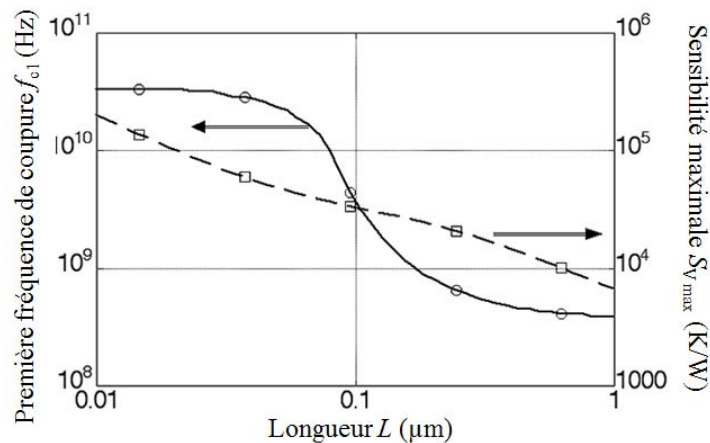


Figure III.10 : Sensibilité thermique maximale et première fréquence de coupure en fonction de la longueur L du micropont supraconducteur d'YBaCuO, pour des microponts de largeur $2 \mu\text{m}$ et d'épaisseur 20 nm - [4].

La résistance thermique d'interface R_B (introduite en §III.3.1.1) participe linéairement dans l'expression de τ_{esc} et doit être minimisée (fig. III.11) pour obtenir une plus grande valeur de la première fréquence de coupure (f_{c1}); à cette fin, la qualité de dépôt du film est primordiale et l'utilisation d'une couche tampon n'est pas à exclure.

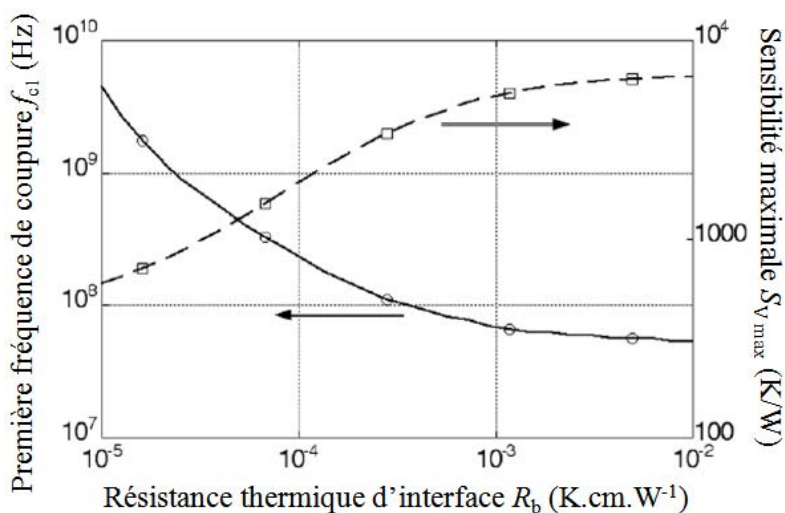


Figure III.11 : Sensibilité thermique maximale et première fréquence de coupure en fonction de la résistance thermique d’interface R_b entre le substrat et le micropont - [4].

En conclusion de ce modèle, il sera difficile d’atteindre les fréquences de coupure escomptées sans posséder la technologie adaptée pour obtenir de si petites structures (en dessous de 200 nm de long dans ce modèle) avec une bonne qualité d’interface, tout en conservant une température critique élevée.

III.3.3 Modèle du point chaud (hot spot)

Ce modèle introduit la considération essentielle que la distribution de la température des électrons et des phonons n’est pas uniforme le long de la constriction (axe x , figure III.12). Il en résulte donc qu’YBaCuO voit sa résistivité localement varier le long de l’axe Ox , ce qui introduit une dissipation non-uniforme par effet Joule dans la constriction. Cette approche, inspirée des travaux de Sckopol et al. [24], a été proposée par Wilms Floet et al. [25]. Nous supposons que la température au niveau des contacts ($x = 0$ et $x = L$) est T_0 (doigt froid), et que les puissances RF dissipées par le signal et l’oscillateur local sont uniformément réparties (indépendantes de x). Cette dernière hypothèse, déjà mentionnée (§III.3.1.2), est l’hypothèse initialement adoptée jusqu’à ces toutes dernières années ; son abandon ultérieur est un point clé de la présente thèse.

Notons que les contacts en or sont d’excellents conducteurs thermiques et électriques, la densité de courant qui les traverse est plus de 10 fois plus faible que celle traversant la nano-constriction. Par conséquent, non seulement la dissipation par effet Joule est extrêmement faible dans les contacts, mais la chaleur au contact de la nano-constriction est efficacement conduite et n’altère que très peu l’équilibre thermique des contacts [26].

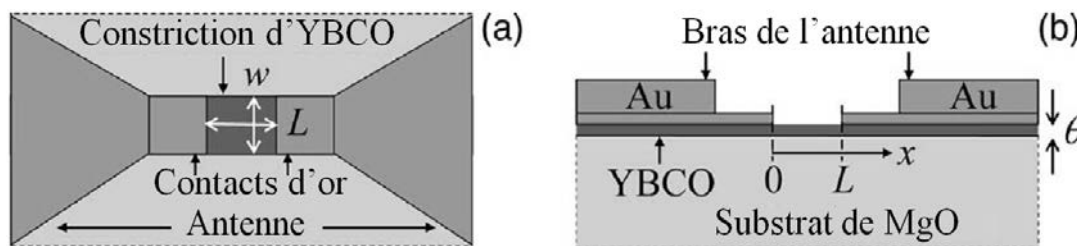


Figure III.12 : Vue de dessus (a) et en coupe (b) d’un HEB couplé à une antenne térahertz. La constriction en YBaCuO est de longueur L , de largeur w et d’épaisseur θ . La coordonnée d’espace x est parallèle à L .

III.3.3.1 – Expression locale et unidimensionnelle de l'équation de la chaleur

Dans ce modèle, les équations de conservation sont rendues locales en introduisant l'expression de la diffusion de la chaleur au sein d'un réservoir thermique donné. La puissance diffusant selon l'axe x est ici introduite pour un réservoir de température variable $T(x)$. Nous exprimons cette puissance comme la différence des flux d'énergie de part et d'autre d'une tranche de section transversale $S_c = w \times \theta$ et d'épaisseur δx de la constriction (fig. III.13) :

$$\delta P_{\text{diff}}(x) = J_{\text{diff}}(x)S_c - J_{\text{diff}}(x + \delta x)S_c = -\frac{\partial J_{\text{diff}}(x)}{\partial x} \delta x S_c ; \text{ or } J_{\text{diff}}(x) = -\kappa \frac{\partial T(x)}{\partial x},$$

$$\text{d'où } \delta P_{\text{diff}}(x) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa \frac{\partial T(x)}{\partial x} \right) \delta x S_c. \quad (\text{eq. III.34})$$

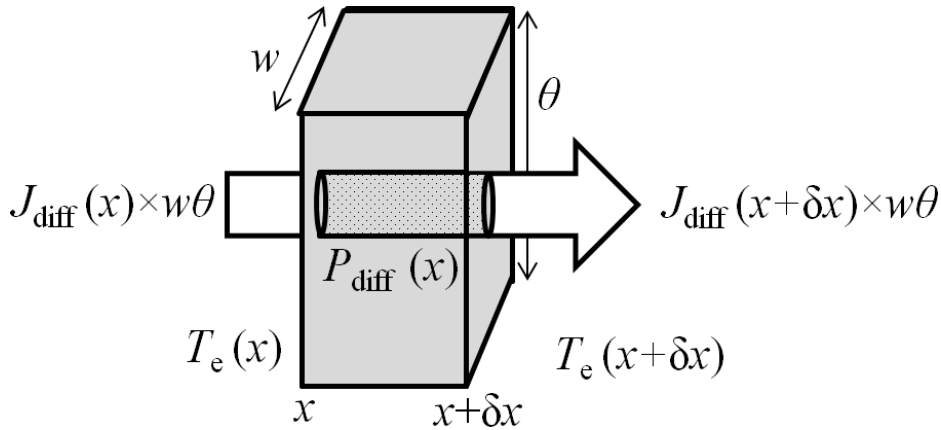


Figure III.13 : Échanges d'énergie diffusée sur une tranche de longueur δx dans un réservoir à la température locale $T_e(x)$.

L'équation de la chaleur s'écrit donc localement :

$$C_{\text{ep}} S_c \delta x \frac{\partial T}{\partial t} - \delta P_{\text{diff}} = \delta P_{\text{entrante}} - \delta P_{\text{sortante}} + \delta P_{\text{détention}} \quad (\text{eq. III.35})$$

C_{ep} est la chaleur spécifique volumique des électrons (C_e) ou des phonons (C_p) [$\text{J} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$] (selon le réservoir considéré). Ces puissances sont exprimées à la coordonnée x du pont sur la tranche de largeur δx . Ainsi, pour une puissance dissipée de manière homogène sur l'ensemble de la constriction, sa puissance locale est exprimée avec le coefficient de proportionnalité $\delta x/L$. Pour les puissances non-homogènes sur x , nous les exprimerons dans l'élément de volume de section S_c et de longueur δx .

Diffusion de la chaleur dans le réservoir d'électrons

La conductivité thermique des électrons κ_e [$\text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$] varie avec la température ; cet effet est important à basse température (variation en T_e^3 pour le NbN [27], mais négligé pour YBaCuO dans notre étude) et doit être pris en compte dans l'expression de δP_{diff}^e :

$$\delta P_{\text{diff}}^e = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) S_c \delta x = S_c \delta x \cdot \kappa_e \frac{\partial^2 T_e}{\partial x^2} + S_c \delta x \cdot \frac{\partial \kappa_e}{\partial T_e} \frac{\partial T_e}{\partial x} \quad (\text{eq. III.36})$$

Diffusion de la chaleur dans le réservoir de phonons

La conductivité des phonons diminue fortement à basse température, c'est pourquoi elle est négligée dans le cas des HEB en NbN, ce qui simplifie grandement la résolution de l'équation de la chaleur. Dans le cas présent des HEB en YBaCuO :

$$\delta P_{\text{diff}}^{\text{p}} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa_{\text{p}} \frac{\partial T_{\text{p}}}{\partial x} \right) S_{\text{c}} \delta x = S_{\text{c}} \delta x \cdot \kappa_{\text{p}} \frac{\partial^2 T_{\text{p}}}{\partial x^2} + S_{\text{c}} \delta x \cdot \frac{\partial \kappa_{\text{p}}}{\partial T_{\text{p}}} \frac{\partial T_{\text{p}}}{\partial x}, \quad (\text{eq. III.37})$$

où κ_{p} est la conductivité thermique associée aux phonons.

Les puissances entrantes et sortantes sont exprimées dans la tranche de coordonnée x et de largeur δx de la constriction. Nous considérons donc la température locale, respectivement des électrons $T_{\text{e}} = T_{\text{e}}(x)$ et des phonons $T_{\text{p}} = T_{\text{p}}(x)$:

$$\delta P_{\text{e-p}} = \frac{S_{\text{c}} \delta x C_{\text{e}}}{n T_{\text{ec}}^{n-1} \tau_{\text{ep}}} (T_{\text{e}}^n - T_{\text{p}}^n) \quad \text{et} \quad \delta P_{\text{p-s}} = \frac{S_{\text{c}} \delta x C_{\text{p}}}{m T_{\text{pc}}^{m-1} \tau_{\text{esc}}} (T_{\text{p}}^m - T_{\text{s}}^m) \quad (\text{eq. III.38}) \quad \text{et} \quad (\text{eq. III.39})$$

La puissance térahertz dissipée est considérée comme répartie de manière homogène ; elle s'exprime localement comme :

$$\delta P_{\text{dis}} = \alpha P_{\text{OL}} \frac{\delta x}{L}. \quad (\text{eq. III.40})$$

Nous n'introduisons pas encore le terme issu du mélange hétérodyne, car le régime de petits signaux sera introduit ultérieurement à partir du schéma électrique. De même, le coefficient α qui est représentatif des pertes d'adaptation de P_{OL} en P_{dis} sera analysé en détail par la suite ; dans la littérature, il est le plus souvent omis ($\alpha = 1$).

La puissance DC dissipée est la nouveauté majeure introduite à ce stade par le modèle de *hot spot* : le courant de polarisation I_0 est considéré comme homogène dans toute la constriction, mais l'échauffement de la constriction est local, car il dépend de la température locale des électrons T_{e} (exprimée dans la résistivité ρ). De plus, I_0 modifie la résistivité *via* l'expression de la transition résistive en introduisant une variation de la température critique $T_{\text{c}}(I_0)$, d'où :

$$\delta P_{\text{DC}} = \rho(T_{\text{e}}, I_0) \frac{\delta x}{S_{\text{c}}} I_0^2. \quad (\text{eq. III.41})$$

La résistivité $\rho(T_{\text{e}}, I_0)$ est déduite de la résistance normale (R_{N}) et des dimensions de la constriction, en suivant l'expression de type Fermi-Dirac de la transition (§II.4.3.1). Cette expression fait intervenir la température critique $T_{\text{c}}(I_0)$ avec $\rho(T_{\text{e}}, I_0)$ qui est rappelée ci-après :

$$\rho(T_{\text{e}}, I_0) = R_{\text{N}} \frac{S_{\text{c}}}{L} \left(1 + e^{\frac{T_{\text{e}} - T_{\text{c}}(I_0)}{\Delta T}} \right)^{-1} \quad \text{avec} \quad T_{\text{c}}(I_0) = T_{\text{c}}(I_0) \left[1 - \left(\frac{I_0}{I_{\text{c}}} \right)^{\frac{2}{3}} \right] \quad (\text{eq. III.42}) \quad \text{et} \quad (\text{eq. III.43})$$

Les équations couplées de la chaleur (eq. III.35) sont exprimées et simplifiées sous la forme suivante :

$$V_{\text{c}} \kappa_{\text{e}} \frac{\partial^2 T_{\text{e}}}{\partial x^2} - V_{\text{c}} C_{\text{e}} \frac{\partial T_{\text{e}}}{\partial t} = \frac{V_{\text{c}} C_{\text{e}}}{n \tau_{\text{ep}} T_{\text{ec}}^{n-1}} (T_{\text{e}}^n - T_{\text{p}}^n) - \alpha P_{\text{OL}} - V_{\text{c}} \frac{\rho(T_{\text{e}}, I_0) I_0^2}{S_{\text{c}}^2}, \quad (\text{eq. III.44})$$

$$V_{\text{c}} \kappa_{\text{p}} \frac{\partial^2 T_{\text{p}}}{\partial x^2} - V_{\text{c}} C_{\text{p}} \frac{\partial T_{\text{p}}}{\partial t} = \frac{V_{\text{c}} C_{\text{p}}}{m \tau_{\text{esc}} T_{\text{pc}}^{m-1}} (T_{\text{p}}^m - T_0^m) - \frac{V_{\text{c}} C_{\text{e}}}{n \tau_{\text{ep}} T_{\text{ec}}^{n-1}} (T_{\text{e}}^n - T_{\text{p}}^n). \quad (\text{eq. III.45})$$

La méthode de résolution de ces équations est itérative. Dans les deux équations précitées, nous fixons certains paramètres pour limiter à deux le nombre de variables à trouver par méthode itérative. Les paramètres connus sont V_c , κ_e , C_e , n , τ_{ep} , α , S_c , κ_p , C_p , m , τ_{esc} . Les variables fixées sont P_{OL} , I_0 et T_0 , car dans une expérience de mesure, ce sont les paramètres pilotés par l'opérateur. La résolution des équations se fait donc sur les variables $T_e(x)$ et $T_p(x)$ et leurs dérivées secondes d^2T_e/dx^2 et d^2T_p/dx^2 .

Les équations sont vérifiées en tout point du pont, soit de $x = 0$ à $x = L$. Comme le problème est parfaitement symétrique par rapport au centre du pont ($x = L/2$), il suffit de résoudre les équations entre $x = L/2$ et $x = L$. Le modèle considère que le refroidissement par le doigt froid est parfait aux extrémités, donc à $x = 0$ et $x = L$, nous avons : $T_e(0 \text{ ou } L) = T_p(0 \text{ ou } L) = T_0$.

Les puissances dissipées dans la constriction tendent à élever les températures, que nous supposons maximales au centre, de façon que : $T_e(L/2) = T_e^{\max}$, $T_p(L/2) = T_p^{\max}$ et $dT_e(L/2)/dx = dT_p(L/2)/dx = 0$.

Ces considérations donnent suffisamment d'informations pour que les dérivées secondes puissent être déduites en chaque point par MATLAB® lorsque x varie de $L/2$ à L . De même $T_e(x)$ et $T_p(x)$ sont déduites à chaque point à condition de définir T_e^{\max} et T_p^{\max} , où la relation $T_e^{\max} \geq T_p^{\max}$ nous aidera à converger. La résolution classique est donc de tester des couples (T_e^{\max}, T_p^{\max}) jusqu'à ce que la valeur trouvée à l'extrémité du pont soit : $T_e(L) = T_p(L) = T_0$, ce qui représente notre critère de succès du calcul.

Dans ce travail de thèse, nous avons apporté une amélioration importante dans la démarche de résolution, en échangeant les rôles de T_e^{\max} et de I_0 , telle que T_e^{\max} soit une variable fixée et I_0 soit une variable de calcul. Cela facilite les calculs car, d'une part, la recherche de solution de T_p^{\max} est réalisée avec une borne supérieure fixe (T_e^{\max} est connue) et, d'autre part, les cas difficiles où différentes valeurs de résistance peuvent être associées à une même valeur I_0 (car I_0 est surjective vers R), sont simplifiés car T_e^{\max} est fortement corrélée à la résistance (car T_e^{\max} est bijective avec R dans tous nos calculs).

III.3.3.2 – Distribution non-uniforme de la puissance dissipée par effet Joule

La distribution de température est symétrique par rapport au centre du micropont et est maximale en son centre (T_e^{\max} et T_p^{\max}). Aux extrémités du micropont, au niveau des contacts d'or, la température est définie par le doigt froid. L'échauffement dans la constriction est donc non uniforme. La puissance dissipée par la polarisation DC par effet Joule n'est présente que dans la région où la résistivité locale est non nulle. Rappelons que les puissances RF venant de l'oscillateur local (OL) et du signal à détecter sont pour l'instant considérées comme étant dissipées uniformément sur toute la constriction.

Zones supraconductrices et normales dans la constriction

Le modèle ici développé a connu plusieurs évolutions. Dans un premier temps, la transition résistive était simplifiée sous forme d'un échelon, telle que la résistivité était nulle en deçà de T_c et normale au-delà. Dans cette configuration, il existe un lien direct entre la largeur de la zone normale (point chaud) et la puissance térahertz dissipée dans la constriction (fig. III.14).

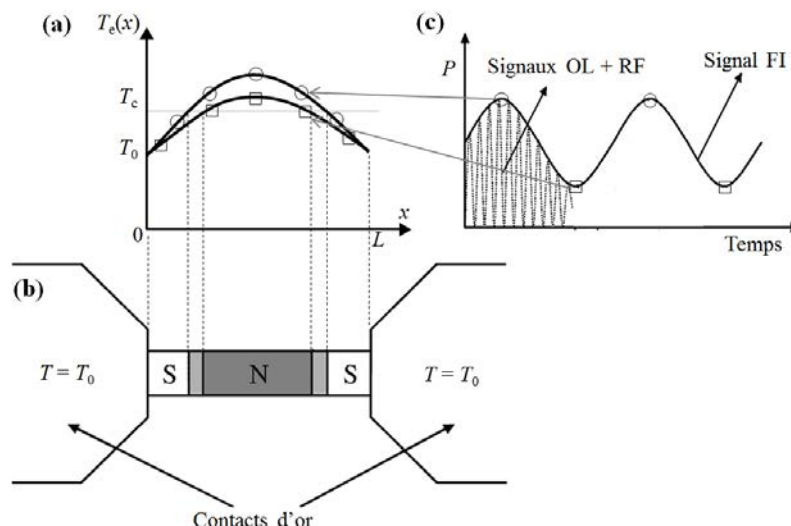


Figure III.14 : Distribution des zones supraconductrice et normale [25]. La zone entre N et S de (b) correspond à la portion devenant alternativement supraconductrice ou normale (a) sous l’influence du signal FI tracé en (c).

Nous pouvons remarquer que dans cette situation la puissance dissipée modulée à la fréquence FI induit une modulation de la zone normale de la constriction du HEB. Le raisonnement qui en découle naturellement est de se demander si la dynamique thermique au sein de la constriction suit cette modulation. Semenov et Hübers [28] se sont intéressés à cette question et ont introduit un paramètre de viscosité lié à la variation de largeur de la zone normale au centre de la constriction. Le résultat de leur calcul a été comparé à une mesure présentée en figure III.15.

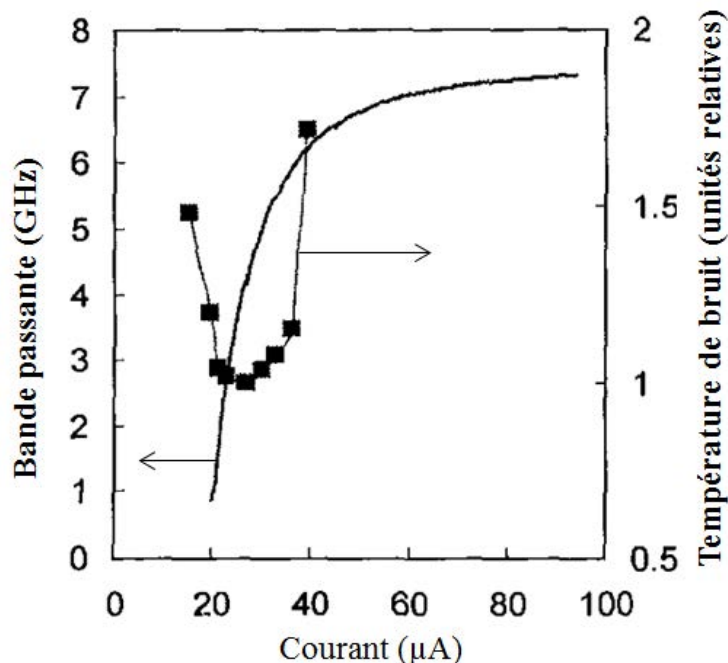


Figure III.15 : Calcul de la bande passante à la fréquence intermédiaire (ligne continue) et mesures expérimentales de la température de bruit (carrés) en fonction du courant de polarisation. La température de bruit est normalisée à sa valeur minimale [28]. La bande passante dépend du paramètre de viscosité qui donne une inertie à la variation de longueur de la zone normale et de la zone supraconductrice. La bande passante croît avec le courant de polarisation ; elle atteint 4 GHz lorsque la température de bruit est minimale, ce qui représente 60% de la bande passante maximale. La constriction en NbN simulée a pour dimensions $w = 1,7 \mu\text{m}$, $L = 200 \text{ nm}$ et $\theta = 3,5 \text{ nm}$ ($T_0 = 4,5 \text{ K}$).

III.3.3.3 – Illustration et validation de notre modèle pour les HEB bas T_c

Le développement en régime de petits signaux adapté au modèle du point chaud fut introduit par Khosropanah et ses partenaires [27]. Nous avons utilisé leurs travaux pour valider nos méthodes de calcul sous MATLAB®. Pour ce faire, nous avons repris la démarche proposée dans leur article et comparé nos résultats à ceux qu'ils ont publiés.

Profils de température des électrons.

La résolution du modèle du point chaud commence par le calcul de la distribution en température des électrons le long de la constriction. Celle-ci est illustrée sur la figure III.16.

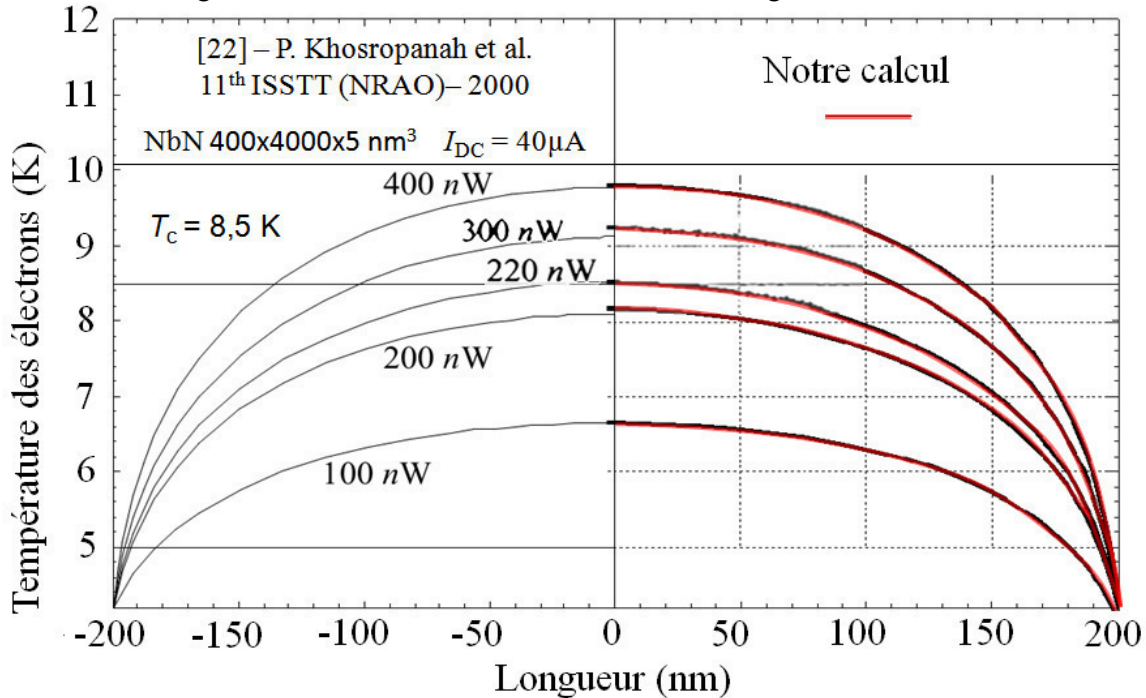


Figure III.16 : Profils de température des électrons dans une constriction en NbN refroidie à 4,2 K, pour différentes puissances d'oscillateur local. La moitié de gauche est le calcul issu de la référence [27] et celle de droite est le calcul réalisé par notre fonction MATLAB®. Nous avons pu valider la première étape de notre approche par cette comparaison. Les auteurs ont fait le calcul en rajoutant 5 nm aux extrémités pour prendre en compte une longueur de thermalisation.

Plusieurs points sont à noter :

- Le profil de température est bien symétrique par rapport au centre de la constriction et atteint son maximum T_e^{\max} au centre.
- À puissance d'oscillateur local donnée, lorsque le courant de polarisation augmente, la température sur l'intégralité de la constriction augmente en tout point (sauf aux extrémités supposées à T_0).
- Lorsque la température T_e^{\max} est proche de la température critique (8,5 K), nous observons que pour une augmentation de P_{OL} de 200 nW à 220 nW, T_e^{\max} augmente de 0,4 K, soit un rapport $\Delta T_e^{\max}/\Delta P_{OL} = 20$ mK/nW. Ceci est significativement plus grand que le rapport issu de la variation de P_{OL} allant de 100 à 200 nW (rapport ≈ 15 mK/nW) ou celui issu de la variation de P_{OL} allant de 300 à 400 nW (rapport ≈ 6 mK/nW).

Les paramètres utilisés pour cette étude avec le NbN sont résumés dans le tableau ci-dessous.

Tableau III.2 : Paramètres du NbN utilisés dans les simulations, adaptés de [27]. Le terme de la troisième colonne est une simplification proposée par les auteurs de [27] afin d'éliminer l'équation de la chaleur pour les phonons (eq. III.45) et d'utiliser uniquement l'équation de la chaleur pour les électrons (eq. III.44).

$S_c \times \kappa_e(T_c)$	n	$\frac{S_c C_e}{3,6 \tau_{ep} T_{ec}^{2,6}} \frac{(T_e^n - T_p^n)}{(T_e^n - T_0^n)}$	ΔT	T_c	T_0	R_N
$T_e^3 \times 6 \cdot 10^{-18}$	3,6	$2 \cdot 10^{-4}$	0,3	8,5	4,2	75
$W \cdot m \cdot K^{-1}$		$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-3,6}$	K	K	K	Ω

Réponse $I-V$

Lorsque la distribution en température des électrons est connue, il suffit d'appliquer la loi de transition résistive appropriée (eq. II.8) pour en déduire par intégration la résistance globale du bolomètre.

Cette résistance est calculée pour un courant de polarisation donné, il est ensuite possible d'en déduire la réponse $I-V$ du détecteur modélisé, comme illustré figure III.17.

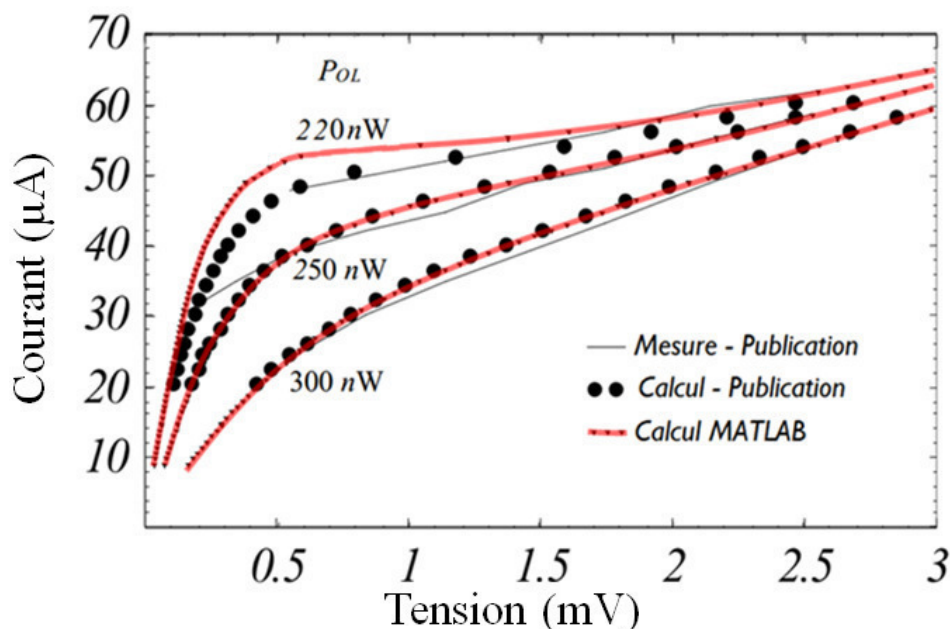


Figure III.17 : Réponses $I-V$ du HEB en NbN rapportées dans [27] : comparaisons entre les mesures sur un détecteur fabriqué, le modèle de *hot spot* développé dans [27] et notre modèle de *hot spot* sous MATLAB®. Nos calculs se superposent fidèlement à ceux de Khosropanah et al. [27] à 250 nW et 300 nW.

Les calculs sont proches des mesures sur HEB aux courants de polarisation au-delà de 20 μA . Notons que le résultat de notre calcul MATLAB® pour $P_{OL} = 220$ nW est légèrement différent de celui des auteurs. Cela est dû à la différence de la méthode de calcul, mais cette différence affecte peu le calcul des performances dynamiques (gain de conversion et température de bruit) du HEB.

Chaque point des courbes de la réponse $I-V$ est obtenu en déduisant la résistance R à partir du profil de température, à P_{OL} et au courant I_0 donnés. Cependant, les estimations du gain, du bruit et de la bande passante nécessitent plus que la réponse $I-V$ pour être calculées, comme nous le verrons après. En effet, des grandeurs telles que $R_0 \times T_c$ interviennent. Ces grandeurs ne sont pas le produit des termes, mais le résultat de l'intégration du produit de leur expression locale. L'indice "0" est ajouté à R

lors de ce calcul afin d'éviter les confusions. Ci-dessous, nous présentons – symbolisés par une double flèche – deux exemples de calcul de ce type de grandeurs :

$$R_0 \times T_e \Rightarrow \int_0^L \frac{\rho(T_e(x))}{S_c} T_e(x) dx, \quad (\text{eq. III.46})$$

$$\text{et } \left(\frac{dR_0}{dT_e} \times T_e \right)^2 \Rightarrow \int_0^L \left(\frac{d\rho(T_e(x))}{dT_e} \frac{T_e(x)}{S_c} \right)^2 L dx. \quad (\text{eq. III.47})$$

Dans la pratique, nous sauvegardons les valeurs de " $R_0 \times T_e$ " et de " $(T_e \times dR_0/dT_e)^2$ " pour chaque point afin de pouvoir estimer par la suite les performances en détection hétérodyne.

Calcul du gain de conversion et de la température de bruit

Pour le calcul du gain et de la température de bruit, il est nécessaire de pouvoir différencier entre la contribution provenant du courant de polarisation (DC) dissipé dans la constriction, et la contribution provenant des puissances RF (OL et signal).

Pour ce faire, nous introduisons tout d'abord deux paramètres C_{DC} et C_{RF} définis par :

$$C_{DC} = \delta R / \delta P_J \quad (\delta P_{OL} = 0) \quad (\text{eq. III.48})$$

$$C_{RF} = \delta R / \delta P_{OL} \quad (\delta P_J = 0) \quad (\text{eq. III.49})$$

C_{DC} est déduit de la réponse $I-V$ à P_{OL} donné. C_{RF} ne peut pas être déduit directement ; en effet la boucle électrothermique dans le bolomètre implique qu'une variation de P_{OL} introduit une variation de résistance de la constriction et donc un changement de la puissance DC dissipée. Cette boucle électrothermique, qui fait intervenir les variations de puissance ΔP_{DC} et ΔP_{OL} , peut être prise en compte dans C_{RF} à partir de l'expression de la variation de résistance :

$$\Delta R = \Delta P_{OL} C_{RF} + \Delta P_{DC} C_{DC} \quad \text{d'où} \quad C_{RF} = \frac{\Delta R}{\Delta P_{OL}} - C_{DC} \frac{\Delta P_{DC}}{\Delta P_{OL}}. \quad (\text{eq. III.50})$$

Cette expression est indispensable pour permettre d'effectuer les calculs numériques, et nous permet d'aborder le calcul du gain. Le schéma électrique équivalent du bolomètre et de son environnement (fig. III.18) est toujours défini par la polarisation en courant présentée précédemment (fig. III.5).

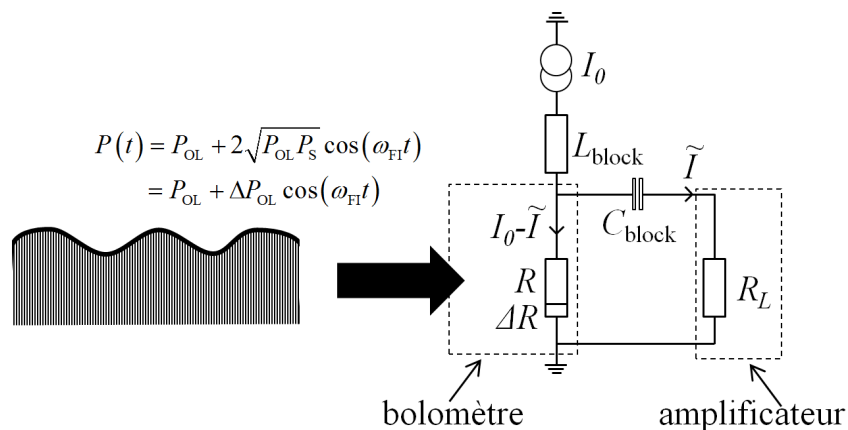


Figure III.18 : Circuit du bolomètre (vu en fig. III.5) avec un amplificateur d'impédance d'entrée R_L , une source de polarisation en courant I_0 et la source RF $P(t)$.

L'expression du gain de conversion $\frac{\text{puissance FI délivrée à la charge}}{\text{puissance RF incidente}} = \frac{P_L}{P_S}$ se déduit du schéma électrique : $P_L = R_L \tilde{I}^2 / 2$, et comme \tilde{I} fait intervenir ΔR (eq. III.16), nous devons d'abord expliciter les grandeurs ΔP_{OL} et ΔP_{DC} :

$$\text{Rappel : } \Delta P_{OL} = 2\sqrt{P_{OL}P_S} \text{ et } \Delta P_{DC} = \tilde{P}_J = I_0^2 \frac{R_L - R_0}{R_L + R_0} \Delta R .$$

$$\text{Soit } \Delta R = 2\sqrt{P_{OL}P_S} \times C_{RF} + I_0^2 \frac{R_L - R_0}{R_L + R_0} \Delta R \times C_{DC}$$

$$\text{Donc } \Delta R = \frac{2\sqrt{P_{OL}P_S} C_{RF}}{\left(1 - C_{DC} I_0^2 \frac{R_L - R_0}{R_L + R_0}\right)}$$

$$\text{Enfin, le gain s'écrit : } G = \frac{P_L}{P_S} = \frac{R_L \tilde{I}^2 / 2}{P_S} = \frac{2I_0^2 R_L C_{RF}^2 P_{OL}}{(R_0 + R_L)^2 \left(1 - C_{DC} I_0^2 \frac{R_L - R_0}{R_L + R_0}\right)^2} . \quad (\text{eq. III.51})$$

Le gain fait donc le lien entre la puissance du signal P_S en entrée du mélangeur et la puissance P_L mesurée à sa sortie. Le gain intervient aussi dans l'expression du bruit: le bruit mesuré en entrée a l'indice *in* et le bruit mesuré en sortie a l'indice *out*. Leur relation de passage est, pour les températures de bruit T^{in} et T^{out} : $T^{\text{in}} = T^{\text{out}}/G$.

Bruit Johnson

Ce bruit est considéré comme une source de tension supplémentaire v_{Jn} au niveau du bolomètre, tel que représenté en figure III.19 :

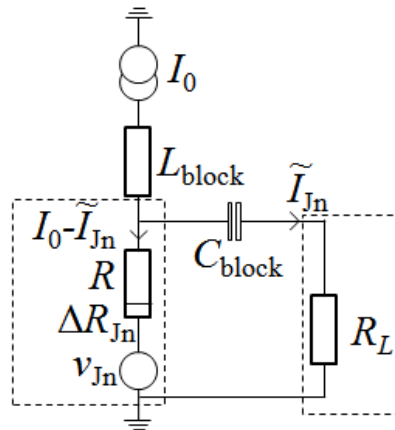


Figure III.19 : Schéma électrique introduisant la source de tension de bruit Johnson v_{Jn} , telle que $\langle v_{Jn}^2 \rangle = 4k_B \Delta f T_0 R_0$, où Δf est la bande passante sur laquelle est considéré le signal de sortie, k_B est la constante de Boltzmann.

Dans ce contexte, les variations ΔR_{Jn} et \tilde{I}_{Jn} sont introduites par le bruit v_{Jn} , dont la puissance dissipée par effet Joule dans la résistance de charge de l'amplificateur est :

$$P_{Jn}^{out} = \frac{R_L 4k_B \Delta f T_0 R_0}{(R_0 + R_L)^2 \left(1 - C_{DC} I_0^2 \frac{R_L - R_0}{R_0 + R_L}\right)^2} = k_B \Delta f T_{Jn}^{out} \quad (\text{eq. III.52})$$

T_{Jn}^{out} est la température de **bruit Johnson** et son expression DSB (*dual side band*) en entrée se déduit du gain (eq. III.51) :

$$T_{Jn}^{out} = \frac{4R_L R_0 T_0}{(R_0 + R_L)^2 \left(1 - C_{DC} I_0^2 \frac{R_L - R_0}{R_0 + R_L}\right)^2} \quad \text{et} \quad T_{Jn,DSB}^{in} = \frac{R_0 T_0}{I_0^2 C_{RF} P_{OL}} \quad (\text{eq. III.53}) \quad \text{et} \quad (\text{eq. III.54})$$

Bruit de fluctuations thermiques

La densité spectrale de bruit de fluctuations thermiques des électrons fait intervenir le temps d'interaction électrons-électrons (τ_{ee}) et est exprimé comme suit :

$$\langle S_{FT} \rangle = \sqrt{4k_B T_e^2 \tau_{ee} / C_e V_c} \quad (\text{Rappel : } T_e^2 \Rightarrow \int_0^L \frac{T_e(x)^2}{L} dx, \text{ cf. eq. III.46}) \quad (\text{eq. III.55})$$

La variation de température des électrons, associé à $\langle S_{FT} \rangle$, crée un courant \tilde{I}_{FT} . Ce courant est calculé en suivant la même méthode que celle du calcul de \tilde{I} de la bande passante en détection directe (eq. III.16) – en remplaçant la variation de température \tilde{T}_e par celle du bruit $\langle T_e \rangle$:

$$\tilde{I}_{FT} = \frac{I_0}{R_L + R_0} \frac{dR_0}{dT_e} \sqrt{4k_B T_e^2 \tau_{ee} / C_e V_c}. \quad (\text{eq. III.56})$$

Nous en déduisons la puissance de bruit P_{FT} associée :

$$P_{FT} = R_L \left(\frac{I_0}{(R_L + R_0) \left(1 - C_{DC} I_0^2 \frac{R_L - R_0}{R_0 + R_L}\right)} \frac{dR}{dT_e} \right)^2 \frac{4k_B T_e^2 \tau_{ee}}{C_e V_c} \equiv k_B T_{FT}^{out},$$

d'où les températures de bruit associées :

$$T_{FT}^{out} = \frac{I_0^2 R_L}{(R_0 + R_L)^2 \left(1 - C_{DC} I_0^2 \frac{R_L - R_0}{R_0 + R_L}\right)^2} \left(\frac{dR}{dT_e} \right)^2 \frac{4T_e^2 \tau_{ee}}{C_e V_c}, \quad (\text{eq. III.57})$$

$$T_{FT,DSB}^{in} = T_{FT}^{out} \times G = \frac{1}{C_{RF}^2 P_{OL}} \left(\frac{dR_0}{dT_e} \right)^2 \frac{T_e^2 \tau_{ee}}{C_e V_c}. \quad (\text{eq. III.58})$$

Expression de la température de bruit du mélangeur

La somme des bruits s'écrit donc :

$$T_{N,DSB}^{in} = T_{Jn,DSB}^{in} + T_{FT,DSB}^{in} + \frac{T_{FI}}{2G}. \quad (\text{eq. III.59})$$

Dans la référence [27], qui est notre point départ, la température de bruit de l'amplificateur FI (T_{FI}) est prise en compte ; elle est par définition considérée en sortie (*out*) du schéma électrique, indépendante de la fréquence de travail et typiquement égale à la température de refroidissement T_0 du HEB. Pour l'expression de sa température de bruit DSB en entrée (*in*), il suffit de compenser le gain du HEB en divisant par $2G$ (hypothèse pessimiste). Pour l'expression du cas *dual sideband* (facteur 1/2), nous définissons $T_{FI,DSB}^{in} = T_{FI}/2G$.

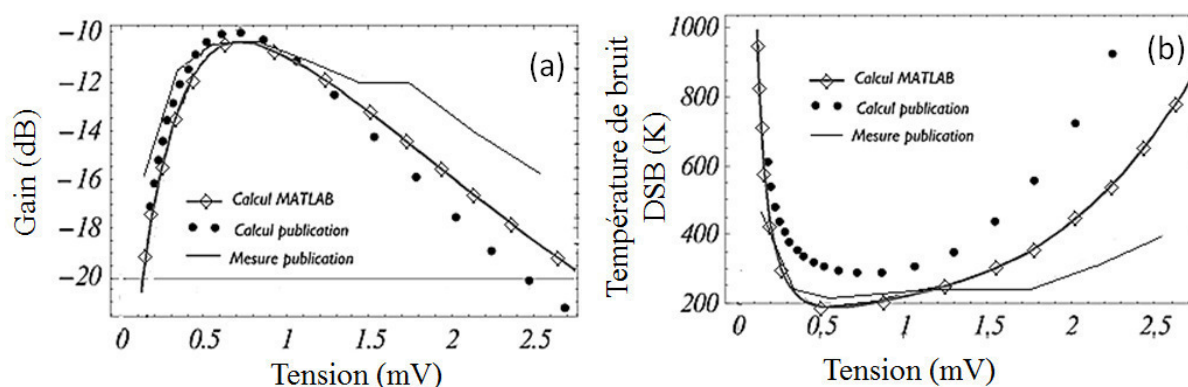


Figure III.20 : Comparaison entre les calculs (a) du gain de conversion et (b) de la température de bruit : publication [27] (mesures et modèle *hot spot*) et notre modèle de *hot spot* sous MATLAB®. Les valeurs utilisées sont tirées du tableau III.2.

Le gain de conversion et la température de bruit calculés approchent correctement le bruit mesuré, à condition d'appliquer le coefficient de correction 0,3 à C_{RF} qui est proposé par les auteurs de la publication [27] (fig. III.20). L'explication de ce coefficient est que le modèle surestime la variation de résistance induite par la puissance RF, mais la raison physique demeure encore incertaine, pour les auteurs et nous-mêmes. Par ailleurs, nous constatons que nos résultats ("Calcul MATLAB") sont plus proches de la mesure ("Mesure publication") que le résultat calculé par les auteurs ("Calcul publication"). Nos résultats bénéficient des améliorations des logiciels de calculs : il y a moins d'erreurs qui sont cumulées lors de la résolution des équations différentielles, de l'interpolation des points pour obtenir C_{DC} et du lissage des courbes.

Ces résultats nous ont encouragés à porter le modèle *hot spot* appliqué pour les HEB en NbN vers les HEB en YBaCuO. Nous notons que le réglage du coefficient de correction de C_{RF} nécessite une étude comparative avec un HEB réel, ce qui est une des limites actuelles de cette approche.

III.3.4 Modèle du point chaud pour YBaCuO

La démarche de modélisation illustrée ci-dessus a été ensuite employée pour des HEB en YBaCuO [17].

La conductivité des phonons est négligeable pour les températures de fonctionnement des HEB à base de supraconducteurs à basse température critique, mais ne l'est pas aux environs de 60-80 K pour YBaCuO. Les valeurs des paramètres choisies pour YBaCuO sont celles du tableau III.1.

Une variation de deux valeurs est néanmoins présente, afin de simuler la même nano-constriction que dans la publication [9], pour le HEB dit « petit » (de 100 nm de long et de large et 10 nm d'épaisseur) où nous utilisons les valeurs $T_{c\text{-midpoint}} = 85,6$ K et $T_0 = 60$ K.

Nous rappelons les expressions des équations permettant de calcul de T_e et T_p :

$$V_c \kappa_e \frac{\partial^2 T_e}{\partial x^2} - V_c C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{V_c C_e}{n \tau_{ep} T_{ec}^{n-1}} (T_e^n - T_p^n) - \alpha P_{OL} - V_c \frac{\rho(T_e, I_0) I_0^2}{S_c^2}, \quad (\text{eq. III.44})$$

$$\boxed{V_c \kappa_p \frac{\partial^2 T_p}{\partial x^2}} - V_c C_p \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{V_c C_p}{m \tau_{esc} T_{pc}^{m-1}} (T_p^m - T_0^m) - \frac{V_c C_e}{n \tau_{ep} T_{ec}^{n-1}} (T_e^n - T_p^n). \quad (\text{eq. III.45})$$

= 0 dans le 1^{er} modèle *hot spot*

Premier modèle YBaCuO : *Hot spot* classique appliqué avec les valeurs d'YBaCuO

Dans un premier temps nous avons adapté le modèle *hot spot* tel que présenté pour les supraconducteurs à basse T_c . Les deux différences principales introduites dans l'application de ce modèle pour YBaCuO sont :

1. La température de fonctionnement T_0 , qui est à présent de l'ordre de 70 K alors que pour le NbN elle est de l'ordre de 4 K.
2. Le temps d'échappement des phonons du supraconducteur vers les phonons du substrat τ_{esc} , qui est près de deux ordres de grandeur plus élevé que dans les HEB en NbN.

Nous avons choisi deux volumes de constriction pour les HEB en YBaCuO simulés :

- Le premier est le HEB "petit" qui est représentatif des dimensions optimales (optimisant la bande passante et minimisant le pré-requis en P_{OL}) issues de l'étude dimensionnelle de A. Adam dans sa thèse de 2001 [29] : 100 nm de long, 100 nm de large et 10 nm d'épaisseur. Le HEB "petit" correspond aussi aux dimensions de l'étude de Karazik [9].
- Le second est un HEB "moyen" de dimensions correspondant à nos meilleurs résultats en salle blanche (à l'époque) qui est proposé pour comparaison : 600 nm de long, 1000 nm de large et 35 nm d'épaisseur. L'objectif est d'avoir une puissance P_{OL} compatible avec les performances des lasers à cascade quantique.

Dans ce modèle, la distribution en température des électrons atteint un plateau après une distance de 150 nm des contacts (fig. III.21). Ce comportement n'est pas sans rappeler le modèle ponctuel, où la température est constante le long du nanopont. Nous en avons déduit les performances illustrées en figure III.22.

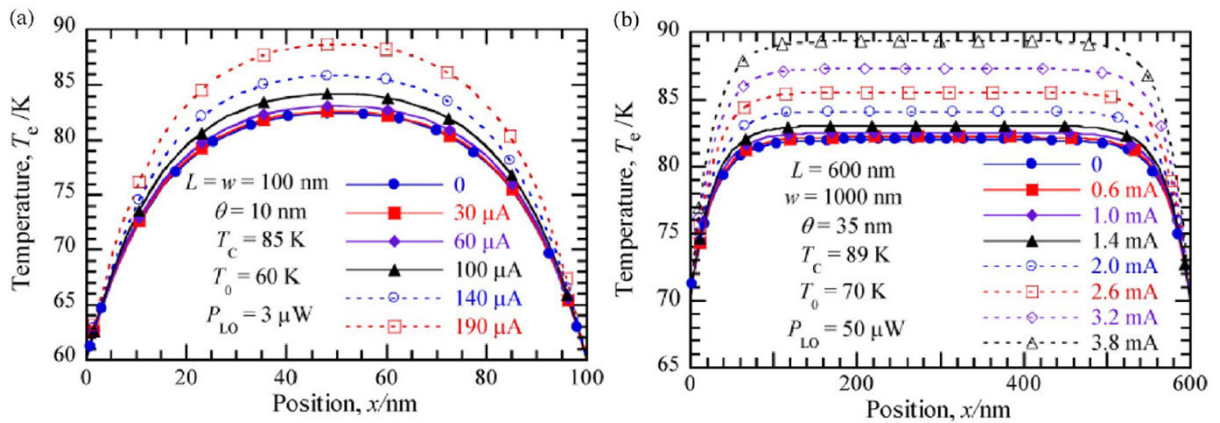


Figure III.21 : Profil de température des électrons obtenu avec le premier modèle pour le HEB en YBaCuO dit "petit" (a - $100 \times 100 \times 10$ nm³) et le HEB dit "grand" (b - $600 \times 1000 \times 35$ nm³) - [17].

À partir des résultats des calculs de la répartition de la température des électrons, nous avons calculé le gain de conversion et la température de bruit (fig. III.22).

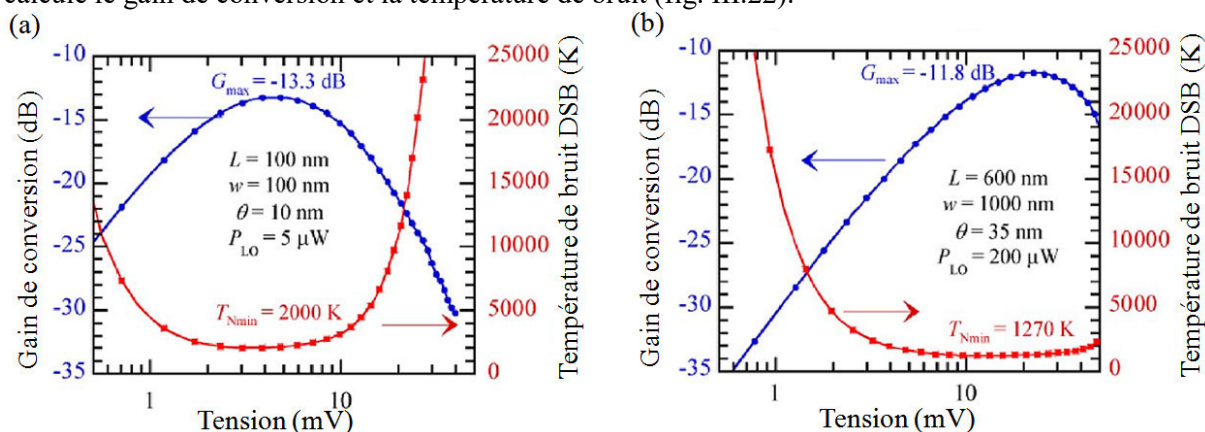


Figure III.22 : Gain de conversion et température de bruit DSB calculés avec le premier modèle, pour le HEB en YBaCuO dit "petit" (a - $100 \times 100 \times 10 \text{ nm}^3$) et le HEB dit "grand" (b - $600 \times 1000 \times 35 \text{ nm}^3$) - [17].

La puissance P_{OL} optimale est estimée à $5 \mu\text{W}$ pour le petit HEB et $200 \mu\text{W}$ pour le grand. Le gain de conversion semble plus réaliste que dans le modèle ponctuel (où il était supérieur à 0 dB) et la température de bruit est du même ordre de grandeur que celle du modèle ponctuel (entre 1000 K et 2000 K). Les dimensions de la nano-constriction apparaissent comme critiques dans ce premier modèle. Le prérequis sur la source d'oscillateur local est bien moins exigeant pour le petit dispositif, notamment pour une application portable.

Deuxième modèle YBaCuO : Hot spot adapté aux hautes températures

Il a été décidé d'enrichir le modèle suite aux estimations de la grandeur $\kappa_p \left(\frac{\partial^2 T_p}{\partial x^2} \right)$. En effet dans YBaCuO et aux températures de fonctionnement considérées, la contribution de la diffusion de la chaleur par le réservoir de phonons est du même ordre de grandeur que les autres termes de l'équation aux dérivées partielles, et ne devrait pas être négligée (contrairement au Nb ou NbN). Nous avons donc revisité la résolution des équations eq. III.44 et eq. III.45.

La résolution des équations est maintenant réalisée dans toute son ampleur, comme il est décrit en fin de §III.3.3.1 et ne bénéficie plus de la simplification du terme de diffusion de la chaleur dans l'équation de la chaleur des phonons (eq. III.45). Par conséquent, nous calculons à la fois la distribution en température des électrons (T_e) et aussi celle des phonons (T_p) (fig. III.23). Comme pour le modèle précédent, les valeurs des paramètres choisies pour YBaCuO sont celles du tableau III.1.

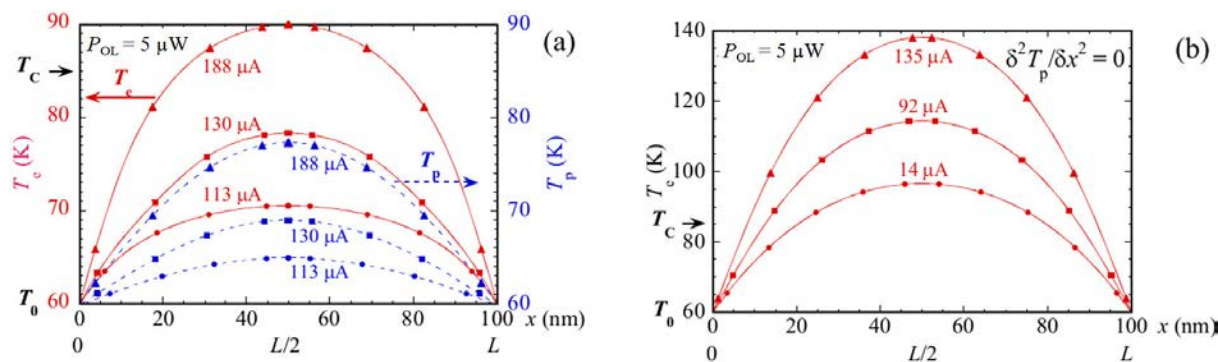


Figure III.23 : Profil de température pour une nano-constriction $100 \times 100 \times 10 \text{ nm}^3$, pour différents courants de polarisation. (a) Profil de T_e et T_p . (b) Profil de T_e avec $\kappa_p \left(\frac{\partial^2 T_p}{\partial x^2} \right) = 0$ - [30].

En comparant les deux modèles, nous remarquons le rôle des phonons dans l'équilibre thermique d'un nanopont en YBaCuO. En effet, la puissance dissipée est bien mieux évacuée pour le modèle *Hot spot* adapté aux hautes- T_c , où la diffusion de la chaleur des phonons participe aux échanges thermiques. Par exemple, en figure III.23, pour une constriction de $100 \times 100 \times 10 \text{ nm}^3$ avec $P_{OL} = 5 \mu\text{W}$, le nouveau modèle montre qu'un courant de $130 \mu\text{A}$ élève la température du centre du nanopont (T_e^{max}) à 78 K , alors que pour le premier modèle (*hot spot* classique pour YBaCuO) nous calculons $T_e^{\text{max}} = 135 \text{ K}$ (fig III.23.b).

Cette différence entre les deux modèles, dans l'exemple à $P_{OL} = 5 \mu\text{W}$ et $I_0 = 130 \mu\text{A}$, est majeure dans YBaCuO, car à 85 K et en deçà, le matériau est supraconducteur, alors qu'entre 85 K et 140 K il est résistif. Par conséquent, la nano-constriction admet un courant plus élevé qu'estimé dans notre premier modèle, et est suivi d'une dissipation par effet Joule plus élevée lorsque la nano-constriction devient résistive. La représentation $I-V$ est caractéristique de ce phénomène et présente un pic de courant à basse tension (fig. III.24) qui n'existait pas dans le modèle précédent.

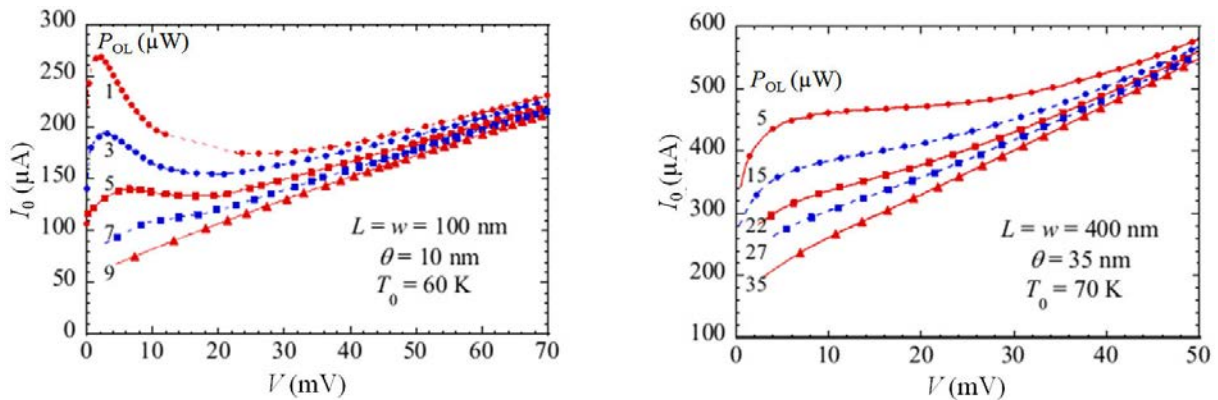


Figure III.24 : Réponse $I-V$ pour deux nano-constrictions simulées, $100 \times 100 \times 10 \text{ nm}^3$ à gauche et $400 \times 400 \times 35 \text{ nm}^3$ à droite - [30].

En ce qui concerne le dispositif $100 \times 100 \times 10 \text{ nm}^3$, nous remarquons que dans certains cas, un courant de polarisation peut correspondre à trois points de tension distincts où le HEB peut fonctionner. En effet entre 5 mV et 25 mV , la résistance différentielle est négative, ce comportement étant typique des HEB fonctionnant à basse T_0 . Les plus fortes variations de tension, lorsque P_{OL} varie, sont en deçà de 30 mV , où une grande partie de la nano-constriction est encore supraconductrice.

Le calcul de la bande passante a été présenté au §III.3.1.2 en utilisant l'approche du modèle ponctuel, mais en y introduisant les valeurs calculées à partir du modèle *hot spot* pour YBaCuO (calculs du type de l'eq III.46 et de l'eq III.47). Pour rappel, le résultat est que la limite en fréquence est principalement liée à la longueur de la nano-constriction et à l'épaisseur de la couche d'YBaCuO.

Nous nous sommes ensuite concentrés sur les études comparatives de température de bruit et de gain de conversion. Le but principal de notre modélisation est de déterminer l'ordre de grandeur de la puissance d'oscillateur local pour avoir un fonctionnement optimal d'un HEB en YBaCuO. Les dimensions HEB modélisés sont : la taille "petite" aux dimensions optimales de 100 nm de long, 100 nm de large et 10 nm d'épaisseur et la taille "moyenne" correspond à nos meilleurs résultats en salle blanche (à l'époque) soit, 400 nm de long, 400 nm de large et 35 nm d'épaisseur.

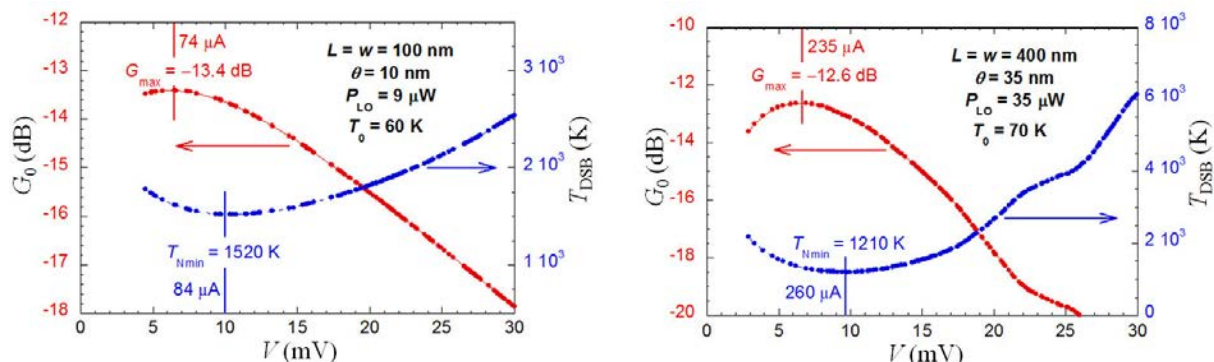


Figure III.25 : Gain de conversion et température de bruit d'un HEB de petite taille (à gauche) et d'un HEB de taille « moyenne » (à droite).

Les performances du HEB de taille moyenne ($400 \times 400 \times 35$ nm³) peuvent être supérieures au HEB de petite taille ($100 \times 100 \times 10$ nm³), que ce soit en température de bruit ou en gain de conversion. La différence principale tient à la puissance d'oscillateur local nécessaire pour fonctionner aux performances optimales : une puissance P_{OL} de 9 μ W seulement est nécessaire pour le petit HEB alors qu'une puissance P_{OL} de 35 μ W est requise pour le HEB moyen. D'après ce modèle, un récepteur portable utilisant des détecteurs HEB en YBaCuO nécessite de minimiser les dimensions de la nano-constriction du HEB pour avoir une source d'oscillateur local réalisable (selon le critère de portabilité).

À partir des résultats obtenus sur le HEB en YBaCuO selon les trois modèles proposés jusqu'à présent, nous pouvons mieux appréhender les nouvelles informations apportées à chaque raffinement des calculs (tableau III.3).

Tableau III.3 : Évolution des prédictions en mélange pour les HEB en YBaCuO 100 nm \times 100 nm \times 10 nm, par des modèles de plus en plus complets.

	Gain de conversion (dB)	Température de bruit (K)	Puissance d'OL (μ W)
Modèle ponctuel [9]	5,5	~ 1000	11
Modèle point chaud "simple" [17]	-13,5	2000	5
Modèle point chaud YBaCuO [30]	-13,4	1520	9

Nous remarquons que le gain de conversion est grandement diminué dans les modèles du point chaud. Une des raisons possibles est que la puissance OL/signal est répartie sur l'ensemble de la constriction, alors que seulement une faible proportion de la constriction sera active pour la détection du signal.

La température de bruit présente un minimum ou plusieurs minima locaux, qui ne correspondent pas forcément avec le maximum du gain de conversion. Ces minima locaux sont dus à la présence des différentes sources de bruit (fluctuations thermiques et Johnson) dont les minima évoluent différemment par rapport au courant de polarisation DC. Cette étude détaillée est introduite en §III.4.7 pour le dernier modèle de HEB.

Faire évoluer le modèle jusqu'à obtenir les prédictions représentant la réalité est indispensable. Pour les HEB en YBaCuO, nous nous heurtons à l'absence de dispositifs réalisés, c'est pourquoi les modèles ayant fait leurs preuves avec les HEB en NbN sont extrapolés vers les HEB en YBaCuO (modèle du point chaud), et les différences entre les deux dispositifs guident la direction d'évolution à prendre (modèle du point chaud YBaCuO).

III.4 Modèle du point chaud à courant RF et adaptation d'impédance

Le modèle du point chaud classique pour les HEB basse- T_c semble faire des prédictions précises pour les HEB en NbN malgré le fait qu'il ne rende pas compte des pertes de performances lorsque la fréquence de l'onde à détecter augmente. En effet nous avons montré en introduction que le bruit mesuré augmente avec la fréquence de fonctionnement [17].

Pour prendre en compte cette observation, nous avons été conduits à modifier une hypothèse majeure utilisée jusqu'à présent dans tous les modèles : "la dissipation de la puissance radiofréquence (OL, principalement) est homogène sur la longueur de la constriction". Cette hypothèse est soutenue en considérant la longueur d'onde du rayonnement RF, qui est plusieurs ordres de grandeur plus grande que les dimensions de la nano-constriction. Lors de la détection de l'onde térahertz, un courant térahertz, issu de l'antenne, parcourt le nanopont. Or des modélisations 2D de la distribution de ce courant térahertz révèlent une répartition homogène sur la longueur du nanopont.

Nous proposons désormais que cette puissance soit intégralement associée au courant térahertz circulant dans la constriction et qui, lui, est supposé homogène. Cette hypothèse du courant térahertz homogène est soutenue par les simulations récentes : voir figure III.26 tirée de la publication [31] de Kollberg et al.

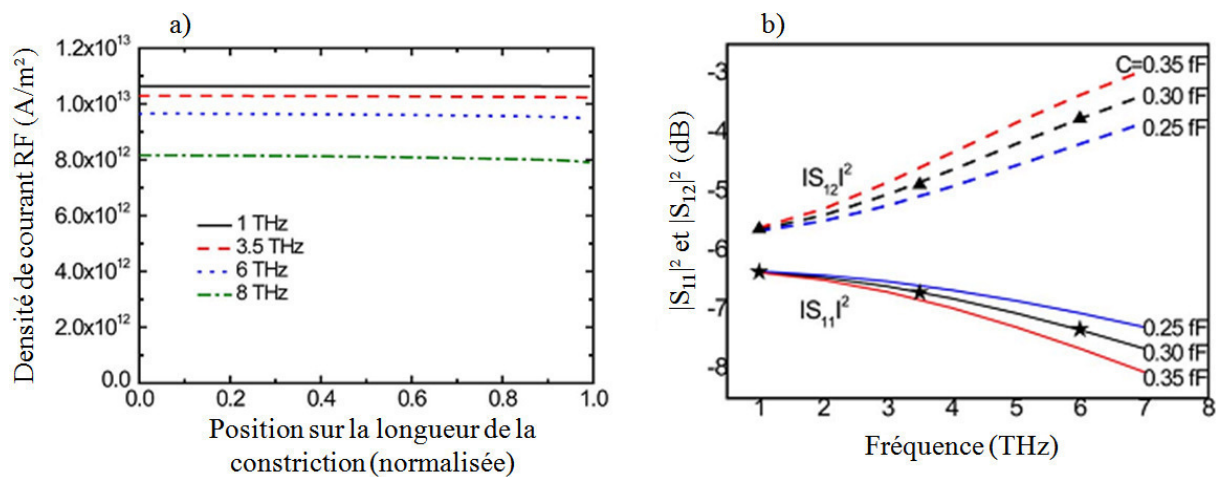


Figure III.26 : a) Le courant térahertz, couplé dans la nano-constriction par l'antenne térahertz, diminue avec la fréquence et est **homogène**. b) La proportion des puissances réfléchies ($|S_{11}|^2$) et transmises ($|S_{12}|^2$) suit de près la réponse attendue pour une capacité parasite de 0,3 fF du circuit microruban, en parallèle avec le HEB [31]. Ce couplage représente des pertes systématiques entre les contacts d'or et l'antenne. Les étoiles représentent la puissance réfléchie et les triangles la puissance transmise optimales.

Le courant térahertz (noté "courant RF") qui parcourt la nano-constriction est lié à l'impédance RF du bolomètre, qui est différente de la résistance (R) liée au courant continu de la polarisation. L'impédance RF, noté " Z_{RF} " est composée d'une partie résistive R_{RF} et d'une partie réactive X_{RF} , soit : $Z_{RF} = R_{RF} + iX_{RF}$. Son calcul est directement relié à la puissance RF et à sa distribution qui sera étudiée en §III.4.1. Connaissant l'impédance de l'antenne Z_A et l'impédance RF de la nano-constriction Z_{RF} , nous introduisons le coefficient d'adaptation α_{imp} entre ces deux impédances. Cette approche est détaillée en §III.4.2.

III.4.1 Expression de la puissance RF et DC dissipée

Lors de nos rappels sur la supraconductivité (chapitre II), nous avons mis en avant le modèle à deux fluides dispersifs introduit par Ma et Wolff [32]. Partant de ce modèle, nous avons proposé une méthode introduisant l'évolution de la forme de la transition résistive lorsqu'un courant térahertz circule dans la constriction supraconductrice.

Nous rappelons que la résistivité complexe utilisée dans le modèle à deux fluides dispersifs ainsi adapté (§II.4.5) est $\rho = \rho_1 + i\rho_2$.

Pour calculer la puissance hétérodyne dissipée dans le HEB, nous posons l'hypothèse que l'essentiel de la puissance RF est dissipée par effet Joule. En réalité une partie de cette puissance est extraite, nous en faisons l'estimation *via* le gain de conversion, et devient la puissance utile fournie à la charge.

Soient I_{OL} et I_S deux courants alternatifs, oscillant aux fréquences respectives ω_{OL} et ω_S . Ces courants circulent dans la résistance RF du nanopont et la dissipation RF par effet Joule, qui fait intervenir la partie réelle de la résistivité ρ , s'écrit localement :

$$\begin{aligned} \delta P_J^{RF} &= \Re \left(\frac{1}{2} I_{RF} \times \delta V_{RF}^* \right), \\ \delta P_J^{RF} &= \frac{1}{2} \left[I_{OL} e^{i\omega_{OL}t} + I_S e^{i\omega_S t} \right] \times \left[\frac{\rho_1(\omega_{OL}, T_c(x))}{S} I_{OL} e^{-i\omega_{OL}t} + \frac{\rho_1(\omega_S, T_c(x))}{S} I_S e^{-i\omega_S t} \right] \delta x, \\ \delta P_J^{RF} &\approx \frac{\rho_1(\omega_{OL}, T_c(x))}{S} \left(\frac{1}{2} I_{OL}^2 + I_{OL} I_S \cos[(\omega_{OL} - \omega_S)t] \right) \delta x. \end{aligned} \quad (\text{eq. III.60})$$

Une seconde hypothèse posée est que les courants I_{OL} et I_S associés sont homogènes sur l'ensemble de la constriction. Pour passer à la forme globale de l'équation, nous rappelons que la résistance R_{RF} de la constriction s'écrit :

$$\int_0^L \rho_1(\omega_{OL}, T_c(x)) \delta x = R_{RF}, \quad (\text{eq. III.61})$$

d'où nous déduisons la forme intégrée de l'eq. III.61 :

$$\alpha_{\text{tot}} P_J^{RF}(\omega_{FI}) = \alpha_{\text{tot}} P_{OL} + 2\alpha_{\text{tot}} \sqrt{P_{OL} P_S} \cos(\omega_{FI} t), \quad (\text{eq. III.62})$$

avec

$$\alpha_{\text{tot}} P_{OL} = \frac{I_{OL}^2 R_{RF}}{2} \quad \text{et} \quad \alpha_{\text{tot}} P_S = \frac{I_S^2 R_{RF}}{2}. \quad (\text{eq. III.63.a et b})$$

Cette approche permet de retrouver l'expression d'un mélange hétérodyne entre le signal et l'oscillateur local, et fournit une démonstration à celle présentée dans eq. III.11.

L'expression intégrée suggère qu'il convient de connaître α_{tot} , I_{OL} et R_{RF} pour déduire la puissance P_{OL} dissipée. Dans l'expression locale, seule I_{OL} est inconnue. Selon la logique de résolution du modèle ici présenté, P_{OL} est désormais une valeur calculée en sortie et qui est déduite de la valeur de I_{OL} introduite « par anticipation » en entrée.

La méthode employée soulève la difficulté de l'obtention de la réponse du détecteur soumis à un rayonnement de puissance P_{OL} donnée.

Pour répondre à cela, nous proposons une méthode de calcul adaptée à cette problématique. La différence est que P_{OL} est une donnée de sortie déduite du courant I_{OL} , qui est maintenant une nouvelle donnée d'entrée. Nous choisissons les paramètres d'entrée fixés I_{OL} et T_c^{max} pour un nanopont de

dimensions (L, w, θ) refroidi à T_0 . Les paramètres variables sont I_0 et T_p^{\max} , et la résolution du système d'équations suivra le même principe qu'exposé en fin de §III.3.3.1.

Pour conclure notre démarche, les puissances mises en jeu au sein du dispositif sont regroupées comme la puissance dissipée par effet Joule totale (P_J^{tot}), dont l'expression locale devient l'unique source :

$$\delta P_J^{\text{tot}} \approx \frac{\rho(0, T_c(x)) \delta x}{S} I_0^2 + \frac{\rho(\omega_{\text{OL}}, T_c(x)) \delta x}{S} \left(\frac{1}{2} I_{\text{OL}}^2 + I_{\text{OL}} I_S \cos(\omega_{\text{F1}} t) \right). \quad (\text{eq. III.64})$$

Nota : Le bolomètre filtre les variations de puissance de pulsations supérieures à la fréquence de coupure (estimée au maximum à 140 GHz pour YBaCuO, c.f. I.6.3.4), en outre $I_S^2 \ll I_{\text{OL}}^2$.

III.4.2 Adaptation d'impédance entre l'antenne et la constriction

L'approche qui a été présentée ci-dessus marque une avancée importante dans la modélisation : la possibilité de prendre en compte l'adaptation d'impédance entre l'antenne térahertz et la nano-constriction, alors que l'hypothèse des modèles précédents simplifie l'adaptation (de coefficient typiquement constant et égal à 1) et en masque l'influence sur les performances du HEB. Pour mettre en évidence l'expression de l'adaptation d'impédance α_{imp} dans nos calculs, nous scindons le coefficient d'atténuation des puissances RF α_{tot} en deux termes :

$$\alpha_{\text{tot}} = \alpha' \times \alpha_{\text{imp}} \quad (\text{eq. III.65})$$

Le terme α' est le produit de toutes les pertes indépendantes de l'impédance de la constriction, à savoir : la transmission atmosphérique (de l'ordre de $-1,3$ dB/m pour 50% d'humidité à 2,5 THz, [33]), les pertes introduites par les éléments (quasi-)optiques telles qu'une lame semi réfléchissante (-3 dB) ou la lentille de focalisation en silicium (moins de -1 dB avec un traitement antireflet de surface - couche mince de ParyleneTM [34]), le couplage électromagnétique à l'antenne ($-1,5$ dB à 2,5 THz, [35]) et les pertes par l'interface antenne/contacts d'or (vu précédemment en figure III.26.b).

Le coefficient α_{imp} est composé de deux termes, dépendants de l'impédance du HEB :

$$\alpha_{\text{imp}} = \left(1 - \left| \frac{Z_{\text{RF}} - Z_a^*}{Z_{\text{RF}} + Z_a} \right|^2 \right) \times \frac{\Re(Z_{\text{RF}})}{|Z_{\text{RF}}|} \quad (\text{eq. III.66})$$

Le terme de gauche est l'adaptation d'impédance classique et le terme de droite est la correction spécifique apportée entre la puissance RF dissipée dans le HEB et la puissance RF totale en entrée de ce dernier. Nous retrouvons l'impédance Z_{RF} de la constriction soumise au courant RF, telle que :

$$Z_{\text{RF}} = R_{\text{RF}} + iX_{\text{RF}} \text{ avec } \int \rho_2(\omega_{\text{OL}}, T_c(x)) \delta x = X_{\text{RF}} \quad (\text{eq. III.67})$$

Le terme Z_a est l'impédance de l'antenne : $Z_a = R_a + iX_a$. Nous utilisons une antenne auto-complémentaire et donc purement résistive ($X_a = 0$), avec R_a de l'ordre de 80 ohm sur un substrat de MgO (considéré comme semi-infini) de constante diélectrique $\epsilon_r \cong 10$ où [35] :

$$Z_a = R_a = \frac{60\pi}{\sqrt{\frac{1 + \epsilon_r}{2}}}. \quad (\text{eq. III.68})$$

Parmi les deux membres du coefficient d'adaptation de α_{imp} (eq. III.66), nous avons mentionné que le terme de gauche est l'expression générale de l'adaptation d'impédance (entre Z_{RF} et Z_a) et le second terme est issu de la partie de la puissance qui est intégralement dissipée par effet Joule dans une résistance R_{RF} . Cependant la nano-constriction présente une impédance complexe, dont R_{RF}

représente la partie résistive et X_{RF} la partie réactive. La puissance totale (P_{OL}^{tot}) est ainsi issue des contributions des parties résistive et réactive :

$$(P_{OL}^{tot})^2 = (R_{RF} I_{RF}^2)^2 + (X_{RF} I_{RF}^2)^2 = P_{OL}^2 (1 + X_{RF}^2 / R_{RF}^2) = P_{OL}^2 (|Z_{RF}|^2 / R_{RF}^2). \quad (\text{eq. III.69})$$

Or, comme dans notre approche, nous déduisons la puissance de l'effet Joule, il convient d'exprimer le rapport entre la puissance dissipée (P_{OL}) et la puissance réellement couplée à la constriction (P_{OL}^{tot}), soit :

$$\frac{R_{RF}}{|Z_{RF}|} P_{OL}^{tot} = P_{OL}. \quad (\text{eq. III.70})$$

En conclusion, remarquant que α_{imp} , varie entre 0 et 1, sa prise en compte a un effet déterminant sur la réponse du dispositif calculé.

Le cas important où R_{RF} tend vers 0 sera discuté et illustré avec le calcul de la réponse $I-V$.

Les équations du point chaud associées à ce nouveau modèle sont :

$$\frac{\delta}{\delta x} \left[V_c \kappa_c \frac{\delta T_e}{\delta x} \right] - V_c C_e \frac{\delta T_e}{\delta t} = \frac{V_c C_e}{3\tau_{ep} T_{ec}^2} (T_e^3 - T_p^3) - L \frac{\delta P_J^{tot}}{\delta x}; \quad (\text{eq. III.71})$$

$$\frac{\delta}{\delta x} \left[V_c \kappa_p \frac{\delta T_p}{\delta x} \right] - V_c C_p \frac{\delta T_p}{\delta t} = \frac{V_c C_p}{3T_{pc}^2 \tau_{esc}} (T_p^3 - T_0^3) - \frac{V_c C_e}{3T_{ec}^2 \tau_{ep}} (T_e^3 - T_p^3). \quad (\text{eq. III.72})$$

Le changement principal est contenu dans l'expression de la puissance RF et DC dissipée (P_J^{tot}), qui remplace le terme αP_{OL} et le terme P_{DC} des modèles précédents. Ces équations sont exprimées pour une couche d'YBaCuO sur substrat de MgO d'où $n = m = 3$.

III.4.3 Résultat du calcul avec le modèle du point chaud à courant RF

Contrairement aux modèles précédents, la puissance P_{OL} en sortie est déduite en fin de calcul. Par conséquent il n'est pas possible d'effectuer un calcul qui donnera précisément un résultat à une valeur de P_{OL} désirée. Ce que nous obtenons par notre méthode est un « nuage de points » où chacun des points est une configuration du HEB fonctionnant à une certaine puissance P_{OL} , à un certain courant de polarisation I_0 et ayant une certaine résistance R (ainsi que toutes les caractéristiques que nous souhaitons déduire).

Le but de notre approche est d'obtenir un « nuage de points » aussi homogène que possible, afin d'extrapoler les configurations de fonctionnement qui nous intéressent. Typiquement, nous recréons, par interpolation, des séries de points qui sont les réponses $I-V$ aux différentes puissances P_{OL} que nous souhaitons, soit $P_{OL} \in [0 ; 50 \mu\text{W}]$. Avec ces nouvelles séries de points, nous sommes en mesure de réutiliser les outils de traitement du calcul du gain de conversion et de la température de bruit.

Les caractéristiques du nanopont d'YBaCuO sont celles du tableau III.1 et les paramètres complémentaires pour le calcul du modèle du point chaud à courant RF sont référencés ci-dessous tableau III.4.

Tableau III.4 : Paramètres d'YBaCuO en complément du tableau III.1 pour les calculs dans les simulations du modèle à courant RF. Les coefficients A , B , C sont ceux évoqués en §II.4.6 et dont les équations sont rappelées dans la suite §III.4.4 (eq. II. 32 / 33 / 34).

Paramètres de calcul MATLAB®				
T_e^{Max}		P_{OL}	I_0	Fréquence THz
[$T_0 - T_0 + 40$]		[0-50]	[0-1]	Quasi-statique / 0,5 / 2,5 / 4
K		μW	mA	THz
R_A	τ_{esc} [13]	A	B	C
80	$75 \times \theta$ (nm)	0,011	0,186	$6,82 \times 10^{-8}$
Ω	ps	THz^{-1}	THz^{-1}	$\Omega \cdot \text{m} \cdot \text{THz}^{-1}$
		(coef. THz de T_c)	(coef. THz de ΔT)	(résistivité min. THz)

Nous avons étudié en détail une seule dimension de HEB : $400 \text{ nm} \times 400 \text{ nm} \times 35 \text{ nm}$ refroidi à 70 K. La réponse I - V calculée pour le détecteur dans le cas quasi-statique est représentée en figure III.27.

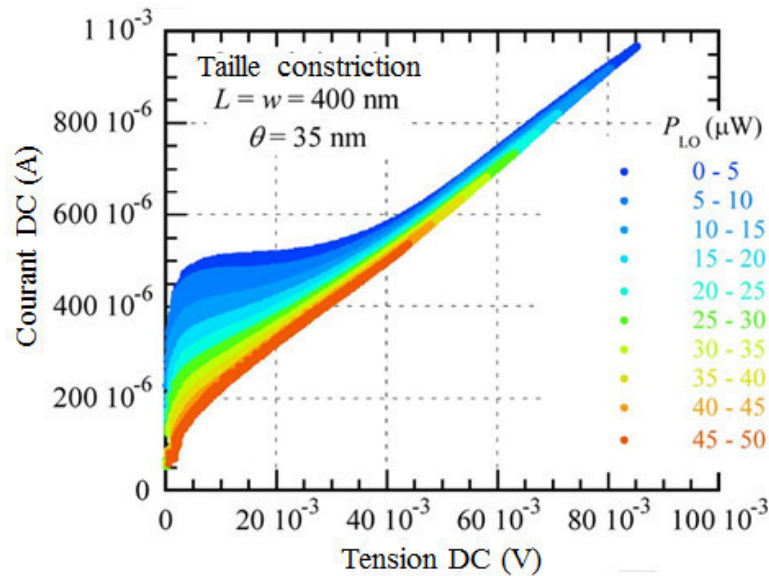


Figure III.27 : Réponse I - V pour différentes puissances d'oscillateur local. Les courbes sont tracées pour $P_{\text{OL}} = [1 \dots 50 \mu\text{W}]$ par pas de $0,5 \mu\text{W}$; à lire de la partie foncée du haut (0-5 μW) qui varie continuellement en dégradé, en accord avec l'échelle de l'image.

Plusieurs points sont à noter :

1. Toutes les courbes I - V ne sont pas calculées jusqu'à $V = 80 \text{ mV}$. En effet, la température T_e est calculée pour un maximum de $T_e^{\text{max}} = 110 \text{ K}$. Lorsque $P_{\text{OL}} = 5 \mu\text{W}$ cela correspond à une tension de 80 mV , alors que pour $P_{\text{OL}} = 50 \mu\text{W}$ cela correspond à une tension de 45 mV .
2. Il existe une erreur inhérente à la méthode d'interpolation qui est réduite par deux critères : le nombre de points calculés avant interpolation (entre 3000 et 5000 ici) et la densité des points par rapport aux variables de sortie (R et P_{OL}).

3. La densité des points est difficile à assurer dans le code du calcul car, en pratique, il faut formuler une méthode automatisée pour sélectionner les paramètres d'entrée qui donneront les valeurs de sortie aux environs de R et P_{OL} souhaités. Chaque point prend en moyenne 1 minute à être calculé, il faut donc un code calibré rigoureusement pour avoir un résultat exploitable après trois jours de calculs.
4. À faible tension, l'adaptation α_{imp} est proche de 0. Malgré cela, la répartition $I-V$ en puissance d'oscillateur local se distingue entre 0 et 50 μW . Nous étudierons ce point dans la suite §III.4.5.

Pour un HEB en YBaCuO formé d'une constriction définie par (L, w, θ) et refroidie à T_0 , nous avons la possibilité de connaître ses caractéristiques sur une vaste plage de courant de polarisation et de puissance d'oscillateur local. La nouvelle option apportée par ce modèle est de trouver les évolutions de ces caractéristiques avec la fréquence d'émission de l'onde étudiée.

III.4.4 Introduction de la variation d'impédance en régime térahertz

Dans la suite de notre étude, nous allons comparer des simulations dans différents régimes de fréquence. Jusqu'à présent, tous les modèles étaient basés sur la transition résistive des matériaux supraconducteurs soumis à un courant DC : c'est le régime quasi-statique.

Nous avons sélectionné trois régimes térahertz supplémentaires : le régime à 500 GHz, qui est représentatif des mesures réalisées sur YBaCuO dans certains laboratoires [19] ; le régime à 2,5 THz qui est la fréquence sélectionné pour le fonctionnement du démonstrateur du projet MASTHER (c.f. §I.1) ; le régime à 4 THz qui est représentatif de la limite supérieure du modèle utilisé et d'un domaine où les sources térahertz optiques sont le plus présentes (c.f. §I.8.4).

La fréquence de travail introduit un changement de la distribution en puissance de l'oscillateur local car la résistivité térahertz (ρ_{RF}) augmente avec la fréquence de l'oscillateur local comme le montrent ci-dessous les représentations de la transition résistive à différentes fréquences (fig. III.28/II.19, vue en §II.4.6).

Chaque courbe est calculée à partir de la résistivité et de l'adaptation térahertz tirée de notre étude en §II.4.6, dont nous rappelons la loi de résistivité térahertz utilisée pour le calcul :

$$\rho_{RF} = \rho_{\min} + \frac{(\rho_0 - \rho_{\min})}{1 + e^{-\frac{T_c - T_c(I, f)}{\Delta T(f)}}} \frac{T_c(0, f)}{T_c(I, f) + \Delta T(f)} \left(1 + \left(\frac{T_c}{T_c(0, f)} - 1 \right) e^{-\frac{T_c - T_c(I, f)}{T_c(I, f) - T_c(0, f) + \Delta T(f)}} \right) \quad (\text{eq. II.14})$$

$$T_c(I, f_{THz}) = T_c(I, 0) \times (1 - A \times f_{THz}) \quad (\text{eq. II.32})$$

$$\Delta T(f_{THz}) = \Delta T(0) \times (1 + B \times f_{THz}) \quad (\text{eq. II.33})$$

$$\rho_{\min}(f, t_r = 0,8) = 2\rho_{\min}(f, t_r = 0) = C \times f \quad (\text{eq. II.34})$$

C'est à partir de cette expression de ρ_{RF} que nous déduisons la résistance R_{RF} associée au courant radiofréquence dans la nano-constriction.

Lorsque l'oscillateur local est à basse fréquence, il n'y a pas de résistance résiduelle et la transition résistive est réalisée sur $\Delta T(0)$. Dans ce cas, nous déduisons que la résistance R_{RF} est plus élevée au centre du pont et, par conséquent, que la puissance P_{OL} est principalement concentrée au centre de la nano-constriction à basse fréquence. Inversement, à fréquence « infiniment grande », la résistance R_{RF} est normale sur toute la nano-constriction et la puissance P_{OL} est donc distribuée de manière homogène tout le long de la nano-constriction. Remarquons que d'après cette dernière

considération, le modèle *hot spot* classique est équivalent au modèle *hot spot* à courant RF lorsque l'oscillateur local fonctionne à très haute fréquence.

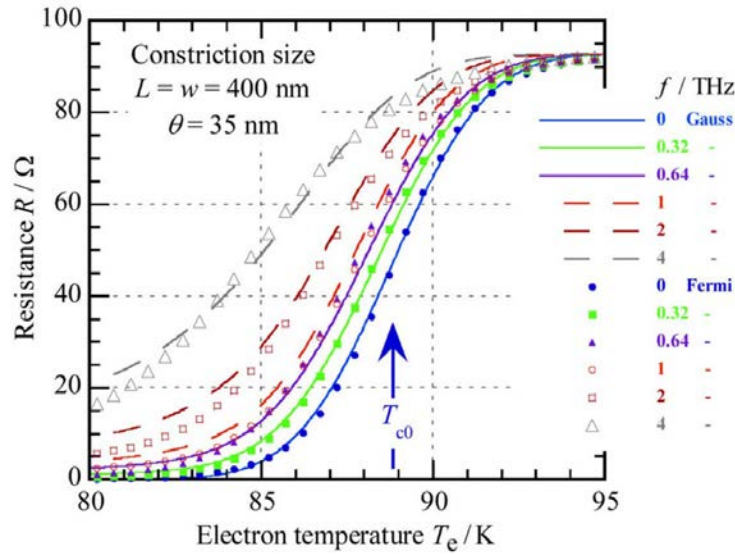


Figure III.28 : Transition résistive à différentes fréquences d'oscillateur local pour une nano-constriction d'YBaCuO [36]. En traits pleins et en tirets sont représentées les transitions résistives à différentes fréquences térahertz, déduites du modèle de Ma et Wolff auquel nous avons adjoint une répartition gaussienne de la température critique au sein du matériau en YBaCuO. En différents symboles - sont représentés les ajustements (*fits*) de notre fonction dérivée de l'expression de Fermi-Gauss, modélisant la transition résistive, rappelée ci-dessus. Remarquons que notre fonction devrait croître linéairement lorsque le matériau est normal, cette caractéristique a été tronquée uniquement pour l'ajustement.

Notre expression introduit une transition résistive qui se dégrade avec l'augmentation de la fréquence de travail. Cela se traduit par la diminution de la température critique, l'augmentation de la largeur de transition et l'augmentation de la résistivité minimale. Selon tous ces critères, cela correspond à une transition résistive globalement moins marquée que son équivalent pour le courant DC (fig. III.28). Par conséquent, si au départ nous nous attendions à trouver par ce nouveau calcul des températures de bruit plus élevées et des gains de conversion plus faibles lorsque la fréquence de l'oscillateur local considérée augmente, le résultat s'est révélé plus complexe.

Un des nouveaux comportements à mettre en lumière est la réponse du HEB lorsque la résistance R_{RF} calculée est très faible (soit $T_e < T_c(I, f) - 3\Delta T(f)$). En effet, les définitions de la puissance P_{OL} et de l'adaptation sont directement liées à la valeur de R_{RF} .

III.4.5 Répartition de la réponse $I-V$ à faible adaptation d'impédance

Notre modèle introduit la notion d'adaptation entre l'antenne térahertz et la nano-constriction. Cette adaptation est ici calculée à partir de la résistance (R_{RF}) et de la réactance (X_{RF}) dont les valeurs sont proches de 0Ω lorsque la puissance DC et la puissance d'oscillateur local sont faibles (inférieures au μW). Dans ce cas de figure, l'adaptation d'impédance (α_{imp}) est proche de 0 et par conséquent la contribution de $\alpha_{tot} P_{OL}$ dans les équations de la chaleur semble devenir négligeable. Si cela était vrai, les réponses $I-V$ seraient peu différentes à $P_{OL} = 1 \mu W$ et à $P_{OL} = 50 \mu W$.

Sur la figure III.29 nous observons pourtant deux distributions nettement différentes entre les réponses $I-V$ à différentes P_{OL} . La raison est liée à la méthode de calcul, c'est pourquoi nous présentons ci-après dans le point °1 la méthode *hot spot* classique et dans le point °2 la méthode *hot spot* à courant RF.

1. Dans le modèle *hot spot* classique, l'équation où $\alpha \neq 0$, incluant l'adaptation d'impédance, est écrite comme suit :

$$\alpha P_{OL} = \alpha' \frac{4R_a R}{(R_a + R)^2} P_{OL} = P_{\text{calcul}} , \quad (\text{eq. III.73})$$

où R est la résistance du nanopont, R_a est la résistance de l'antenne, P_{OL} est la puissance réellement envoyée, avant les pertes, et qui est déduite de P_{calcul} qui est la puissance utilisée pour le calcul *hot spot*. Lorsque R tend vers 0, α et P_{calcul} tendent vers 0 quel que soit P_{OL} .

2. Dans le modèle *hot spot* à courant RF, la puissance térahertz est déterminée à partir de l'intensité du courant térahertz, représentée ci-dessous en introduisant l'expression de α_{imp} tirée de l'eq. III.66 :

$$\alpha' \frac{R_{RF}}{|Z_{RF}|} \frac{4R_a R_{RF}}{(R_a + R_{RF})^2 + X_{RF}^2} P_{OL} = \frac{I_{OL}^2 R_{RF}}{2} . \quad (\text{eq. III.74})$$

Pour déduire le comportement lorsque l'impédance tend vers 0, nous reprenons le modèle à deux fluides dispersifs de Ma et Wolff (§II.4.5) permettant de calculer Z_{RF} . Nous pouvons ainsi tirer une relation entre R_{RF} et X_{RF} , lorsque la constriction est quasi-supraconductrice, ce qui fait intervenir le coefficient " r " représentant les pertes à haute fréquence, introduit dans le modèle du supraconducteur comme suit :

$$Z_{RF} = R_{RF} + iX_{RF} \approx R_{RF} (1 + ir) \quad (\text{eq. III.75})$$

À partir de ces deux relations et dans le cas d'une constriction quasi-supraconductrice, nous exprimons I_{OL} :

$$I_{OL} \approx \sqrt{\frac{8\alpha' P_{OL}}{R_a \sqrt{1+r^2}}} \quad (\text{eq. III.76})$$

Nous déduisons que même lorsque P_{OL} et P_{DC} sont faibles, il existe un courant RF non nul proportionnel à $P_{OL}^{1/2}$ qui parcourt la constriction dans l'état supraconducteur. Si P_{OL} est suffisamment forte, la température critique $T_c(I_{OL}) < T_0$ et la résistance R_{RF} n'est plus négligeable. Par conséquent la dissipation de P_{OL} entraîne l'augmentation de la température des électrons et donc une résistance R_0 non nulle même à faible courant (fig. III.29 (b)).

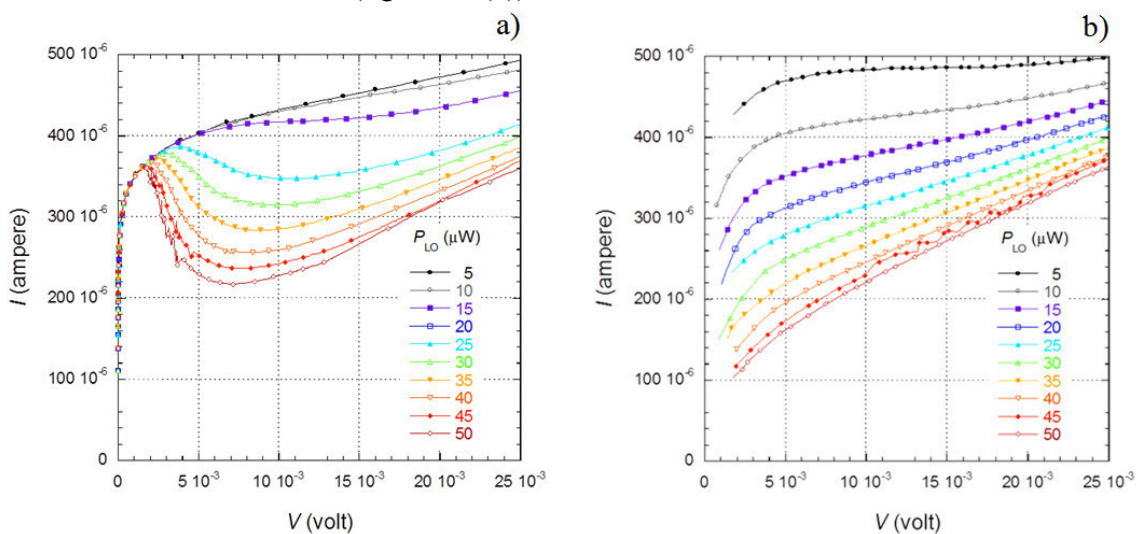


Figure III.29 : Comparaison des réponses I - V utilisant une adaptation d'impédance non-simplifiée dans le cas du modèle *hot spot* classique (à gauche - a) et modèle *hot spot* à courant RF (à droite - b).

La figure III.29.a illustre comment l'adaptation d'impédance n'est pas bien représentée avec les modèles de HEB classiques. Cette réponse $I-V$ (les courbes $I-V$ semblent confondues) n'est pas observée dans les mesures de HEB à base de NbN ou d'YBaCuO, car l'interprétation ci-dessus provient de l'utilisation abusive de l'expression d'adaptation, qui est utilisée en confondant la puissance issue de l'antenne et la puissance DC. Ces deux grandeurs sont bien distinctes dans le modèle du point chaud à courant RF, ce qui permet d'obtenir un résultat cohérent avec les mesures de $I-V$ de HEB typiques.

Nous avons étudié les influences du nouveau modèle en régime DC. Dans la partie suivante, nous poursuivons par l'étude de son influence en régime temporel.

III.4.6 Étude de la réponse fréquentielle

L'expression de la réponse fréquentielle fait intervenir de nouveaux termes liés à l'introduction du courant RF et de l'adaptation d'impédance. Dans le développement du modèle en petits signaux (eq. III.22), il faut introduire une nouvelle variable fréquentielle qui provient de l'adaptation d'impédance :

$$\alpha = \alpha_0 + \tilde{\alpha} e^{j\omega t} \quad (\text{eq. III.77})$$

En reprenant l'expression de l'adaptation d'impédance et la proportion de puissance dissipée de l'eq. III.66, nous pouvons calculer $\tilde{\alpha}$:

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha} &= \frac{d\alpha}{dR_{\text{RF}}} \frac{dR_{\text{RF}}}{dT_e} \tilde{T}_e + \frac{d\alpha}{dX_{\text{RF}}} \frac{dX_{\text{RF}}}{dT_e} \tilde{T}_e \\ &= \alpha \left(\frac{1}{2R_{\text{RF}}} - \frac{R_{\text{RF}}}{(R_{\text{RF}}^2 + X_{\text{RF}}^2)} - \frac{2(R_{\text{RF}} + R_a)}{([R_{\text{RF}} + R_a]^2 + X_{\text{RF}}^2)} \right) \frac{dR_{\text{RF}}}{dT_e} \tilde{T}_e \\ &\quad - \alpha \left(\frac{X_{\text{RF}}}{(R_{\text{RF}}^2 + X_{\text{RF}}^2)} + \frac{2X_{\text{RF}}}{([R_{\text{RF}} + R_a]^2 + X_{\text{RF}}^2)} \right) \frac{dX_{\text{RF}}}{dT_e} \tilde{T}_e \end{aligned} \quad (\text{eq. III.78})$$

Nota : les grandeurs dépendantes de x sont intégrées (du type de l'eq III.46).

Nous pouvons noter que le facteur de dR_{RF}/dT_e est strictement positif, alors que le facteur de dX_{RF}/dT_e est strictement négatif. Ces termes interviennent dans l'expression de la réaction électrothermique.

Cette similarité avec la réaction électrothermique du nanopont est plus claire en prenant l'hypothèse simplificatrice $X_{\text{RF}} = 0$, où nous retrouvons l'expression de $\tilde{\alpha}$ [36] :

$$\tilde{\alpha} = \frac{d\alpha}{dR_{\text{RF}}} \frac{dR_{\text{RF}}}{dT_e} \tilde{T}_e = \alpha \frac{R_a - R_{\text{RF}}}{R_{\text{RF}}(R_a + R_{\text{RF}})} \frac{dR_{\text{RF}}}{dT_e} \tilde{T}_e \quad (\text{eq. III.79})$$

Cela change l'expression du terme C1 de l'équation (eq. III.25.f) :

$$C_1 = \left(\frac{T_{e0}}{T_{ec}} \right)^2 - \left(I_0^2 \frac{R_L - R_0}{R_L + R_0} \frac{dR_0}{dT_e} + \frac{I_{\text{OL}}^2}{2} \frac{R_a - R_{\text{RF}}}{R_a + R_{\text{RF}}} \frac{dR_{\text{RF}}}{dT_e} \right) \frac{\tau_{\text{ep}}}{V_c C_e} \quad (\text{eq. III.80})$$

Il faut donc calculer la moyenne de R_{RF} et de dR_{RF}/dT_e pour obtenir la réponse fréquentielle adaptée au modèle à courant térahertz. Ce qui donne :

$$\frac{dR_{RF}}{dT_e} \Rightarrow \int_0^L \frac{d\rho_1(\omega_{OL}, T_e(x))}{dT_e} \frac{1}{w\theta} L dx, \quad (\text{eq. III.81})$$

$$\text{et } \frac{dX_{RF}}{dT_e} \Rightarrow \int_0^L \frac{d\rho_2(\omega_{OL}, T_e(x))}{dT_e} \frac{1}{w\theta} L dx \quad (\text{eq. III.82})$$

Dans notre modèle, l'expression de la transition résistive dépend de nombreux paramètres, et l'expression exacte de la dérivée peut devenir une source d'erreur. L'expression de ρ a changé lors de notre étude et évoluera encore pour être la plus réelle possible. Le calcul de $d\rho/dT_e$ est plus sûr de manière numérique. C'est pourquoi nous procédons au calcul numérique de la dérivée locale, tel que :

$$\frac{d\rho_{1,2}(\omega, T_e(x))}{dT_e} \approx \frac{\rho_{1,2}(\omega, T_e(x) + 0,001) - \rho_{1,2}(\omega, T_e(x) - 0,001)}{0,002}. \quad (\text{eq. III.83})$$

Ce développement sur la contribution de l'adaptation d'impédance a été formulé théoriquement, mais n'a pas pu être mis en application dans cette thèse. Seul le calcul développé en §III.3.1.3 est adapté au code ayant été utilisé pour les calculs dans le cadre du modèle du point chaud à courant RF.

Notons que le code utilisé fait intervenir un traitement par « nuage de points ». Ce traitement fournit une information visuelle sur l'influence qu'ont les paramètres d'entrée sur la réponse du système. Nous choisissons d'utiliser une représentation $P_{DC}-P_{OL}$, au lieu de $I-V$, pour mieux mettre en évidence la puissance P_{OL} à laquelle le système a une réponse optimale. Les fréquences de l'oscillateur local sont soit en régime quasi-statique, soit à 2,5 THz. Les caractéristiques étudiées sont : la distribution de la fréquence de coupure à -3 dB (f_c), la distribution de la sensibilité thermique $S_T(0)$ et la distribution de la réponse en tension $R_V(0)$.

Les bandes passantes calculées dans cette section sont très proches de celles précédemment déterminées pour une épaisseur de constriction de 35 nm, la fréquence de coupure étant de l'ordre de la centaine de MHz. Cette fréquence de coupure n'est pas fixe pour un HEB donné et varie en fonction du courant de polarisation, de la puissance d'oscillateur local (fig. III.30) et de la fréquence de travail.

La fréquence de coupure est déterminée à partir de l'eq III.24, en calculant $|S_T(f_c)| = |S_T(0)|/\sqrt{2}$:

$$f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau} \sqrt{\sqrt{1 + \left(2\xi^2 - 1 - \frac{\tau_0^2}{\tau^2}\right)^2} - \left(2\xi^2 - 1 - \frac{\tau_0^2}{\tau^2}\right)} \quad (\text{eq. III.84})$$

La fréquence de coupure augmente avec le courant d'entrée (associé à l'axe P_{DC}) et avec la puissance d'oscillateur local (axe P_{OL}).

Dans les mesures publiées sur YBaCuO, les fréquences de coupure sont d'un ordre de grandeur plus élevées (de 1 à 7 GHz [18],[19]). Notons aussi que le point de fonctionnement est important ; nous calculons une variation sur la valeur de la fréquence de coupure allant du simple au triple (de 60 à 200 MHz).

Cette étude est poursuivie pour la sensibilité thermique (fig. III.31).

La sensibilité thermique est maximale à très faible courant de polarisation et se dégrade rapidement avec l'augmentation du courant ; la dynamique de variation est du simple au double (250 à 600 mK/ μ W). On note un maximum de sensibilité thermique dépendant de la puissance d'oscillateur local entre 10 et 20 μ W. La fréquence de travail n'a pas d'influence notable sur le niveau de la sensibilité thermique ou sur la puissance d'oscillateur local nécessaire pour la favoriser.

Nous concluons cette étude comparative avec la réponse en tension (fig. III.32).

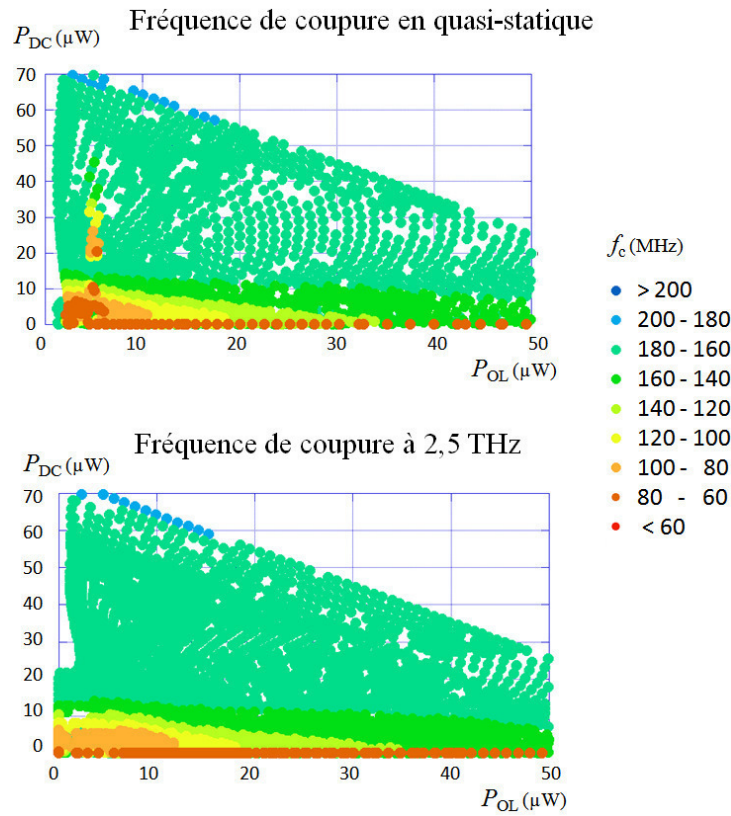


Figure III.30 : Cartes de la fréquence de coupure à -3dB , pour une fréquence d'oscillateur local en régime quasi-statique et à 2,5 THz.

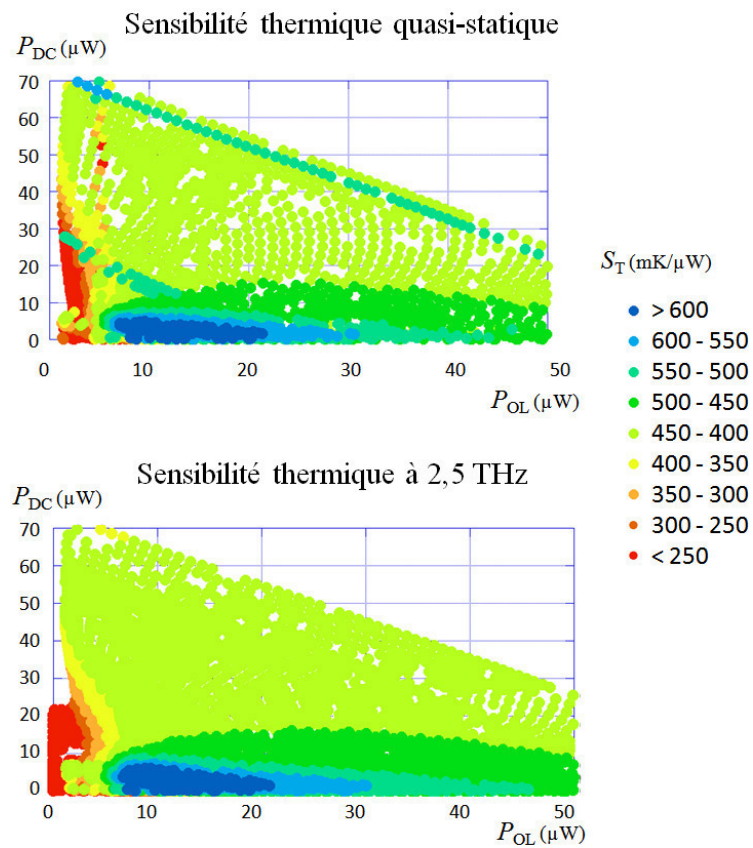


Figure III.31 : Cartes de la sensibilité thermique, pour une fréquence d'oscillateur local en régime quasi-statique et à 2,5 THz.

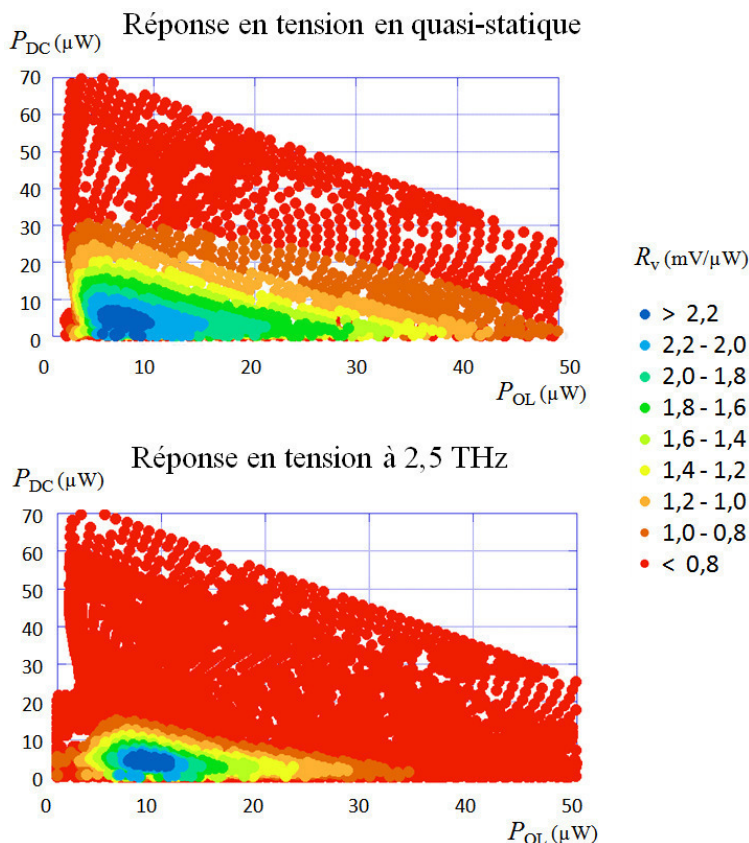


Figure III.32 : Cartes de la réponse en tension, pour une fréquence d'oscillateur local en régime quasi-statique et à 2,5 THz.

La réponse en tension est très localisée en deçà de 10 μ W de puissance DC et autour de 10 μ W de puissance d'oscillateur local. Le maximum de réponse en tension augmente de 10% entre une sollicitation de l'oscillateur local en régime quasi-statique et à 2,5 THz (2,16 mV/ μ W en régime quasi-statique et 2,45 mV/ μ W à 2,5 THz).

Pour conclure, le compromis entre rapidité de réponse (fréquence de coupure f_c élevée) et sensibilité (sensibilité thermique S_T et réponse en tension R_V élevées) est toujours présent dans notre démarche d'optimisation :

- La fréquence de coupure f_c atteint son maximum lorsque la puissance de polarisation dépasse 10 μ W et, en deçà, nous notons une dépendance faible où f_c croît légèrement avec la puissance d'oscillateur local.
- Pour maximiser à la fois S_V et R_V , il faut avoir une puissance d'oscillateur local modérée (~ 10 μ W) et une puissance DC dissipée de l'ordre de 5 μ W (soit $I_0 = 400$ μ A à $P_{OL} = 10$ μ W).

III.4.7 Traitement du gain de conversion et de la température de bruit aux fréquences térahertz

Le gain de conversion et la température de bruit calculés pour une puissance d'oscillateur local P_{OL} sont déduits des résultats sous forme de "nuage de points" du calcul des équations de la chaleur. Pour mettre en évidence l'influence de P_{OL} , nous représentons le résultat des calculs sous forme de carte P_{OL} - P_{DC} . Nous étudions quatre fréquences de fonctionnement : le régime quasi-statique, 500 GHz, 2,5 THz et 4 THz. Les résultats sont représentés ci-dessous (fig. III.33).

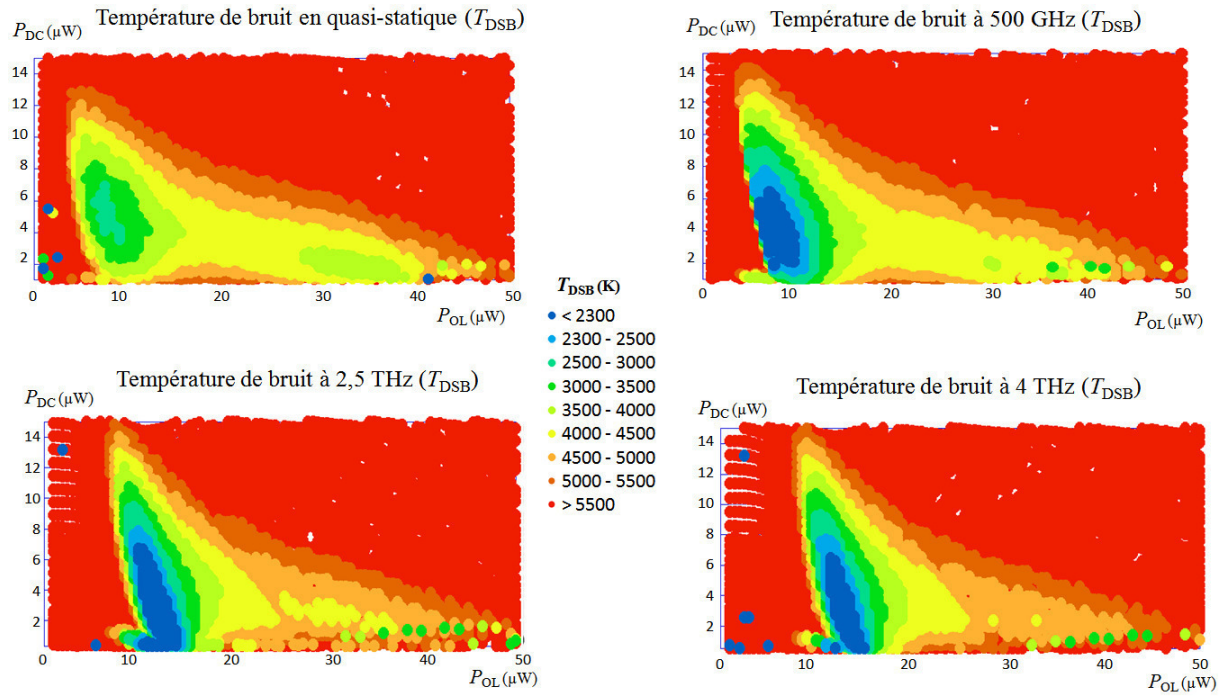


Figure III.33 : Comparaison de la distribution de la température de bruit pour différentes fréquences de fonctionnement de l'oscillateur local.

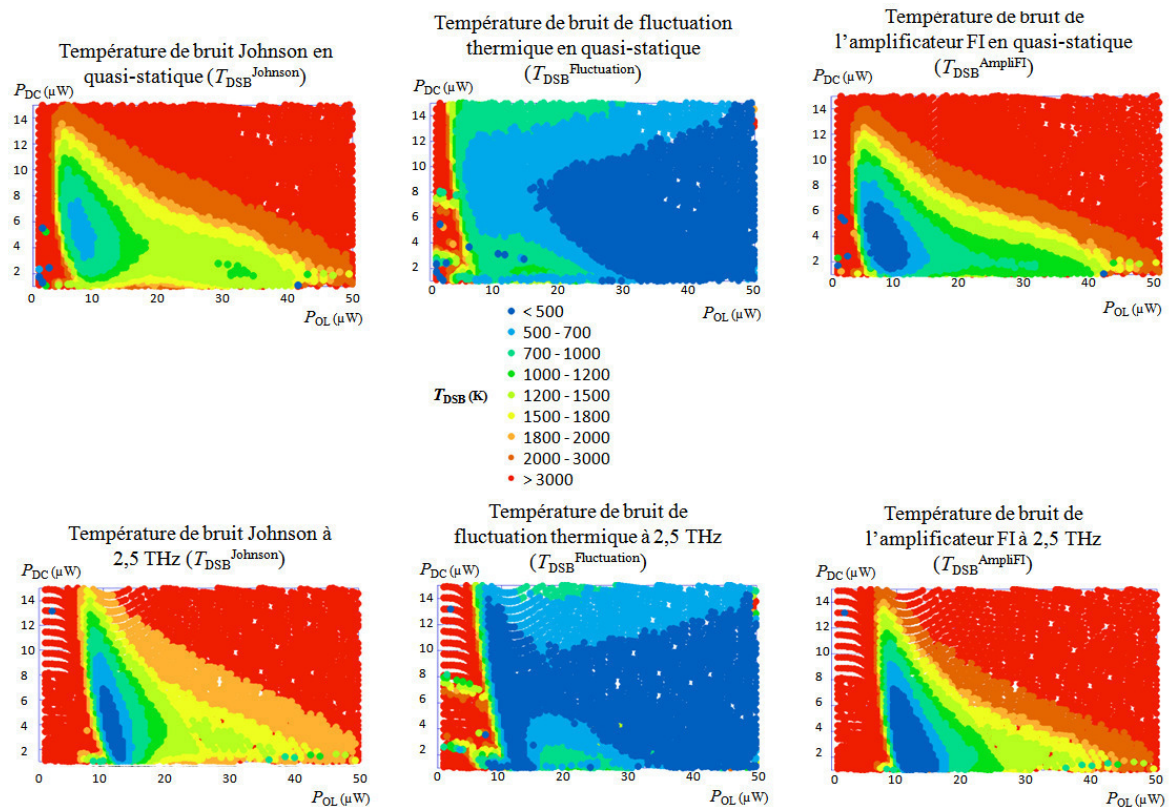


Figure III.34 : Comparatif des contributions des différentes sources de bruits pour le cas du régime quasi-statique (en haut) et le cas de la fréquence d'oscillateur local de 2,5 THz (en bas).

Nous constatons que la zone de bruit minimal évolue en niveau et que la valeur de P_{OL} optimal évolue : $7,5 \mu W$ en régime quasi-statique ; $7,5 \mu W$ à 500 GHz ; $12,5 \mu W$ à $2,5 \text{ THz}$ et $13,5 \mu W$ à 4 THz (tableau III.5 ci-après). Nous remarquons notamment que la zone secondaire de faible température de bruit, à $P_{OL} = 35 \mu W$ en régime quasi-statique, s’efface lorsque la fréquence d’oscillation augmente.

C’est pourquoi, nous avons poursuivi l’étude en séparant les trois sources de bruit pour les deux cas du régime quasi-statique et de la fréquence d’OL à $2,5 \text{ THz}$ (fig. III.34). Comme déjà précisé (cf. § III.3.3.3), la température de bruit de l’amplificateur FI est supposée égale à celle du doigt froid T_0 .

La contribution de chaque source de bruit nous informe sur l’évolution de la zone où le bruit est minimum. Nous constatons que dans le cas du régime quasi-statique, le bruit de fluctuations thermiques est minimal lorsque $P_{OL} > 20 \mu W$, alors qu’à $2,5 \text{ THz}$ la zone de bruit faible est distribuée différemment, ce qui améliore le niveau de bruit lorsque P_{OL} est compris entre 10 et $15 \mu W$.

Nous reprenons ensuite le comparatif pour le gain de conversion aux quatre fréquences de travail étudiées, comme illustré ci-après en figure III.35.

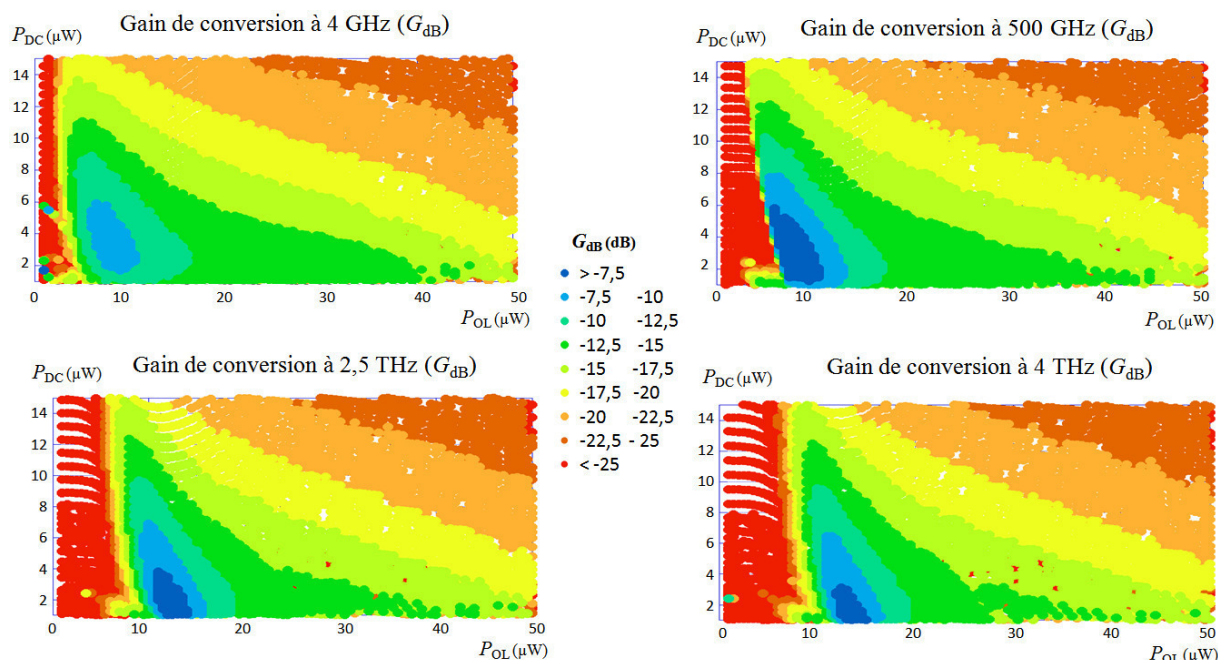


Figure III.35 : Comparaison de la distribution du gain de conversion pour différentes fréquences de l’oscillateur local.

Le gain diminue lorsque P_{DC} augmente, et est maximisé à P_{OL} donnée. Ainsi, lorsque la fréquence de l’oscillateur local augmente, le gain de conversion semble être maximal autour de $2,5 \text{ THz}$ et requiert une puissance d’oscillateur local de $12,5 \mu W$ (tableau III. 5 ci-après).

Tableau III.5 : Comparatif pour un HEB de dimensions $400 \times 400 \times 35 \text{ nm}^3$ à différentes fréquences de fonctionnement d'oscillateur local, pour un point de fonctionnement optimal vis-à-vis de la température de bruit.

	I (μA)	R (ohm)	P_{DC} (μW)	P_{OL} (μW)	G (dB)	T_{DSB} (K)
QS	454	21,3	4,4	7,5	-9	1781
500 GHz	464	21,4	4,6	7,5	-7,1	1208
2,5 THz	394	14,6	2,3	12,5	-6,1	1013
4 THz	379	13	1,9	13,5	-6,5	1093

Ce modèle met en valeur une forte diminution de la puissance d'oscillateur local nécessaire pour fonctionner au point optimal du HEB. Intuitivement, nous avons tendance à penser qu'après prise en compte des pertes de couplage α_{imp} , P_{OL} devrait augmenter comme $1/\alpha_{\text{imp}}$. Le modèle proposé introduit deux propriétés physiques, à savoir l'influence de la distribution non-uniforme de la puissance P_{OL} et de l'adaptation d'impédance entre l'antenne et la nano-constriction, qui altèrent la réponse du HEB simulé.

En effet, la dissipation du courant radiofréquence se concentre dans la zone résistive de la nano-constriction, où domine la dissipation par effet Joule. Ainsi, si par exemple un quart de la nano-constriction est résistive, alors la puissance sera majoritairement dissipée dans cette zone, réduisant ainsi un prérequis de $35 \mu\text{W}$ (calculé dans le modèle du point chaud "classique" adapté à YBaCuO) à $7,5 \mu\text{W}$.

La zone de meilleur fonctionnement autour de $P_{\text{OL}} = 10 \mu\text{W}$ n'était pas présente dans le modèle précédent ; nous avons donc étudié l'influence de la prise en compte de l'adaptation d'impédance entre l'antenne et la nano-constriction sur la température de bruit.

Pour comprendre l'amélioration que peut apporter la variation du coefficient d'adaptation d'impédance, nous prenons un exemple simple.

Comparons la variation de résistance THz de la nano-constriction qu'introduit une variation de puissance d'oscillateur local avec $\alpha_{\text{imp}} = 1$ (hypothèse des modèles classiques) et α_{imp} avec sa dépendance en R :

$$\frac{\Delta R}{\Delta P_{\text{OL}}} = \frac{R_2 - R_1}{P_{\text{OL}2} - P_{\text{OL}1}} \quad (\text{eq. III.85})$$

$$\frac{\Delta R}{\Delta(\alpha P_{\text{OL}})} = \frac{R_2 - R_1}{\alpha_2 P_{\text{OL}2} - \alpha_1 P_{\text{OL}1}} = \frac{\Delta R}{\Delta P_{\text{OL}}} \frac{P_{\text{OL}2} - P_{\text{OL}1}}{\alpha_2 P_{\text{OL}2} - \alpha_1 P_{\text{OL}1}} \quad (\text{eq. III.86})$$

Dans le cas où $\alpha_1 = 1$ et $P_{\text{OL}1}/P_{\text{OL}2} < \alpha_2 < 1$ nous remarquons que :

$$\frac{P_{\text{OL}2} - P_{\text{OL}1}}{\alpha_2 P_{\text{OL}2} - \alpha_1 P_{\text{OL}1}} > 1 \quad \text{donc} \quad \frac{\Delta R}{\Delta(\alpha P_{\text{OL}})} > \frac{\Delta R}{\Delta P_{\text{OL}}} \quad (\text{eq. III.87})$$

Cette approche simplifiée montre qu'il peut exister des cas où la perte d'efficacité de couplage, due à la désadaptation d'impédance, peut augmenter la sensibilité du dispositif.

Cette influence est plus évidente en comparant la distribution des températures de bruit calculée avec α_{imp} non-constant (vu précédemment en figure III.33) à la distribution des températures de bruit avec $\alpha_{\text{imp}} = 1$ représentée ci-dessous (fig. III.36).

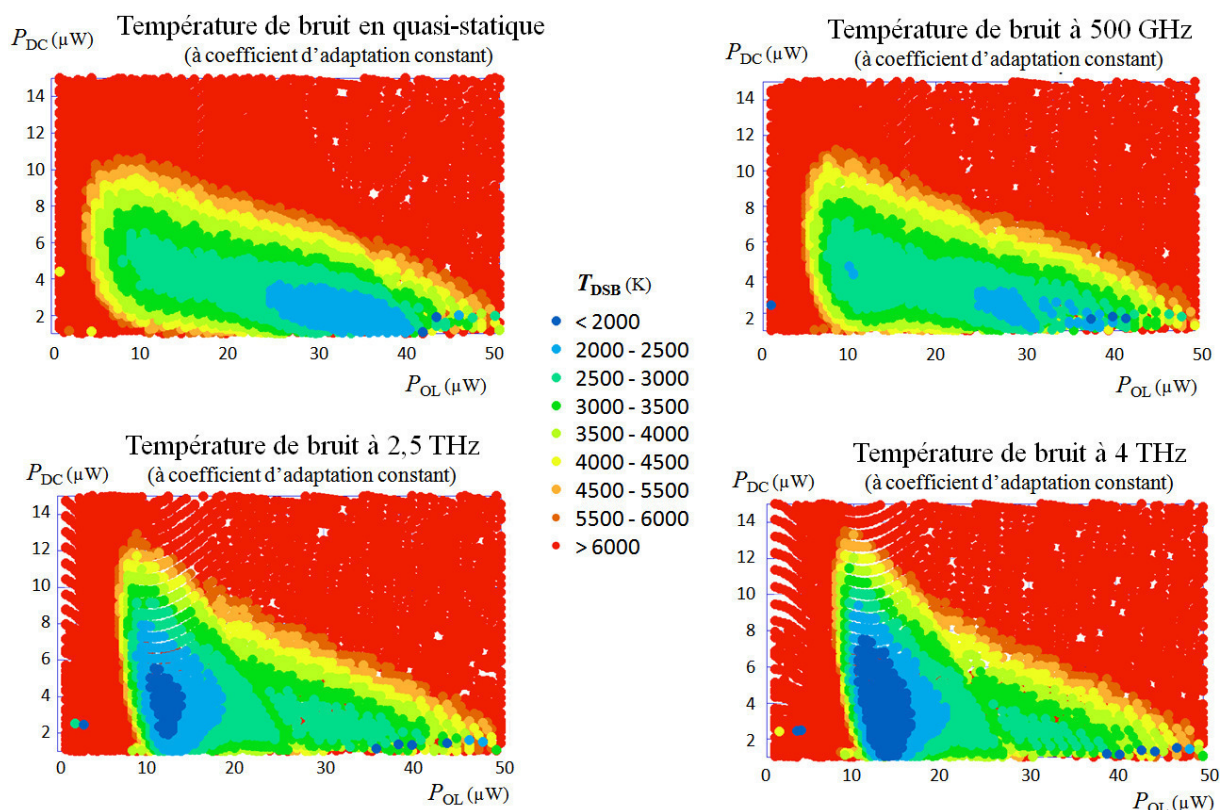


Figure III.36 : Comparaison des cartes de température de bruit à différentes fréquences de fonctionnement en supprimant la contribution de l'adaptation d'impédance.

Nous constatons un changement important de la position de la zone de meilleur fonctionnement. En régime quasi-statique, la zone de meilleur fonctionnement autour de $P_{OL} = 10 \mu W$ n'est plus présente et généralement les températures de bruit sont plus élevées lorsque l'adaptation d'impédance n'est pas prise en compte.

Dans le cadre d'un modèle visant à optimiser la fabrication des futurs HEB, ce résultat démontre l'importance de la prise en compte de l'adaptation d'impédance. Les paramètres à considérer pour la fabrication d'un HEB sont les dimensions de la nano-constriction et la qualité du film, mais aussi la caractéristique résistive de l'antenne dont un réglage approprié de l'impédance pourrait permettre de gagner en performance.

Dans cette étude, où l'influence de l'adaptation est retirée, la distribution du bruit en fonction de la fréquence n'est soumise qu'au changement de la distribution de P_{OL} le long de la nano-constriction. Sur le tableau III.6 (ci-après), nous observons clairement une baisse du prérequis de P_{OL} et une amélioration de la température de bruit lorsque la fréquence de fonctionnement de l'oscillateur local augmente. C'est donc l'influence de la distribution de la puissance P_{OL} au sein de la nano-constriction qui est en cause : celle-ci est plus localisée dans le régime quasi-statique que dans le cas à 4 THz.

Tableau III.6 : Comparatif pour un HEB de dimensions $400 \times 400 \times 35 \text{ nm}^3$ à adaptation d'impédance unitaire ($\alpha_{\text{imp}} = 1$), à différentes fréquences de fonctionnement d'oscillateur local, au point de fonctionnement optimal vis-à-vis de la température de bruit.

$\alpha_{\text{imp}} = 1$	I (μA)	R (ohm)	P_{DC} (μW)	P_{OL} (μW)	G (dB)	T_{DSB} (K)
QS	241	27,9	1,6	35	-13,8	2607
500 GHz	271	26,4	1,9	30	-13,6	2704
2,5 THz	392	19,2	3	12	-10,8	2332
4 THz	389	18,2	2,7	12,5	-10,1	2021

Pour mettre en valeur les seuls effets des variations de α_{imp} , nous proposons de suivre l'évolution de $\Delta\alpha_{\text{imp}} = |\alpha_{\text{imp}}(P_{\text{OL}1}) - \alpha_{\text{imp}}(P_{\text{OL}2})| / (P_{\text{OL}1} - P_{\text{OL}2})$, comme illustré ci-dessous (fig. III.37) :

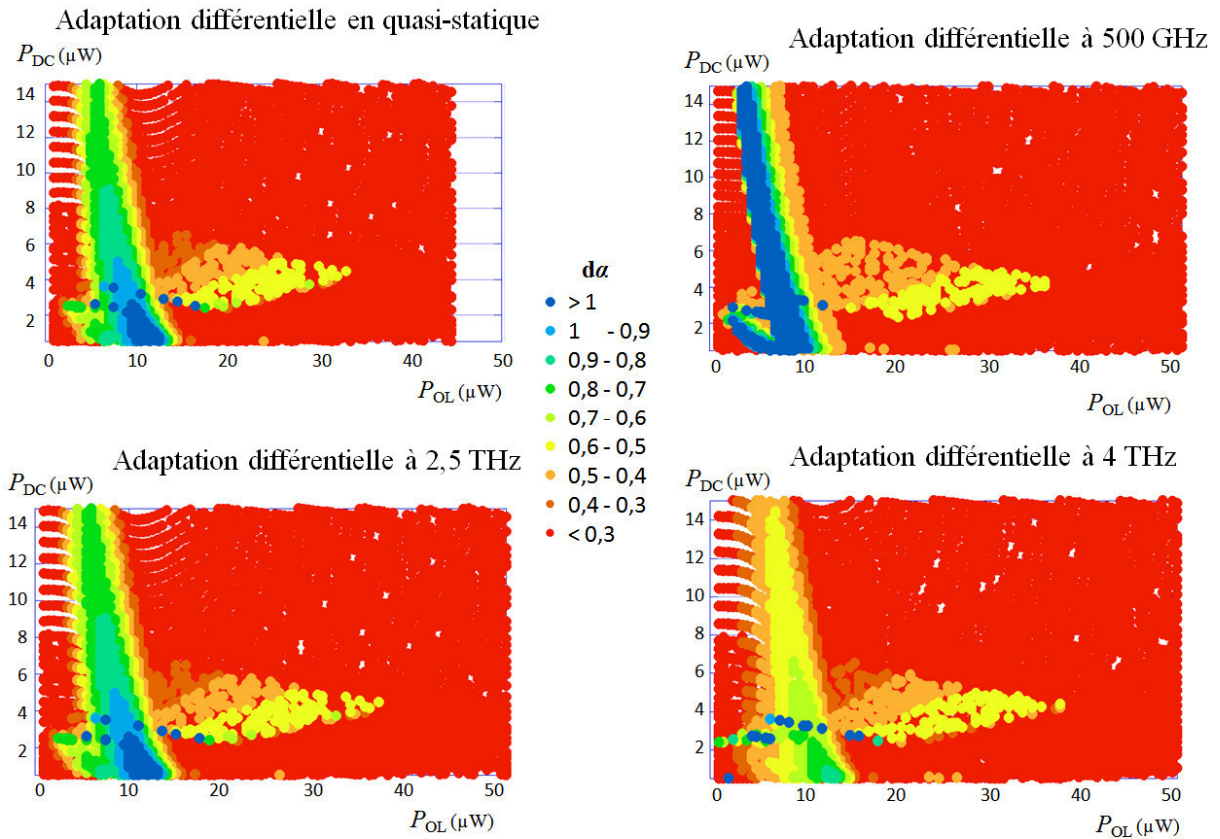


Figure III.37 : Comparaisons des cartes de variation d'adaptation d'impédance à différentes fréquences de fonctionnement ($\Delta\alpha_{\text{imp}}$ peut dépasser 1 car le calcul est numérique et utilise des différences finies).

Il y a une forte dépendance entre $\Delta\alpha_{\text{imp}}$ et la puissance de l'oscillateur local, le maximum étant atteint pour $P_{\text{OL}} = [8 - 15] \mu\text{W}$. C'est dans cette zone que nous avons identifié les meilleures performances du HEB simulé dans notre modèle, et c'est d'ailleurs cette zone qui a perdu en performance lorsque nous avons considéré $\alpha_{\text{imp}} = 1$ en figure III.36.

Nous remarquons aussi l'influence de la fréquence de travail sur la position du maximum de $\Delta\alpha_{\text{imp}}$; le prérequis de P_{OL} augmente de $7 \mu\text{W}$ à $14 \mu\text{W}$ entre 500 GHz et 4 THz. Bien que $\Delta\alpha_{\text{imp}}$ soit maximum à 500 GHz, la température de bruit s'est révélée plus faible à 2,5 THz. Par conséquent, nous déduisons que la variation de l'adaptation d'impédance est un contributeur majeur à prendre en

compte dans nos modèles. Cependant, il convient de souligner que la zone de meilleur fonctionnement est aussi déterminée par de nombreux autres paramètres comme le gain ou, indirectement, la sensibilité du HEB.

Les performances des HEB sont influencées par les facteurs étudiés ci-dessus. Comprendre l'influence de ces facteurs ouvre de nouvelles possibilités d'optimisation des HEB et permet de fournir une explication plausible aux performances inégales offertes par les HEB de différents matériaux. En effet, chaque source de bruit présente une (ou plusieurs) « zone de meilleur fonctionnement » (ZMF). Le bruit total est donc minimal si les ZMF de chaque source de bruit coïncident. Cependant, si cette condition est remplie en régime quasi-statique, elle ne le sera plus avec l'augmentation de la fréquence de travail, ce qui provoquera une augmentation de la température de bruit. C'est ce que reflète notre résultat antérieurement publié (tableau III.7, [36]) en admettant une puissance de fonctionnement constante $P_{OL} = 9 \mu\text{W}$.

Tableau III.7 : Suivi des performances calculées pour un HEB en YBaCuO de dimensions $400 \times 400 \times 35 \text{ nm}^3$ fonctionnant à $P_{OL} = 9 \mu\text{W}$ – [36].

f (GHz)	$T_{\text{DSB-MIN}}$ (V/mV ; G/dB)	G_{MAX} (V/mV ; T_{DSB} /K)
Quasi-statique	1870 K (11 ; -10,1)	-9,4 dB (7 ; 1908)
250	2070 K (13,9 ; -11,5)	-10,4 dB (6,7 ; 2580)
750	2480 K (13,5 ; -12,1)	-10,8 dB (7,1 ; 3000)
1000	2730 K (14,8 ; -12,9)	-10,5 dB (6,3 ; 3300)
2500	4150 K (14,7 ; -14,7)	-13,9 dB (8,8 ; 5000)

Dans nos simulations, nous avons suivi l'évolution de la température de bruit à P_{OL} fixée à $9 \mu\text{W}$ et relevé le comportement lorsque la fréquence de fonctionnement augmente.

Ce comportement est évocateur des résultats de l'étude comparative de la température de bruit des HEB dans la gamme térahertz (§I.6.3.8, [36]), où nous avons noté une augmentation systématique de la température de bruit pour les HEB en Nb et NbN avec une tendance du type $\exp(0,4 \times f_{\text{THz}})$. Cette augmentation est comparable à celle que nous relevons en se fixant à $9 \mu\text{W} - \exp(0,34 \times f_{\text{THz}})$ – dans la modélisation pour le HEB en YBaCuO.

Depuis cette publication [36], nous avons développé des calculs plus complets permettant la comparaison par la représentation $P_{\text{DC}}-P_{\text{OL}}$. Nous avons zoomé sur la zone $P_{OL} = [5 - 15] \mu\text{W}$ (de la figure III.33) et nous pouvons maintenant suivre la migration de la zone minimisant la température de bruit qui varie avec la fréquence de fonctionnement (fig. III.38).

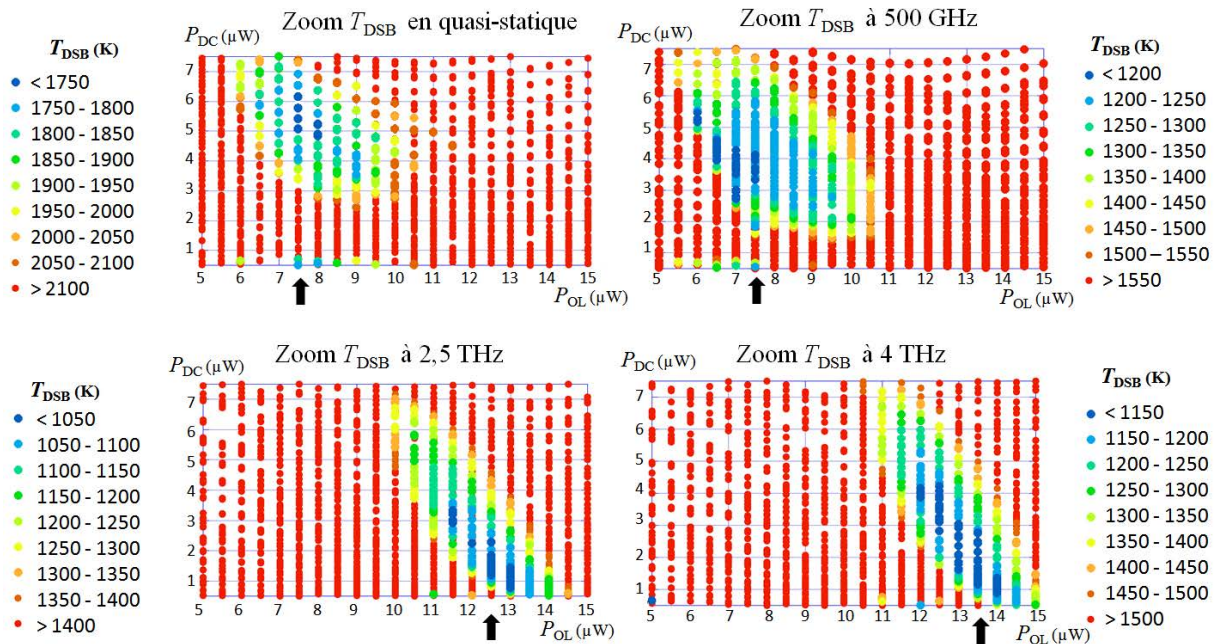


Figure III.38 : Déplacement de la tache de minimum de bruit. Lorsque la fréquence de l'oscillateur local augmente, le prérequis en P_{OL} augmente.

Nous constatons toujours que, à $9 \mu\text{W}$, la température de bruit augmente avec la fréquence. Mais cette vue globale met en évidence que la zone de meilleur fonctionnement se décale, de fait, vers de plus fortes valeurs de P_{OL} lorsque la fréquence de travail augmente. Ceci est dû à la dissipation de la puissance de l'oscillateur local qui est distribuée différemment dans la nano-constriction.

L'augmentation de température de bruit avec la fréquence de travail qui est observée dans les mélangeurs HEB réels (publiés) s'apparente à la dégradation en performance que nous calculons en maintenant P_{OL} à $9 \mu\text{W}$. Une hypothèse pouvant expliquer cette observation serait la présence d'un phénomène non modélisé qui imposerait une perte de sensibilité plus importante à P_{OL} élevé et masquerait donc la prédiction théorique de notre calcul où la température de bruit varie peu avec la fréquence de fonctionnement dans la ZMF.

Notre travail de modélisation est de rechercher les paramètres permettant de maîtriser les zones de meilleur fonctionnement pour chaque source de bruit et tenter de les faire coïncider afin d'être optimales (à une puissance d'oscillateur local déterminée et fonctionnant à une fréquence de travail choisie).

Cette maîtrise des paramètres doit être validée aussi fréquemment que possible par des mesures sur des dispositifs fabriqués. Ainsi, nous introduisons dans ce qui suit l'étude comparative que nous avons conduite en fin de thèse.

III.5 Application du modèle à des dispositifs de fabrication récente

Récemment, des HEB en YBaCuO pour la détection d'impulsions térahertz ont été développés et fabriqués au *Karlsruher Institut für Technologie* (KIT) [37]. Les réponses I - V mesurées dans leur publication montraient un prérequis en courant de polarisation plus élevé que celui que nous calculions pour les mêmes dimensions de HEB avec le modèle du point chaud adapté à YBaCuO (notre 2^{ème} modèle). Cet écart nous a amené à reconsidérer la transition résistive dans nos calculs eq. II.10. Depuis, nous ont été communiquées des mesures de réponse I - V de HEB récemment réalisés dont les dimensions sont sub-micrométriques et donc modélisables avec le modèle *hot spot* à courant RF.

III.5.1 Réponse I - V mesurée à KIT et modélisée au GeePs

Le nouveau modèle du point chaud à courant RF a suscité l'intérêt des laboratoires travaillant sur les dispositifs en YBaCuO et a permis un premier échange entre le LGEP/GeePs et KIT en novembre 2014. Les mesures de courbes I - V ont été réalisées pour trois dispositifs HEB de tailles $300 \times 300 \times 30 \text{ nm}^3$, $650 \times 1800 \times 30 \text{ nm}^3$ et $750 \times 2400 \times 30 \text{ nm}^3$. Le calcul du modèle convergent plus efficacement pour de petites dimensions, nous avons par conséquent décidé de simuler le plus petit dispositif (paramètres : tableau III.8 et résultat : fig. III.39).

Tableau III.8 : Paramètres d'YBaCuO utilisés dans les simulations du modèle à courant RF, pour la mesure I - V de KIT. La nano-constriction fait 300 nm de long et de large et 30 nm d'épaisseur.

σ_N	J_c	$T_{c\text{-midpoint}}$	ΔT	τ_{esc}	T_0
$4 \cdot 10^4$	$0,75 \cdot 10^6$ à 77 K	86	1,35	2,25	62
$\Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$	$\text{A} \cdot \text{cm}^{-2}$	K	K	ns	K

C_e , C_p , κ_e , κ_p , τ_{ep} et γ sont inchangés et indiqués dans le tableau III.1.

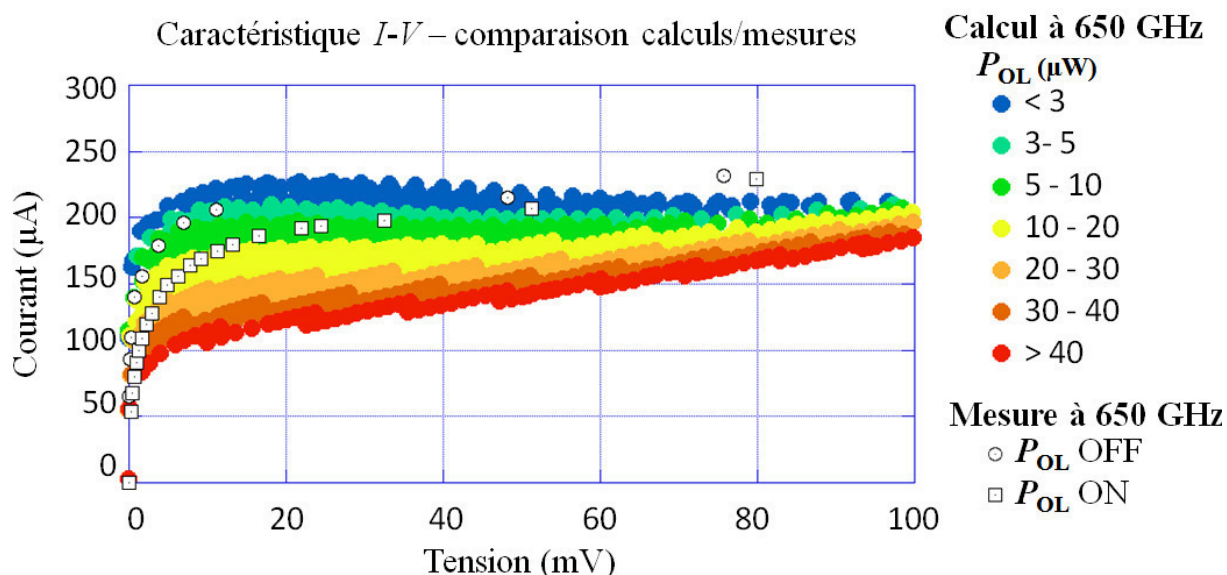


Figure III.39 : Comparaison entre le dispositif HEB en YBaCuO de KIT (points de mesure : symboles ouverts) et le « nuage de points » issu de la simulation du même dispositif. Les dimensions du dispositif sont : 300 nm de long et de large et 30 nm d'épaisseur.

Dans la figure ci-dessus, nous illustrons la première simulation, par le modèle du point chaud à courant RF, d'un dispositif HEB existant. L'ordre de grandeur du courant de polarisation calculé correspond à celui du HEB fabriqué par KIT ; les paramètres réglables du modèle nécessitent cependant d'être encore mieux adaptés. La réponse I - V à P_{OL} "OFF" correspond à notre calcul avec $P_{\text{OL}} \leq 3 \mu\text{W}$ (jusqu'à 50 mV), et pour P_{OL} "ON" la réponse I - V correspond à notre calcul pour $P_{\text{OL}} = [3 - 10] \mu\text{W}$ (jusqu'à 50 mV).

Dans notre étude préliminaire, la zone de meilleur fonctionnement en température de bruit se situe à $I = 159 \mu\text{A}$ et $V = 26 \text{ mV}$, ce qui est proche de la courbe de mesure à P_{OL} "ON". Ce résultat est encourageant compte tenu du fait que P_{OL} "ON" a été choisie pour maximiser les performances en détection.

Notons que la résistance normale de ce dispositif est très élevée (830 Ω) et que la densité de courant critique est faible par rapport à celle des couches d'YBaCuO simulées dans ce mémoire. En

effet, nous étudions un cas réel de dispositif ayant certainement subi des dégradations lors de sa fabrication.

Ce premier calcul, comparé à une mesure sur un dispositif existant, nous montre que certains points d'ombre subsistent et concernent notamment la simulation en DC ($P_{OL} = 0 \mu\text{W}$). En continuant un travail de comparaison simulations/mesures, nous pourrions converger vers un modèle de HEB en YBaCuO complet.

III.6 Évolutions possibles du modèle

Plusieurs aspects peuvent être développés afin de compléter le modèle du *hot spot* à courant RF :

- i) Le rôle de la diffusion thermique dans le substrat peut être introduit, de sorte à obtenir un « modèle 3T » intégré dans le modèle du point chaud à courant RF pour YBaCuO. Les variables supplémentaires introduites nécessiteront un effort important sur la modélisation. Cette évolution introduit une nouvelle variable dans les calculs des équations de la chaleur (la température du substrat T_s) ce qui impliquerait une transition aussi majeure que de passer du modèle du point chaud classique « 1^{er} modèle » au modèle du point chaud adapté à YBaCuO « 2^{ème} modèle ».
- ii) Il est également envisageable de continuer le travail sur la transition résistive pour retrouver la réponse DC des HEB mesurés par KIT. Nous avons souligné au chapitre II (§II.4.3) que la transition résistive ne présente pas simplement un changement de T_c lorsque le courant augmente, mais qu'il y a une augmentation progressive de la résistance. Réussir à simuler correctement ce comportement diminuera la résistance calculée, ce qui nous rapprochera des mesures de la figure III.39.
- iii) L'adaptation d'impédance est maintenant prise en compte, il est donc envisageable de procéder au calcul associé à une impulsion térahertz en prenant comme point de départ notre étude sur la répartition de la réponse $I-V$ à faible adaptation d'impédance. L'apport de notre modèle est que nous y introduisons la notion de courant térahertz, ce qui permet un calcul sans discontinuité lorsque le coefficient d'adaptation d'impédance tend vers 0 (en l'absence de P_{OL} et à P_{DC} faible). La difficulté principale est d'introduire le calcul de la dépendance en temps.
- iv) Enfin, nous avons aussi proposé les bases théoriques pour introduire l'influence de l'adaptation d'impédance variable dans l'estimation de la bande passante des HEB. Il serait donc logique de continuer la démarche en ce sens, à la fois pour mettre en application nos calculs, mais aussi pour raffiner le développement théorique sur la réponse fréquentielle des HEB.

Références

- [1] J.-M. Depond, F. Carrié, J.-C. Martin, A. Kreisler, M. Redon, C. Martin, and D. Tetard, “Theory and implementation of economical YBaCuO bolometers at 10.6 μm wavelength,” *Phys. C Supercond.*, vol. 235–240, pp. 3387–3388, Dec. 1994.
- [2] Z. Ben Ayadi, A. Gaugue, A. Degardin, E. Caristan, A. Kreisler, M. Fourier, and M. Redon, “Thermal Model for the Bolometric Response of YBaCuO Films on Polycrystalline YSZ at 10.6 μm Wavelength,” *J. Phys. IV*, vol. 06, no. C3, pp. C3–289–C3–294, Apr. 1996.
- [3] A. Gaugue, Z. Ben Ayadi, J. M. Depond, and A. Kreisler, “Interface thermal modelling and characterisation of YBaCuO infrared bolometers,” *J. Alloys Compd.*, vol. 251, no. 1–2, pp. 232–235, Apr. 1997.
- [4] A. Adam, A. Gaugue, C. Ulysse, A. Kreisler, and C. Boulanger, “Three-temperature model for hot electron superconducting bolometers based on high-Tc superconductor for terahertz applications,” *IEEE Trans. Applied Supercond.*, vol. 13, no. 2, pp. 155–159, Jun. 2003.
- [5] J. Delerue, “Matrices de bolomètres supraconducteurs à haute Tc pour l’infrarouge : matériaux, technologies et caractérisations optiques.,” Manuscrit de thèse, Université Paris VI, 2002.
- [6] L. Testardi, “Destruction of Superconductivity by Laser Light,” *Phys. Rev. B*, vol. 4, no. 7, pp. 2189–2196, Oct. 1971.
- [7] N. Perrin and C. Vanneste, “Dynamic behaviour of a superconductor under time-dependent external excitation,” *J. Phys.*, vol. 48, no. 8, pp. 1311–1316, 1987.
- [8] G. N. G. E. M. Gershenzon, Y. P. G. I.G. Gogidze, D. S. K. A.T. Elant’ev, and A.D. Semenov, “Millimeter and submillimeter range mixer based on electron heating of superconducting films in the resistive state,” *Supercond. Sov.*, vol. 3, pp. 2143–2160, 1990.
- [9] B. S. Karasik, W. R. McGrath, and M. C. Gaidis, “Analysis of a high-Tc hot-electron superconducting mixer for terahertz applications,” *J. Appl. Phys.*, vol. 81, no. 3, p. 1581, 1997.
- [10] S. I. Cherednichenko, P. A. Yagoubov, K. Il’in, G. N. Gol’tsman, and E. Gershenzon, “Large bandwidth of NbN phonon-cooled hot-electron bolometer mixers on sapphire substrates,” *Eighth Int. Symp. Space Terahertz Technol.*, pp. 245–252, 1997.
- [11] E E Aksaev, E M Gershenzon, G N Gol’tsman, A D Semevov, and A V Sergeev, “Interaction of electrons with thermal phonons in YBa₂Cu₃O_{7-x} films at low temperatures,” *JETP Lett*, vol. 50, p. 283, 1989.
- [12] K. Harrabi, N. Cheenne, F. Chibane, F. Boyer, P. Delord, F.-R. Ladan, and J.-P. Maneval, “Thermal boundary resistance of YBa₂Cu₃O₇ on MgO films deduced from the transient V (I) response,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 13, no. 8, pp. 1222–1226, Aug. 2000.
- [13] J. P. Maneval, K. Harrabi, F. Chibane, M. Rosticher, F. R. Ladan, and P. Mathieu, “Temperature Profile of Hotspots in Narrow Current-Biased Superconducting Strips,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 23, no. 3, pp. 2200604–2200604, Jun. 2013.
- [14] P. Probst, A. Semenov, M. Ries, A. Hoehl, P. Rieger, A. Scheuring, V. Judin, S. Wünsch, K. Il’in, N. Smale, Y.-L. Mathis, R. Müller, G. Ulm, G. Wüstefeld, H.-W. Hübers, J. Hänisch, B. Holzapfel, M. Siegel, and A.-S. Müller, “Nonthermal response of YBa₂Cu₃O_{7- δ} thin films to picosecond THz pulses,” *Phys. Rev. B*, vol. 85, no. 17, May 2012.

- [15] T.-L. Hwang, S. E. Schwarz, and D. B. Rutledge, “Microbolometers for infrared detection,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 34, pp. 773-776, 1979.
- [16] I. Türer, “Modelling investigations for terahertz cooled and uncooled imaging arrays,” thèse de doctorat de l’UPMC Univ. Paris 06, 2010.
- [17] R. G. Ladret, A. F. Degardin, and A. J. Kreisler, “Nanopatterning and Hot Spot Modeling of YBCO Ultrathin Film Constrictions for THz Mixers,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 23, no. 3, pp. 2300305–2300305, Jun. 2013.
- [18] K. S. Il’in and M. Siegel, “Microwave mixing in microbridges made from YBaCuO thin films,” *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no. 1, p. 361, 2002.
- [19] C.-T. Li, B. S. Deaver, M. Lee, R. M. Weikle, R. A. Rao, and C. B. Eom, “Gain bandwidth and noise characteristics of millimeter-wave YBa₂Cu₃O₇ hot-electron bolometer mixers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 12, p. 1727, 1998.
- [20] M. Lee, C. Richard, and T. Li, “Wide Bandwidth Far-Infrared Mixing using a High-T_c Superconducting Bolometer,” *Proceeding Space Terahertz Electron.*, 2000.
- [21] O. Harnack, B. Karasik, W. McGrath, A. Kleinsasser, and J. Barner, “Submicron-long HTS hot-electron mixers,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 12, no. 11, pp. 850–852, Nov. 1999.
- [22] E. M. Gershenson, M. E. Gershenson, G. N. Gol’tsman, A. M. Lyul’kin, A. D. Semenov, and A. V. Sergeev, “Electron-phonon Interaction in ultrathin Nb films,” *Sov Phys JETP*, vol. 70, p. 505, 1990.
- [23] B. S. Karasik and A. I. Elantiev, “Noise temperature limit of a superconducting hot-electron bolometer mixer,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, no. 6, p. 853, 1996.
- [24] W. J. Skocpol, M. R. Beasley, and M. Tinkham, “Self-heating hotspots in superconducting thin-film microbridges,” *J. Appl. Phys.*, vol. 45, no. 9, p. 4054, 1974.
- [25] D. W. Floet, E. Miedema, T. M. Klapwijk, and J. R. Gao, “Hotspot mixing: A framework for heterodyne mixing in superconducting hot-electron bolometers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 3, p. 433, 1999.
- [26] D. W. Floet, J. J. A. Baselmans, J. R. Gao, and T. M. Klapwijk, “Resistive behaviour of Nb diffusion-cooled hot electron bolometers,” *ISSIT*, vol. 9, pp. 63 – 72, 1998.
- [27] P. Khosropanah, H. Merkel, S. Yngvesson, A. Adam, S. Cherednichenko, and E. Kollberg, “A distributed device model for phonon-cooled HEB mixers predicting IV characteristics, gain, noise and IF bandwidth,” *Proc 11th Int Symp Space Terahertz Technol.*, vol. 11, pp. 474–488, 2000.
- [28] A. D. Semenov and H.-W. Hubers, “Bandwidth of a hot-electron bolometer mixer according to the hotspot model,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 11, no. 1, pp. 196–199, Mar. 2001.
- [29] A. Adam, “Bolomètres à électrons chauds supraconducteurs pour la détection des ondes submillimétriques : modélisations et caractérisations,” Manuscrit de thèse, Université Paris VI, 2003.
- [30] R.G. Ladret, A.J. Kreisler, A.F. Dégardin, “Superconducting high-T_c hot electron bolometers used as THz mixers: predicted performance by hot spot modeling,” *International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves (IRMMW-THz 2013)*, Mainz, Allemagne (1-6 September 2013), Présentation orale # Mo8-3, *IEEE Proc.* DOI [10.1109/IRMMW-THz.2013.6665541](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2013.6665541).

- [31] E. L. Kollberg, K. S. Yngvesson, Y. Ren, W. Zhang, P. Khosropanah, and J.-R. Gao, “Impedance of Hot-Electron Bolometer Mixers at Terahertz Frequencies,” *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, vol. 1, no. 2, pp. 383–389, Nov. 2011.
- [32] Jian-Guo Ma and I. Wolff, “Modeling the microwave properties of superconductors,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 43, no. 5, pp. 1053–1059, May 1995.
- [33] D. M. Slocum, T. M. Goyette, E. J. Slingerland, R. H. Giles, and W. E. Nixon, “Terahertz atmospheric attenuation and continuum effects,” *Proc. SPIE 8716, Terahertz Physics, Devices, and Systems VII: Advanced Applications in Industry and Defense*, 2013, p. 871607.
- [34] H.-W. Hübers, J. Schubert, A. Krabbe, M. Birk, G. Wagner, A. Semenov, G. Gol’tsman, B. Voronov, and E. Gershenzon, “Parylene anti-reflection coating of a quasi-optical hot-electron-bolometric mixer at terahertz frequencies,” *Infrared Phys. Technol.*, vol. 42, no. 1, pp. 41–47, Feb. 2001.
- [35] I. Türer, A. F. Dégardin, and A. J. Kreisler, “UWB Antennas for CW Terahertz Imaging: Geometry Choice Criteria,” in *Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics 10*, F. Sabath and E. L. Mokole, Eds. New York, NY: Springer New York, 2014, pp. 463–472.
- [36] R. G. Ladret, A. J. Kreisler, and A. F. Degardin, “YBCO-Constriction Hot Spot Modeling: DC and RF Descriptions for HEB THz Mixer Noise Temperature and Conversion Gain,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **25** (3), p. 2300505 (2015).
- [37] P. Thoma, J. Raasch, A. Scheuring, M. Hofherr, K. Il’in, S. Wunsch, A. Semenov, H.-W. Hubers, V. Judin, A.-S. Muller, N. Smale, J. Hanisch, B. Holzappel, and M. Siegel, “Highly Responsive YBaCuO Thin Film THz Detectors With Picosecond Time Resolution,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 23, no. 3, pp. 2400206, Jun. 2013.

Chapitre IV – Conception, réalisation et pré-caractérisation des nano-détecteurs HEB en YBaCuO

Sommaire

Chapitre IV – Conception, réalisation et pré-caractérisation des nano-détecteurs HEB en YBaCuO	131
Sommaire	131
IV.1 Les couches minces d'YBaCuO	133
IV.1.1 Le choix du substrat pour les couches minces d'YBaCuO.....	133
IV.1.1.1 – Obtenir des couches d'YBaCuO de bonne qualité supraconductrice.....	133
IV.1.1.2 – Minimiser la dégradation des propriétés supraconductrices au cours du temps.....	134
IV.1.1.3 – Minimiser les pertes de propagation des signaux micro-ondes	134
IV.1.1.4 – Favoriser la conduction thermique film-substrat.....	136
IV.1.1.5 – Bilan comparatif des substrats pour YBaCuO.....	136
IV.1.2 La fabrication de couches minces.....	137
IV.1.2.1 – Dépôt par pulvérisation cathodique.....	137
IV.1.2.2 – Dépôt par ablation laser.....	137
IV.1.2.3 – Dépôt par co-évaporation thermique	138
IV.2 Caractérisations des couches minces d'YBaCuO	138
IV.2.1 Les mesures de la résistance des couches minces	139
IV.2.2 Les mesures AFM / Résiscope	139
IV.2.2.1 – Le principe de l'AFM.....	139
IV.2.2.2 – Le mode <i>tapping</i>	140
IV.2.2.3 – Le mode contact et <i>Résiscope</i> [®]	141
IV.3 Le choix de l'antenne de détection térahertz	142
IV.4 Réalisation des HEB : techniques de salle blanche.....	144
IV.4.1 Introduction au procédé de fabrication en salle blanche	145
IV.4.1.1 – Première étape de fabrication	145
IV.4.1.2 – Deuxième étape de fabrication	146
IV.4.1.3 – Troisième étape de fabrication	146
IV.4.1.4 – Quatrième étape de fabrication.....	147
IV.4.2 Les procédés de fabrication en salle blanche.....	147
IV.4.2.1 – Enrésinement	148
IV.4.2.2 – Lithographie électronique.....	149
IV.4.2.3 – Lithographie optique	154
IV.4.2.4 – Développement.....	155
IV.4.2.5 – <i>Lift-off</i> d'or	156
IV.4.2.6 – Gravure ionique et gravure humide.....	158
IV.4.2.7 – Optimisation des variables de travail.....	160
IV.5 Les masques de lithographie.....	162
IV.5.1 Conception des masques de lithographie.....	162
IV.5.1.1 – Le masque doit être adapté au type de lithographie utilisé.....	162
IV.5.1.2 – Le masque ne doit pas gêner l'observation pour les lithographies suivantes	162
IV.5.1.3 – Le masque doit aider au positionnement des lithographies suivantes	163
IV.5.2 Les motifs de positionnement.....	163

IV.5.2.1 – Les marques de positionnement macroscopiques.....	163
IV.5.2.2 – Les marques de positionnement microscopiques	164
IV.5.2.3 – Les marques de positionnement nanométriques	165
IV.5.3 Les motifs fonctionnels	166
IV.5.4 Fabrication des masques électroniques et optiques	168
IV.6 Fabrication des dispositifs en salle blanche	169
IV.6.1 Étape n°1 (durée : 5 h).....	169
IV.6.2 Étape n°2 (durée : 4 h).....	172
IV.6.3 Étape n°3 (durée : 3 h).....	174
IV.6.4 Étape n°4 (durée : 4 h 30).....	176
IV.6.5 Les alternatives possibles	176
IV.7 Caractérisation des dispositifs.....	177
IV.7.1 Banc cryogénique de tests électriques et optiques.....	177
IV.7.1.1 – Mesures électriques	177
IV.7.1.2 – Mesures optiques	178
IV.7.2 Résultats	179
IV.7.2.1 – Films d'YBaCuO élaborés par co-évaporation thermique	180
IV.7.2.2 – Films d'YBaCuO élaborés par pulvérisation cathodique	180
IV.7.2.3 – Films d'YBaCuO élaborés par ablation laser	181
IV.8 Conclusion	182
Références.....	184

Chapitre IV – Conception, réalisation et pré-caractérisation des nano-détecteurs HEB en YBaCuO

Ce chapitre présente le processus de sélection et de fabrication relatif aux choix technologiques utilisés pour la réalisation des bolomètres à électrons chauds à base d'YBaCuO. Nous commençons par les caractéristiques des couches minces utilisées, puis poursuivons par les étapes permettant de définir la nano-constriction par les techniques de salles blanches. Enfin, la caractérisation des dispositifs réalisés sur le banc de mesure du GeePs est présentée.

IV.1 Les couches minces d'YBaCuO

Pour favoriser l'effet de bolomètre à électrons chauds, il faut que le matériau supraconducteur ait l'épaisseur la plus faible possible. Une technique de dépôt de couches ultraminces est donc nécessaire pour vérifier cette condition. Il existe différentes techniques de dépôt et différents substrats sur lesquels peuvent être déposées les couches minces d'YBaCuO. Nous définissons ci-après les critères sur lesquels se base notre choix du substrat. Puis, nous décrivons les différentes techniques de dépôt mises en œuvre par les partenaires ou prestataires du projet MASTHER.

IV.1.1 Le choix du substrat pour les couches minces d'YBaCuO

Les couches ultraminces d'YBaCuO doivent vérifier différents critères afin d'être utilisées pour la fabrication des bolomètres HEB en vue d'une application portable. Pour cette problématique, nos critères de sélection sont répartis en quatre points.

- 1) Avoir une couche de bonne qualité supraconductrice ;
- 2) Préserver les qualités supraconductrices de la couche d'YBaCuO au cours du temps ;
- 3) Favoriser le transport du signal à la fréquence intermédiaire (FI), de l'ordre du gigahertz, dans le substrat ;
- 4) Avoir un substrat qui évacue efficacement la chaleur du bolomètre par conduction thermique.

IV.1.1.1 – Obtenir des couches d'YBaCuO de bonne qualité supraconductrice

La qualité de la couche d'YBaCuO dépend fortement de ses paramètres de croissance. Le choix du substrat joue un rôle majeur sur la croissance de la couche déposée, car il faut qu'il y ait accord de maille entre la couche et le substrat. L'accord de maille est déterminé par des facteurs géométriques entre la maille cristalline d'YBaCuO et la maille cristalline du substrat. L'accord de maille entre deux matériaux est optimisé lorsqu'ils ont le même arrangement cristallin et la même distance interatomique. Si l'une des deux caractéristiques n'est pas respectée, une énergie de contrainte apparaît.

Pour compenser le désaccord de maille, il est possible d'introduire des couches tampons dont l'accord de maille avec YBaCuO est quasi-parfait. Les couches tampons les plus couramment utilisées sont le PrBaCuO et le CeO₂ [1]. Le recours à l'introduction d'une couche tampon conduit à complexifier le dépôt avec le risque de films présentant une T_c plus faible que s'ils avaient été déposés directement sur un substrat avec un accord de maille parfait. Les couches tampons seront d'épaisseur aussi réduite que possible afin de ne pas influencer la conduction thermique.

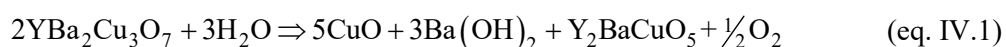
Un autre élément à prendre en compte est le *coefficient de dilatation thermique* (*thermal expansion coefficient* – TEC) du substrat. Il est nécessaire d'avoir un bon accord des coefficients de

dilatation thermique du substrat et d'YBaCuO ($TEC = 16,9 \text{ ppm}\cdot\text{K}^{-1}$). Autrement, des dislocations au niveau d'YBaCuO pourraient également apparaître, notamment car le dépôt des couches minces est réalisé à haute température (jusqu'à $800 \text{ }^\circ\text{C}$) et la qualité supraconductrice est exploitée à basse température (60 K).

IV.1.1.2 – Minimiser la dégradation des propriétés supraconductrices au cours du temps

La supraconductivité d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ dépend directement de la composition en oxygène du matériau, désignée par δ . Le matériau a une phase supraconductrice lorsque $\delta < 0,6$ (maille cristalline orthorhombique) et une phase semi-conductrice lorsque $\delta > 0,6$ (maille cristalline quadratique) [2]. Cependant l'exposition au contact de l'atmosphère (vapeur d'eau et CO_2) est un facteur de la perte de qualité du supraconducteur.

La réaction avec l'eau engendre la phase verte, non supraconductrice et très résistive, d'YBaCuO [3] :



De plus, la réaction du CO_2 de l'air participe aussi à la perte des propriétés supraconductrices [4] : les auteurs de l'article font la comparaison entre des échantillons stockés trois mois à l'air ambiant et des échantillons récemment fabriqués.

La méthode classiquement utilisée, pour prévenir ces dégradations, est de déposer une couche protectrice à la surface de la couche mince, telle que de l'or ou du PrBaCuO. Le dépôt de la couche protectrice se fait dans le même bâti que le dépôt de la couche mince, ce qui permet de diminuer au maximum la présence d'impuretés. Il est même possible de cumuler une couche protectrice, puis une couche d'or (typiquement titane/or pour une meilleure accroche). La couche d'or subira toutes les étapes du processus et, à la fin, cette couche d'or sera enlevée. Dans notre cas, nous avons favorisé la couche de PrBaCuO [5], qui est cristallographiquement très proche d'YBaCuO. L'accord de maille est quasi-parfait et cela minimise les opérations sur l'échantillon (le dépôt d'une couche d'or nécessiterait une gravure supplémentaire pour l'enlever à la fin).

IV.1.1.3 – Minimiser les pertes de propagation des signaux micro-ondes

Le substrat sur lequel est déposée la couche mince est aussi le support de lignes de propagation : ces *lignes microrubans (microstrip)* doivent acheminer le signal à la fréquence intermédiaire (FI, de l'ordre du gigahertz). Ces lignes permettent d'établir la connexion entre la constriction sensible en YBaCuO, l'antenne térahertz, et le circuit de lecture. Il faut donc s'intéresser à la transmission micro-onde, qui dépend de la *permittivité relative* du substrat. En effet, la permittivité intervient à la fois dans le dimensionnement des lignes de transmission, dans les pertes en transmission, et dans la stabilité en température du fonctionnement du circuit. Le choix de lignes *microstrip*, plutôt que de guides coplanaires (*coplanar waveguides* - CPW), résulte d'options prises au GeePs lors de travaux antérieurs à la présente thèse [6]. Il s'agit de compromis entre : i) facilité d'implantation des lignes et de fabrication de réseaux de HEB, ii) routage des circuits FI, iii) gestion des adaptations d'impédance.

Les lignes microrubans sont constituées une ligne en or déposée sur un substrat, dont la surface arrière est métallisée (couche d'or ou contact avec le porte-échantillon en cuivre, fig. IV.1). Ces guides d'ondes se comportent comme des éléments d'impédance caractéristique Z_c et de pertes linéiques α ; la forme et les dimensions des rubans permettent de réaliser des résistances, des *selfs* et des capacités. Il est donc possible de réaliser des filtres et des adaptations d'impédance directement sur le substrat. De plus, le ruban permet de conduire le courant de polarisation, ce qui diffère de certains dispositifs utilisant des lignes séparées pour l'alimentation en courant et pour la lecture de la tension.

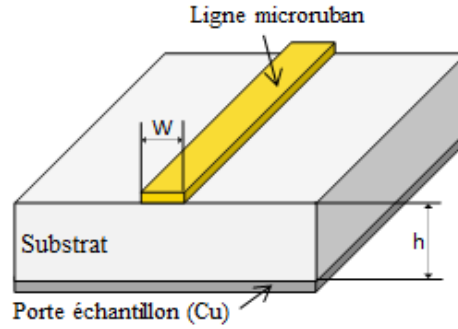


Figure IV.1 : Ligne microruban (de largeur W) déposée sur un substrat d'épaisseur h .

Le calcul de l'impédance de la ligne microruban se fait à partir de la constante diélectrique du substrat [7] ; comme le ruban n'est pas infiniment large, il faut exprimer la valeur effective ϵ_{eff} de la permittivité relative ϵ_r vue par le signal FI :

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + 12 \frac{h}{W} \right)^{-ab} \quad (\text{eq. IV.2})$$

$$a \left(u = \frac{W}{h} \right) = 1 + \frac{1}{49} \ln \left(\frac{u^4 + (u/52)^2}{u^4 + 0,432} \right) + \frac{1}{18,7} \ln \left(1 + \left(\frac{u}{18,1} \right)^3 \right) \quad (\text{eq. IV.3})$$

$$b(\epsilon_r) = 0,564 \left(\frac{\epsilon_r - 0,9}{\epsilon_r + 3} \right)^{0,053} \quad (\text{eq. IV.4})$$

À partir de cette valeur effective de la permittivité, on déduit l'impédance caractéristique de la ligne microruban en fonction de la largeur du ruban et de l'épaisseur du substrat (précision de 0,03 % pour $W/h \leq 1000$, [7]) :

$$Z_c = \frac{Z_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \ln \left(\left(6 + (2\pi - 6) e^{-\left(30,666 \frac{h}{W} \right)^{0,7528}} \right) \frac{h}{W} + \sqrt{1 + \left(\frac{2h}{W} \right)^2} \right) \quad (\text{eq. IV.5})$$

où $Z_0 \approx 377 \Omega$ ($\sim 120\pi \Omega$) est l'impédance caractéristique du vide. Sur MgO, $Z_c = 50 \Omega$ pour $W \approx h$.

Dans notre cas, l'épaisseur du substrat le plus mince est de 250 μm . Le choix de la largeur des lignes est issu du compromis entre le nombre de détecteurs sur un substrat donné, la taille des plots de connexion pour souder un fil au circuit de lecture et la surface de l'échantillon. La largeur des lignes microrubans est alors de l'ordre de 300 μm . Cela signifie que pour une permittivité effective entre 1 et 300, Z_c varie de 116 à 6,7 Ω (ou bien s'exprime simplement $116,27/\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} \Omega$). Pour être adaptées à mieux que 80% à l'amplificateur FI d'impédance d'entrée 50 Ω , les lignes microrubans doivent avoir une impédance comprise entre 19 et 131 Ω , soit une permittivité effective du substrat comprise entre 0,8 et 37.

L'atténuation dépend fortement de deux paramètres intrinsèques au substrat. Le premier paramètre est la permittivité effective (ϵ_{eff}) dont nous venons de parler. Le second paramètre est la tangente de pertes ($\tan\delta$, issue du rapport entre les parties imaginaire et réelle de la permittivité). L'atténuation est calculée par l'expression :

$$\alpha(\text{dB/mm}) = 9,1 \times 10^{-11} \times \frac{\epsilon_r}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \frac{\epsilon_{\text{eff}} - 1}{\epsilon_r - 1} \times f \times \tan(\delta) \quad [\text{8}] \quad (\text{eq. IV.6})$$

Cette fois-ci, le choix du substrat tend plutôt vers une valeur de ϵ_r faible afin de minimiser les pertes à haute fréquence et tend vers une valeur de $\tan\delta$ aussi faible que possible.

L'anisotropie du substrat devra être la plus petite possible dans le plan de conduction pour s'affranchir du problème des directions privilégiées lors du passage d'un courant électrique. Ainsi, α -Al₂O₃ ("saphir") peut être délicat d'utilisation puisque sa constante diélectrique varie de $\epsilon_r = 9,3$ à $\epsilon_r = 11$ suivant l'orientation considérée.

IV.1.1.4 – Favoriser la conduction thermique film-substrat

La conductivité thermique du substrat intervient dans le refroidissement de la nano-constriction qui est déposée à sa surface. Dans un premier temps, nous proposons donc la résistance thermique d'interface film/substrat (R_{int} , [9]), qui permet une première estimation du temps d'échappement (décrit en §III.3.1.1) où $\tau_{\text{esc}} = R_{\text{int}} \times c_p \times \theta$. c_p est la capacité calorifique volumique des phonons d'YBaCuO ($c_p = 0,65 \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$) et θ est l'épaisseur de la couche supraconductrice ($\theta = 35 \text{ nm}$ par exemple). Une conductivité thermique élevée permet d'assurer que le substrat (à la température T_s) soit refroidi aussi efficacement que possible par le doigt froid (à la température T_0) et donc $T_s \approx T_0$.

IV.1.1.5 – Bilan comparatif des substrats pour YBaCuO

Différents substrats sont comparés, suivant les critères exposés, dans le tableau IV.1. Nous cherchons ainsi un substrat ayant un bon accord de maille avec YBaCuO (traduit par le pourcentage de désaccord de maille), une dilatation thermique proche de celle d'YBaCuO, une grande conductivité thermique, une faible permittivité relative, et de faibles pertes micro-ondes ($\tan\delta$). Les désaccords de maille peuvent être compensés si le substrat est compatible avec des couches tampons de PrBaCuO ou CeO₂. Les couches minces d'YBaCuO déposées sur les substrats cités dans le tableau IV.1 ont toutes une transition supraconductrice correcte pour la fabrication de HEB.

Tableau IV.1 : Paramètres de substrats et couches tampons pour YBaCuO. La première ligne fait référence à la couche d'YBaCuO à déposer. La deuxième partie du tableau compare des substrats typiques. La troisième partie introduit deux types de couches tampons pour compenser le désaccord de maille des substrats. Les substrats les mieux adaptés pour la fabrication des HEB à base d'YBaCuO sont le MgO, Al₂O₃ et LaAlO₃ [10], [11], [12].

Substrat	Maille cristalline	Désaccord de maille (%)	TEC (ppm·K ⁻¹)	Conductivité thermique (W·m ⁻¹ ·K ⁻¹)	ϵ_r	$\tan\delta$ 10 GHz, 77 K ($\times 10^{-5}$)	Résistance thermique d'interface film/substrat (mK·cm ² ·W ⁻¹)
YBa ₂ Cu ₃ O ₇	Ortho-rhombique		16,9				
MgO	Cubique	8,2	10,5	3,4	9,8	0,62	0,53
SrTiO ₃	Cubique	0,3	10,4	0,2	277	30	
LaAlO ₃	Rhomboédrique	-0,8	11	6,4	24	0,76	1,1
YSZ	Cubique	-4,9	8,8	0,015	30	74,2	1
Al ₂ O ₃	Hexagonale	-8,6	8,4	6,4	9,4/11,6	0,01 - 0,001	1,1
PrBa ₂ Cu ₃ O ₇	Ortho-rhombique	0,04	≈ 16,9				
CeO ₂	Cubique	-0,04	8-11				

Selon nos critères d'importance, MgO est préférable à Al₂O₃, car ce dernier est anisotrope. Le désaccord de maille entre YBaCuO et MgO peut être compensé par une couche de PrBaCuO [5], [13]. La protection de la couche ultramince d'YBaCuO en surface contre la désorption d'oxygène et l'environnement extérieur est assurée par une couche de passivation de PrBaCuO [5]. Le résultat est une triple couche de PrBaCuO/YBaCuO/PrBaCuO (tricouche) déposée sur substrat de MgO.

IV.1.2 La fabrication de couches minces

Le dépôt de couches minces d'YBaCuO doit répondre à des contraintes importantes d'homogénéité et respecter des conditions de croissance strictes afin d'obtenir une couche d'YBaCuO supraconductrice. Les conditions typiquement maîtrisées sont la pression totale et les pressions partielles des gaz introduits ainsi que la température du substrat. Nous présentons ci-après les trois méthodes mises en œuvre pour le dépôt de tricouches PrBaCuO/YBaCuO/PrBaCuO sur substrats de MgO.

IV.1.2.1 – Dépôt par pulvérisation cathodique

Cette méthode est utilisée par le CEA-INAC, où une cible frittée d'YBaCuO et une cible frittée de PrBaCuO, chacune dans son enceinte, sont les sources des différentes couches déposées. Un plasma est engendré à partir d'un mélange d'argon et d'oxygène introduit dans une enceinte initialement sous vide et comprenant une anode et une cathode qui est la cible du matériau à déposer. Le principe consiste à engendrer un plasma à proximité de la cible. Les ions sont attirés par la cible (cathode) et la bombardent, pulvérisant le matériau composant la cible vers le porte-substrats placé en face (anode). Ce procédé est optimisé en température, en pression des gaz et en durée (fig. IV.2). L'alternance des dépôts entre la couche de PrBaCuO et la couche d'YBaCuO se fait *in situ* en déplaçant physiquement le porte-substrats d'une enceinte de dépôt à l'autre (les deux enceintes étant reliées par un sas). Une fois le dépôt terminé, la phase d'oxygénation commence. Le but de l'oxygénation est d'induire le changement de la phase quadratique (semi-conductrice) initialement déposée vers la phase orthorhombique (supraconductrice) d'YBaCuO.

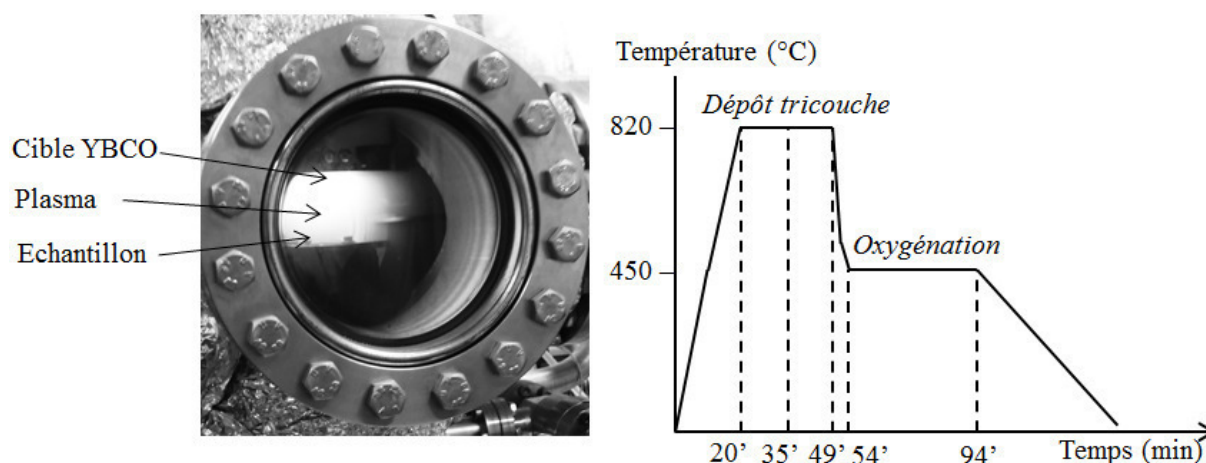


Figure IV.2 : À gauche, photographie d'un plasma de dépôt (GeePS, dépôt d'une couche d'YBaCuO par pulvérisation cathodique [14]). À droite, profil de température du procédé de dépôt de couches minces supraconductrices d'YBaCuO (CEA-INAC [6]).

IV.1.2.2 – Dépôt par ablation laser

Cette méthode est utilisée par l'Unité Mixte de Physique CNRS-Thales [15]. Le principe se base sur l'utilisation d'un laser à excimère pulsé (de longueur d'onde UV et de durée d'impulsion de l'ordre de la nanoseconde) focalisé sur une cible frittée d'YBaCuO afin d'engendrer un plasma (plume) du matériau composant la cible. Ce plasma s'étend au-delà du point de focalisation du laser, où est positionné le substrat (à 35 mm de distance). Le dépôt s'effectue à 785 °C, sous atmosphère d'oxygène pur à 40 Pa de pression.

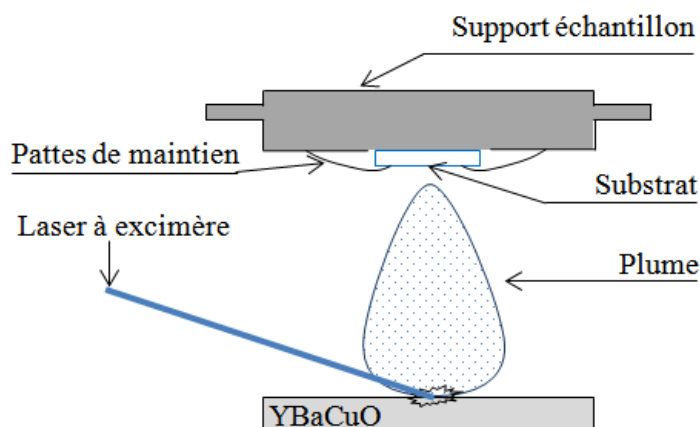


Figure IV.3 : Dépôt d'une couche mince d'YBaCuO par ablation laser.

IV.1.2.3 – Dépôt par co-évaporation thermique

Cette méthode est utilisée par CERACO GmbH (entreprise issue de la branche "*wafer coating*" de THEVA, spécialisée en fabrication de films supraconducteurs à haute température critique). Le principe consiste à mettre en œuvre des cibles des éléments précurseurs composant les couches à déposer, dans notre cas Pr, Y_2O_3 , BaO et Cu. Ces couches sont déposées par évaporation et sont régulièrement oxygénées dans une enceinte séparée. Les enceintes d'évaporation et d'oxygénation communiquent, mais sont soumises à une pression différente (1000 fois plus élevée pour l'oxygénation), comme représentées en figure IV.4.

Le fournisseur propose différentes qualités de surface de couches minces : nous avons préféré celles présentant une rugosité faible (type S – *smooth*) ou minimale (type E – *extremely smooth*). Les couches sont immédiatement stockées sous atmosphère sèche et propre.

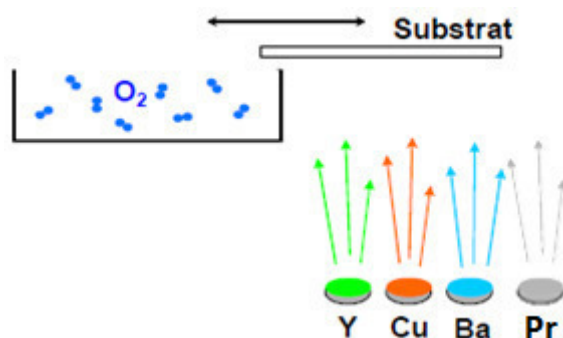


Figure IV.4 : Principe de base de la co-évaporation thermique chez THEVA, adapté de [16].
"Y" correspond à la cible Y_2O_3 et "Ba" correspond à la cible de BaO.

IV.2 Caractérisations des couches minces d'YBaCuO

Une fois les couches réalisées, elles sont caractérisées structurellement sur le site de fabrication ; puis, elles sont transmises au GeePs, où nous procédons à des caractérisations complémentaires. Le but est d'identifier la qualité des couches, que ce soit par leurs propriétés électriques ou leur homogénéité de surface.

IV.2.1 Les mesures de la résistance des couches minces

Le GeePs dispose d'un banc cryogénique (jusqu'à 60 K) de caractérisations électriques, qui sera décrit en détail au §IV.7.

La mesure de la résistance à température ambiante permet de contrôler la qualité des couches réalisées. Par exemple, dans le cadre de la thèse de M. Aurino [6], il a été montré qu'une mesure en quatre pointes de la résistance de films de $20 \times 20 \text{ mm}^2$ de surface fabriqués par le CEA-INAC permettait d'avoir une première indication correcte de leur qualité supraconductrice. Ainsi, un film présentant une résistance de 20-30 Ω peut être considéré comme viable pour subir tout le processus technologique de fabrication des nano-détecteurs HEB. Un film ayant une résistance de 30-40 Ω est considéré comme susceptible de perdre ses propriétés supraconductrices à la fin du processus technologique. Enfin, un film dont la résistance dépasse 40 Ω deviendra rapidement non-supraconducteur.

Par ailleurs, il est constaté expérimentalement que la diminution de la résistivité ρ lorsque la température de dépôt augmente va de pair avec une augmentation du rapport $\rho(300 \text{ K}) / \rho(100 \text{ K})$. Un rapport élevé est associé à l'obtention d'un échantillon pur. En effet, l'augmentation du rapport a été interprétée par certains auteurs comme la conséquence d'une diminution du désordre à l'intérieur des grains d'YBaCuO lorsque les paramètres de dépôt varient, désordre dû soit à un mauvais arrangement des cations, soit à des défauts dans les plans conducteurs CuO_2 [17].

IV.2.2 Les mesures AFM / Résiscope

Pour l'étude de la morphologie de surface des échantillons, nous avons utilisé un microscope à force atomique (AFM) Nanoscope III® (Digital Instruments), disponible au GeePs. L'AFM est une technique de microscopie en champ proche qui permet des mesures de topographie sur tout type de surface, en particulier des surfaces isolantes non observables en microscopie à effet tunnel ou au microscope électronique à balayage (MEB) sans préparation préalable.

Ce dispositif nous a permis d'observer des détails de quelques centaines de nanomètres à la surface des films d'YBaCuO, ainsi que des substrats utilisés. En outre, le GeePs a développé une extension à l'AFM, le *Résiscope*®, permettant d'obtenir l'image de la résistance électrique locale d'une surface non isolante en même temps que l'image topographique classique [18].

IV.2.2.1 – Le principe de l'AFM

Le principe de l'AFM est représenté sur la figure IV.5 ; ainsi, deux parties distinctes ressortent du schéma :

- Une partie mécanique, constituée d'une céramique piézoélectrique, d'un levier au bout duquel se situe la pointe, d'un laser envoyant un faisceau sur l'échantillon et d'un capteur de déplacement de la pointe.
- Une partie électronique, constituée du contrôle de balayage en X - Y (parallèlement à la surface de l'échantillon), d'une boucle de régulation pouvant maintenir constantes les valeurs données par le capteur, et d'une unité de visualisation et de traitement des images. En mode *Résiscope*®, on ajoute le système opérant la conversion permettant d'obtenir l'image électrique en plus de l'image topographique. L'échantillon à observer est disposé sur un socle piézoélectrique se déplaçant dans les trois directions de l'espace X - Y - Z .

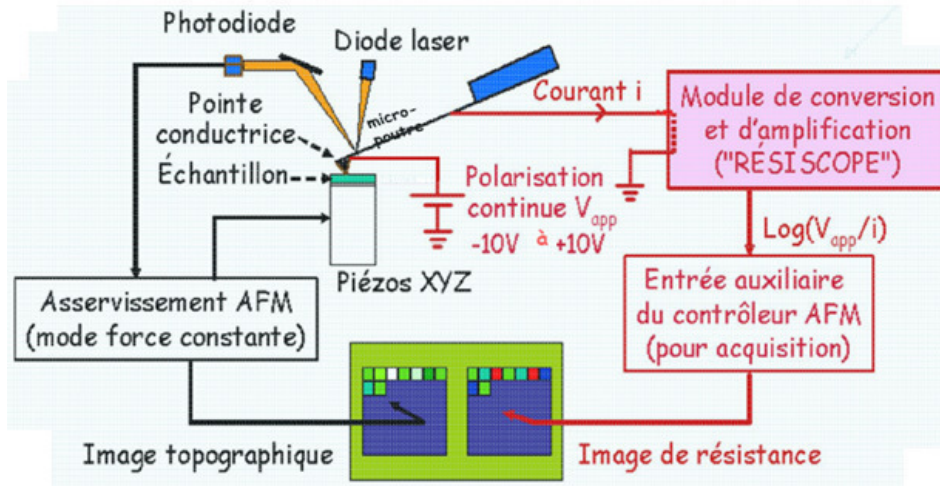


Figure IV.5 : Fonctionnement de l'AFM en mode topographique et en mode courant (utilisé pour la mesure en mode Résiscope®). Schéma fourni par l'équipe "Contacts électriques" du LGEP (GeePs).

Une force constante d'environ 50 nN est appliquée entre la pointe et l'échantillon. Lorsque la surface de l'échantillon est balayée (déplacement en X et Y du piézoélectrique), les variations de hauteur de l'échantillon se traduisent par une déflexion de la pointe, mesurée grâce à un laser. C'est finalement ce signal lumineux qui sera détecté par quatre capteurs et converti en signal électrique : on obtiendra alors une cartographie de la surface de l'échantillon.

Dans les faits, deux modes de fonctionnement sont possibles : le mode "hauteur constante" et le mode "force constante" (ou déflexion constante). En hauteur constante, le piézoélectrique ne se déplace pas suivant Z , et seule la déflexion de la pointe permet d'obtenir l'image de la surface. Ce mode, bien adapté aux surfaces peu rugueuses et de petite taille (quelques distances atomiques), ne convient pas aux échantillons moins lisses : dans ce cas, la déflexion risque d'être trop forte et d'abimer soit la surface, soit la pointe. Nous travaillons alors à force constante : une variation de déflexion de la pointe est compensée *via* une boucle d'asservissement par un déplacement en Z du piézoélectrique. C'est ce dernier mode qui est utilisé pour l'observation de nos échantillons.

IV.2.2.2 – Le mode tapping

Pour l'obtention d'une image topographique, nous utilisons le mode *tapping* de l'AFM. La pointe est en silicium dopé n (type NCH-R, *ScienTec*), d'une longueur de 125 μm et d'une largeur de 20-30 μm . Dans ce mode, la pointe n'est pas en contact permanent avec l'échantillon, mais oscille à une fréquence proche de sa fréquence de résonance (aux alentours de 300 kHz) et avec une amplitude en régime libre déterminée, ce qui permet une meilleure résolution d'image, tout en réduisant les contraintes exercées. De plus, l'absence de frottements réduit la création de charges électrostatiques en surface. Cependant, l'asservissement en hauteur est plus délicat à cause des retards introduits par les variations d'amplitude de la pointe.

Nous mesurons l'amplitude de l'oscillation par la déflexion du laser, qui n'est pas interprétée comme un signal de déflexion continu mais comme un signal périodique dont l'amplitude *rms* donne l'amplitude d'oscillation. L'interaction pointe-échantillon est alors donnée par la réduction d'amplitude entre la vibration libre de la pointe et l'amplitude de la pointe lorsqu'elle "touche" l'échantillon.

IV.2.2.3 – Le mode contact et Résiscope®

En mode contact, la pointe est approchée de l'échantillon jusqu'à un régime d'interaction répulsive. La répulsion est maintenue constante durant le balayage X - Y par un asservissement de la position verticale de la céramique piézoélectrique. Les forces qui entrent en jeu entre la pointe et la surface sont de deux types :

- Les forces attractives, typiquement les forces de Van der Waals, qui apparaissent pour des distances pointe-échantillon moyennes ($d \sim 0,5$ nm).
- Les forces répulsives à courte distance, qui prédominent lorsque $d < 0,3$ nm, et qui apparaissent à cause de la répulsion des deux nuages électroniques des atomes de la pointe et de l'échantillon. Cette interaction est de l'ordre de 10^{-9} à 10^{-8} N sous vide.

Pour les images électriques, il est nécessaire de travailler en mode contact et d'utiliser en outre une pointe conductrice. Nous employons des pointes en silicium dopé n recouvert de diamant dopé. Une tension de polarisation (typiquement égale à 1 V) est appliquée entre la pointe et l'échantillon, qui joue le rôle d'électrode positive. Le courant recueilli permet de déduire la résistance locale de contact mesurée dans une plage allant de 10^2 à 10^{11} Ω . Les films étant déposés sur des substrats isolants, nous collons les échantillons avec de la laque d'argent de telle sorte que celle-ci "déborde" et soit en contact avec YBaCuO, ce qui assure le contact électrique.

L'image électrique est particulièrement intéressante, car elle améliore la vision de la structure de l'échantillon par augmentation du contraste : en effet, alors que le signal recueilli pour l'image topographique varie proportionnellement avec la hauteur, la variation est de type exponentiel en ce qui concerne l'image électrique.

L'autre intérêt du mode contact provient du fait que la pointe « gratte » la surface de l'échantillon : ainsi, après quelques balayages de la zone observée, la couche de passivation existant systématiquement à la surface d'YBaCuO est enlevée, et c'est le film lui-même que nous pouvons observer. Ceci se traduit concrètement par le fait que les premiers balayages mettent en évidence une surface isolante, qui cède progressivement la place à une surface conductrice où apparaît véritablement la morphologie d'YBaCuO (fig. IV.6).

Nous observons généralement les films d'YBaCuO sur des surfaces de l'ordre de 1×1 à 3×3 μm^2 , ce qui permet d'avoir un aperçu de la structure granulaire du film. De même, en ce qui concerne les substrats, ces dimensions nous permettent d'observer correctement la microstructure. De plus, nous examinons la surface en plusieurs endroits distincts afin d'être certains de l'homogénéité du matériau.

La morphologie de surface de films minces et ultraminces d'YBaCuO a été étudiée par ailleurs en détails dans le cadre de thèses précédentes au GeePs [6, 14]. Nous avons vérifié l'homogénéité des couches fabriquées par le CEA-INAC et par THEVA. Nous avons réalisé trois mesures par échantillon (fig. IV.7), dont nous avons déduit une estimation de la rugosité : 2,85 nm rms pour l'échantillon THEVA et 1,75 nm rms pour l'échantillon du CEA-INAC, ce qui indique des films de faible rugosité. De plus, nous avons pu vérifier l'homogénéité de surface des films.

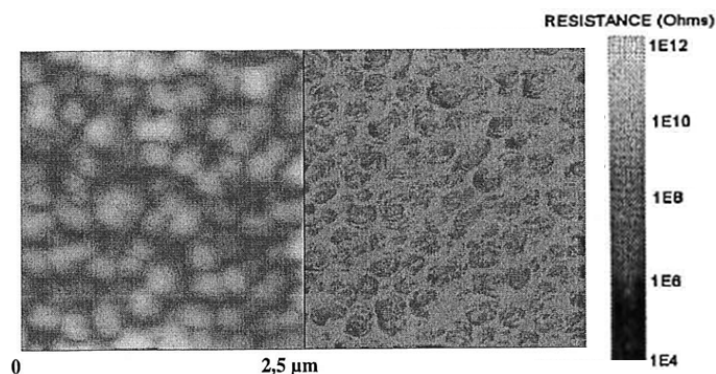


Figure IV.6 : Image topographique AFM (à gauche) et image électrique Résiscope® (à droite) de la surface ($2,5 \times 2,5 \mu\text{m}^2$) d'un film d'YBaCuO déposé par pulvérisation RF *on-axis* à 725°C sur un substrat de MgO, préalablement recuit sous O_2 pur à 1050°C pendant 5 h (thèse de F. Abbott [14]).

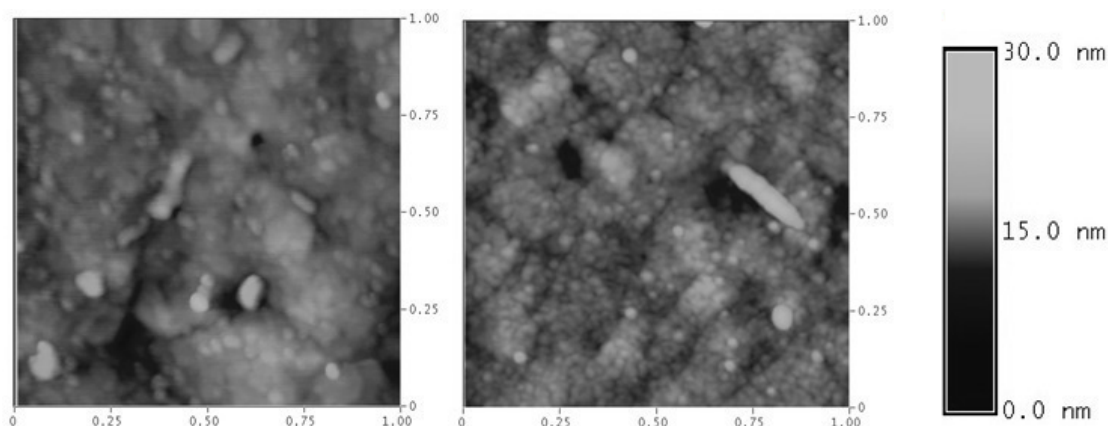


Figure IV.7 : Images topographiques AFM des surfaces ($1 \times 1 \mu\text{m}^2$) d'un film d'YBaCuO fabriqué par le CEA-INAC (rugosité : 1,75 nm rms, à gauche) et d'un film d'YBaCuO fabriqué par THEVA (rugosité : 2,85 nm rms, à droite). L'échelle de hauteur est commune aux deux images.

IV.3 Le choix de l'antenne de détection térahertz

Le couplage de l'onde térahertz à la zone sensible (nano-constriction en YBaCuO) est réalisé par une antenne planaire intégrée, en raison notamment de ses performances et de sa facilité d'utilisation par comparaison avec un guide d'onde térahertz. Il convient donc de définir l'architecture d'antenne la mieux adaptée à nos besoins. À cette fin, l'équipe a publié [19], dans le cadre de la thèse du Dr. I. Türer [20], une étude comparative permettant de classer quatre types d'antennes (fig. IV.8) selon sept critères de sélection, à savoir : la puissance délivrée ; le gain dans l'axe ; le gain intégré ; l'effet de couplage (*crosstalk*) entre deux antennes ; la sensibilité à la polarisation ; la facilité de fabrication ; le couplage en sortie à la fréquence intermédiaire. Afin de mener à bien cette étude comparative, des modèles d'antennes ont été fabriqués (maquettes à grande échelle, capables de fonctionner dans la gamme gigahertz), et des simulations ont été effectuées sous CST Microwave Studio®. Le résultat du classement est présenté dans le tableau IV.2.

L'antenne qui répond au mieux aux critères requis est l'*antenne log-périodique*. Son diamètre externe définit sa fréquence de coupure basse et son diamètre interne définit la fréquence de coupure haute (cf. eq. IV.7/8, ci-après). Les dimensions de l'antenne sont compatibles avec la lithographie électronique, mais non avec la lithographie optique, car certains détails sont plus petits que $1,5 \mu\text{m}$.

Avec la configuration en figure IV.8.d, l'antenne log-périodique permet un couplage efficace de 0,8 à 6,1 THz, avec une transmission de 70% à 2,5 THz (fig. IV.9).

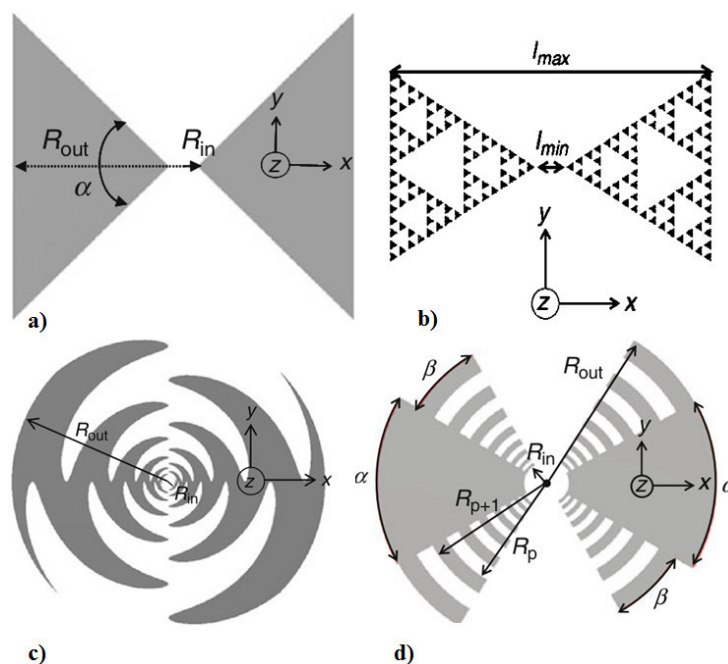


Figure IV.8 : Quatre types d'antennes planaires térahertz, avec leurs dimensions caractéristiques : a) nœud papillon (*bow tie*) ; b) fractale "Sierpinski" ; c) sinueuse ; d) log-périodique (extrait de [19]).

Tableau IV.2 : Analyse comparative des différents motifs d'antennes térahertz planaires (reproduction du tableau de [19]).

Critère	Nœud papillon	Fractale	Sinueuse	Log-périodique
Puissance délivrée	4	1	2	3
Gain dans l'axe	1	4	2	3
Gain intégré	3	4	2	1
Diaphonie (avec antenne voisine)	2	4	3	1
Sensibilité à la polarisation	4	3	1	2
Facilité de fabrication	1	4	3	2
Couplage de sortie à FI	4	3	2	1
Score final	19→3 ^{ème}	23→4 ^{ème}	15→2 ^{ème}	13→1 ^{er}

La fréquence minimale et la fréquence maximale, définissant la bande de fréquences sur laquelle l'antenne log-périodique est optimisée, sont calculées par les deux relations suivantes [19] :

$$f_{\min} = \frac{c}{4R_{\text{out}}\beta} \sqrt{\frac{2}{\epsilon_r + 1}} \approx \frac{2,998 \times 10^8}{4 \times 58,1 \times 10^{-6}} \frac{6}{\pi} \sqrt{\frac{2}{9,8 + 1}} \approx 1,060 \text{ THz} \quad (\text{eq. IV.7})$$

$$f_{\max} = f_{\min} \times \frac{R_{\text{out}}}{R_{\text{in}}} = f_{\min} \frac{58,1 \times 10^{-6}}{7,5 \times 10^{-6}} \approx 8,121 \text{ THz} . \quad (\text{eq. IV.8})$$

Remarque : Cette approche décrit les propriétés de l'antenne sur un substrat semi-infini : comme mentionné en page 82 nous ne prenons pas en compte les pertes supplémentaires associées aux modes électromagnétiques multiples localisés dans le substrat. Dans une description réaliste, il convient aussi de tenir compte d'une lentille de focalisation, d'indice de réfraction voisin de celui du substrat.

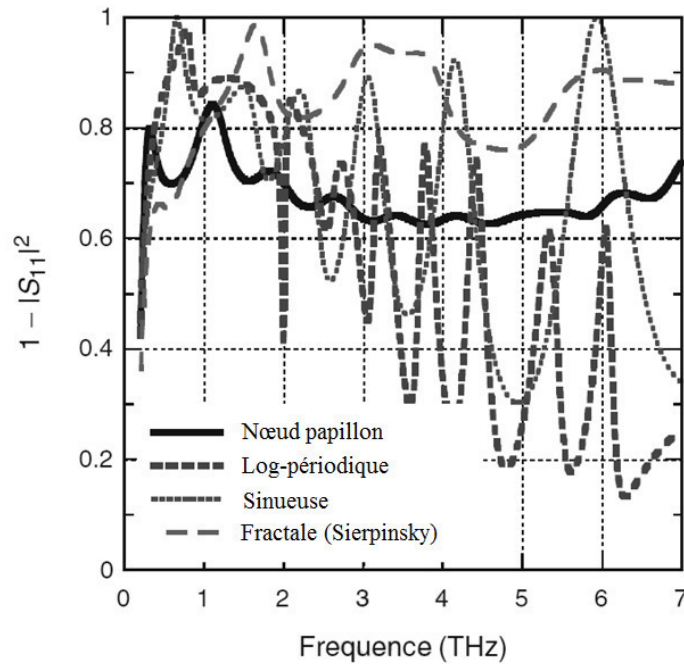


Figure IV.9 : Transmission de l’antenne log-périodique sur la gamme térahertz (adapté de [19]).

IV.4 Réalisation des HEB : techniques de salle blanche

L’objectif de cette thèse consiste en la fabrication d’un détecteur-mélangeur de type bolomètre à électrons chauds pour la détection térahertz. Le cœur du détecteur est la nano-constriction supraconductrice en YBaCuO, qui est définie géométriquement par sa longueur L , sa largeur w et son épaisseur θ . Cette constriction est connectée *via* des contacts d’or à l’antenne térahertz et au circuit de lecture (fig. IV.10).

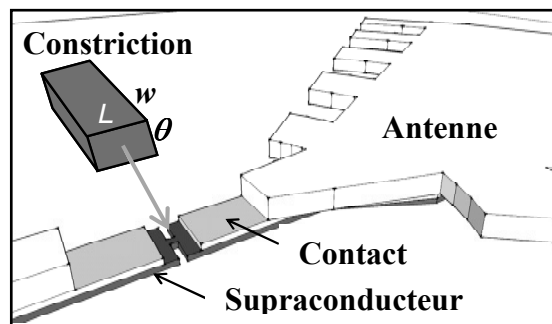


Figure IV.10 : Détecteur HEB THz, avec au centre une nano-constriction supraconductrice, connectée par des contacts en or à une antenne planaire THz en or.

En pratique, nous utilisons un échantillon constitué d’une tri-couche ultramince de PrBaCuO / YBaCuO / PrBaCuO, déposée sur un substrat de MgO de $20 \times 20 \text{ mm}^2$ de surface et de $250 \mu\text{m}$ d’épaisseur. La fabrication des nano-détecteurs HEB requiert des opérations de dépôt d’or et de gravure sélective de la tri-couche en environnement contrôlé (*salle blanche*). De façon générale, nous découpons l’échantillon de $20 \times 20 \text{ mm}^2$ en quatre parties de $10 \times 10 \text{ mm}^2$, chacune permettant la réalisation de 6 nano-détecteurs HEB.

Différents ordres de grandeur interviennent (fig. IV.11). D’une part, nous cherchons à obtenir une nano-constriction aussi petite que possible dont les dimensions L et w sont inférieures au micromètre.

D'autre part, nous devons connecter la constriction à l'antenne THz (de taille submillimétrique, typiquement $100 \times 100 \mu\text{m}^2$), elle-même connectée au circuit de lecture (de taille millimétrique).

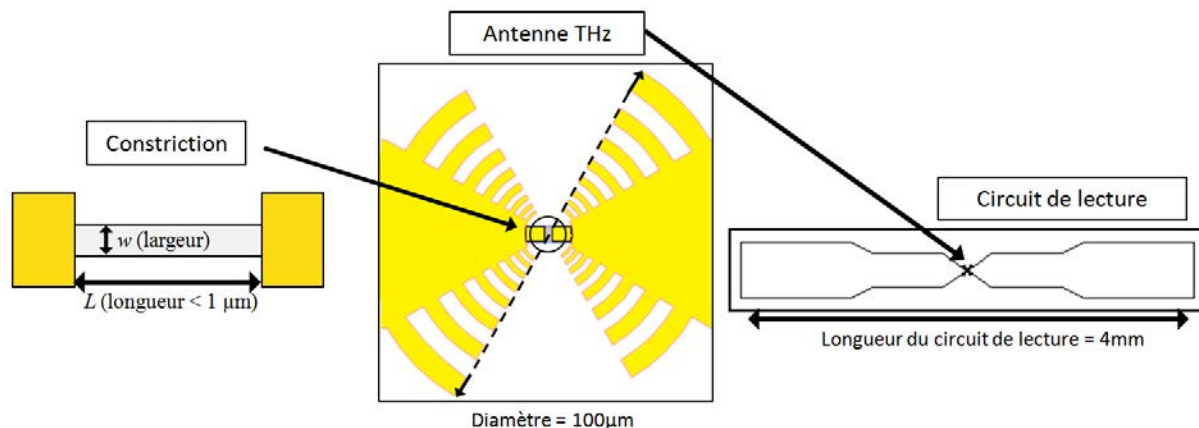


Figure IV.11 : Hiérarchie des dimensions du dispositif nano-détecteur HEB.

Constriction ($L \times w$) : aussi petite que possible, par exemple $100 \times 100 \text{ nm}^2$;

Antenne THz : $100 \times 100 \mu\text{m}^2$;

Circuit de lecture : $0,3 \times 4 \text{ mm}^2$.

Cette fabrication nécessite de déposer de l'or pour réaliser le circuit de lecture et l'antenne, et de graver YBaCuO partout sauf au niveau de la constriction. Il faut donc agir sur des surfaces de grande étendue par rapport aux plus petits détails à réaliser. Parmi les techniques en salle blanche, nous utilisons généralement des procédés combinant la lithographie optique et la lithographie électronique pour résoudre cette problématique.

IV.4.1 Introduction au procédé de fabrication en salle blanche

Pour la fabrication des détecteurs HEB en YBaCuO, nous avons utilisé la salle blanche de la Centrale de Technologie Universitaire (CTU) MINERVE de l'Université Paris-Sud 11. Dans ces salles, les paramètres environnementaux sont maîtrisés de manière à ce que le taux d'hygrométrie soit de 40 %, la température de 20 °C et que les salles soient en surpression pour éviter l'entrée de poussières externes. La salle est classée ISO 5, signifiant qu'il y a moins de 3520 particules de $0,5 \mu\text{m}$ par m^3 . Ces conditions nous assurent que les traitements effectués sont parfaitement reproductibles et que la quantité de poussière déposée sur l'échantillon est minimale et connue.

Nous avons utilisé les divers équipements de la CTU MINERVE pour fabriquer les détecteurs à partir des couches minces d'YBaCuO. L'étape associée à l'échantillon fraîchement fabriqué (tricrouche sur substrat de MgO) est appelée *étape initiale*. À partir de cela, nous avons déterminé *quatre étapes de fabrication* qui font intervenir les procédés techniques détaillés ci-après.

IV.4.1.1 – Première étape de fabrication

La première étape consiste à définir la longueur L de la nano-constriction. Elle est réalisée en déposant puis en gravant une couche d'or pour former les deux parties de l'antenne térahertz. Les deux parties de l'antenne sont séparées, au centre, par des languettes en or, qu'on appelle *contacts*. L'espace entre les contacts définit donc la longueur L de la future nano-constriction du HEB (fig. IV.12).

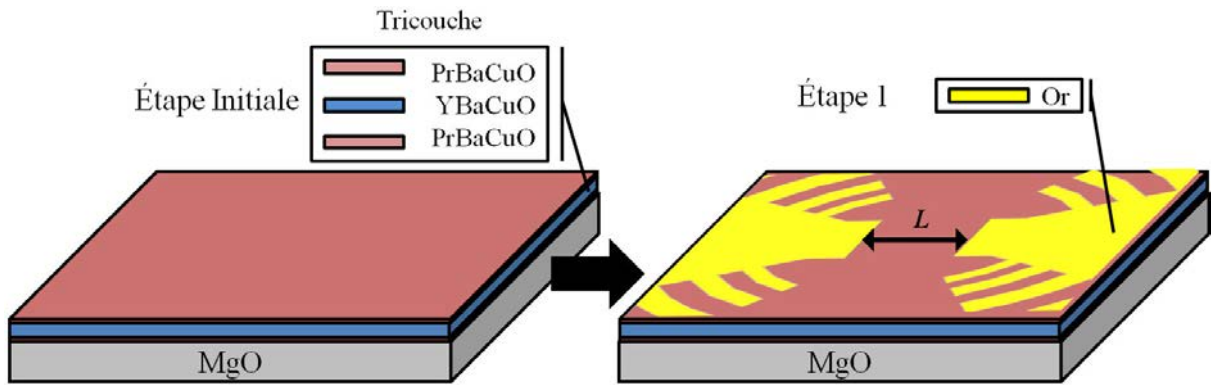


Figure IV.12 : Passage de l'étape initiale à l'étape n°1 : dépôt d'or suivi d'une gravure de l'antenne THz.

IV.4.1.2 – Deuxième étape de fabrication

La deuxième étape sert à définir la largeur w de la nano-constriction. Pour ce faire, nous réalisons une gravure par ions argon qui enlève localement la tri-couche se trouvant entre les contacts d'or et ne laisse que la constriction supraconductrice (fig. IV.13).

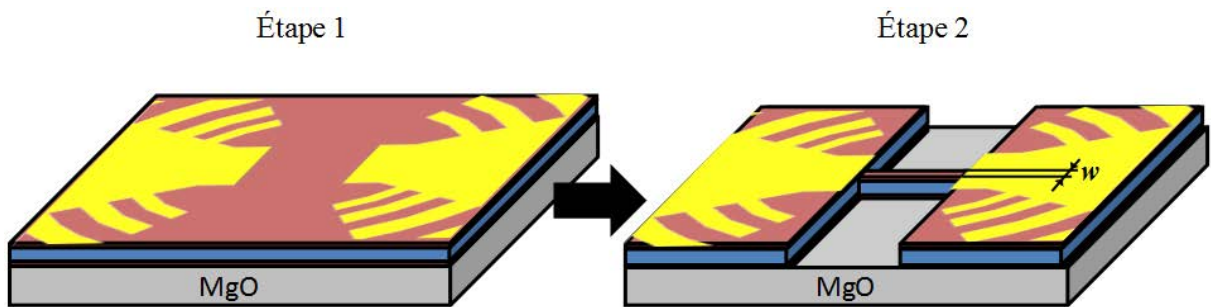


Figure IV.13 : Passage de l'étape n°1 à l'étape n°2 : gravure de la tri-couche pour ne laisser qu'un nanopont (nano-constriction) entre les contacts.

IV.4.1.3 – Troisième étape de fabrication

La troisième étape est le retrait de la couche supraconductrice sur l'ensemble de l'échantillon, sauf au niveau de la nano-constriction (fig. IV.14). La méthode de gravure utilisée peut être la même que celle de l'étape n°2 ou peut être réalisée dans un bain chimique pour dissoudre la tri-couche.

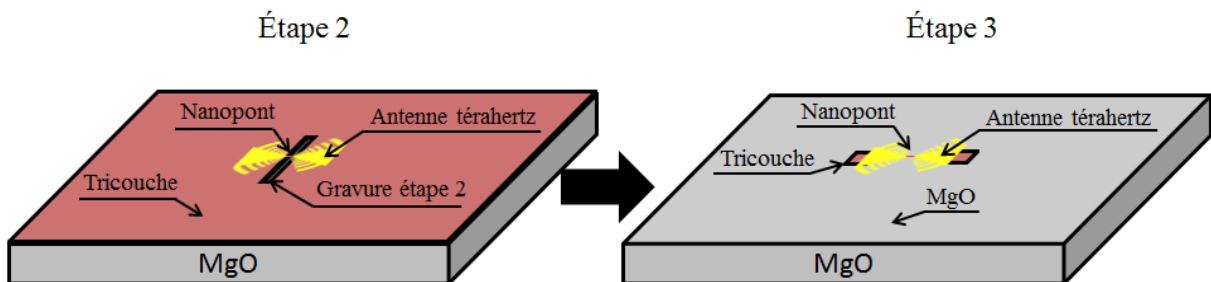


Figure IV.14 : Passage de l'étape n°2 à l'étape n°3 : gravure de la tri-couche partout, sauf au niveau du nanopont (l'échelle de l'image est agrandie).

IV.4.1.4 – Quatrième étape de fabrication

La quatrième étape est la mise en place des lignes de sortie du détecteur. Ceci est réalisé en déposant de l'or comme dans l'étape 1. Les lignes sont connectées à l'antenne et des plots de contacts sont introduits afin de pouvoir micro-souder des fils de connexion (fig. IV.15).

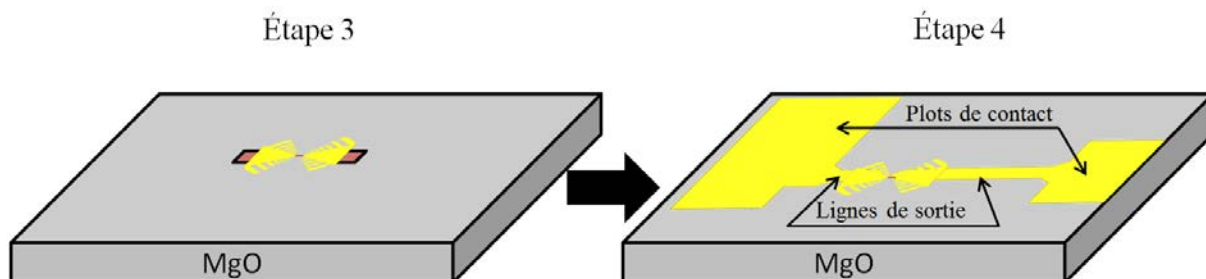


Figure IV.15 : Passage de l'étape n°3 à l'étape n°4 : dépôt des lignes de sortie et des plots de contacts en or.

Plusieurs considérations sont à l'origine de l'ordre des étapes présentées ci-dessus. D'abord, il est à noter que chaque étape va dégrader la qualité de la surface de l'échantillon. Il faut donc dès le début déposer les contacts d'or au bord de la nano-constriction afin qu'ils aient le meilleur contact possible avec la ligne de sortie. Ensuite, il convient d'effectuer les étapes de haute précision en priorité, car ce sont celles qui présentent le plus de risque d'échouer si un paramètre sort de la normale. Enfin, il y a préférence à ne pas avoir de film supraconducteur sous les circuits d'or, et donc d'effectuer la gravure de la tri-couche avant le dépôt des lignes de sortie.

IV.4.2 Les procédés de fabrication en salle blanche

Le fil conducteur de chaque étape est le transfert de motifs. Le principe est de déposer une résine (**enrésinement**) sur l'échantillon, puis de modifier localement les propriétés physico-chimiques de la résine, soit par un faisceau d'électrons (**lithographie électronique**, de très haute définition, mais sur de petites surfaces), soit par un rayonnement UV (**lithographie optique**, de haute définition et sur de grandes surfaces). Puis, il convient de révéler les motifs dessinés dans la résine par un bain chimique (**développement**). Ce processus permet soit d'enlever la résine irradiée si la résine est positive, soit d'enlever la résine non irradiée si la résine est négative. L'échantillon est donc protégé par la résine sur certaines zones et est à nu sur les autres zones ; l'objectif est ensuite de transférer les motifs de la résine vers l'échantillon.

Un premier type de transfert de motifs est le **lift-off d'or**, qui consiste d'abord à effectuer la lithographie, puis à déposer une couche d'or (plus mince que l'épaisseur de résine) sur l'échantillon, et enfin à retirer la résine afin que l'or ne reste « accroché » que sur les zones non protégées par la résine.

Un deuxième type de transfert de motifs est la **gravure ionique** (gravure physique), réalisée par un flux d'ions argon à haute énergie, qui arrache YBaCuO par collisions.

Le troisième type de transfert de motifs est la **gravure humide** (gravure chimique), faisant intervenir une solution acide qui dissout sélectivement YBaCuO.

Dans le cas des gravures, seules les zones non protégées par la résine sont gravées. Il s'agit de la méthode utilisée pour retirer localement la tri-couche supraconductrice de la surface du substrat de MgO.

Tableau IV.3 : Récapitulatif du choix des processus de fabrication utilisés pour chaque étape.

	Enrésinement	Lithographie	Développement	Lift off	Gravure
Étape n°1	Résine UV3	Électronique	MFCD26, 15 s	Pulvérisation, Au	
Étape n°2	Résine UV3	Électronique	MFCD26, 15 s		Ions Ar
Étape n°3	Résine S1818	Optique	AZ 351 (1:4), 12 s		Ions Ar / Chimique
Étape n°4	Résine S1818	Optique	AZ 351 (1:4), 12 s	Pulvérisation / évaporation, Au	

IV.4.2.1 – Enrésinement

L'énrésinement représente le procédé initial de chaque étape. L'échantillon est recouvert d'une résine (électro-sensible et/ou photosensible) qui est répartie de manière homogène sur l'échantillon. Pour ce faire, l'échantillon est placé sur un plateau tournant où il est maintenu par succion, ensuite la résine est déposée manuellement au centre de l'échantillon à l'aide d'une pipette (fig. IV.16). Le plateau tournant est piloté par un programme qui gère la vitesse de rotation (ω^r) et la durée de rotation (t^r) de l'échantillon afin de répartir la résine de manière homogène sur sa surface. Ensuite, l'échantillon est placé sur une plaque chauffante (à température T^{rec} , pour une durée t^{rec}). Il est possible de déposer plusieurs résines, afin de lithographier des structures en trois dimensions, ou de déposer une résine conductrice à la surface pour obtenir une image mieux résolue en lithographie électronique. Les variables de dépôt sont données par le fabricant de la résine (*datasheet UV III Shipley 1997 ; datasheet Eraser™ Showa Denko ; datasheet SA1813™ Microposit™*) et sont à adapter selon les besoins du travail effectué (fig. IV.17).

L'ensemble des variables à optimiser pour le procédé d'énrésinement est regroupé dans le tableau IV.4.

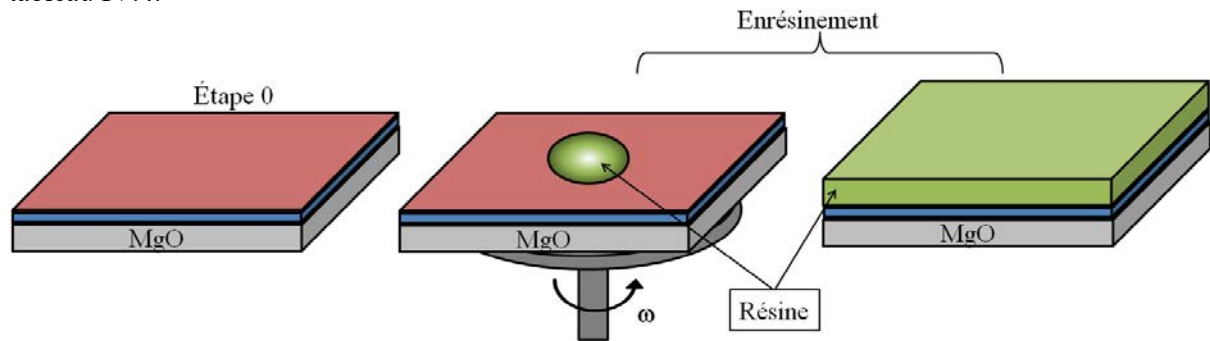


Figure IV.16 : Exemple d'énrésinement d'un échantillon. Les dimensions des objets sont exagérées (échantillon tri-couche de surface $10 \times 10 \text{ mm}^2$, et d'épaisseur 35 nm ; résine d'épaisseur 1 μm ; plateau tournant de diamètre 40 cm).

Tableau IV.4 : Variables d'optimisation de l'énrésinement.

Variables d'optimisation de l'énrésinement			
Vitesse de rotation	Temps de rotation	Température de recuit	Durée du recuit
ω^r	t^r	T^{rec}	t^{rec}

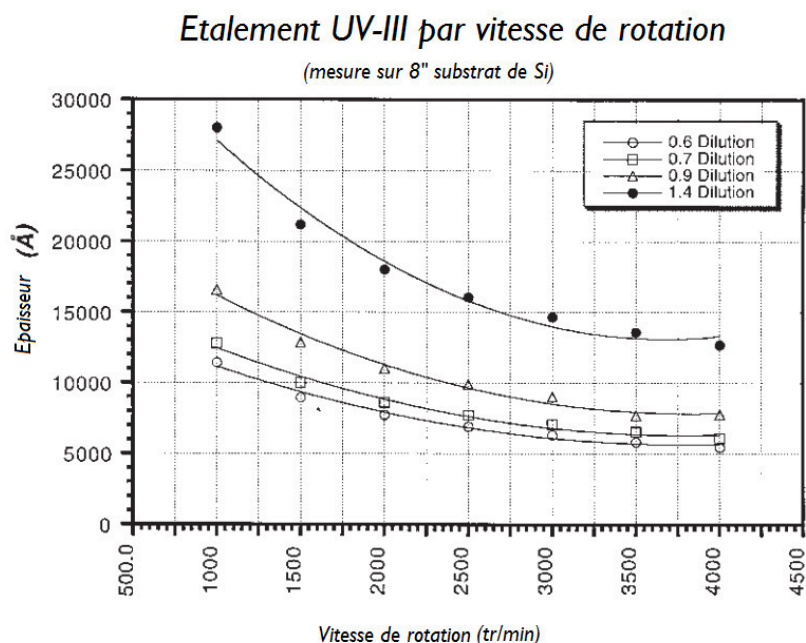


Figure IV.17 : Abaque typique associé à une résine, donnant l'épaisseur de la couche en fonction de la vitesse de rotation et de la dilution de la résine pour une durée de 60 s de rotation. Une vitesse de rotation trop lente crée une accumulation de résine aux bords de l'échantillon et un temps d'ensèchement trop court entraîne une résine irrégulièrement répartie.

IV.4.2.2 – Lithographie électronique

Cette technique de lithographie est la plus précise à notre disposition en salle blanche. Le principe est d'utiliser un faisceau d'électrons pour inscrire des motifs dans la résine. Ce faisceau peut être focalisé sur moins d'un nanomètre carré.

La source du faisceau d'électrons est une pointe de titane recouverte de zircone qui est chauffée à 1800 K par un courant électrique. Les électrons produits sont extraits à la fois par excitation thermique et par émission de champ (champ électrique d'accélération appliqué à la cathode chaude) sous une tension V^{ex} allant de 5 kV à 50 kV. Le faisceau d'électrons est ensuite mis en forme (filtre, diaphragme de diamètre Φ^D) avant d'être focalisé sur l'objet à observer à une distance de travail dl (de 1 à 5 mm) à l'aide de lentilles magnétiques. Lorsque les électrons atteignent l'échantillon, qui est au préalable couvert uniformément d'une résine électro-sensible, ils ont acquis une grande énergie cinétique (d'autant plus grande que la tension est élevée). Une partie de cette énergie est déposée dans la résine, ce qui brise les liaisons du polymère en petites chaînes (dans le cas de la résine positive de type UV III). Ces zones sont désignées sur la figure IV.18 comme "résine insolée".

La machine de lithographie électronique utilisée est le RAITH 150 ; l'échantillon est placé sur un porte-échantillon, qui est ensuite inséré dans un sas d'entrée. Le vide est réalisé dans le sas jusqu'à atteindre 10^{-6} mbar, puis la porte isolant la chambre du faisceau d'électrons est ouverte, et le porte-échantillon est positionné sous le faisceau. Le RAITH 150 est piloté par l'utilisateur à l'aide d'une interface informatique. Il est possible d'observer à la fois le porte-échantillon, l'échantillon et la sortie du faisceau d'électrons à l'aide d'une caméra CCD placée dans l'enceinte. Une fois l'échantillon sous le faisceau d'électrons, l'utilisateur peut acquérir une image en temps réel en passant en mode « microscope électronique à balayage » (MEB). Dans ce mode, le faisceau d'électrons balaye la surface à observer et les électrons secondaires produits lors du balayage sont exploités pour reconstruire une image.

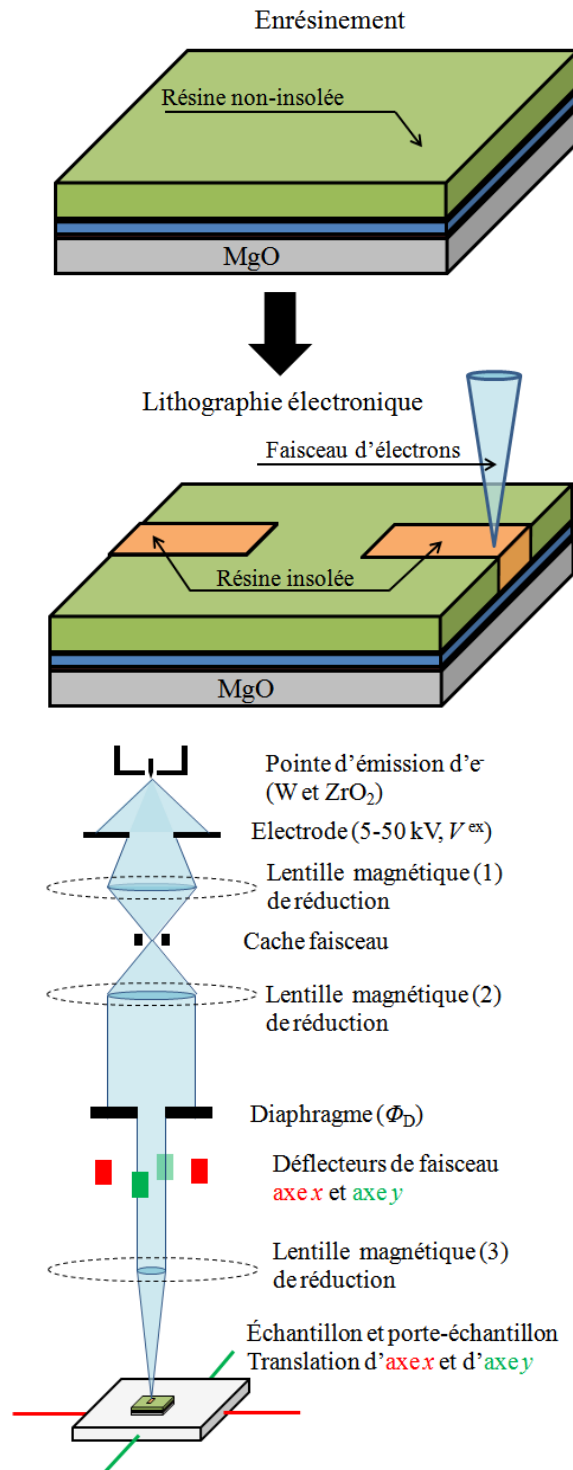


Figure IV.18 : Échantillon avec résine lithographiée par un faisceau d'électrons. Émission et focalisation magnétique des électrons pour la lithographie électronique.

Comme le même faisceau est utilisé pour le mode MEB et le mode lithographie, la mise au point de l'image sert à la fois à obtenir une bonne image, mais aussi une meilleure qualité de la lithographie. Les paramètres de mise au point (*MaP*) sont la distance focale, le *wobble* et l'astigmatisme. La distance focale règle la focalisation de la dernière lentille magnétique (*L3*) pour réaliser l'image de la surface de l'échantillon ; en faisant ensuite osciller la distance de focalisation autour de la distance focale choisie, nous réglons le *wobble* et l'astigmatisme. Le *wobble* permet de régler l'axe de focalisation : on évite ainsi que l'image ne se décale lorsque l'on zoome sur l'échantillon.

L'astigmatisme règle l'homogénéité du zoom : en effet, il est possible d'avoir la mise au point sur l'axe vertical et d'être défocalisé sur l'axe horizontal. Il faut donc régler la mise au point sur une impureté présente dans la résine et observée jusqu'à ce qu'elle soit nette sur les deux axes de l'image. Une fois ces réglages réalisés, il est aisé de voir des détails inférieurs à 100 nm, alors qu'avant le réglage il est difficile de voir en dessous de 1 μm . (Note : Pour la variable *MaP*, une mise au point permettant d'observer jusqu'à 1 μm est notée "0" ; jusqu'à 500 nm elle est notée "+" ; jusqu'à 100 nm elle est notée "++" et en dessous de 100 nm elle est notée "+++").

Après ces réglages de mise au point, il faut désigner un repère (u,v) qui sera attaché à l'échantillon. Le repère (u,v) est établi à partir du repère (x,y) du porte-échantillon du RAITH 150. Pour ce faire, il faut établir l'origine du repère (u,v) en désignant les coordonnées d'un point de l'échantillon et en relevant deux points alignés horizontalement afin de déterminer la correction d'angle entre l'axe u et l'axe x du porte-échantillon. Typiquement, nous relevons le coin bas-gauche de l'échantillon, ensuite deux points du bord inférieur de l'échantillon (fig. IV.19). Il existe une seconde méthode pour établir le repère (u,v) ; cependant, elle n'est possible que si une lithographie précédente a imprimé des marques de repère. Le principe de cette seconde méthode est de trouver trois marques de repère aussi éloignées entre elles que possible, et de rentrer les coordonnées (u,v) de ces trois marques. Le RAITH 150 déduit ensuite automatiquement le repère (u,v) associé à ces trois points.

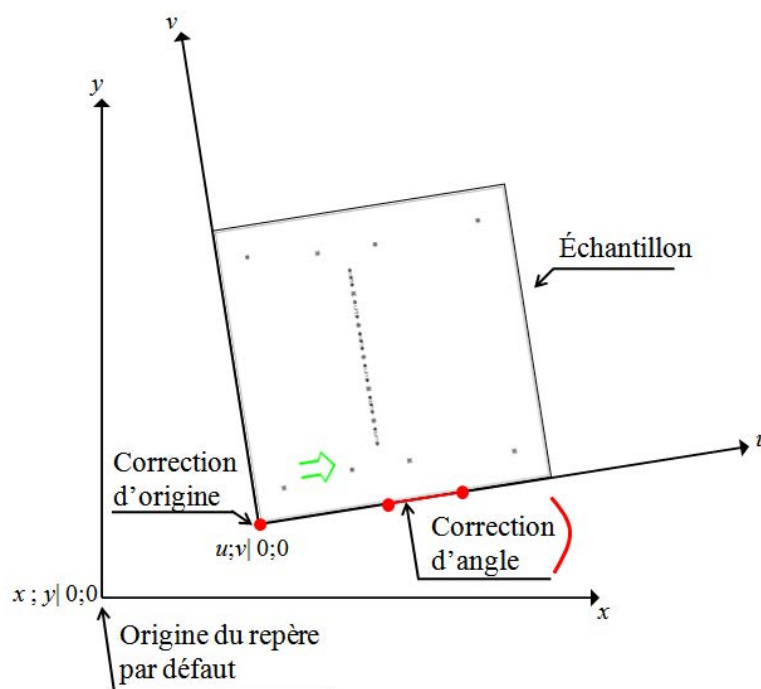


Figure IV.19 : Réglage du repère (u,v) , avec les corrections d'origine et d'angle.

Lors de la lithographie, la zone à insoler est découpée en carrés (fig. IV.20) dont le côté est défini par le grossissement utilisé. L'échantillon est positionné mécaniquement pour que les centres des carrés, appelés « zones d'écriture » (*write field, WF*), soient successivement sous le faisceau d'électrons. Une fois l'échantillon positionné, le faisceau d'électrons est dévié par les déflecteurs d'axes x et y , et balaye l'ensemble de la zone d'écriture. Si l'on décide de lithographier un trait s'étendant sur plusieurs millimètres, il traversera forcément plusieurs zones de travail. Il faut donc régler la déflection du faisceau afin que, par exemple, lorsque le faisceau lithographie une ligne passant dans le WF #14 et le WF#15, la ligne soit continue entre les deux WF.

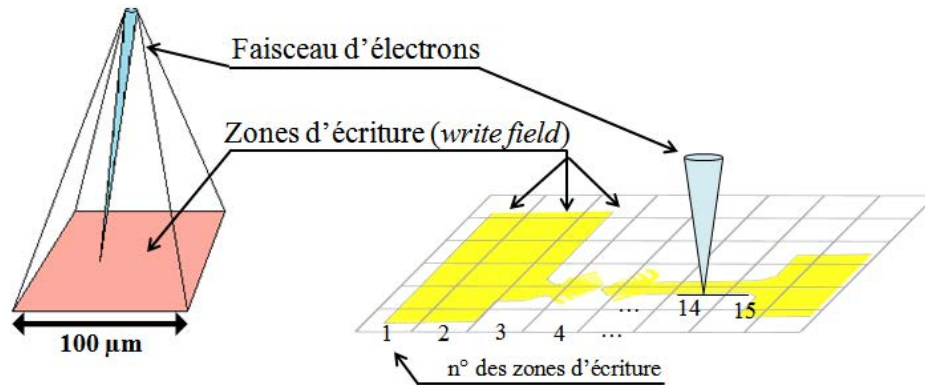


Figure IV.20 : Découpage (virtuel) en zones d'écriture par le RAITH 150.

Le réglage en question représente le raccord de champ. Typiquement en lithographie électronique, le grossissement utilisé lors de l'insolation est de $\times 1000$, ce qui correspond à une zone d'écriture de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$. Dans la zone d'écriture, un pixel fait $5 \times 5 \text{ nm}^2$ et peut être insolé sélectivement afin de recréer les motifs que nous souhaitons réaliser. Le réglage de déflexion du faisceau, pour assurer la continuité d'un motif dessiné, est fait en choisissant de raccorder des détails de plus en plus petits. Le principe est de centrer l'image sur une poussière choisie (image directe), puis de translater l'échantillon sur $50 \mu\text{m}$ vers la droite et $50 \mu\text{m}$ vers le bas, et de défléchir le faisceau d'électrons de $50 \mu\text{m}$ sur la gauche et $50 \mu\text{m}$ vers le haut, ce qui permet d'obtenir l'image défléchie. Si le réglage est parfait, l'image défléchie est identique à l'image directe. Dans le cas contraire, l'utilisateur doit pointer la zone de l'image défléchie correspondant au centre de l'image directe. Ce réglage est répété pour 3 positions / déflexions différentes. Le réglage est de plus en plus fin, car la zone analysée est de plus en plus petite, assurant une excellente continuité du raccord de champ, d'abord sur une image de $5 \mu\text{m}$ en grossissement $\times 3000$, puis de $1 \mu\text{m}$ en grossissement $\times 15000$ et enfin de 100 nm en grossissement $\times 60000$.

Une fois ces réglages sauvegardés, la durée d'exposition (eq. IV.9) est calculée à partir de la mesure de l'intensité du faisceau et de la dose (en $\mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$) acceptée par la résine (donnée du fabricant). L'intensité du faisceau I^e est mesurée en focalisant le faisceau d'électrons dans une cage de Faraday (formé par un trou calibré sur le porte-échantillon). L'intensité dépend de la tension d'accélération des électrons et du diaphragme utilisé, comme suit :

$$\text{Dose } (\mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}) \times \text{Surface pixel } (\text{cm}^2) = I^e \text{ (A)} \times \text{durée d'exposition } (\mu\text{s}) \quad (\text{eq. IV.9})$$

Enfin, les motifs dessinés sont réalisés sous un logiciel de CAO (AUTOCAD®) et sont ensuite transférés dans l'ordinateur qui pilote la lithographie. L'utilisateur doit effectuer quatre réglages lorsqu'il introduit un motif.

D'abord, il doit définir la taille du cadre dans lequel le motif sera découpé en zones de travail. Le cadre est centré au milieu des points les plus éloignés du motif à lithographier.

L'utilisateur introduit ensuite le point de départ de la lithographie des motifs. Ce point de départ est défini par le centre de la première zone d'écriture, qui est issu du découpage du cadre en zones de travail. Le point de départ est donc en bas à gauche du cadre et à $50 \mu\text{m}$ vers la droite et $50 \mu\text{m}$ vers le haut.

L'utilisateur choisit ensuite la couche (*layer*) qui doit être insolée. Par défaut la première couche est "0", mais les masques électroniques peuvent cumuler de nombreuses couches différentes. Les masques électroniques sont des fichiers regroupant les motifs à lithographier (leur conception est

détaillée en §IV.5). Il faut noter que la couche 63 est la couche de réglage manuel et la couche 64 est celle de réglage automatique. Les réglages manuels et automatiques servent à repositionner le faisceau sur des marques de positionnement introduites auparavant (nous utilisons des croix en or de 10 μm de haut et de large). Cette procédure s'effectue comme le raccord de champ, où il faut pointer le centre des croix ; elle permet à l'utilisateur de compenser le léger écart lors du réaligement entre deux lithographies électroniques.

Le dernier réglage dont dispose l'utilisateur est celui du facteur de dose, qui joue sur l'intensité d'insolation des motifs du masque. Cette grandeur sera simplement appelée « dose » par la suite ; elle est sans dimension et définit le coefficient multiplicateur pour la dose de référence de la résine, laquelle est unique pour chaque résine.

La résolution finale dépend de nombreux paramètres, qui influencent, entre autres, la poire d'interaction des électrons avec la résine (fig. IV.21). En effet, la zone de la résine traversée par les électrons est la zone insolée ; il faut régler à la fois la tension d'extraction des électrons et tenir compte de la distance entre les zones insolées (« effet de proximité ») pour obtenir le motif souhaité. Il est ainsi possible d'atteindre des résolutions de moins de 20 nm dans un cas parfaitement optimisé (échantillon conducteur, résine à contraste élevé, excellente qualité du faisceau d'électrons). Dans un cas aussi complexe que le nôtre, où le substrat n'est pas conducteur et les surface à lithographier sont grandes, des effets de diffusion des électrons entrent en jeu et la résolution minimale est un compromis entre les différents paramètres de fabrication (cf. §IV.6.1).

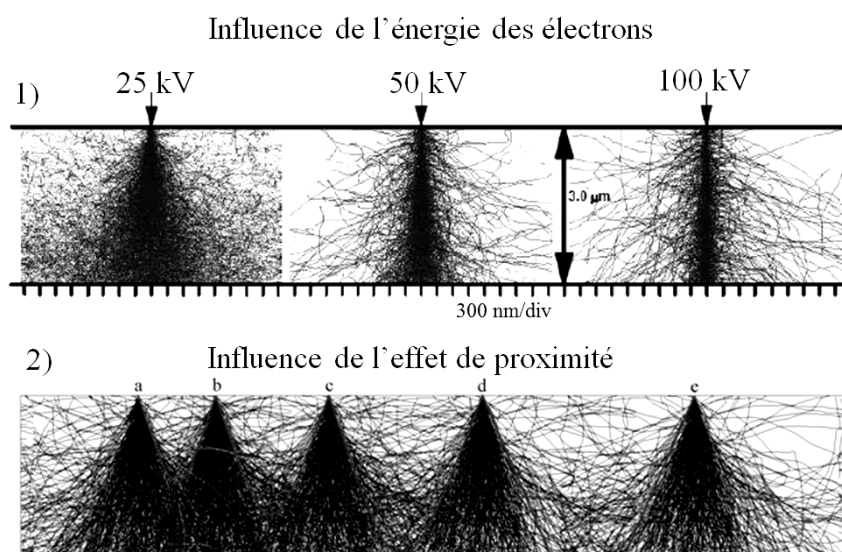


Figure IV.21 : Simulations Monte Carlo de la poire d'interaction du faisceau d'électrons avec une résine électro-sensible [21]. 1) Influence de l'énergie des électrons (tension d'extraction V^{ex}). 2) Influence de l'effet de proximité des zones voisines insolées.

La lithographie peut ensuite être lancée. Si elle dure plus de quatre heures, elle doit être réalisée de nuit avec une "macro" qui coupe le faisceau d'électrons à la fin de la lithographie. L'échantillon est ensuite ramené dans le sas et à pression ambiante pour la suite des manipulations.

Tableau IV.5 : Variables d'optimisation utilisées en lithographie électronique.

Motifs et doses		Tension d'extraction	Distance de travail
§IV.5.3		V^{ex}	dl
Zone d'écriture	Intensité	Diamètre diaphragme	Mise au point
WF	I^c	Φ^D	MaP

IV.4.2.3 – Lithographie optique

Cette technique utilise un rayonnement ultraviolet pour insoler (irradier) la résine photosensible déposée sur l'échantillon. Pour protéger les zones de la résine qui ne doivent pas être insolées, il faut utiliser un masque optique qui est une plaque de verre ayant à sa surface des motifs de chrome qui vont bloquer le rayonnement UV (fig. IV.22). Ces motifs définissent donc les zones où la résine ne sera pas irradiée. La conception d'un masque de lithographie optique se fait à l'aide d'un logiciel de CAO, le masque est ensuite fabriqué en sous-traitance par lithographie électronique ou lithographie laser.

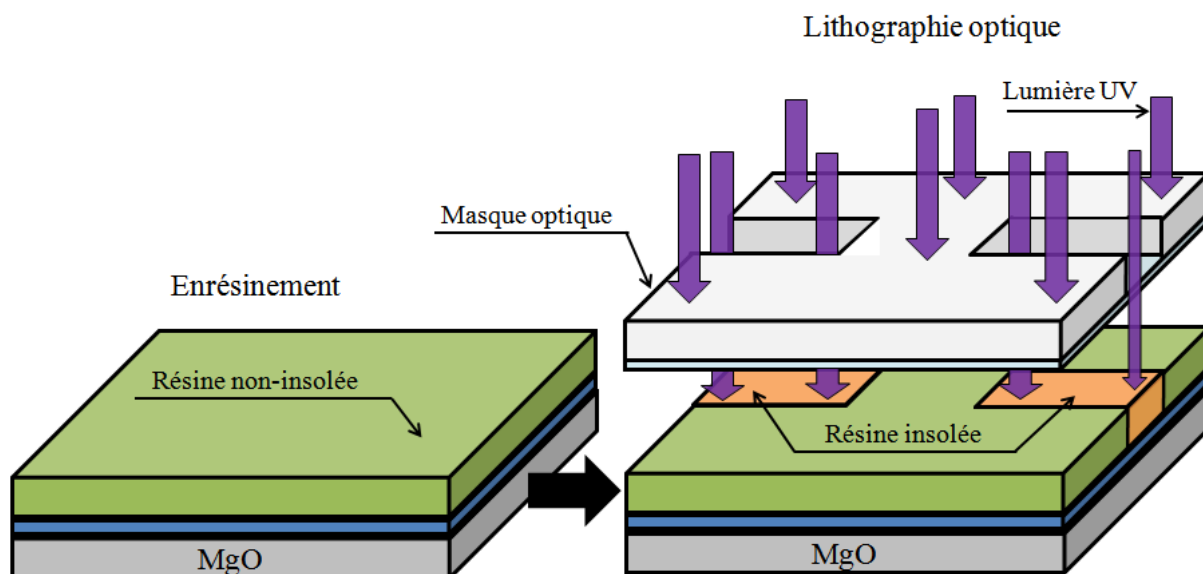


Figure IV.22 : Lithographie optique après l'enrésinement.

L'appareil utilisé est le Karl Suss MJB4. Dans un premier temps, il faut insérer dans l'appareil en atmosphère libre le masque optique utilisé pour la lithographie. Le masque est maintenu par succion sur un porte-masque. L'échantillon est ensuite placé sur un porte-échantillon et est positionné sous le masque. À l'aide d'un microscope placé au-dessus du masque, il est possible d'observer le masque et l'échantillon (sous le masque), et de les positionner avec précision l'un par rapport à l'autre (à condition d'avoir fabriqué des marques de repère sur le masque et/ou sur l'échantillon). Ce positionnement varie d'un essai à l'autre, nous notons QR la qualité du réglage.

La résolution finale dépend de quatre groupes de critères :

- la **diffraction** et les **effets d'interférences** : ces effets sont dus à la nature ondulatoire du rayonnement utilisé ;
- la **diffusion** des rayons aux différentes interfaces (masque / résine / échantillon) ;
- le **mode de contact** utilisé (champ proche, contact doux, contact dur) ;
- la **résine** utilisée (positive / négative, résistance à la gravure, définition minimale).

La résolution minimale pourrait être de l'ordre de la longueur d'onde. Cependant, si plusieurs motifs de cette dimension sont contigus, les effets d'interférence vont redistribuer l'énergie et donc modifier le motif. De même, tous les coins des motifs présentent des dimensions inférieures à la longueur d'onde, ce qui va diffracter le rayonnement et altérer les motifs lithographiés. Comme tous ces effets sont prédictibles, il est possible soit de faire des motifs suffisamment grands (par rapport à la longueur d'onde du rayonnement UV) pour les éviter, soit d'utiliser un logiciel pour optimiser les formes des motifs. Une dernière technique est de jouer sur le déphasage optique du masque, par

exemple en diminuant l'épaisseur du masque par gravure. Cette méthode est coûteuse et nécessite un logiciel adapté, ainsi qu'un fabricant capable de réaliser un tel masque ; par conséquent il faut bien connaître les effets de diffusion et le mode de contact prévu.

La diffusion des rayons est majoritairement due à l'échantillon, cela dépend fortement de sa qualité de surface et de sa réflectivité à la longueur d'onde donnée.

Le mode de contact concerne la distance entre l'échantillon et le masque de lithographie. En champ proche, il n'y a aucun risque de dégradation du masque, mais la résolution sera moins bonne. En contact doux, le masque se dégradera à la suite de contacts répétés avec la résine et la résolution sera très légèrement diminuée. En contact dur, le masque sera fortement sollicité et il y a un risque de rupture de l'échantillon (ou du masque) ; cependant les motifs auront la meilleure résolution possible (avec le Karl Suss MJB4). Dans l'industrie de la fabrication de microprocesseurs, les conditions sont différentes et la méthode utilisée est une projection du masque sur des surfaces beaucoup plus petites à l'aide d'optiques UV de pointe.

Chaque type de résine a une définition minimale intrinsèque. La durée d'insolation t^{UV} est fournie par les fabricants, mais varie selon l'échantillon utilisé. Le défaut de résolution est à l'origine des flancs dans la résine que l'on nomme "casquette" lorsque la base de la zone où la résine est retirée est plus large que la surface (fig. IV.23).

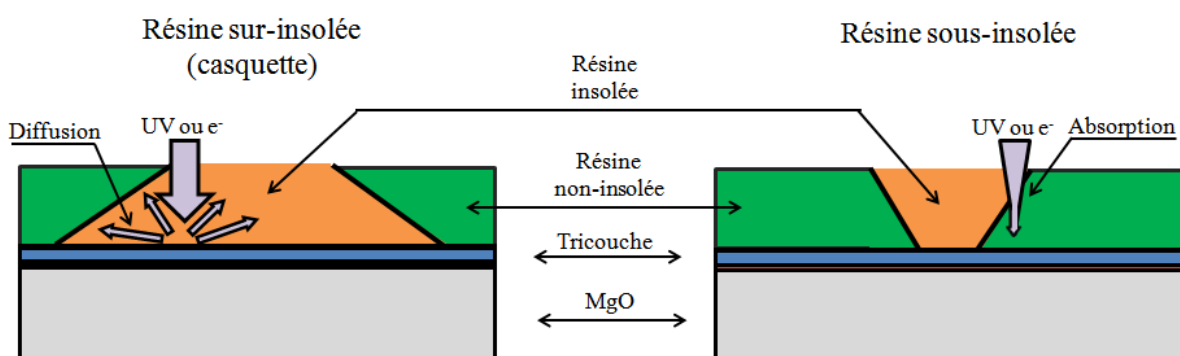


Figure IV.23 : Effet, sur la résolution, du profil de la zone insolée sous la résine (il s'agit d'un effet existant aussi bien pour la lithographie optique que la lithographie électronique).

À gauche : sur-insolation due à la diffusion du faisceau utilisé (le cas rencontré dans nos travaux).

À droite : sous-insolation due à l'absorption du faisceau utilisée.

Tableau IV.6 : Tableau des variables d'optimisation de la lithographie optique.

Temps d'exposition	Type de contact échantillon / masque	Qualité du réglage
t^{UV}	Contact	QR

IV.4.2.4 – Développement

Après lithographie, l'échantillon est donc couvert de résine dont certaines parties ont été insolées. Le développement consiste alors à plonger l'échantillon dans une solution de "développeur" (ou révélateur, *Dev*) en suivant une procédure donnée. Un développeur est un liquide qui dissout une résine à laquelle il est associé. Lorsque les zones insolées de la résine se dissolvent beaucoup plus rapidement que les zones non-insolées, la résine est "positive". Si les zones insolées se dissolvent beaucoup plus lentement que le reste de la résine, la résine est "négative".

Pour un bon développement, plusieurs manipulations sont requises. La première est le recuit d'activation : certaines résines nécessitent une élévation en température (T^{dev}) avant le traitement

chimique, afin d'être correctement développées. La préparation du développeur peut nécessiter une dilution ou un mélange dans un bécher. L'échantillon est plongé dans le développeur préparé pour une durée (t^{dev}) étalonée et la dissolution est arrêtée en plongeant l'échantillon dans de l'eau désionisée (EDI) ou un agent chimique stoppant la réaction. À la fin d'un développement réussi, l'échantillon n'est couvert de résine que sur les zones précédemment non-insolées, si la résine est positive. Au contraire, l'échantillon n'est couvert de résine que sur les zones précédemment insolées, si la résine est négative (fig. IV.24).

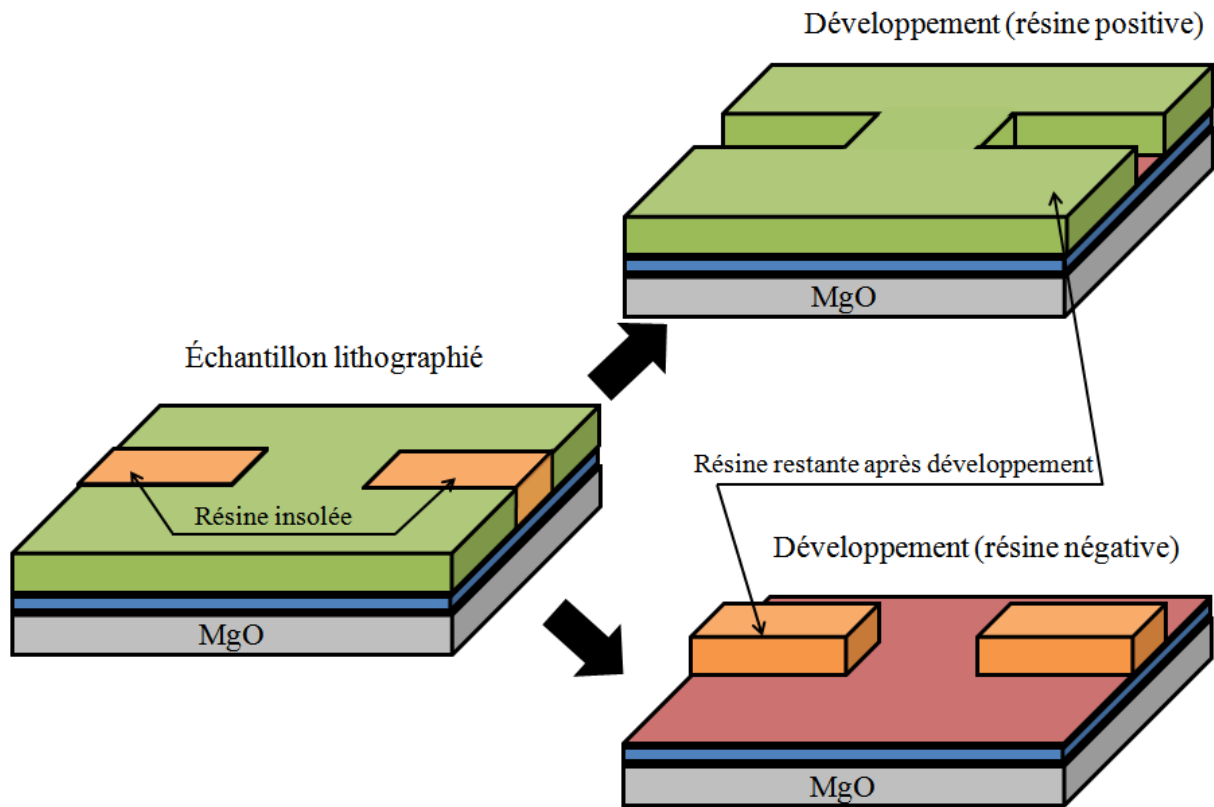


Figure IV.24 : Développement de la résine insolée.

Tableau IV.7 : Tableau des variables d'optimisation du développement.

Développeur	Durée de développement	Température de recuit
Dev	t^{dev}	T^{dev}

IV.4.2.5 – Lift-off d'or

Cette technique est un terme générique regroupant le dépôt d'or sur l'échantillon après le développement de la résine, puis le retrait sélectif de l'or déposé. À la fin, seules les zones au préalable non recouvertes de résine auront de l'or à leur surface (fig. IV.27).

Dans cette thèse, le dépôt d'or est réalisé de deux façons différentes :

- soit par **pulvérisation cathodique**, où la couche d'or est déposée directement sur la surface et nécessite un échantillon très propre ;
- soit par **évaporation par faisceau d'électrons** où l'on dépose d'abord une couche d'accrochage (chrome, titane, ...) et ensuite la couche d'or.

Pour les deux techniques, un vide limite de l'ordre de 10^{-6} mbar est nécessaire pour obtenir une bonne qualité de dépôt. La qualité du dépôt d'or dépend de la méthode utilisée. La conduction électrique et thermique peut dépendre fortement de la présence d'une couche d'accrochage et de l'énergie du dépôt. Par exemple, la pulvérisation cathodique est très énergétique et peut permettre un dépôt d'or sans couche d'accrochage, favorisant une meilleure conduction avec la tri-couche.

La méthode de **pulvérisation cathodique** se base sur la création d'un plasma d'ions argon (en général) entre une cible du matériau à déposer (jouant le rôle de cathode) et l'anode placée à quelques centimètres de distance (fig. IV.25). Les ions positifs du plasma sont attirés par la cathode et arrachent les éléments constitutifs de la cible. Les atomes d'or sont projetés sur le porte-échantillon (tournant) situé au-dessous. Les paramètres réglables sont le courant produisant le plasma (I^P), la durée du dépôt (t^P), le choix du gaz porteur (g^P) et sa pression (P^P) et la vitesse de rotation de la plateforme tournante (ω^P).

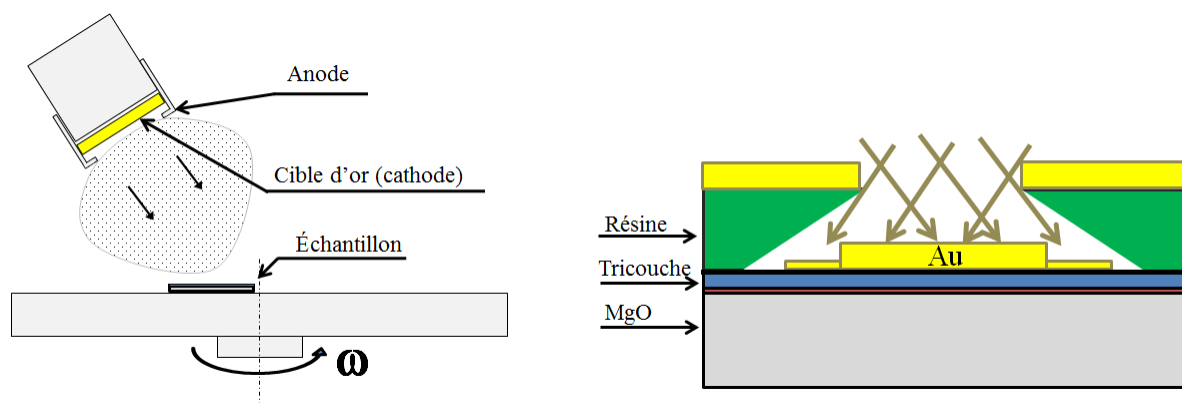


Figure IV.25 : Pulvérisation cathodique. Comme le porte-échantillon est tournant, le dépôt peut se faire sous la résine au niveau de la casquette (Bâti Denton Vacuum).

La méthode d'**évaporation par faisceau d'électrons** se déroule dans une enceinte sous vide. Un faisceau d'électrons d'intensité réglable (I^{eva}) est défléchi par un champ magnétique pour que le faisceau impacte un creuset rempli du matériau à évaporer (fig. IV.26). La vitesse d'évaporation (v) est contrôlée par un quartz de référence, dont la fréquence d'oscillations change avec l'accumulation de particules évaporées à sa surface. Lorsque le flux d'évaporation devient régulier, un cache de protection est enlevé pour une durée correspondant au temps nécessaire à l'obtention de l'épaisseur souhaitée (e). Le procédé peut facilement permettre des empilements de matériaux en alternant les creusets de matériaux à évaporer.

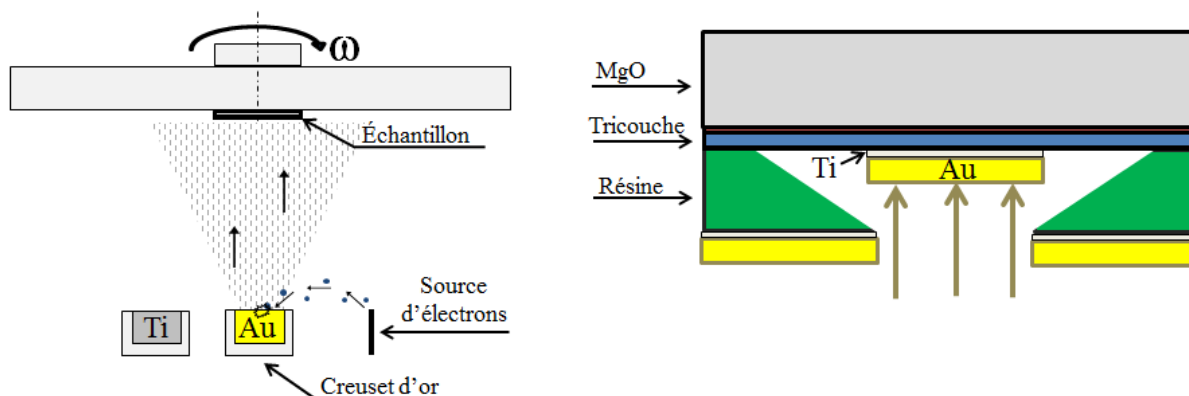


Figure IV.26 : Évaporation par faisceau d'électrons. Le dépôt est directif et ne s'effectue pas sous la résine (Bâti PLASSYS).

Une fois le dépôt d'or effectué, l'échantillon est plongé dans un bain d'acétone pour une durée de 15 à 120 minutes (t^{lo}). Le bain d'acétone a pour objectif de dissoudre la résine. La couche d'or déposée sur la résine ne s'accroche donc pas à l'échantillon et est retirée avec la résine (fig. IV.27). C'est une manipulation délicate, car la dissolution de la résine est inhomogène et requiert éventuellement d'utiliser une pince brucelles pour retirer les couches d'or non désirées. Il est possible d'utiliser des vibrations par ultrasons. Cependant, ni la fréquence, ni l'intensité n'étaient réglables avec l'équipement dont nous disposons, ce qui risquait d'endommager l'échantillon ou de décoller l'or là où il devait rester.

La qualité des motifs obtenus dépend de la raideur des flancs de la résine, de l'épaisseur d'or déposée et de la méthode de dépôt utilisée. La casquette provoquera un élargissement des motifs lorsque le flux de dépôt est isotrope, ce qui est le cas de la pulvérisation cathodique. Le dépôt par évaporation est moins sensible à ce phénomène et la dimension du motif obtenu correspond à la largeur de l'ouverture à la surface de la résine. L'épaisseur d'or doit être impérativement moins grande que celle de la résine : typiquement il faut éviter de dépasser la moitié de l'épaisseur de la résine.

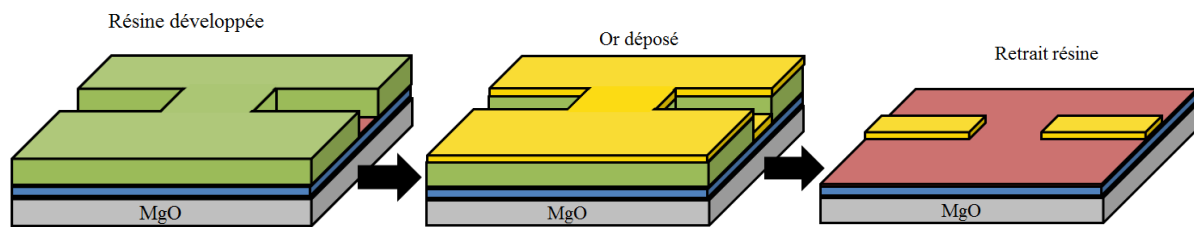


Figure IV.27 : Les étapes du lift-off d'or.

Tableau IV.8 : Tableau des variables d'optimisation du lift-off.

Temps de lift-off	Pulvérisation cathodique	Gaz porteur	Pression gaz	Courant	Durée	Vitesse de rotation
		g^p	P^p	I^p		
t^{lo}	Evaporation	Intensité	Vitesse dépôt	Epaisseur		
		I^{eva}	v	e		

IV.4.2.6 – Gravure ionique et gravure humide

L'opération de gravure se déroule après le développement. Son but est de retirer YBaCuO des zones non protégées par la résine. Une gravure peut être anisotrope ou isotrope (fig. IV.28). C'est en maîtrisant avec précision le comportement de la gravure qu'il est possible de réduire la taille des nanoponts à une dimension transversale inférieure au micromètre.

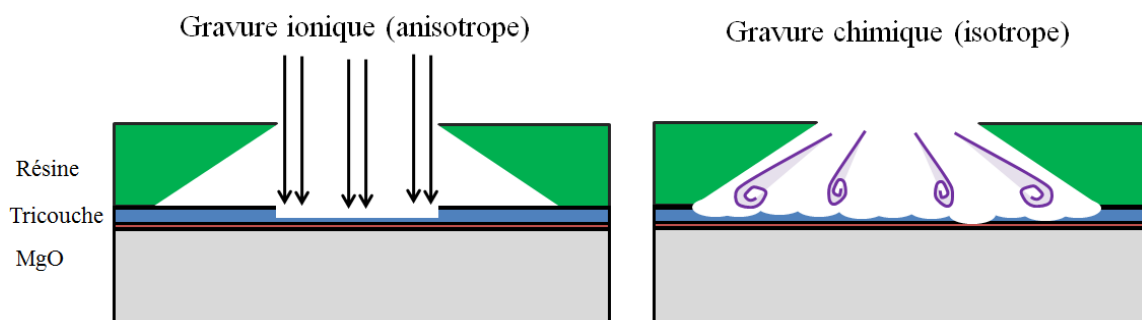


Figure IV.28 : Gravure ionique (à gauche) et gravure humide (à droite).

Pour la **gravure humide ou chimique**, il faut préparer une solution d'acide éthylène diamine tétra acétique (EDTA) [22] dans laquelle est plongé l'échantillon. Le temps de gravure est noté t^{ch} et le taux de dilution de l'acide est noté D^{ch} . Cette gravure est sélective et n'attaque donc qu'YBaCuO en laissant le substrat et l'or inaltérés. La gravure chimique est isotrope et peut provoquer des sous-gravures, c'est-à-dire le retrait de matière dans une zone plus large que celle protégée par la résine. La mise en œuvre de cette méthode est simple, mais la reproductibilité est difficile à maîtriser.

Pour la **gravure ionique**, le principe est d'accélérer des ions pour que leur collision avec la surface de l'échantillon enlève de la matière par transmission de moment cinétique (on parle de gravure physique). Ce procédé grave progressivement la surface de l'échantillon et de la résine. La gravure se déroule dans une enceinte sous vide, où un flux d'argon est introduit entre une cathode et une anode et est ionisé par l'application d'une tension élevée. Les ions argon issus du plasma sont extraits en passant au travers de grilles polarisées en tension. Ces grilles ont pour rôle d'accélérer les ions et de faire une sélection angulaire des ions arrivant sur l'échantillon (fig. IV.29). La durée de la gravure est notée t^{io1} , les pauses pendant la gravure sont d'une durée notée t^{io2} aux intervalles notés t^{io3} . L'échantillon est maintenu à une température notée T^{io} , et la vitesse d'entraînement en rotation est notée ω^{io} . La tension et le courant produisant le plasma sont notés V^{io}/I^{io} .

À la fin de la gravure, l'échantillon est resté inchangé dans les zones protégées par la résine et a été gravé dans les autres zones (fig. IV.30). La résine est enlevée à l'aide d'un bain d'acétone. Cependant, l'usinage ionique peut durcir la résine, la rendant beaucoup plus difficile à retirer avec un simple bain d'acétone. Une solution est alors de placer l'échantillon sous un plasma d' O_2 pour retirer la résine durcie.

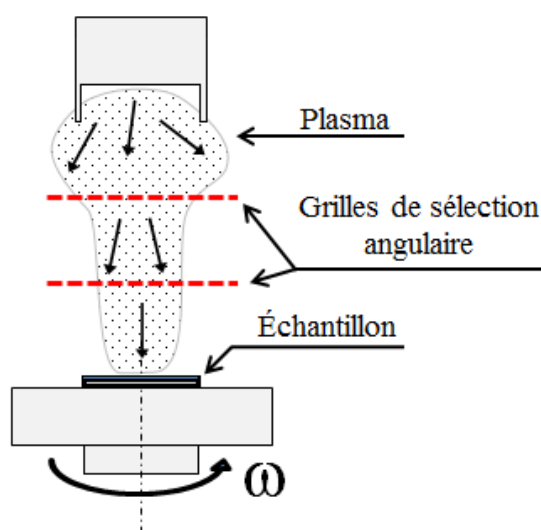


Figure IV.29 : Schéma du principe de la gravure ionique.

Tableau IV.9 : Tableau des variables de la gravure.

Gravure chimique				
Durée de la gravure			Taux de dilution	
t^{ch}			D^{ch}	
Gravure ionique				
Durée de la gravure	Intervalle et durée des pauses	Refroidissement	Rotation	Tension/Intensité du plasma
t^{io}	t^{io2} / t^{io3}	T^{io}	ω^{io}	V^{io} / I^{io}

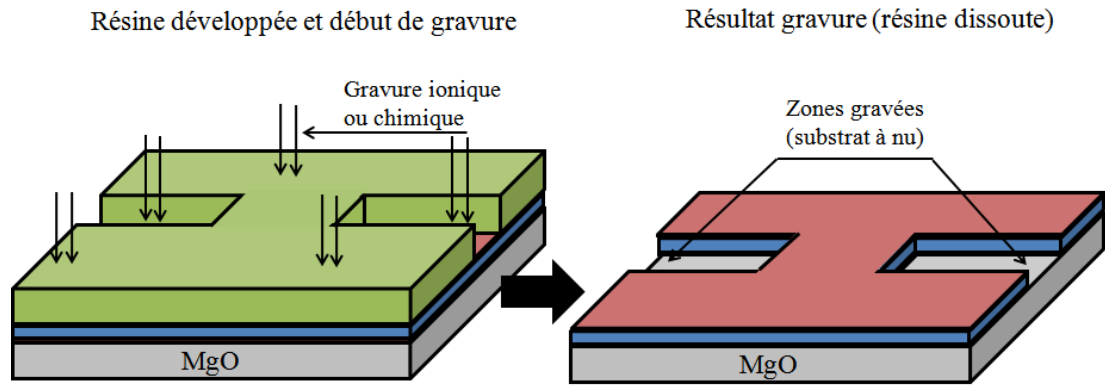


Figure IV.30 : Résultat d'une gravure sur les zones non protégées par la résine.

IV.4.2.7 – Optimisation des variables de travail

En reportant la liste des variables intervenant pour chaque action faite dans une étape donnée, nous pouvons créer un tableau de suivi du travail d'optimisation (tableau IV.10). Le but de ce suivi est de trouver la procédure optimale pour nos conditions de fabrication. Ce tableau est un outil qui aide à comprendre les éléments qui ont pu contribuer à améliorer chacune des étapes et ceux qui les ont dégradées.

Tableau IV.10 : Extrait du tableau de variables de lithographie électronique et dépôt d'or (étapes n°1 et n°2 sauf gravure) sur l'année 2012. "Prelim" recouvre les premières réalisations sur silicium et sur MgO. "Test #" sont les réalisations faites sur des échantillons d'YBaCuO supraconducteurs. Le dernier test en date est le Test 43.

	Échantillon	Résine	ω^r tour/min	Tps enr sec	t^{rec} °C	Résine Espacer	V^{ex} kV	I^e pA	dl mm	MaP	Motif/dose	Évaporation				Étape	t^{lo} heure	Ultra- son	
												v^{Ti} nm/s	e^{Ti} nm	v^{Au} nm/s	e^{Au} nm				
Prelim 1	Si-1	UV-III	4000	30	140	non	20	100	7	+	fig.A3	0,05	5	0,1	200	1	2	oui	
Prelim 2	Si-2	UV-III	4000	30	140	oui	20	100	7	++	fig.A3	0,05	5	0,1	200	1	1	oui	
Prelim 3	Si-1	UV-III	4000	30	140	oui	20	200	7	+++	-					2			
Prelim 4	Si-3	PMMA	x	x	x	oui	20	100	7	+	fig.A3	0,05	5	0,1	200	1	2	oui	
Prelim 5	Si-2	UV-III	4000	30	140	oui	20	100	7	++	-					2			
Prelim 6	MgO-1	UV-III	4000	30	140	oui	20	100	7	++	fig.A4	0,05	5	0,1	200	1	2	oui	
Prelim 7	MgO-2	UV-III	4000	30	140	non	20	100	7	0	fig.A5	0,05	5	0,1	165	1	2	oui	
Prelim 8	MgO-1	UV-III	4000	30	140	oui	20	100	7	+	-					2			
Prelim 9	MgO-2	UV-III	4000	30	140	oui	20	100	7	+++	-					2			
Prelim 10	MgO-2	UV-III	4000	30	140	oui	20	100	7	++	-					2			
												Pulvérisation							
												g^P	ω^P tour/ min	P^P µbar	I^P mA	t^P sec			
Test 0	YBaCuO-2	UV-III	4000	30	140	oui	20	100	7	++	fig.A4	Ar	0,8	8	300	476	1	2	non
Test 1	YBaCuO-1	UV-III	4000	30	140	non	20	100	7	0	fig.A4	Ar	0,8	8	300	476	1	2	oui
Test 2	YBaCuO-1	UV-III	4000	30	140	oui	20	100	7	++	-						2		
Test 3	YBaCuO-1	UV-III	4000	60	140	oui	20	100	7	++	fig.A4	Ar	0,8	8	300	476	1	3	non
Test 4	YBaCuO-2	UV-III	4000	30	140	oui	20	100	7	++	-						1		
Test 5	YBaCuO-3	UV-III	4000	30	140	oui	20	100	7	++	fig.A4 changé	Ar	0,8	8	300	476	1	1	oui
Test 6	YBaCuO-4	UV-III	4000	30	130	oui	20	100	7	++	fig.A4 changé						1		
Test 7	YBaCuO-1	UV-III	4000	30	140	oui	20	100	7	+++	-						2		
Test 8	807-B	UV-III	4000	30	140	oui	20			++	Retrait acétone	Ar	0,8	8	300	476	1		
Test 9	788-4	UV-III	4000	30	140	oui	30-25- 20-5			0-+++	-						1		
Test 10	807-B	UV-III	4000	30	140	oui	5	7	7	++	-						2		non
Test 11	807-B	UV-III	4000	30	140	oui	10	7	7	++	fig.A4 changé						2	1,5	non
Test 12	788-4	UV-III	4000	30	140	oui	5	7	7	++	isopropanol	Ar	0,8	8	300	476	1	1,8	non
Test 13	807-B	UV-III	4000	30	140	oui	10	7	7	++							2		
Test 14	YBaCuO-4	UV-III	4000	30	140	oui	5	7	7	++							1		

Cette organisation a permis de lever plusieurs verrous technologiques majeurs :

- la "casquette" importante sur les contacts d'or, issue de la rétrodiffusion des électrons par la tri-couche supraconductrice ;
- la précision de l'alignement de l'étape n°2 sur l'étape n°1 ;
- l'écart d'alignement et d'homothétie entre la lithographie électronique et la lithographie optique (approfondi en §IV.6.3).

Ces problèmes et leurs résolutions sont présentés dans le détail des étapes de fabrication en partie §IV.6. Les résultats des tests réalisés ont été consignés dans des courriels concluant chaque étape effectuée pour chaque échantillon utilisé. Un résumé est présenté dans le tableau IV.11, ci-dessous.

Tableau IV.11 : Suivi des tests avec commentaires succincts sur les résultats. Les essais préliminaires ont été réalisés sur des substrats nus, ce qui conduisait à certaines difficultés : Si est conducteur alors que MgO est très résistif. Les tests suivants ont été effectués sur des tri-couches déposées sur MgO. Les premiers échantillons (tests 0 à 7) dataient de plusieurs années et avaient perdu en qualité. Mais ils nous ont permis d'optimiser les variables importantes des lithographies (variations des doses, utilisation de résine conductrice ou non, etc.).

	Échantillon	Étape	Réussite - Commentaire
Prelim 1	Si-1	1	oui
Prelim 2	Si-1	1	oui
Prelim 3	Si-1	2	non aligné
Prelim 4	Si-3	1	non pb dose
Prelim 5	Si-2	2	non aligné
Prelim 6	MgO-1	1	oui
Prelim 7	MgO-2	1	oui
Prelim 8	MgO-1	2	non
Prelim 9	MgO-2	2	non presque
Prelim 10	MgO-2	2	oui
Test 0	YBaCuO-2	1	Doses étranges
Test 1	YBaCuO-1	1	Doses sans résine cond
Test 2	YBaCuO-1	2	~oui
Test 3	YBaCuO-1	1	Dose faible
Test 4	YBaCuO-2	1	Doses encore + faibles
Test 5	YBaCuO-3	1	oui dépôt raté
Test 6	YBaCuO-4	1	non
Test 7	YBaCuO-1	2	oui
Test 8	807-B	1	oui
Test 9	788-4	1	optimisation réussi 5 kV
Test 10	807-B	2	Pb lonsys 500
Test 11	807-B	2	oui - 10kV (niv 2)
Test 12	788-4	1	non - rincage IPA
Test 13	807-B	2	oui - Gravure ionique
Test 14	YBaCuO-4	1	oui

Remarque. Il convient de préciser que nos premières expériences ont été réalisées sur des échantillons non-supraconducteurs (substrats de Si et de MgO) et cela afin d'éviter de sacrifier des couches d'YBaCuO de bonne qualité.

IV.5 Les masques de lithographie

Une grande partie du travail réalisé en salle blanche a eu comme objectifs d'une part, d'optimiser indépendamment les variables intervenant dans chaque étape et, d'autre part, de sélectionner les critères permettant de positionner les étapes les unes par rapport aux autres. Notre point de départ a été le travail du doctorant précédent (Dr. M. Aurino [6]), notamment les motifs enregistrés dans l'ordinateur de lithographie électronique et le modèle du masque de lithographie optique fabriqué en 2008.

IV.5.1 Conception des masques de lithographie

Les masques de lithographie sont les éléments centraux de la conception en microélectronique. Chaque masque doit respecter trois critères :

- le masque doit être adapté au type de lithographie utilisé ;
- le masque ne doit pas gêner l'observation pour les lithographies suivantes ;
- le masque doit aider au positionnement des lithographies suivantes.

Détaillons ces trois critères à prendre en compte pour la fabrication en quatre étapes mise en œuvre dans le cadre cette thèse.

IV.5.1.1 – Le masque doit être adapté au type de lithographie utilisé

Un masque adapté à la **lithographie électronique** doit minimiser les surfaces à lithographier. Les formes utiles au positionnement sont de faible dimension ou seulement représentées par leur contour, car les motifs fonctionnels ne doivent pas être altérés lors de cette optimisation. L'impact de ces précautions se traduit sur la durée de la lithographie et peut aussi jouer sur sa qualité, selon la tenue dans le temps de la résine. Cette considération peut faire la différence entre vingt heures de lithographie et deux heures de lithographie.

Un masque adapté à la **lithographie optique** doit faciliter le positionnement du masque par rapport à l'échantillon et éviter d'avoir des détails de dimension inférieure à la résolution possible pour les motifs fonctionnels. Faciliter le positionnement se traduit par :

- une étude préalable des dimensions des différents échantillons et des porte-masques utilisés ;
- l'intégration des marques de positionnement macroscopiques pour optimiser le placement des motifs du masque au centre du porte-masque ;
- l'introduction du même type de marques pour positionner l'échantillon.

En lithographie optique, les motifs de dimensions inférieures à la limite de résolution, présents sur le masque, servent uniquement au positionnement sur les marques de positionnement microscopiques (§IV.5.2.2) laissées en lithographie électronique. Enfin, il faut s'assurer que les zones de positionnement au microscope permettent le passage de la lumière pour le positionnement avec l'échantillon. Cette considération améliore à la fois l'éclairage reçu et la facilité de retrouver la marque sur laquelle il faut se positionner.

IV.5.1.2 – Le masque ne doit pas gêner l'observation pour les lithographies suivantes

Lors de la succession des étapes de lithographie, il faut garder en mémoire que le positionnement se fait non seulement entre l'étape N et l'étape $N-1$, mais aussi entre l'étape $N+1$ et l'étape $N-1$. En lithographie, cette considération n'est pas un détail : en effet, le positionnement altère généralement le motif sur lequel il est effectué. Dans le cas de la lithographie électronique, l'observation de l'échantillon entraîne automatiquement l'insolation de la résine. Si l'observation est rapide, la résine sera insolée sur la zone observée ; si l'observation est longue, la résine risque d'être sur-insolée ce qui

peut la rendre irrémédiablement collée à l'échantillon. Dans le cas de la lithographie optique, le positionnement se fait en utilisant des motifs complémentaires. Par conséquent, la gravure risque d'enlever la marque de positionnement et le procédé de *lift-off* d'or risque de la masquer.

IV.5.1.3 – Le masque doit aider au positionnement des lithographies suivantes

Le bon positionnement d'une étape par rapport à la suivante se fait au travers de motifs en forme de croix mesurant entre 10 μm et 500 μm de côté. Le centre de la croix doit se positionner parfaitement par rapport au masque. En lithographie optique, le masque présente une forme complémentaire de la croix : le but est donc de superposer la croix de l'échantillon sous son complémentaire dessiné sur le masque. En lithographie électronique, il faut centrer correctement la croix sur l'écran et entrer dans le RAITH 150 la coordonnée théorique de la croix dans le repère (u,v) .

Avec ces trois critères relatifs aux masques, il est assuré que les motifs introduits dans un masque donné faciliteront la réalisation de la lithographie et la complémentarité entre les lithographies successives. Il faut maintenant définir les motifs présents sur les masques, à savoir : les motifs de positionnement (§IV.5.2) et les motifs fonctionnels (§IV.5.3).

IV.5.2 Les motifs de positionnement

Les motifs de positionnement sont des formes géométriques utilisées pour le repérage et l'orientation de l'échantillon et/ou du masque. Il existe différents rôles de motifs et différentes dimensions que nous développons ci-après.

IV.5.2.1 – Les marques de positionnement macroscopiques

Les marques de positionnement macroscopiques sont des marques visibles à l'œil nu, qui permettent d'orienter correctement le masque par rapport à l'échantillon. Ces marques doivent faire plusieurs millimètres sur la dimension longue et au moins un millimètre sur la dimension courte. Nous avons utilisé deux types de marques macroscopiques.

- **Flèche** : introduite dans le masque de lithographie électronique, elle est positionnée en bas à gauche de l'échantillon et pointe vers la droite. Il ne peut y avoir qu'une seule orientation de l'échantillon vérifiant cette condition, ce qui assure un bon repérage de l'échantillon. Cette flèche n'est dessinée que sur ses contours afin de diminuer le temps de lithographie nécessaire pour la réaliser (fig. IV.31).
- **Pointillés** : ces marques sont présentes sur le masque optique et ont pour but de centrer le masque sur le porte-masque lors de son chargement dans la machine de lithographie optique. Un masque optique est suffisamment grand pour être séparé en huit carrés de $10 \times 10 \text{ mm}^2$, où chaque carré contient le masque partiel d'une étape de lithographie optique (fig IV.32). Une autre série de pointillés a donc été ajoutée pour séparer en huit quadrants la surface centrale du masque. Les pointillés permettent donc de retrouver facilement le quadrant à utiliser pour une lithographie donnée.

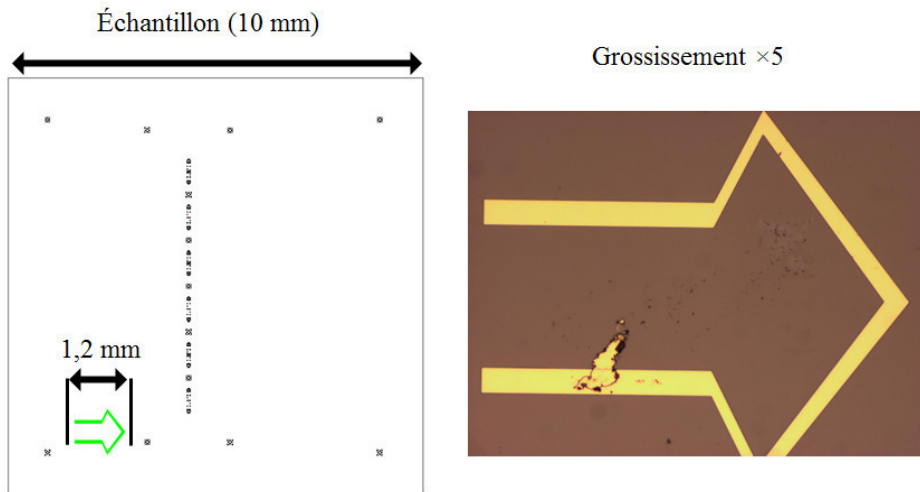


Figure IV.31 : Flèche : schéma (à gauche) et photo après réalisation par *lift-off* d'or (à droite).

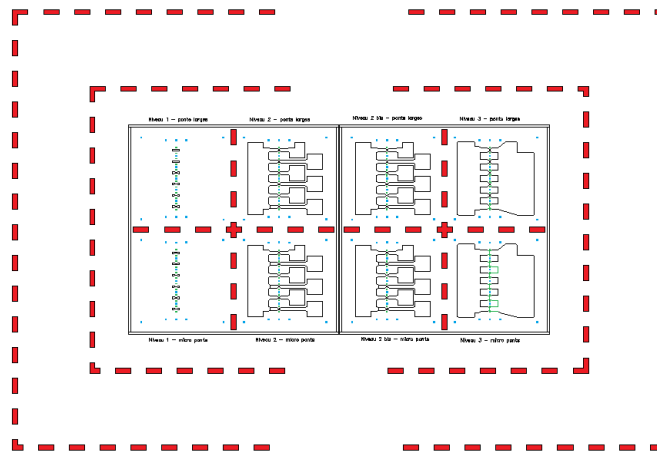


Figure IV.32 : Marques macroscopiques (pointillés en gras) sur le masque optique et identification des quadrants.

IV.5.2.2 – Les marques de positionnement microscopiques

Ces marques sont des motifs à base de croix et de carrés (fig. IV.33), les plus larges étant de l'ordre du millimètre et les plus petites de l'ordre de la centaine de micromètres. Ces marques servent de repères géométriques et sont parfois accompagnées de chiffres de coordonnées. Les marques les plus larges sont placées à des coordonnées associées à l'échantillon, tels que les quatre coins, le centre et les distances intermédiaires. Les marques les plus petites indiquent des zones de travail, telles que la zone au-dessus et la zone en dessous d'un détecteur.

En lithographie électronique, la durée de lithographie d'une grande marque est de l'ordre de 5 min et d'une petite marque de l'ordre de 30 s.

En lithographie optique, le positionnement d'une marque sur l'échantillon se fait par correspondance avec sa marque complémentaire présente sur le masque optique. Il en résulte que les marques sont généralement à usage unique en lithographie optique.

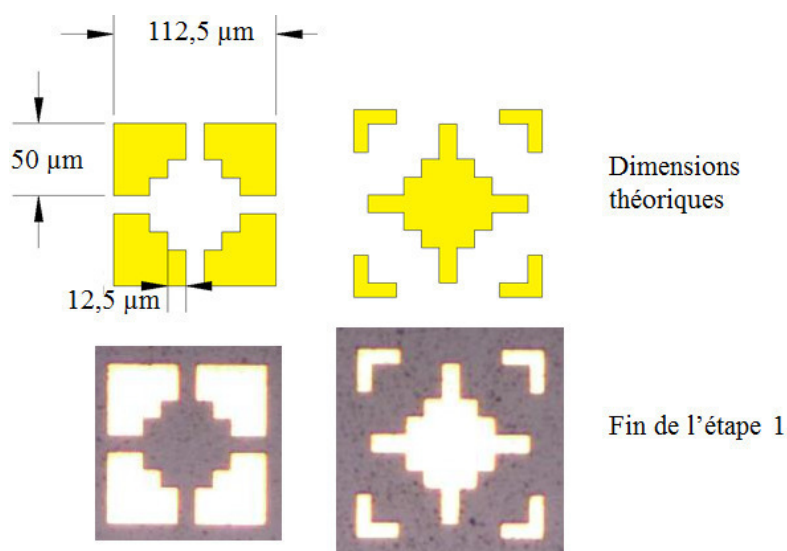


Figure IV.33 : Marques microscopiques et leurs complémentaires : schémas (en haut) et photos après réalisation par *lift-off* d'or (en bas).

Pour permettre d'utiliser deux fois une même marque de positionnement, nous avons introduit un motif "clef/serrure" (fig. IV.34). Le principe est qu'à l'étape n°1, la clef est lithographiée, puis à l'étape n°3, la serrure est positionnée sur la partie supérieure de la clef. Le motif de l'étape n°3 protège la partie inférieure de la clef, sur laquelle le motif serrure de l'étape n°4 se positionne.

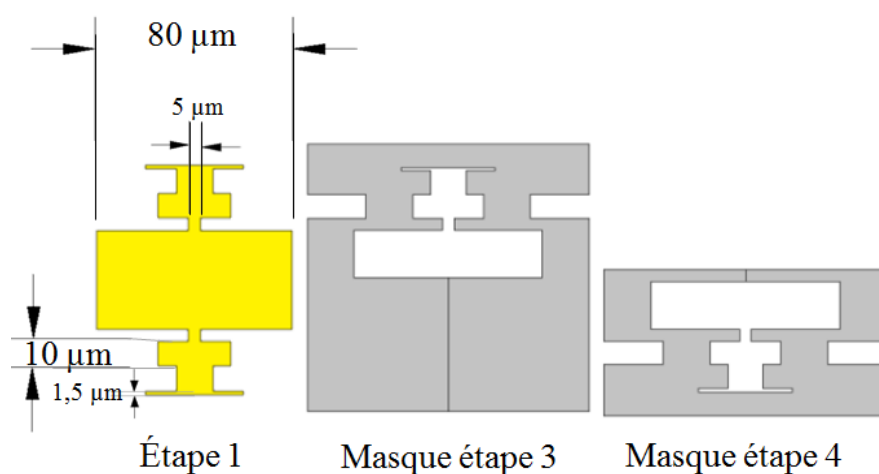


Figure IV.34 : Schémas des marques de positionnement microscopiques type "clef/serrure".

IV.5.2.3 – Les marques de positionnement nanométriques

Ces marques ont des dimensions micrométriques et sont situées près des motifs fonctionnels. Leur but est de fournir un repère précis lors de la lithographie électronique, et donc de permettre une correction locale des erreurs de positionnement. Il est ainsi possible de réaliser un positionnement avec une erreur inférieure à 100 nm. Elles sont par trois et sont positionnées à 100 μm au-dessus et en dessous de la zone à lithographier (fig. IV.35).

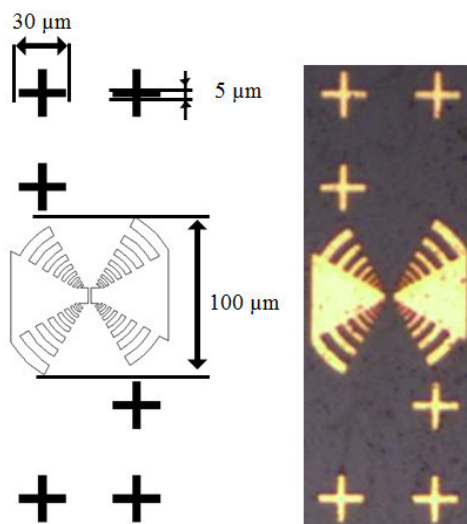


Figure IV.35 : Marques de positionnement nanométriques : schémas (à gauche) et photo après réalisation par *lift off* d'or (à droite).

IV.5.3 Les motifs fonctionnels

Les motifs fonctionnels des masques de lithographie sont les motifs définissant les dimensions des détecteurs, des lignes de polarisation / lecture des signaux et des éventuelles lignes de propagation micro-ondes (lignes microrubans) connectées à ces détecteurs. Le nombre de détecteurs qu'il est possible de lithographier sur un échantillon se déduit des restrictions dimensionnelles introduites par les largeurs des lignes et la zone "lithographiable" :

- La zone "lithographiable" de l'échantillon est la zone où la résine est répartie de manière homogène. Typiquement, cette zone exclut le bord de l'échantillon sur une distance de 1 mm.
- Les lignes de polarisation / lecture mesurent 300 μm de large. En extrémité de ces lignes, un plot carré de 1,5 mm de côté est réalisé afin de micro-souder des fils de connexion.
- Il est possible d'introduire un plot commun à tous les détecteurs, sur lequel il sera aisé de souder un fil de connexion.
- L'espace entre une ligne et un plot est au moins de 200 μm. Cet espace est introduit afin de faciliter le retrait de l'or entre les lignes lors du *lift off* de l'étape n°4.

Nous déduisons donc une zone "lithographiable" carrée, de côté 8 mm (10 mm moins deux fois 1 mm au bord de l'échantillon). Nous déduisons aussi que l'espace entre deux détecteurs consécutifs est de 1,1 mm (un demi-plot de 0,75 mm de large, une demi-ligne de 0,15 mm de large, séparés d'un espace de 0,2 mm). L'espace occupé par le détecteur le plus proche du bord doit prendre en compte une demi-taille de plot (0,75 mm), une fois pour le détecteur le plus haut, et une autre fois pour le détecteur le plus bas. La formule du nombre de détecteurs réalisables est donc :

$$\text{Côté de la zone "lithographiable"} \geq (\text{Nombre de détecteurs} - 1) \times 1,1 \text{ mm} + 2 \times 0,75 \text{ mm}$$

d'où :

$$\text{Nombre de détecteurs} \leq 6,9$$

Il est donc possible de réaliser 6 détecteurs sur un échantillon. Un observateur attentif notera que pour avoir 6 détecteurs il a fallu compacter les lignes de lecture. En effet, si l'espace entre deux détecteurs était déterminé par les plots de connexion, il y aurait eu un détecteur en moins. Le prix à payer pour éviter cela est un léger excentrement des détecteurs vers la gauche de l'échantillon. Les détecteurs sont ainsi à 4,4 mm du bord gauche de l'échantillon, au lieu d'être à 5 mm.

À partir de cette information, les motifs fonctionnels de chaque étape sont déduits naturellement. Les détecteurs sont distribués régulièrement et symétriquement sur l'axe vertical et sont excentrés sur la gauche et alignés les uns par rapport aux autres sur l'axe horizontal (fig. IV.36 et IV.37). Les coordonnées associées sont parfaitement connues et présentes dans tous les fichiers de conception, mais ne seront pas plus détaillées dans la suite. Autour des motifs fonctionnels sont introduits les motifs de positionnement. Nous présenterons ci-après l'arrangement des motifs pour les quatre étapes du processus technologique.

Dans la **première étape**, les motifs fonctionnels sont les antennes (présentées au §IV.3) et les contacts au centre des antennes. La distance L entre les contacts correspond à la longueur du nanopont ; la largeur des contacts est de $10\ \mu\text{m}$. Cette largeur des contacts assure un recouvrement facile des étapes n°3 et n°4 sur l'étape n°1.

Les marques de positionnement sont ensuite ajoutées sur le masque. La particularité est que les étapes n°2, n°3 et n°4 sont positionnées par rapport à l'étape n°1 sur ces marques de positionnement. La disposition des motifs est présentée en figure IV.36.

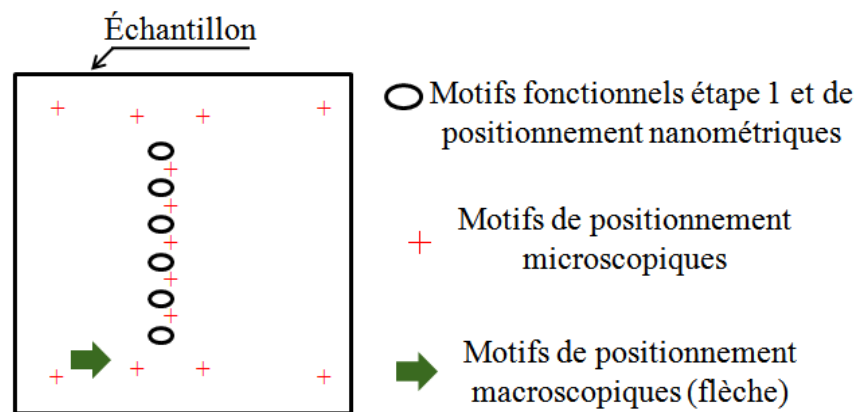


Figure IV.36 : Distribution des motifs pour l'étape n°1.

Dans la **deuxième étape**, les motifs fonctionnels sont des rectangles positionnés entre les contacts de l'étape n°1 (fig. IV.37). L'espace (vertical) entre ces rectangles définit la largeur w du nanopont. La longueur des rectangles est égale ou supérieure à la largeur des contacts de l'étape n°1 et la largeur des rectangles est égale ou supérieure à la distance L entre les contacts de l'étape n°1.

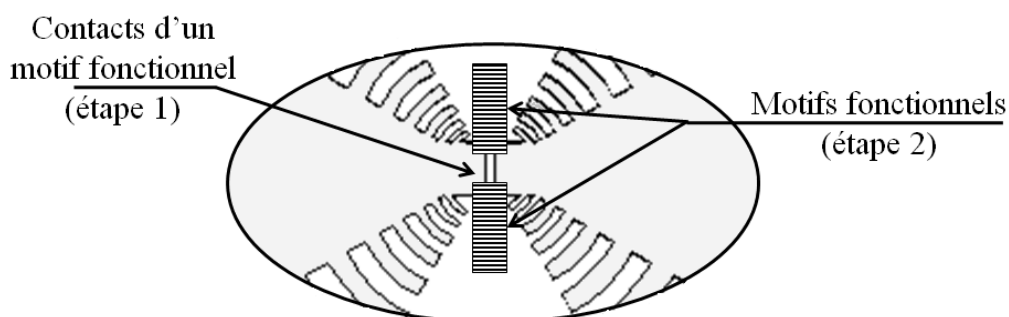


Figure IV.37 : Positionnement théorique des rectangles des motifs fonctionnels de l'étape n°2 réalisés au centre de chaque motif fonctionnel de l'étape n°1 (symbolisé par une ellipse dans la figure IV.36).

Dans la **troisième étape**, les motifs fonctionnels sont des formes géométriques dont le but est de recouvrir le nanopont de chaque détecteur. La zone protégée comprend aussi un espace qui sera sous les lignes de lecture pour assurer le contact avec une zone non endommagée par la gravure (fig. IV.38).

Dans la **quatrième étape**, les motifs fonctionnels sont les lignes de lecture et les plots de connexion. Ces lignes sont connectées sur la partie extérieure de l'antenne et forment un plot commun sur la gauche de l'échantillon et six plots indépendants sur la droite de l'échantillon (fig. IV.38).

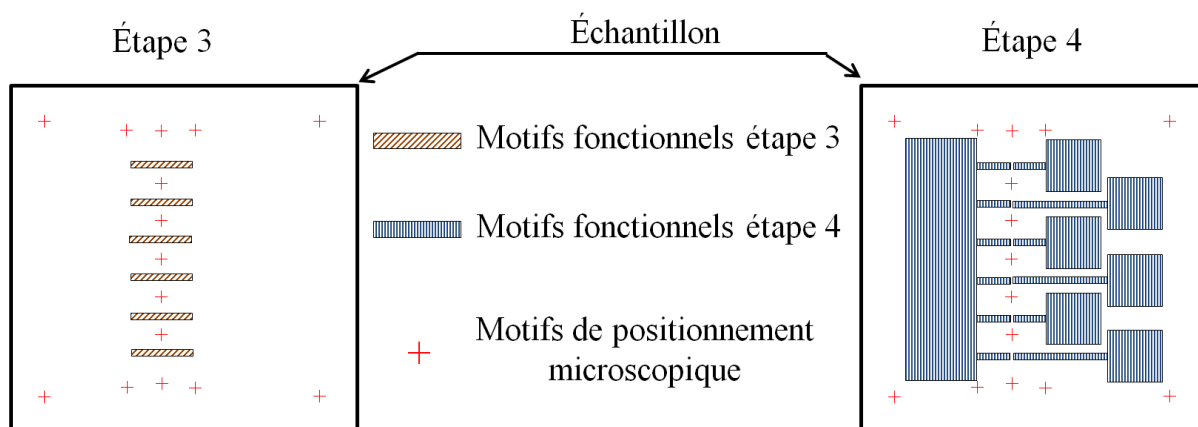


Figure IV.38 : Distribution des motifs sur les étapes n°3 et n°4.

Les motifs des masques de lithographies électronique et optique étant ainsi définis, il faut donc maintenant passer à la réalisation de ces masques.

IV.5.4 Fabrication des masques électroniques et optiques

Nous avons examiné le principe du masquage en lithographie. Chaque étape possède un masque spécifique avec ses contraintes associées. Par une procédure de conception rigoureuse, les masques des différentes étapes sont rendus complémentaires, en théorie. En pratique, ces masques sont des fichiers ou des objets physiques dont la complémentarité doit être conservée. Pour ce faire, les masques de chaque étape sont fabriqués sous le même logiciel (AUTOCAD®). Avec ce logiciel, il est possible de superposer les masques des différentes étapes les uns par rapport aux autres et d'écarter toute erreur de complémentarité dès la conception.

Les masques **électroniques** de l'étape n°1 et de l'étape n°2 sont conçus à l'aide du logiciel KLAYOUT®. En effet, KLAYOUT® est capable de convertir les masques développés sous AUTOCAD® (extension ".dxf") en masques utilisables sur la machine de lithographie électronique (extension ".gds"). Cette démarche introduite au cours de la thèse a eu un impact notable sur la facilité de création des masques électroniques. Le masque de l'étape n°2 est plus simple que celui de l'étape n°1, mais doit parfaitement se positionner sur les marques nanométriques de l'étape n°1. Le masque présente donc deux couches (*layers*) : la couche 0 pour la lithographie entre les contacts électriques, et la couche 63 pour que l'utilisateur repère manuellement le centre des croix de positionnement nanométriques déposées lors de l'étape n°1.

Les masques **optiques** de l'étape n°3 et de l'étape n°4 sont des masques physiques en verre sodocalcique (*soda-lime*) dont les motifs sont réalisés en chrome à leur surface. Pour les fabriquer, le fournisseur (Compugraphics) a besoin d'une version informatique en extension ".dxf" ou ".gds" des

masques. Le masque physique est suffisamment grand pour accueillir plusieurs masques optiques, séparés par des pointillés définissant 8 secteurs carrés (les quadrants vus précédemment en figure IV.32). Nous avons fait le choix de réaliser deux alternatives de l'étape n°3 (secteurs à gauche, fig. IV.32) et quatre alternatives de l'étape n°4 (secteurs au centre, fig. IV.32). Ces alternatives proposent des dimensions différentes des motifs fonctionnels (ponts de 100 μm à 5 μm de large). Notons que les deux secteurs à droite (fig. IV.32) sont deux variantes d'une éventuelle 5^{ème} étape ayant pour but de retirer une éventuelle couche d'or protectrice à la surface de l'échantillon.

IV.6 Fabrication des dispositifs en salle blanche

IV.6.1 Étape n°1 (durée : 5 h)

L'échantillon est d'abord nettoyé à l'acétone puis placé sur une plaque chauffante (à 135 °C) pour favoriser l'évaporation de l'acétone et l'accroche ultérieure de la résine. L'échantillon est ensuite déposé sur une tournette et une goutte de la résine de lithographie électronique UV III est déposée en son centre pour "*spinner*" à 4000 tours/min pendant 30 s. L'échantillon est ensuite recuit à 135 °C pendant 2 min afin d'activer la résine UV III. L'échantillon est redéposé sur la tournette et une goutte de la résine de conduction électrique "ESPACER" est déposée en son centre pour "*spinner*" à 4000 tours/min pendant 30 s. L'échantillon est ensuite recuit à 90 °C pendant 30 s afin de sécher la résine "ESPACER".

À la suite de cette opération, l'échantillon est introduit dans le RAITH 150, selon la procédure de réglage décrite au §IV.4.2.2. Les échantillons sont peu conducteurs et les mises au point seraient impossibles sans la résine de conduction. Cependant, même avec la résine de conduction, il est impossible de visualiser des détails en deçà de 20 nm. Pour optimiser l'observation de l'échantillon et la qualité de la lithographie, nous avons procédé à de nombreux essais (fig. IV.39 et fig. IV.40), et identifié la tension de travail et les doses à utiliser. Les paramètres choisis sont : un diamètre du faisceau d'électrons (avant focalisation) de 20 μm , une tension d'accélération de 5 kV et une distance de travail de 7 mm. Les réglages (*wobble*, astigmatisme, focalisation) sont réalisés sur les coins de l'échantillon. Après la mise au point, on détermine le repère (u,v) attaché à l'échantillon, suivi du raccord de champ (§IV.4.2.2).

Le temps d'exposition de la résine est déduit de la mesure du courant du faisceau (de l'ordre de 70 pA) et de la dose requise pour lithographier la résine (15 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour la résine UV III). Ceci définit la dose nominale, mais typiquement une lithographie se fait avec une dose allant de 10% à 200% de cette dose nominale. Pour faciliter la lecture de la dose utilisée, nous introduisons le symbole D#, où # est un chiffre indiquant combien de fois nous incrémentons la dose utilisée de 10% de la dose nominale. Par exemple, si le masque électronique est réalisé avec une dose D4, cela signifie que la dose déposée par le RAITH 150 est 40% de la dose nominale (D10).

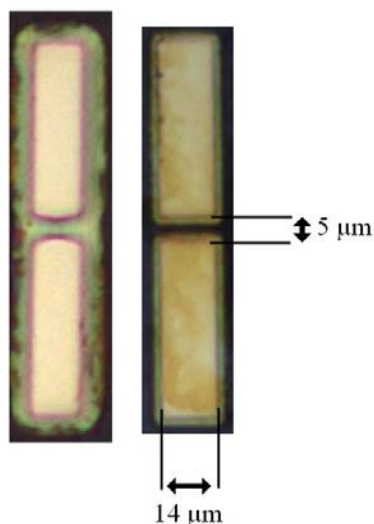


Figure IV.39 : Influence de la tension d'accélération des électrons sur les motifs lithographiés.
À gauche : lithographie à 20 kV. À droite : la même lithographie à 5 kV.

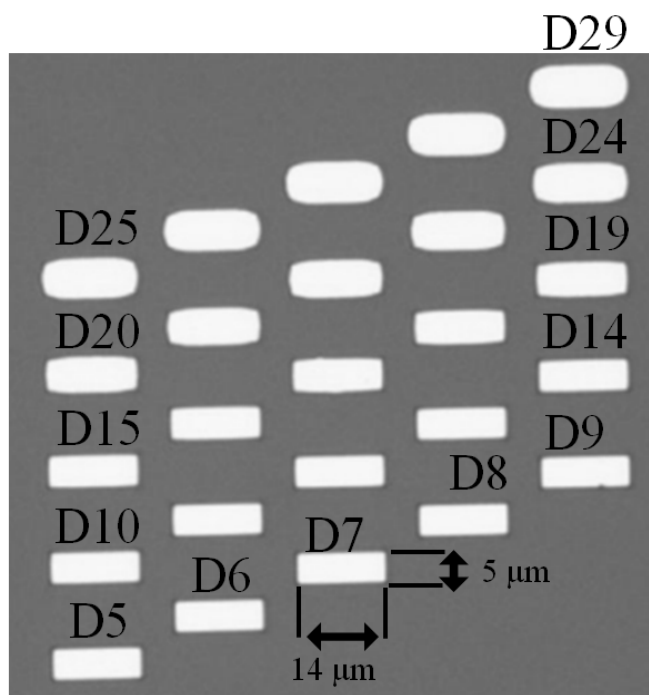


Figure IV.40 : Influence de la dose de la lithographie électronique. La sensibilité à la dose varie d'un échantillon à l'autre, les doses de D5 à D7 étant les plus utilisées.

L'optimisation est faite sur les motifs fonctionnels. Comme ces derniers requièrent une grande précision, nous supposons que s'ils sont réussis, les autres motifs le seront aussi. Le but est d'obtenir une antenne planaire avec des contacts d'or en son centre, de façon que ces contacts soient aussi rapprochés que possible, mais sans se toucher. Nous présentons ci-après la liste des progrès que nous avons identifiés dans nos travaux d'optimisation.

- Pour obtenir une mise au point précise, il faut accélérer le faisceau d'électrons sous 5 kV avec un diaphragme de 20 µm. Un flux d'électrons plus élevé provoque une saturation de l'image ; au contraire, un flux d'électrons moins élevé ne révèle pas tous les détails de l'échantillon.

- Pour éviter l'effet de casquette, c'est-à-dire une insolation de la résine plus large en profondeur qu'en surface, il faut limiter la diffusion des électrons dans la résine en diminuant à 5 kV la tension d'accélération des électrons. Nous supposons que la tri-couche agit comme un miroir diffusant pour les électrons incidents. Cela provoque une sur-irradiation sur une zone d'aire proportionnelle à l'énergie cinétique des électrons.
- La dose utilisée en lithographie doit s'adapter à la qualité de surface de la tri-couche. Un échantillon récent nécessite une dose D5, alors qu'un échantillon de plus d'un an requiert une dose D10. Cette observation est empirique, mais se vérifie quasi systématiquement. Par précaution, une deuxième rangée de détecteurs, insolée à la dose la plus élevée, peut être lithographiée sur la gauche de la rangée fabriquée par défaut. Cela permet d'éviter une mauvaise estimation de la dose, mais rend les étapes suivantes plus délicates.
- Le masque électronique utilisé a subi une évolution majeure au cours de la thèse. Par le passé, chaque motif devait être positionné par ses coordonnées (u,v) dans une liste de positions. Maintenant tous les motifs font partie d'un seul masque et sont donc parfaitement bien positionnés les uns par rapport aux autres. Cette nouvelle méthode permet d'éviter une erreur de positionnement des motifs, car trois règles coexistent pour déterminer le point de départ de la lithographie de chaque motif à insoler (§IV.4.2.2). Avec le nouveau masque électronique, ces trois règles coexistent toujours, mais ne s'appliquent qu'une fois pour définir l'origine du masque contenant tout les motifs.
- Le dernier problème subsistant est la précision du positionnement des motifs. La lithographie électronique excelle pour le positionnement relatif de deux motifs consécutifs. L'erreur est très faible d'un motif à l'autre ; cependant lorsque la lithographie est longue, l'erreur cumulée entre le premier et le dernier motif peut atteindre la dizaine de micromètres. Nous avons remarqué cette erreur lorsque les masques de lithographie optique ne pouvaient s'aligner correctement avec le résultat de la lithographie électronique. La solution adoptée est de lithographier en priorité les motifs fonctionnels et les motifs de positionnement nanométriques. Nous lithographions ensuite les motifs de positionnement microscopiques et macroscopiques. Les erreurs de positionnement sont donc faibles pour les motifs précis et plus élevées pour les motifs qui nécessitent moins de précision.

Une fois la lithographie réalisée, l'échantillon est extrait du RAITH 150 et les zones insolées de la résine doivent être révélées et dissoutes. Pour ce faire, l'échantillon est recuit pendant 3 min à 145 °C, puis plongé dans l'eau pendant 30 s pour enlever la résine "ESPACER". Pour cette opération, la résine protège YBaCuO supraconducteur de l'eau. Pour dissoudre les zones insolées de la résine UV III, il faut utiliser son développeur, le MF-CD-26. L'échantillon y est plongé pendant 36 s, puis il est rincé dans l'EDI pendant la même durée. YBaCuO du futur nanopont est toujours protégé par la résine ; mais dans les fenêtres ouvertes dans la résine pour le futur dépôt d'or, YBaCuO ne bénéficie que de la couche de PrBaCuO comme protection. Il n'existe pas de méthode de rinçage du développeur autre que l'eau (faire évaporer le MF-CD-26 sur plaque chauffante comporte un risque de combustion et une qualité de développement non reproductible). L'alternative serait d'utiliser une résine telle que la ZEP, qui se rince à l'isopropanol, mais la dose nécessaire est 10 fois plus grande que pour l'UV III. L'utilisation d'une autre résine électronique est une évolution qui sera sans doute nécessaire.

Après développement, l'échantillon peut être observé sous microscope optique (images des figures IV.39-40-41) et les résultats des différentes optimisations sont déjà appréciables à ce niveau.

L'échantillon est ensuite introduit dans le bâti de la machine de dépôt par pulvérisation cathodique Denton Vac., au préalable chargée d'une cible d'or. Le vide est réalisé, la pression mesurée

est de 5×10^{-6} mbar, à température ambiante. Le gaz introduit est de l'argon à 8 sccm de débit. Le plasma créé devant la cible d'or (en "cathode 1") est produit par un courant DC de 400 mA. La vitesse de rotation de l'échantillon était initialement de 30 tours/min. Afin de diminuer les effets de casquette, nous avons préféré laisser l'échantillon immobile. Le temps de pulvérisation est décomposé en deux périodes. La première période correspond au "décrassage" de la cible pendant 30 s : l'échantillon est alors protégé par un cache de la pulvérisation d'or, en attendant que les particules de contamination à la surface de la cible d'or soient éjectées. La seconde période correspond au dépôt : le cache est relevé et le dépôt se fait à 1,19 nm/s, soit 252 s pour obtenir une épaisseur de 300 nm d'or. Pour un bon *lift-off*, l'or déposé sur YBaCuO ne doit pas être en contact avec celui déposé sur la résine, ce qui est assuré en ayant une résine d'épaisseur faisant au moins trois fois l'épaisseur d'or déposé.

L'échantillon est ensuite retiré du bâti de pulvérisation cathodique et plongé dans un bain d'acétone où la résine se dissout progressivement (entre 30 min et 2 h). La couche d'or à la surface de l'échantillon devient visiblement ondulée. Contrairement à d'autres méthodes, l'or ne se fracture pas en éclats lors de la dissolution ; dans notre cas il faut intervenir manuellement pour retirer la couche non désirée. Il est possible d'utiliser un bain sous ultrasons, mais le manque de réglages possibles et l'intensité des vibrations risquent d'endommager la couche d'YBaCuO. La technique adoptée est donc d'utiliser deux paires de pinces brucelles, de maintenir l'échantillon avec l'une et de créer avec la tranche de l'autre une entaille à la surface de l'échantillon au niveau d'un bord. Ensuite, l'échantillon est positionné au-dessus d'un bécher et un jet d'acétone issu de la pissette est envoyé sur l'entaille, décrochant ainsi l'or déposé sur la résine dissoute. Les morceaux d'or ondulés restants sont retirés avec un paire de pinces brucelles, car seuls les motifs définis en lithographie doivent rester. Enfin, la qualité du dépôt est observée, voire mesurée (Detktak) et l'**étape n°1** est achevée.

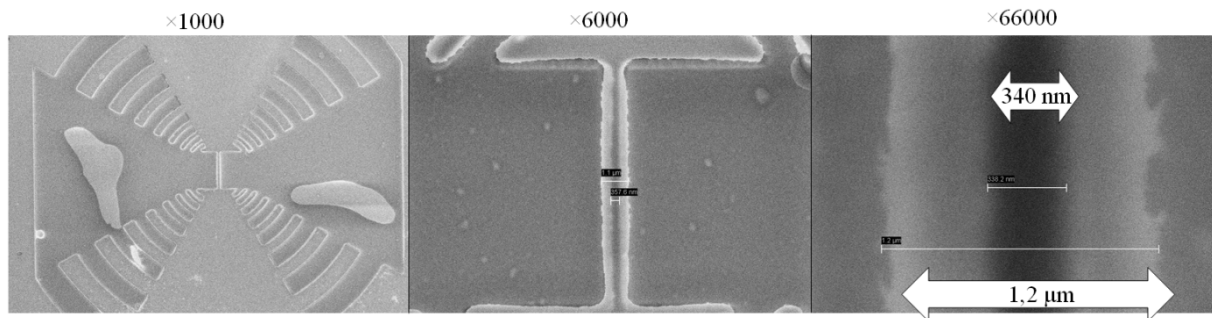


Figure IV.41 : Résultat de la première étape : antenne log-périodique en or déposée sur la tricouche supraconductrice. Les contacts de l'antenne sont ici séparés de 340 nm, correspondant à la longueur L du futur nanopont du détecteur HEB.

IV.6.2 Étape n°2 (durée : 4 h)

La deuxième étape débute de la même manière que la première ; les différences surviennent au niveau de la lithographie électronique, où la tension d'accélération des électrons est fixée à 10 kV. La raison réside dans le fait que le contraste entre la surface de l'échantillon et les motifs en or est tellement faible à 5 kV que les motifs sont invisibles. Une fois les marques de l'étape n°1 identifiées, nous pouvons retrouver le repère (u,v) en utilisant les marques de positionnement placées dans les coins de l'échantillon à 1 mm du bord latéral et vertical (vu précédemment en figure IV.36). Après ces réglages, nous utilisons le masque électronique de l'étape n°2, qui comporte les deux types de motifs décrits précédemment : à savoir les marques de positionnement nanométriques (*layer* 63, §IV.5.2.3) et les motifs fonctionnels (*layer* 0, §IV.5.3) à réaliser au centre de l'antenne. Cette méthode permet de

positionner précisément la zone à lithographier, en réalisant l'image de la zone des marques de positionnement nanométriques. Théoriquement, les croix de positionnement sont situées au centre de l'image. Cependant, en pratique, une correction manuelle est effectuée pour pointer le centre de ces marques. Ces corrections redéfinissent localement le repère (u,v) , ce qui permet l'obtention d'une grande précision de positionnement au centre des contacts de l'antenne planaire, déposée à l'étape n°1, elle-même située entre les marques de positionnement nanométriques repérées.

Puis, l'échantillon est développé, comme dans l'étape n°1, et observé au microscope (fig. IV.42).

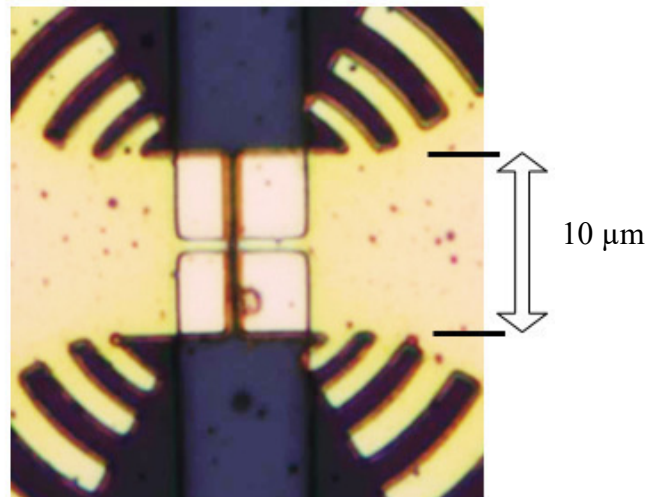


Figure IV.42 : Résultat de la lithographie de la résine en étape n°2. Nous observons les deux ouvertures verticales présentes dans la résine après le développement. Ces ouvertures sont positionnées au centre des contacts de l'antenne ; la zone entre les ouvertures est le nanopont d'YBaCuO reliant les contacts.

Le processus de gravure a été exclusivement de la gravure ionique. Nous avons utilisé le bâti Ionsys 500 pour produire un plasma d'argon dont les ions sont sélectionnés angulairement pour réaliser le bombardement sous incidence normale à la surface de l'échantillon. L'échantillon est collé sur un porte-échantillon avec de la graisse à vide, puis mis sous vide dans le bâti de la machine. Le plasma est progressivement mis en œuvre avec les paramètres : pression de $2,2 \times 10^{-4}$ mbar, "*Mw Gun*" = 350 W, "*Beam*" = 300 V / 30 mA, "*Accélérateur*" = 400 V, durée de gravure de 450 s. Le porte-échantillon a une rotation de 15 tours/min et est refroidi à 0 °C. La gravure prend entre 5 et 8 min, ensuite l'échantillon est extrait et nettoyé.

L'échantillon est plongé dans un bain d'acétone pendant une durée allant de 30 min à 2 h, et la résine est retirée par jet d'acétone sur la surface de l'échantillon (fig. IV.43). Cependant, lorsque la gravure est trop longue et/ou trop énergétique, elle altère la résine, la rendant ainsi quasi-impossible à retirer par les moyens conventionnels. Il faut donc se limiter de préférence à une durée de gravure inférieure à 5 min, ce qui correspond à un retrait de matière de l'ordre de 45 nm pour YBaCuO et de 15 nm pour l'or (mesuré au profilomètre mécanique Dektak).

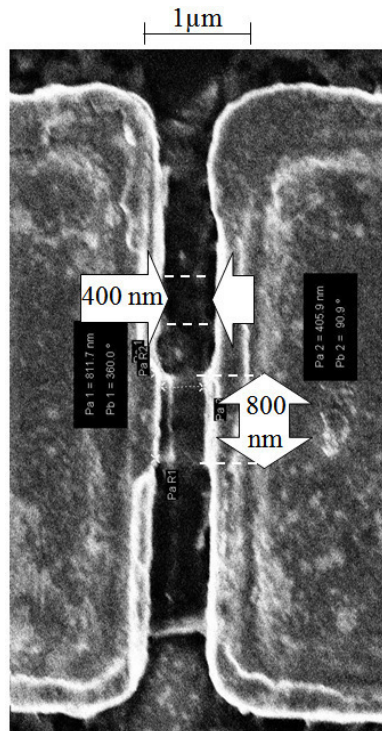


Figure IV.43 : Résultat de la gravure observée au microscope électronique. Les effets de charges électroniques créent sur l'image des structures "fantômes" ; la gravure ne laisse en fait qu'un simple pont d'YBaCuO ($L = 400$ nm, $w = 800$ nm) entre les contacts.

IV.6.3 Étape n°3 (durée : 3 h)

L'étape n°3 correspond à la gravure d'YBaCuO sur l'ensemble de l'échantillon, sauf sur les six zones travaillées pour réaliser les détecteurs. Tout d'abord, l'échantillon est placé sur la tournette. Ensuite, une goutte de résine S1818 est placée en son centre et recouvre celui-ci après une rotation à 4000 tours/min pendant 30 s. L'échantillon est ensuite recuit à 95 °C pendant 1 min. La lithographie optique est réalisée avec l'appareil MJB4. Le centrage du masque optique est guidé par les marques de positionnement macroscopiques (§IV.5.2.1). Le masque et l'échantillon sont positionnés l'un par rapport à l'autre à l'aide du microscope intégré dans le corps du MJB4 ; le but est de régler l'angle et le centrage entre l'échantillon et le masque optique. Pour ce faire, les marques de positionnement microscopiques (§IV.5.2.2), présentes au niveau des coins, sont utilisées : nous avons appliqué la méthode de réglage consistant à régler la moitié de l'écart de superposition en corrigeant l'angle, et l'autre moitié en corrigeant la position (fig. IV.44).

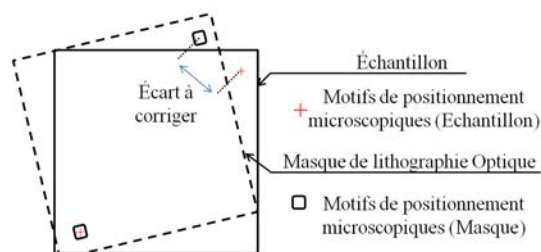


Figure IV.44 : Méthode de réglage entre l'échantillon et le masque optique. Dans un premier temps, les marques de positionnement inférieur-gauche de l'échantillon et du masque sont superposées. Dans un second temps, nous compensons l'écart entre la marque de positionnement haut-droit de l'échantillon et celle du masque en diminuant, par rotation du masque, la moitié de la distance entre la marque de l'échantillon et celle du masque. Ensuite nous compensons, par translation du masque, l'autre moitié de la distance. Une fois le repère haut-droit centré, la même méthode est répétée pour le repère bas-gauche, et vice-versa jusqu'à convergence.

C'est à ce niveau qu'est intervenu le problème de positionnement de l'étape n°1. Le positionnement utilisé initialement était différent de celui décrit dans la lithographie électronique de l'étape n°1, car le repère (u,v) était positionné par rapport à l'échantillon, celui-ci étant supposé de dimensions exactes (10 mm de large et 10 mm de haut). Par conséquent, ce réglage créait une homothétie et l'étape n°3 ne s'alignait pas sur les motifs réalisés (erreur de positionnement de l'ordre de 20 μm au minimum).

La procédure de réglage de la lithographie électronique de l'étape n°1 a changé depuis, mais des problèmes de positionnement sont toujours présents sur certains échantillons. Ces problèmes ont plusieurs sources :

- la dérive du Raith 150 sur une lithographie de 2 h (typiquement 2 μm) qui pouvait être accentuée par les vibrations de travaux de construction à l'extérieur de la salle blanche.
- les erreurs sur le masque optique, lui-même imparfait, qui peuvent conduire aux mêmes imprécisions (au maximum 5 μm sur 10 mm).
- la qualité de la mise au point par l'utilisateur sur les appareils de lithographie (électronique et optique).

Il arrive que ces erreurs cumulées dépassent 10 μm sur l'échantillon, ce qui rend les marques de positionnement difficiles à exploiter et peut conduire jusqu'à deux détecteurs inutilisables.

Une fois le positionnement réussi, il faut choisir le mode de contact et la durée d'exposition. Dans notre cas, nous avons opté pour un contact doux (*soft contact*) et une durée d'exposition de 8 s, que nous avons déduite de l'intensité du rayonnement (24 mW/cm^2 à 410 nm), et de la dose admise par la résine (190 mJ/cm^2 à 405 nm).

L'échantillon est ensuite développé dans un bain de "351" ayant une proportion de 1:4 solvant / EDI pendant 20 s, puis rincé à l'EDI pendant 30 s. YBaCuO supraconducteur est protégé par la résine pendant cette opération. L'échantillon est ensuite observé au microscope ; si la lithographie n'est pas satisfaisante, il est toujours possible d'éliminer la résine par un bain d'acétone et de réitérer l'étape n°3. En effet, le processus de l'enrésinement, des réglages et du développement peuvent être accomplis dans une durée de 15 min (rapidité de manipulation acquise avec la pratique).

Typiquement, la gravure à l'étape n°3 est réalisée chimiquement, la précision requise étant de l'ordre de 5 μm . L'échantillon est plongé dans un bain d'EDTA pendant quelques dizaines de secondes, puis rincé dans l'EDI pendant une minute. Ensuite, la résine est enlevée dans un bain d'acétone et le résultat est observé sous microscope (fig. IV.45). Une difficulté majeure de cette étape repose sur l'effet de la gravure chimique. Nous avons notamment observé une tendance de l'acide à se propager sous la résine et par conséquent à graver les zones protégées.

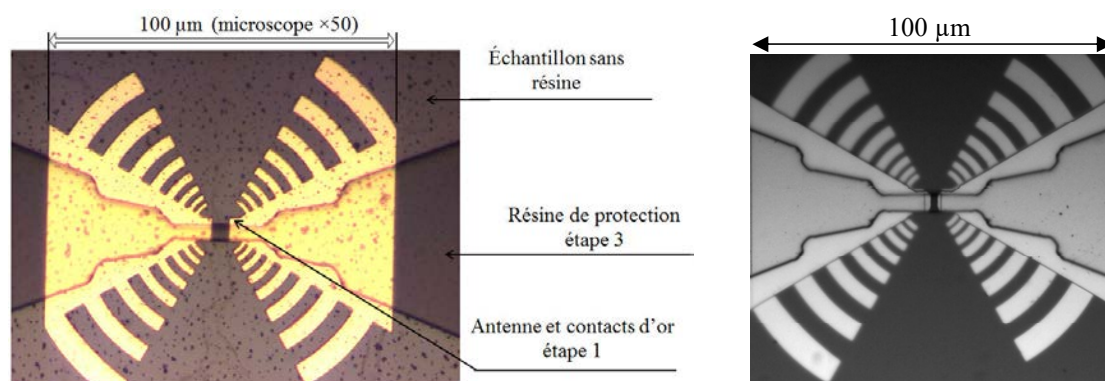


Figure IV.45 : Après enrésinement (à gauche) et après gravure à l'EDTA (à droite). L'étape n°2 (rétrécissement de la largeur du pont d'YBaCuO) n'a pas été effectuée ici.

IV.6.4 Étape n°4 (durée : 4 h 30)

L'étape n°4 a pour but de réaliser les circuits permettant les connexions aux six détecteurs fabriqués. Le processus reprend celui de l'étape n°3, en sélectionnant la portion du masque optique dédiée à l'étape n°4. Après développement, l'échantillon est placé sur le porte-échantillon intégré dans la machine de dépôt par pulvérisation cathodique (Denton Vacuum) ou par évaporation par canon à électrons (PLASSYS). Le dépôt d'or est typiquement de 200 nm d'épaisseur. Par évaporation, la vitesse de dépôt est mesurée en temps réel grâce à un mesureur d'épaisseur intégré au système. Une fois l'opération finie, l'échantillon, recouvert d'or, est plongé dans un bain d'acétone afin de dissoudre la résine sous la couche d'or. Une difficulté supplémentaire qui peut apparaître est le fait que beaucoup d'or reste sur l'échantillon et, par conséquent, les espaces entre les pistes des lignes de lecture sont relativement difficiles à débarrasser des couches d'or indésirables. À la fin de cette étape, l'échantillon comporte typiquement six détecteurs HEB prêts à être testés (fig. IV.46).

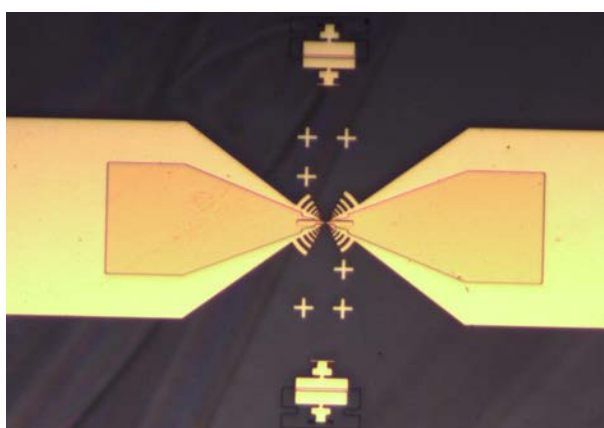


Image IV.46 : Photographie d'un nano-détecteur HEB à l'issue du processus technologique complet.

IV.6.5 Les alternatives possibles

Lors du choix des technologies à utiliser, certaines alternatives se sont présentées. Elles permettent de résoudre des problématiques secondaires, mais peuvent se trouver limitées dans leur application. Par exemple, une lithographie très longue risque de cumuler des erreurs de positionnement au cours du temps, ou encore certaines résines pourraient réagir avec la tri-couche sur laquelle elles sont déposées.

1 – Nous avons évité toute exposition directe de la tri-couche avec l'eau, mais des changements peuvent permettre aussi d'éviter les expositions indirectes. Lors du développement de la résine, le nanopont est toujours protégé par la résine, mais les parties voisines y sont exposées. Pour y remédier, certaines résines de lithographie électronique se rincent à l'isopropanol, comme la résine PMMA ou la résine ZEP. Ces résines nécessitent une dose bien plus élevée que l'UV III, respectivement $800 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour la PMMA et $120 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour la ZEP, à comparer à $10,5 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour l'UV III (réglage de dose inclus). Si cette solution est adoptée, il faudra diminuer les surfaces des marques de positionnement.

2 – Il est possible de réaliser les étapes n°2 et n°3 en même temps par deux méthodes différentes.

- La première méthode est d'utiliser une résine électro-sensible "négative", où les zones exposées resteront après le développement. En effet, les surfaces à protéger regroupent seulement les nanoponts et, optionnellement, une languette de tri-couche s'étendant de part et

d'autre des antennes planaires. Parmi les résines existantes, on trouve la "ma-N 2400" (rincée en solution alcaline) et la NEB-31 (rincée à l'eau).

- La deuxième méthode est d'utiliser une résine positive à la fois électro- et photosensible. Le principe est d'enchaîner la lithographie électronique de l'étape n°2 avec la lithographie optique de l'étape n°3, puis de développer. La difficulté principale est l'alignement : il faut que les deux lithographies soient parfaitement centrées l'une sur l'autre, et cela seulement à l'aide des motifs de positionnement de l'étape n°1. Le risque est que, pour les zones de résine exposées à la fois à une dose électronique et à une dose UV, la dose seuil acceptée par la résine ne soit dépassée et ne la "brûle", ce qui rendrait la résine impossible à enlever. L'UV III et la PMMA sont des résines pouvant être utilisées pour cette seconde méthode.

IV.7 Caractérisation des dispositifs

IV.7.1 Banc cryogénique de tests électriques et optiques

Le GeePs dispose d'un banc cryogénique (70 K – 300 K) permettant d'effectuer des mesures en transport électrique (résistance en fonction de la température, caractéristiques courant-tension à différentes températures) ainsi que des mesures optiques de détection directe en infrarouge proche (à 850 nm de longueur d'onde : l'avantage est qu'YBaCuO est un bon absorbant dans l'infrarouge proche). Des pré-tests de dispositifs type microponts (dimensions : $L = 5 \mu\text{m}$, $w = 15 \mu\text{m}$) sans antennes ont pu être effectués, permettant ainsi d'optimiser les étapes technologiques de lithographie optique (étapes n°3 et n°4). Ultérieurement, des dispositifs complets (nanoponts avec antennes) ont été testés d'un point de vue électrique avec ce banc (fig. IV.47). L'acquisition des mesures est traitée informatiquement par le logiciel Labview® [23].

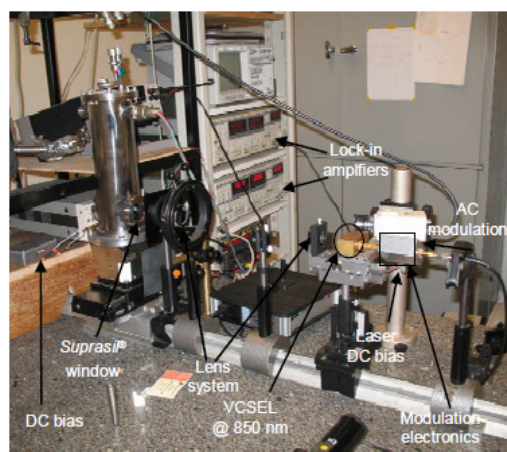


Figure IV.47 : Banc de tests électriques et optiques du GeePs [23].

IV.7.1.1 – Mesures électriques

Le banc comporte un cryostat compact (Advanced Research System Inc.) avec une fenêtre en quartz Suprasil®. Le refroidissement jusqu'à 70 K est effectué grâce à un cryogénérateur *Cryotiger*® (APD Cryogenics Inc.) qui se base sur la détente isenthalpique d'un fluide réfrigérant en circuit fermé. Pour améliorer la stabilité et l'efficacité du refroidissement, le cryostat est mis sous vide à l'aide d'une pompe primaire couplée à une pompe turbomoléculaire (Turbovac 50 de Leybold). La pression limite obtenue est aux alentours 10^{-6} mbar.

Un porte-échantillon en cuivre est installé en extrémité de la tête froide, à l'intérieur du cryostat. Une résistance chauffante est positionnée sur la tête froide. Une sonde de température (Pt100) est noyée dans l'épaisseur du porte-échantillon et collée avec du vernis *General Electric 7031*, choisi pour ses propriétés thermiques et diélectriques. La sonde de température et la résistance chauffante sont pilotées par un contrôleur de température (Lakeshore 331S) pour permettre l'asservissement en température. La stabilité est de ± 5 mK à 90 K. L'échantillon est collé avec le même vernis GE7031 sur une plaquette de cuivre comprenant un circuit imprimé et un connecteur mâle. Des fils d'or de $50 \mu\text{m}$ de diamètre sont micro-soudés entre les plots des dispositifs et les lignes de cuivre du circuit imprimé. La plaquette de cuivre est ensuite fixée sur le porte-échantillon dans le cryostat, le contact entre plaquette et porte-échantillon étant amélioré par de la graisse à vide. Le connecteur mâle sur la plaquette est fixé à un connecteur femelle relié aux connecteurs du cryostat. L'échantillon peut être câblé en deux ou quatre pointes. Les entrées/sorties (polarisation + lecture avec *SourceMeter* Keithley 2400) se font par l'intermédiaire d'une bride sur le cryostat équipée de connecteurs isolés SMB.

IV.7.1.2 – Mesures optiques

La source laser à 850 nm de longueur d'onde est une diode VCSEL en GaAs de puissance maximale 4 mW (modèle Honeywell HFE4080-322/XBA). La diode délivre une puissance nominale de $400 \mu\text{W}$ (donnée constructeur ; valeur mesurée : $300 \mu\text{W}$), et compte tenu des pertes dans le système optique de focalisation (voir ci-après), on mesure une puissance effective disponible de $200 \mu\text{W}$. La stabilité spectrale du laser est de l'ordre du nanomètre sur une période d'une heure.

La mise en forme du faisceau laser est réalisée par deux lentilles (Melles Griot) de distances focales 50 mm (collimation) et 145 mm (focalisation). Pour l'étude de la forme du faisceau, une caméra est utilisée (DataRay Inc. WinCamD-CCD™ modèle UCD23), qui permet d'analyser le profil spatial du faisceau. Le profil du faisceau en sortie du laser est gaussien et monomode de *waist* $200 \mu\text{m}$ (fig. IV.48). L'alignement des lentilles avec la source laser est facilité par l'utilisation d'une mire et d'un viseur infrarouge. Enfin, le faisceau est focalisé sur le détecteur se situant dans le cryostat ; ce dernier réglage est rendu possible avec la lentille à grande focale et doit prendre en compte la fenêtre du cryostat en quartz Suprasil®.

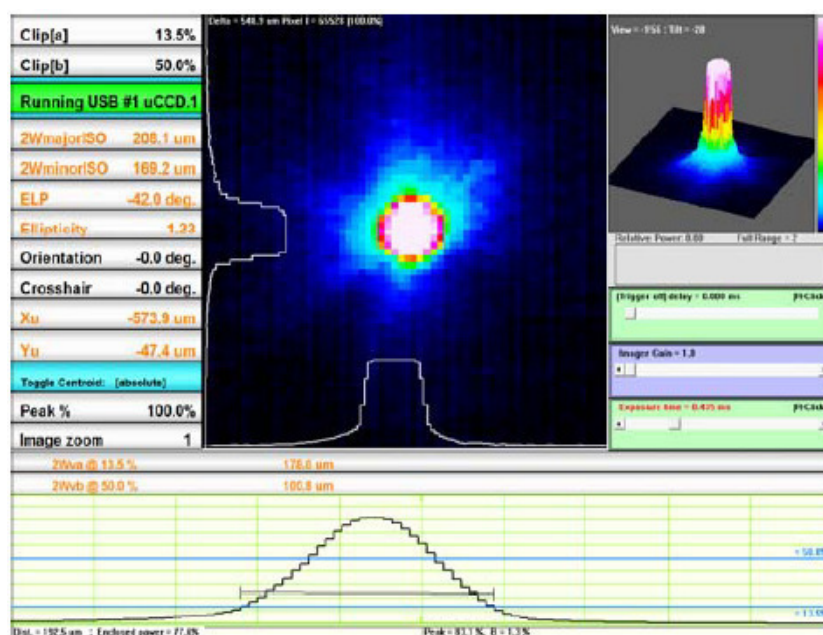


Figure IV.48 : Profil du faisceau laser après collimation et focalisation [23]. Diamètre mesuré $\approx 200 \mu\text{m}$.

L'alignement du faisceau laser sur le dispositif détecteur est assuré par un système de positionnement électromécanique permettant une translation verticale de 13 mm (MICOS ES-100) et une translation horizontale de 26 mm (MICOS LS-110) du cryostat. Ce système de positionnement est asservi par un contrôleur de positionnement (Corvus ECO) avec une précision de 2 μm .

Le laser peut être modulé électroniquement en amplitude entre 1 Hz et 15 MHz (générateur de fonctions HP 33120) et éventuellement jusqu'à 1,2 GHz (Marconi 2023). La polarisation en courant du dispositif est effectuée par une source faite maison (pile + résistance). La réponse AC (amplitude et phase) du dispositif est mesurée avec un détecteur synchrone numérique (Stanford Research SR 830 jusqu'à 100 kHz et SR 844 jusqu'à 250 MHz).

Des mesures à 2,5 THz ont été réalisées en 2006 dans le cadre d'un projet du CNES (tableau III, [24]), où les performances mesurées ont été reliées aux caractéristiques des couches supraconductrices utilisées. Dans ce manuscrit, les mesures effectuées sur des microponts ont pour objectif de déterminer de manière simple en infrarouge la qualité des couches supraconductrices et de les optimiser.

IV.7.2 Résultats

La difficulté du processus technologique réside dans la définition de la zone sensible sans dégradation des propriétés supraconductrices de la couche ultramince d'YBCO (effets indésirables en raison du *process* technologique : désoxygénation de la couche, vieillissement de la couche). Nous avons décidé de remettre à plat le *process* complet et d'optimiser ses étapes technologiques pour la réalisation dans un premier temps de microponts de bonne qualité supraconductrice (dimensions : $L = 5 \mu\text{m}$, $w = 15 \mu\text{m}$, épaisseur $\theta = 20\text{-}40 \text{ nm}$; étapes n°3 et n°4), puis dans un second temps de reproduire les étapes pour la réalisation des nano-constrictions (dimension sub-micrométriques : longueur L de 0,2 à 1 μm ; largeur w de 0,4 à 1 μm ; étapes n°1 à n°4). Pour ce faire, nous avons travaillé à partir d'échantillons type tri-couches PrBaCuO/YBaCuO/PrBaCuO (d'épaisseur $\theta \approx 20$ à 40 nm) fabriquées sur substrat de MgO (§IV.1.2) :

- ✓ par pulvérisation cathodique (CEA-INAC, Grenoble) ;
- ✓ par ablation laser (Unité mixte de physique CNRS-THALES) ;
- ✓ par co-évaporation thermique (THEVA/CERACO GmbH, Berlin, Allemagne).

Une trentaine d'échantillons (de surface $10 \times 10 \text{ mm}^2$) ont été fabriqués et testés (microponts pour la plupart). Nous synthétisons ci-après les résultats obtenus sur les échantillons du tableau IV.12.

Tableau IV.12 : Caractéristiques des échantillons dont les tests électriques et optiques ont été réalisés dans le cadre de la thèse (extrait du rapport final du projet ANR MASTHER).

Échant.	Origine/ process	Tricouche nm	Substrat mm	Taille mm	Lithogr.	Gravure	Dispositif ($w, L \mu\text{m}$)
C-1-1	CERACO co-évap.	Pr : 5 Y : 20 Pr : 5	MgO 0,25	10×10	Optique	Chimique	7 (5, 13)
T813-1	CEA-Gre. <i>Sputt.</i> DC	Pr : 4 Y : 20 Pr : 4	MgO 0,25	10×10	Optique	Chimique	6b* (5, 15)
LDM 1377	UMPHY <i>PLD</i>	Pr : 1.5 Y : 35 Pr : 3	MgO 0,5	10×10	Optique	Chimique	6b* (5, 15)
REAL 314	UMPHY <i>PLD</i>	Pr : 8 Y : 30 Pr : 4	MgO 0,5	10×10	Optique	Chimique	5b (5, 13)

* Désigne un dispositif avec antenne planaire intégrée.

IV.7.2.1 – Films d'YBaCuO élaborés par co-évaporation thermique

Les résultats obtenus avec les couches ultraminces déposées par co-évaporation thermique se sont avérés pour l'instant décevants. Les meilleurs des dispositifs ($L = 5 \mu\text{m}$, $w = 13 \mu\text{m}$, $\theta = 20 \text{ nm}$) présentent un comportement semi-conducteur : par exemple, pour le dispositif #C-1-2.7, sa résistance est de $600 \text{ k}\Omega$ à 300 K , puis de $1 \text{ M}\Omega$ à 200 K , et tend finalement vers $R_{\text{max}} \sim 1,2 \text{ M}\Omega$ à 85 K .

IV.7.2.2 – Films d'YBaCuO élaborés par pulvérisation cathodique

La qualité des tricouches ultra-minces déposées par pulvérisation cathodique est confirmée. Ainsi pour le dispositif #T813-1.6b ($w = 5 \mu\text{m}$, $L = 15 \mu\text{m}$, $\theta = 20 \text{ nm}$, avec antenne), cinq cycles cryogéniques (descente + remontée) ont été effectués entre 300 K et 80 K , avec des tests optiques venant en complément des tests électriques.

La figure IV.49 montre le comportement légèrement semi-conducteur entre 300 K ($R = 2400 \Omega$, $R_{\square} = 800 \Omega$) et 200 K ($R = 2500 \Omega$), sans doute dû à la couche de PrBaCuO. Puis le comportement devient métallique ($R = 2200 \Omega$ à 100 K , résistivité $\rho = 1450 \mu\Omega\cdot\text{cm}$), suivi de la transition supraconductrice avec $(dR/dT)_{\text{max}} = 150$ à $155 \Omega/\text{K}$ entre $84,5$ et $81,5 \text{ K}$ ($TCR = 12$ à $18 \text{ \%}/\text{K}$, respectivement) ; $(T_c)_{R=0} = 70\text{-}75 \text{ K}$ (par extrapolation). Nous n'avons pas noté de vieillissement prononcé du dispositif ($R_{300\text{K}} = 1960 \Omega$ avant le cycle 1 et $R_{300\text{K}} = 2420 \Omega$ après le cinquième cycle).

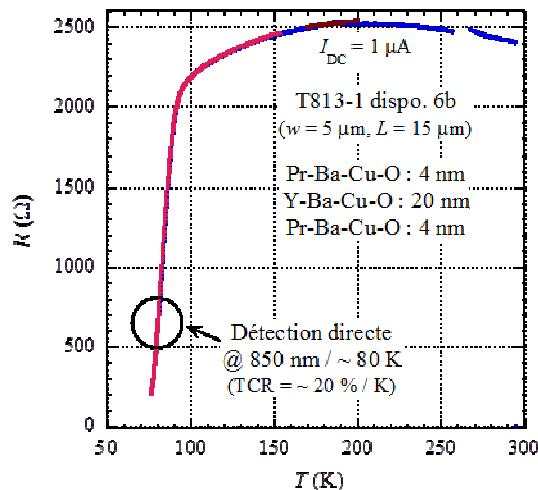


Figure IV.49 : Transition supraconductrice du dispositif # T813-1.6b (cycle cryogénique n°3), ayant donné lieu à une mesure de réponse bolométrique en infrarouge proche.

Des tests de validation de la réponse optique en régime bolométrique classique (détection directe) ont été effectués en infrarouge proche ($\lambda = 850 \text{ nm}$). Ces mesures ont été faites en régulant la température dans la région de plus forte pente de la transition ($T = 81,5 \text{ K}$, typiquement) et en modulant la source laser à basse fréquence (quelques Hz) afin de limiter l'atténuation du signal par diffusion de la chaleur dans le substrat. En raison du couplage non optimisé entre l'aire du spot laser (de diamètre $200 \mu\text{m}$) et celle du micro-pont supraconducteur (le rayonnement est réfléchi par l'antenne métallique en dehors de celui-ci), le courant de polarisation a été augmenté ($I_{DC} = 10 \mu\text{A}$, soit une densité de courant $J = 10^4 \text{ A}/\text{cm}^2$). La réponse en tension était de $2 \text{ V}/\text{W}$ entre 1 Hz et 5 Hz , pour chuter au delà en raison de la diffusion thermique dans le substrat. Ces valeurs sont conformes aux résultats des modèles "0D" et "1D" développés dans le chapitre III.

IV.7.2.3 – Films d'YBaCuO élaborés par ablation laser

Les tri-couches ultraminces élaborées par ablation laser ont révélé des résultats prometteurs, sans pour autant qu'il soit possible d'aboutir à des dispositifs fins en raison d'un compromis entre vieillissement et gravure de nano-ponts exploitables pour la fonction HEB. Des micro-ponts ont néanmoins été réalisés, avec de bonnes propriétés supraconductrices.

Ainsi, pour le dispositif #LDM1377.6b ($w = 5 \mu\text{m}$, $L = 15 \mu\text{m}$, $\theta = 35 \text{ nm}$, avec antenne), trois cycles cryogéniques (descente + remontée) ont été effectués entre 300 K et 80 K. De manière générale, nous avons observé un vieillissement rapide de la tri-couche, en raison sans doute de la faible épaisseur de la couche supérieure de PrBaCuO (1,5 nm). La figure IV.50 (gauche) montre ainsi l'évolution rapide de la résistance à la température ambiante entre le premier test ($R = 1410 \Omega$) et le cinquième test effectué après le deuxième cycle cryogénique ($R = 2310 \Omega$). Pour les deux cycles illustrés sur la figure IV.50 (droite), on note ce même effet de vieillissement du premier au troisième cycle cryogénique. Le comportement reste néanmoins métallique avant la transition. Pour le premier cycle par exemple, $R = 1530 \Omega$ à 290 K ($R_{\square} = 510 \Omega$), $R = 710 \Omega$ à 100 K ($\rho = 830 \mu\Omega\cdot\text{cm}$), suivi de la transition supraconductrice avec $(dR/dT)_{\text{max}} \sim 65 \Omega/\text{K}$ pour $T \sim 80,5 \text{ K}$ ($TCR \sim 33 \text{ \%}/\text{K}$) ; $(T_c)_{R=0} \sim 75 \text{ K}$ (par extrapolation).

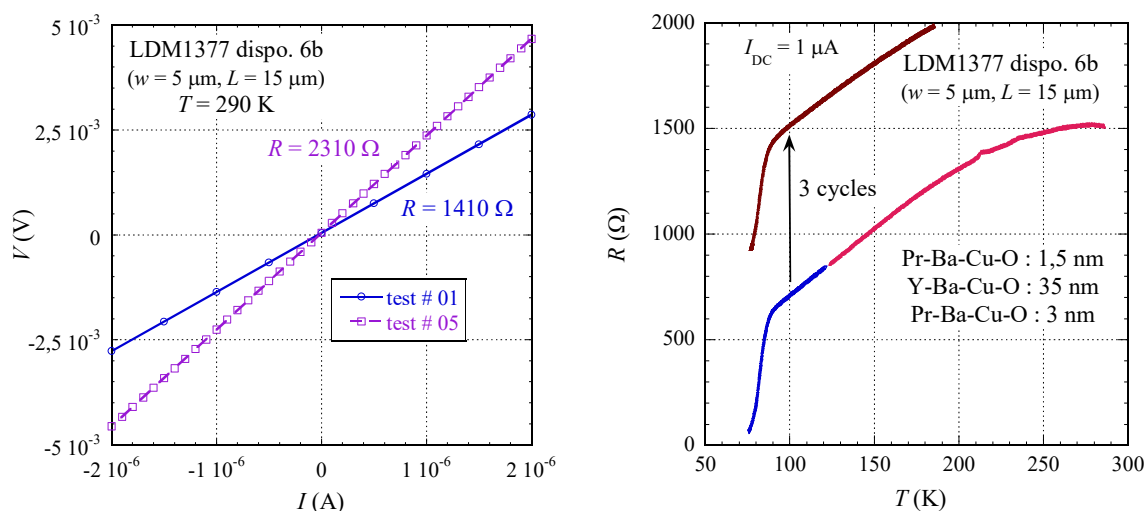


Figure IV.50 : Effets de vieillissement observés sur un micropont élaboré sur la tri-couche LDM1377.

À gauche : Caractéristiques I - V à température ambiante avant le 1^{er} et après le 3^e cycle cryogénique.

À droite : Transitions résistives R - T pour les 1^{er} et 3^e cycles cryogéniques.

En vue de pallier les effets de vieillissement, l'épaisseur de la couche supérieure de PrBaCuO a été augmentée de 1,5 nm à 8 nm (échantillon REAL314). Ainsi, pour le dispositif #REAL314.5b ($w = 5 \mu\text{m}$, $L = 13 \mu\text{m}$, $\theta = 30 \text{ nm}$), deux cycles cryogéniques (descente + remontée) ont été effectués entre 300 K et 80 K. Un léger vieillissement a été noté sur la résistance à température ambiante entre le test initial ($R = 1510 \Omega$, $R_{\square} = 580 \Omega$) et le dernier test effectué après le deuxième cycle cryogénique ($R = 2000 \Omega$, $R_{\square} = 770 \Omega$). Par contre, aucun vieillissement n'a été noté entre les deux cycles cryogéniques. Le premier cycle est représenté sur la figure IV.51. Comme noté sur d'autres échantillons, la couche supérieure de PrBaCuO induit un comportement semiconducteur au début de la descente en température ($R = 1950 \Omega$ à 300 K, $R = 2300 \Omega$ à 150 K). Puis le comportement devient métallique ($R = 2200 \Omega$ à 100K, $\rho = 2550 \mu\Omega\cdot\text{cm}$), suivi de la transition supraconductrice avec $(dR/dT) = 80 \Omega/\text{K}$ ($TCR = 5,3 \text{ \%}/\text{K}$) pour $T = 77,3 \text{ K}$ (température limite du cryogénérateur lors de ces expériences) ; $(T_c)_{R=0} \sim 65 \text{ K}$ (par extrapolation).

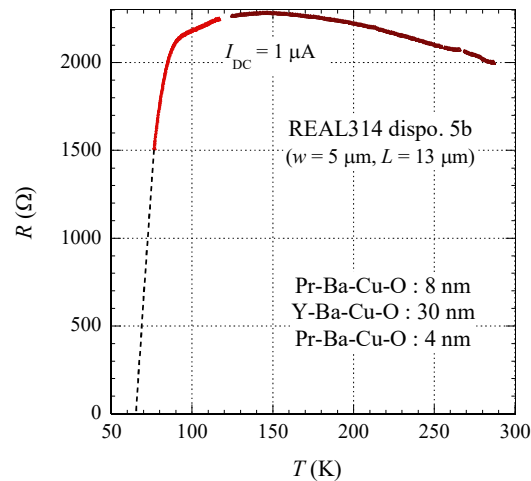


Figure IV.51 : Transition supraconductrice d'un micropont élaboré sur la tri-couche REAL314 (cycle cryogénique n° 2).

Au vu de ces résultats sur les tri-couches obtenues par ablation laser, il apparaît que des études complémentaires d'optimisation sont requises afin de réaliser un compromis entre :

- i) les effets de vieillissement ;
- ii) la tenue de la tri-couche au processus de réalisation des dispositifs HEB ;
- iii) les performances supraconductrices : $(T_c)_{R=0}$ élevée (> 80 K) et transition abrupte (TCR $\sim 30\%/K$).

Alors que les points i) et ii) vont dans le sens d'une augmentation d'épaisseur de la couche supérieure de PrBaCuO, ce serait plutôt le contraire pour le point iii).

IV.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les critères de sélection de la technologie de tri-couches PrBaCuO/YBaCuO/PrBaCuO sur substrat de MgO, pour la réalisation de nano-détecteurs HEB. Nous avons présenté également les techniques de dépôt de ces tri-couches par nos partenaires et les techniques de caractérisation de ces tri-couches au GeePs. Nous avons ensuite détaillé la fabrication en salle blanche des nano-dispositifs HEB. Finalement, nous avons décrit le banc de caractérisation cryogénique pour les tests électriques et optiques des nano-dispositifs HEB et nous avons présenté les résultats obtenus.

Il faut souligner ici que les défis majeurs pour ces HEB se situent dans :

- i) la réalisation de couches ultraminces (épaisseur inférieure à 40 nm) de très bonne qualité supraconductrice ; ce point avait été validé par le CEA-INAC avec des tri-couches PrBaCuO / YBaCuO / PrBaCuO, mais il avait aussi été montré au LGEP (désormais GeePs) que ces films étaient sujets à un vieillissement lié à la réactivité d'YBaCuO avec l'eau et le dioxyde de carbone atmosphériques [25] ;
- ii) la fabrication de constriction de dimensions transversales sub-micrométriques avec ces tri-couches, suivant un processus technologique délicat (combinaisons de lithographies électronique et optique) impliquant la co-intégration d'antennes THz planaires pour le couplage au rayonnement incident (signal et oscillateur local) ; ce point avait également été examiné au CEA-INAC puis transféré par le LGEP/GeePs à la CTU MINERVE d'Orsay,

montrant un taux de réussite très faible – eu égard en particulier à l'intégration de l'antenne venant altérer les caractéristiques supraconductrices de la tri-couche (voire même de supprimer la supraconductivité).

L'ensemble des études de technologie a confirmé l'extrême difficulté d'obtenir un dispositif performant avec son antenne, et vieillissant peu. Une trentaine de dispositifs (microponts pour la plupart) ont été testés, sur lesquels une demi-douzaine a montré des caractéristiques supraconductrices acceptables, dont deux ont fait l'objet de tests en détection infrarouge directe. Plus particulièrement, il s'agissait de prévenir le vieillissement des films d'YBaCuO ultraminces et surtout l'accélération de ce vieillissement à la suite du processus technologique complet. Il convient de noter qu'à l'heure actuelle, plusieurs groupes (dont le *Jet Propulsion Laboratory* [26]) examinent le matériau MgB₂ ($T_c \sim 40$ K) comme alternative à YBaCuO, a priori pour réaliser des HEB de meilleures performances ; mais les effets de dégradation de MgB₂ n'apparaissent pas comme encore résolus.

Références

- [1] E. Kaldis, Ed., *Materials and Crystallographic Aspects of HTC-Superconductivity*. Dordrecht: Springer Netherlands, 1994.
- [2] J. Jorgensen, B. Veal, A. Paulikas, L. Nowicki, G. Crabtree, H. Claus, and W. Kwok, “Structural properties of oxygen-deficient $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$,” *Phys. Rev. B*, vol. 41, no. 4, pp. 1863–1877, Feb. 1990.
- [3] R. L. Barns, and R. A. Laudise, “Stability of superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ in the presence of water,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 51, no. 17, p. 1373, 1987.
- [4] H. Behner, K. Rührschopf, G. Wedler, and W. Rauch, “Surface reactions and long time stability of YBCO thin films,” *Phys. C Supercond.*, vol. 208, no. 3-4, pp. 419–424, Apr. 1993.
- [5] A. Jager, J. C. Villegier, P. Bernstein, J. Bok, and L. Force, “Field effect in multilayered $\text{YBaCuO}/\text{PrBaCuO}$ devices,” *IEEE Trans. Applied Supercond.*, vol. 3, no. 1, pp. 2933–2936, Mar. 1993.
- [6] M. Aurino, “Réseaux de bolomètres à électrons chauds supraconducteurs à haute T_c en ondes terahertz : avancées technologiques,” thèse de doctorat de l'UPMC Univ. Paris 06, 2009.
- [7] E. Hammerstad, and O. Jensen, “Accurate Models for Microstrip Computer-Aided Design,” *Microwave symposium Digest, 1980 IEEE MTT-S International*, 1980, vol. 80, pp. 407–409.
- [8] A. Das, and S. K. Das, *Microwave engineering*. Boston: McGraw-Hill, 2000.
- [9] C. D. Marshall, A. Tokmakoff, I. M. Fishman, C. B. Eom, J. M. Phillips, and M. D. Fayer, “Thermal boundary resistance and diffusivity measurements on thin $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ films with MgO and SrTiO_3 substrates using the transient grating method,” *J. Appl. Phys.*, vol. 73, no. 2, p. 850, 1993.
- [10] E. A. Giess, R. L. Sandstrom, W. J. Gallagher, A. Gupta, S. L. Shinde, R. F. Cook, E. I. Cooper, E. J. M. O’Sullivan, J. M. Roldan, A. P. Segmuller, and J. Angilello, “Lanthanide gallate perovskite-type substrates for epitaxial, high- T_c superconducting $\text{Ba}_2\text{YCu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films,” *IBM J. Res. Dev.*, vol. 34, no. 6, pp. 916–926, Nov. 1990.
- [11] A. F. Degardin, and A. J. Kreisler, “Substrate induced effects in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ thin film growth,” in *Crystal growth in thin solid films: control of epitaxy*, M. Guilloux-Viry and A. Perrin Eds., Trivandrum, Kerala, India: Research Signpost, 2002, pp. 1-41.
- [12] F. Rönnung, S. Cherednichenko, D. Winkler, and G. N. Gol’tsman, “A nanoscale YBCO mixer optically coupled with a bow tie antenna,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 12, no. 11, pp. 853–855, Nov. 1999.
- [13] Q. Li, X. Xi, X. Wu, A. Inam, S. Vadlamannati, W. McLean, T. Venkatesan, R. Ramesh, D. Hwang, J. Martinez, and L. Nazar, “Interlayer coupling effect in high- T_c superconductors probed by $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}/\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ superlattices,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 64, no. 25, pp. 3086–3089, Jun. 1990.
- [14] F. Abbott, “Cuprate supraconducteur YBaCuO : élaboration de couches minces et optimisations croisées des propriétés structurales, électriques et micro-ondes,” thèse de doctorat de l'UPMC Univ. Paris 06, 2003.
- [15] S. Djordjevic, E. Farber, G. Deutscher, N. Bontemps, O. Durand, and J. P. Contour, “Low temperature dependence of the penetration depth in YBCO thin films revisited by mm wave transmission and surface impedance measurements,” *Eur. Phys. J. B*, vol. 25, no. 4, pp. 407–416, Feb. 2002.

- [16] W. Prusseit, "YBCO coating developments and applications in Europe," *FSST News*, vol. 85, no. 10–14, pp. 1–6, 2001.
- [17] R. J. Cava, B. Batlogg, K. M. Rabe, E. A. Rietman, P. K. Gallagher, and L. W. Rupp, "Structural anomalies at the disappearance of superconductivity in $\text{Ba}_2\text{YCu}_3\text{O}_{7-\delta}$: Evidence for charge transfer from chains to planes," *Phys. C Supercond.*, vol. 156, no. 4, pp. 523–527, Nov. 1988.
- [18] O. Schneegans, F. Houze, R. Meyer, and L. Boyer, "Study of the local electrical properties of metal surfaces using an AFM with a conducting probe," *IEEE Trans. Compon. Packag. Manuf. Technol. A*, vol. 21, no. 1, pp. 76–81, Mar. 1998.
- [19] I. Türer, A. F. Dégardin, and A. J. Kreisler, "UWB Antennas for CW Terahertz Imaging: Geometry Choice Criteria," in *Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics 10*, F. Sabath and E. L. Mokole, Eds. New York, NY: Springer New York, 2014, pp. 463–472.
- [20] I. Türer, "Modelling investigations for terahertz cooled and uncooled imaging arrays," thèse de doctorat de l'UPMC Univ. Paris 06, 2010.
- [21] M. J. Rooks, E. Kratschmer, R. Viswanathan, J. Katine, R. E. Fontana, and S. A. MacDonald, "Low stress development of poly(methylmethacrylate) for high aspect ratio structures," *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanometer Struct.*, vol. 20, no. 6, p. 2937, 2002.
- [22] F. K. Shokoohi, L. M. Schiavone, C. T. Rogers, A. Inam, X. D. Wu, L. Nazar, and T. Venkatesan, "Wet chemical etching of high-temperature superconducting Y-Ba-Cu-O films in ethylenediaminetetraacetic acid," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 55, no. 25, p. 2661, 1989.
- [23] V.S. Jagtap, "Development of instrumentation for thermal imaging arrays based on superconducting and semiconducting YBaCuO compound bolometers," thèse de doctorat de l'UPMC Univ. Paris 06, 2009.
- [24] A.J. Kreisler, A.F. Dégardin, M. Aurino, Ch. Péroz, J-C. Villégier, G. Beaudin, Y. Delorme, M.Redon, A. Sentz, "New trend in terahertz detection: high Tc superconducting hot electron bolometer technology may exhibit advantages vs. low Tc devices", *IEEE International Microwave Symposium (IMS 2007)*, pp. 345-34, 2007.
- [25] Ch. Péroz, A.F. Dégardin, J. C. Villégier, and A.J. Kreisler, "Fabrication and characterization of ultrathin PBCO / YBCO / PBCO constrictions for hot electron bolometer THz mixing applications," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 17, no. 2, pp. 637-640, 2007.
- [26] D. Cunnane, J. H. Kawamura, M. A. Wolak, N. Acharya, T. Tan, X. X. Xi, and B. S. Karasik, "Characterization of MgB_2 Superconducting Hot Electron Bolometers," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 25, no. 3, p. 2300206, 2015.

Conclusion générale

L'imagerie portable dans le domaine submillimétrique n'en est qu'à ses débuts. Les signaux disponibles dans cette bande sont plusieurs ordres de grandeur plus faibles que dans le visible ou l'infrarouge, et de ce fait peu de technologies sont disponibles pour émettre ou détecter dans la bande térahertz.

Dans cette thèse, nous avons proposé l'étude d'un détecteur pouvant répondre à ces contraintes, et qui fonctionne selon le principe des bolomètres à électrons chauds (HEB) à base d'YBaCuO. En effet, les HEB sont à la fois très sensibles et rapides de par leur fonctionnement à base de constriction supraconductrices. Ils peuvent également être adaptés à la détection hétérodyne dans la gamme térahertz grâce à leur microantenne planaire intégrée.

Fort de son expérience dans la mise en œuvre de films d'YBaCuO et de la réalisation de détecteurs bolométriques pour l'infrarouge, le GeePs a proposé, dans le cadre du projet MASTHER, de modéliser et d'élaborer les HEB à base d'YBaCuO afin de créer un démonstrateur pour la détection térahertz.

Nous avons d'abord proposé d'adapter la modélisation des HEB à basse température critique (utilisée jusqu'à présent afin de prédire les performances des détecteurs à base de microponts en NbN) à un matériau supraconducteur à haute température critique – l'YBaCuO. De plus, afin d'élargir la portée du modèle, nous avons introduit de nouveaux éléments réalistes, tels que l'influence de la fréquence de travail sur le matériau supraconducteur et la prise en compte de l'adaptation d'impédance de l'antenne térahertz avec le micropont.

Le travail réalisé apporte un point de vue que nous pensons nouveau sur les mécanismes de fonctionnement des HEB, et nous a permis de réévaluer les puissances d'oscillateur local estimées pour des performances optimales des HEB en YBaCuO. Nous avons pris en compte une distribution non-uniforme de la température des phonons, ainsi que l'absorption non-uniforme du signal térahertz le long du micropont (points jusqu'à présent omis).

Ces hypothèses ont une influence déterminante sur les conditions de fonctionnement qui vont piloter le HEB ; nous avons montré la possibilité de régler ces conditions en dimensionnant la surface du micropont ou même l'impédance de l'antenne térahertz.

La phase d'élaboration des HEB a commencé, quant à elle, par le transfert des méthodes de fabrication en salle blanche. Nous avons réussi à atteindre des dimensions submicrométriques pour les constriction des HEB. Cependant, la gravure de l'YBaCuO n'a pas encore convergé vers une reproductibilité satisfaisante. Le détail de ces procédures est présenté, ainsi que la démarche d'optimisation adoptée tout au long du travail de thèse. Les détecteurs résultant de cette procédure ont été analysés en détection directe dans l'infrarouge afin d'estimer leur qualité en sortie de fabrication.

Les résultats obtenus au cours de cette thèse permettent de s'orienter sur des technologies HEB se basant sur de nouveaux matériaux supraconducteurs, tels que MgB₂. La modélisation *hot spot* à courant RF est adaptable à tout type de matériau supraconducteur constitutif d'un HEB, la seule contrainte étant de définir la dépendance RF de la transition résistive du matériau.

Notre travail offre également une base solide pour de futurs projets, permettant d'améliorer nos résultats et de faire évoluer les étapes de fabrication sur plusieurs aspects.

Ainsi, en changeant de résine électronique, il est possible d'éviter tout rinçage avec de l'eau désionisée qui dégrade potentiellement la qualité des HEB. Ce procédé nécessite de ré-étalonner le masque électronique, car la dose nécessaire pour ces résines alternatives est d'au moins un ordre de grandeur plus élevé que celle utilisée dans notre thèse. Par conséquent le temps de lithographie électronique sera allongé, cet effet ne pouvant être corrigé qu'en réduisant la surface des marques de positionnement.

Une autre évolution possible consiste en la fusion de deux étapes, pour n'avoir qu'une seule phase de gravure. Dans ce cas de figure, la même résine sera utilisée en lithographie électronique et en lithographie optique. Cependant, il faudra faire succéder les insolations des dites étapes, ce qui implique une maîtrise précise du positionnement des masques et des doses utilisées pour éviter de brûler la résine en la sur-insolant.

Enfin, nous avons remarqué que la gravure ionique à base d'argon provoque un échauffement néfaste pour la résine et YBaCuO. Nous proposons donc d'utiliser la gravure ionique à base de xénon (introduite par le CEA-Grenoble) pour cette étape, ce qui diminuera grandement les effets thermiques. Cette solution est cependant onéreuse et peu de salles blanches en sont équipées.

DIFFUSION DES RÉSULTATS

PUBLICATIONS DANS DES REVUES INTERNATIONALES À RÉFÉRÉS

- P1.** R. Ladret, A.F. Dégardin, A.J. Kreisler, “Nanopatterning and hot spot modeling of YBCO ultrathin film constrictions for THz mixers,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **23** (3), p. 23003305 (2013).
- P2.** R.G. Ladret, A.J. Kreisler, A.F. Dégardin, “High-Tc micro and nano-constriction modelling: hot spot approach for DC characteristics and HEB THz mixer performance,” *J. Phys.: Conf. Ser.* **507**, p. 042020 (2014).
- P3.** R. Ladret, A.J. Kreisler, A.F. Dégardin, “YBCO-Constriction Hot Spot Modeling: DC and RF Descriptions for HEB THz Mixer Noise Temperature and Conversion Gain,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **25** (3), p. 2300505 (2015).

CONFÉRENCES INTERNATIONALES À COMITÉ DE SÉLECTION ET ACTES PUBLIÉS

- CiA1.** R.G. Ladret, A.J. Kreisler, A.F. Dégardin, “Superconducting high-Tc hot electron bolometers used as THz mixers: predicted performance by hot spot modeling,” *International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves (IRMMW-THz 2013)*, Mainz, Allemagne (1-6 September 2013), Présentation orale # Mo8-3, *IEEE Proc.* DOI [10.1109/IRMMW-THz.2013.6665541](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2013.6665541).
- CiA2.** R. Ladret, A.J. Kreisler, A.F. Dégardin, "Terahertz superconducting hot electron bolometers: technological issues and predicted mixer performance for Y-Ba-Cu-O devices", SPIE Europe Security + Defence, Amsterdam, NL (22 September 2014), Poster, *SPIE Proc.* **9252**, pp. 92520RD-1/12 (2014).
- CiA3.** A.J. Kreisler, R. Ladret, X. Galiano, V.S. Jagtap, A.F. Dégardin, “Superconducting & semiconducting Y-Ba-Cu-O oxides: Applications to cooled and uncooled IR/THz detection,” *Joint Symposium of the 3rd International Symposium on Microwave/THz Science and Applications (MTSA 2015) and the 6th International Symposium on Terahertz Nanoscience (TeraNano-6)*, Okinawa, Japan (30 June – 4 July 2015), © *TeraNano Proceedings*, **Invited oral presentation** #B2-1.
- CiA4.** R.G. Ladret, A.F. Dégardin, A.J. Kreisler, “YBaCuO HEB hot-spot model with non-uniform RF power: absorption: THz mixing frequency-dependent performance,” *International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves (IRMMW-THz 2015)*, Hong Kong (23-28 August 2015), Oral presentation # T1D-2, *IEEE Proc.* DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2015.7327695](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2015.7327695).
- CiA5.** A.J. Kreisler, R.G. Ladret, X. Galiano, A.F. Dégardin, , “Versatility of Y-Ba-Cu-O Oxides: Cooled Superconducting and Uncooled Semiconducting IR / THz Detectors,” *International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves (IRMMW-THz 2016)*, Copenhagen, Denmark (25-30 September 2016), *Submitted*.

CONFÉRENCES INTERNATIONALES À COMITÉ DE SÉLECTION SANS ACTES

- Ci1.** A.J. Kreisler, R. Ladret, J-C. Villégier, A.F. Dégardin, “Nano-patterning and modelling of PBCO/YBCO/PBCO ultrathin film constrictions for THz mixers,” *Applied Superconductivity Conference (ASC 2012)*, Portland, USA (7-12 October 2012). Poster #4EPE-06.
- Ci2.** R.G. Ladret, A.J. Kreisler, A.F. Dégardin, “High-Tc micro and nano-constriction modelling: hot spot approach for DC characteristics and HEB THz mixer performance,” *European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS 2013)*, Genova, Italie (15-19 September 2013), Poster # 2P-EL3-14.
- Ci3.** R.G. Ladret, A.J. Kreisler, A.F. Dégardin, “YBCO-constriction hot spot modeling: DC and RF descriptions for HEB THz mixer noise temperature, conversion loss and bandwidth”, characteristics and HEB THz mixer performance,” *Applied Superconductivity Conference (ASC 2014)*, Charlotte, USA (10-15 August 2014), Poster #3EPo2H-E-01.
- Ci4.** A.J. Kreisler, R.G. Ladret, X. Galiano, A.F. Dégardin, “YBCO-based radiation thermal detectors: Cooled and uncooled IR and THz devices,” *Yonezawa Conf. - Superconducting Electronics Materials and Physics (YC-SEMP 2014)*, Yonezawa, Japon (13-17 October 2014). **Invited oral presentation**.
- Ci5.** R.G. Ladret, A.F. Dégardin, A.J. Kreisler, “ Non-uniform RF power absorption in superconducting constrictions: Application to YBaCuO HEB hot spot model with THz frequency-dependent performance,” *12th European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS 2015)*, Lyon, France (6-10 September 2015), Poster # 2A-E-P-01.05.

- Ci6.** R.G. Ladret, A.J. Kreisler, J. Briatico, M. Serhir, V.S. Jagtap, A.F. Dégardin, "YBaCuO terahertz HEB performance issues in terms of ultrathin film elaboration technique and heterodyne mixer front end characteristics," *Applied Superconductivity Conference (ASC 2016)*, Denver, USA (4-9 September 2016), *Accepted for poster presentation*.

COLLOQUES NATIONAUX AVEC ACTES PUBLIÉS

- Cn1.** R. Ladret, A. Kreisler, A. Dégardin, "Bolomètres supraconducteurs à électrons chauds utilisés comme mélangeurs THz : performances de l'YBaCuO par un modèle *hot spot*," *Proceedings 13^{èmes} Journées de Caractérisation Micro-ondes et Matériaux (JCMM 2014)*, p. 2b-11, Nantes (24 – 26 mars 2014), présentation orale.

AUTRES PRÉSENTATIONS

- Pr1.** R. Ladret, «Nano-détecteurs ultra-sensibles pour récepteur térahertz passif», *Journée des doctorants du LGEP*, Supélec, 12 juin 2012, présentation orale "doctorant 1^{ère} année".
- Pr2.** R. Ladret, «Avancements sur la technologie et la simulation des HEB en YBCO», *Réunion d'avancement T0+12 du projet ANR MASTHER*, Unité mixte de physique Thales-CNRS, 5 décembre 2012, présentation orale.
- Pr3.** R. Ladret, «Nano-détecteurs ultra-sensibles pour récepteur térahertz passif», *Journée des doctorants du LGEP*, Supélec, 25 juin 2013, présentation poster "doctorant 2^{ème} année".
- Pr4.** R. Ladret, A. Kreisler, A. Dégardin «Mélangeur THz hétérodyne de type bolomètre à électrons chauds : modélisation et fabrication», *Journée NANO du réseau RENATECH-CNRS et du CEA LETI*, Orsay, 20 mars 2014, présentation orale.
- Pr5.** R. Ladret, «Modélisation térahertz des HEB en YBCO», *Réunion d'avancement T0+30 du projet ANR MASTHER*, LGEP-Supélec, 23 juin 2014, présentation orale.

Annexes

A.1 Calcul de la bande passante d'un HEB en détection directe

La sensibilité thermique est déduite de l'étude fréquentielle de la bande passante en détection directe, à partir des équations de la chaleur du HEB.

Les grandeurs utilisées sont les suivantes :

V_c est le volume de la constriction – C_e : la chaleur spécifique volumique des électrons – C_p : la chaleur spécifique volumique des phonons – τ_{ep} : le temps d'échange électron-phonon – α est le coefficient d'atténuation associé à la détection – P_{dis} : la puissance provenant de l'oscillateur local et de la source à détecter – P_j : la puissance dissipée par effet Joule – T_e est la température des électrons – T_p est la température des phonons – T_{ec} est la température des électrons utilisée pour le calcul de C_e et τ_{ep} (donc constant) – T_{pc} est la température des photons utilisée pour le calcul de C_p – T_0 : la température du bain froid.

A.1.1 Rappel de l'expression des équations de la chaleur

Nous reprenons le calcul à partir des équations de la chaleur, eq. III.19 et eq. III.20, en développant les termes d'échanges thermiques électron-phonon et phonon-substrat.

$$C_e V_c \frac{\partial T_e}{\partial t} = P_{dis} + P_j - \frac{C_e}{n T_{ec}^{n-1} \tau_{ep}} V_c (T_e^n - T_p^n) \quad \text{eq. III.19 (développée)}$$

$$C_p V_c \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{C_e}{n T_{ec}^{n-1} \tau_{ep}} V_c (T_e^n - T_p^n) - \frac{C_p}{m T_{pc}^{m-1} \tau_{esc}} V_c (T_p^m - T_s^m) \quad \text{eq. III.20 (développée)}$$

Le développement fréquentiel est dû à la composante oscillante de la puissance dissipée (de pulsation ω), et toutes les variables de calcul adoptent la même modulation :

$$I = I_0 - \tilde{I} e^{j\omega t}, \quad V = V_0 + \tilde{V} e^{j\omega t}, \quad P_j = P_{j0} + \tilde{P}_j e^{j\omega t}, \quad T_e = T_{e0} + \tilde{T}_e e^{j\omega t} \quad \text{et} \quad T_p = T_{p0} + \tilde{T}_p e^{j\omega t} \quad \text{eq. III.21}$$

$$\text{Nous rappelons aussi la relation : } \tilde{P}_j = I_0^2 \frac{R_L - R_0}{R_L + R_0} \frac{dR_0}{dT_e} \tilde{T}_e = \gamma \tilde{T}_e \quad \text{et} \quad \tilde{P}_{dis} = \tilde{P} = \alpha 2 \sqrt{P_{OL} P_S}$$

Le but est d'exprimer $S_T = \frac{\tilde{T}_e}{\tilde{P}}$ de l'équation III.24

A.1.2 Développement de la partie modulée à ω

En introduisant eq. III.21 dans eq. III.19 et III.20, et en isolant les termes en $e^{j\omega t}$ nous obtenons :

$$j\omega C_e V_c \tilde{T}_e = \alpha \tilde{P} + \gamma \tilde{T}_e - \frac{C_e}{T_{ec}^{n-1} \tau_{ep}} V_c (T_{e0}^{n-1} \tilde{T}_e - T_{p0}^{n-1} \tilde{T}_p) \quad \text{eq. III.22}$$

$$j\omega C_p V_c \tilde{T}_p = \frac{C_e}{T_{ec}^{n-1} \tau_{ep}} V_c (T_{e0}^{n-1} \tilde{T}_e - T_{p0}^{n-1} \tilde{T}_p) - \frac{C_p}{T_{pc}^{m-1} \tau_{esc}} V_c T_{p0}^{m-1} \tilde{T}_p \quad \text{eq. III.23}$$

A.1.3 Simplification du terme issu du bain de phonons

L'objectif pour la suite du calcul est d'exprimer \tilde{T}_e en fonction \tilde{T}_p à partir de l'eq. III.23 :

$$\left[j\omega C_p + \frac{C_e}{\tau_{ep}} \left(\frac{T_{p0}}{T_{ec}} \right)^{n-1} + \frac{C_p}{\tau_{esc}} \left(\frac{T_{p0}}{T_{pc}} \right)^{m-1} \right] \tilde{T}_p = \frac{C_e}{\tau_{ep}} \left(\frac{T_{e0}}{T_{ec}} \right)^{n-1} \tilde{T}_e$$

$$\left[\frac{C_e}{\tau_{ep}} \left(\frac{T_{p0}}{T_{ec}} \right)^{n-1} + \frac{C_p}{\tau_{esc}} \left(\frac{T_{p0}}{T_{pc}} \right)^{m-1} \right] \times \left[\frac{j\omega C_p}{\frac{C_e}{\tau_{ep}} \left(\frac{T_{p0}}{T_{ec}} \right)^{n-1} + \frac{C_p}{\tau_{esc}} \left(\frac{T_{p0}}{T_{pc}} \right)^{m-1}} + 1 \right] \tilde{T}_p = \frac{C_e}{\tau_{ep}} \left(\frac{T_{e0}}{T_{ec}} \right)^{n-1} \tilde{T}_e$$

Pour simplifier, nous introduisons $\tau_{\text{eff}} = \tau_{\text{esc}} \left(\frac{T_{p0}}{T_{pc}} \right)^{m-1}$ et $\tau_0 = \frac{\tau_{\text{eff}}}{\frac{\tau_{\text{eff}}}{\tau_{ep}} \frac{C_e}{C_p} \left(\frac{T_{p0}}{T_{ec}} \right)^2 + 1}$

Nous obtenons l'expression : $\frac{C_p}{\tau_0} \times [j\omega\tau_0 + 1] \tilde{T}_p = \frac{C_e}{\tau_{ep}} \left(\frac{T_{e0}}{T_{ec}} \right)^{n-1} \tilde{T}_e$

A.1.4 Expression finale issue de l'intégration de l'expression du bain de phonons dans l'expression du bain d'électrons

Nous introduisons la relation obtenue de l'eq. III.23 dans l'eq. III.24 pour déduire la relation fréquentielle définissant la sensibilité thermique :

$$j\omega C_e V_c \tilde{T}_e = \alpha \tilde{P} + \gamma \tilde{T}_e - \frac{C_e}{T_{ec}^{n-1} \tau_{ep}} V_c \left(T_{e0}^{n-1} \tilde{T}_e - \frac{T_{p0}^{n-1} \frac{C_e}{\tau_{ep}} \left(\frac{T_{e0}}{T_{ec}} \right)^{n-1}}{\frac{C_p}{\tau_0} \times [j\omega\tau_0 + 1]} \tilde{T}_e \right)$$

$$\left([j\omega\tau_0 + 1] \times \left[j\omega C_e - \frac{\gamma}{V_c} + \frac{C_e}{\tau_{ep}} \left(\frac{T_{e0}}{T_{ec}} \right)^{n-1} \right] - \left(\frac{C_e}{\tau_{ep}} \right)^2 \left(\frac{T_{e0} T_{p0}}{T_{ec}^2} \right)^{n-1} \right) \tilde{T}_e = \frac{\alpha}{V_c} \tilde{P} \times [j\omega\tau_0 + 1]$$

$$\left(\frac{C_e}{\tau_{ep}} \left(\frac{T_{e0}}{T_{ec}} \right)^{n-1} - \frac{\gamma}{V_c} - \left(\frac{C_e}{\tau_{ep}} \right)^2 \left(\frac{T_{e0} T_{p0}}{T_{ec}^2} \right)^{n-1} + j\omega \times \left[C_e - \frac{\tau_0 \gamma}{V_c} + \frac{\tau_0}{\tau_{ep}} \left(\frac{T_{e0}}{T_{ec}} \right)^{n-1} \right] C_e + (j\omega)^2 C_e \tau_0 \right) \tilde{T}_e = \frac{\alpha}{V_c} \tilde{P} \times [j\omega\tau_0 + 1]$$

$$\left(1 + j\omega\tau_{ep} \times \frac{1 - \frac{\tau_0\gamma}{C_e V_c} + \frac{\tau_0}{\tau_{ep}} \left(\frac{T_{e0}}{T_{ec}} \right)^{n-1} + j\omega\tau_0}{\left(\frac{T_{e0}}{T_{ec}} \right)^{n-1} - \frac{\gamma\tau_{ep}}{C_e V_c} - \frac{C_e}{\tau_{ep}} \left(\frac{T_{e0}T_{p0}}{T_{ec}^2} \right)^{n-1}} \right) \tilde{T}_e = \frac{\alpha\tau_{ep}}{C_e V_c} \tilde{P} \times \frac{j\omega\tau_0 + 1}{\left(\frac{T_{e0}}{T_{ec}} \right)^{n-1} - \frac{\gamma\tau_{ep}}{C_e V_c} - \frac{C_e}{\tau_{ep}} \left(\frac{T_{e0}T_{p0}}{T_{ec}^2} \right)^{n-1}}$$

Nous simplifions dans un premier temps : $C1 = \left(\frac{T_{e0}}{T_{ec}} \right)^{n-1} - \frac{\gamma\tau_{ep}}{C_e V_c}$; $C2 = C1 - \frac{\tau_0}{\tau_{ep}} \frac{C_e}{C_p} \left(\frac{T_{p0}T_{e0}}{T_{ec}^2} \right)^{n-1}$

$$\left(1 + j\omega\tau_{ep} \times \frac{1 + \frac{\tau_0}{\tau_{ep}} C1 + j\omega\tau_0}{C2} \right) \tilde{T}_e = \frac{\alpha\tau_{ep}}{C_e V_c} \tilde{P} \times \frac{j\omega\tau_0 + 1}{C2}$$

Puis dans un second temps : $\tau^2 = \frac{\tau_0\tau_{ep}}{C2}$, $\zeta = \frac{\tau_{ep} + \tau_0 C1}{2\tau C2}$ et $S_{Tmax} = \frac{\tau_{ep}}{V_c C_e C2}$

$$(1 + 2j\omega\tau\zeta + (j\omega)^2 \tau^2) \tilde{T}_e = S_{Tmax} \tilde{P} \times (j\omega\tau_0 + 1)$$

Soit l'expression de la sensibilité thermique : $S_T = \frac{\tilde{T}_e}{\tilde{P}} = S_{Tmax} \frac{1 + j\omega\tau_0}{1 + 2j\omega\tau\zeta + \tau^2 (j\omega)^2}$ (eq. III.24)

A.2 Premier masque de lithographie

Ce premier masque "MASTHER 01" est adapté des travaux de M. Aurino et a servi pour les premiers essais de fabrication de HEB dans cette thèse. Le but de ce masque était de maximiser le nombre de HEB tout en gardant certaines zones pour la mesure de la qualité de la couche.

Ce masque est adapté pour un échantillon de $20 \times 20 \text{ mm}^2$, c'est pourquoi il a été moins utilisé lorsque nous avons choisi de travailler sur des échantillons découpés en $10 \times 10 \text{ mm}^2$. Ci-dessous nous listons certaines des caractéristiques présentes sur le masque.

HEB monopixel

3 HEB dans la zone centrale (0 à 3mm du centre)

13 HEB à mi-distance (3 à 6mm du centre)

9 HEB dans « les coins » (6 à 8mm du centre)

Mesure résistance de contact ($4.5 \times 4.5 \text{ mm}^2$)

1 dans la zone centrale - 1 dans un coin

Mesure de l'épaisseur des dépôts ($0.3 \times 0.6 \text{ mm}^2$)

1 dans la zone centrale - 1 dans la zone à mi-distance - 1 dans un coin

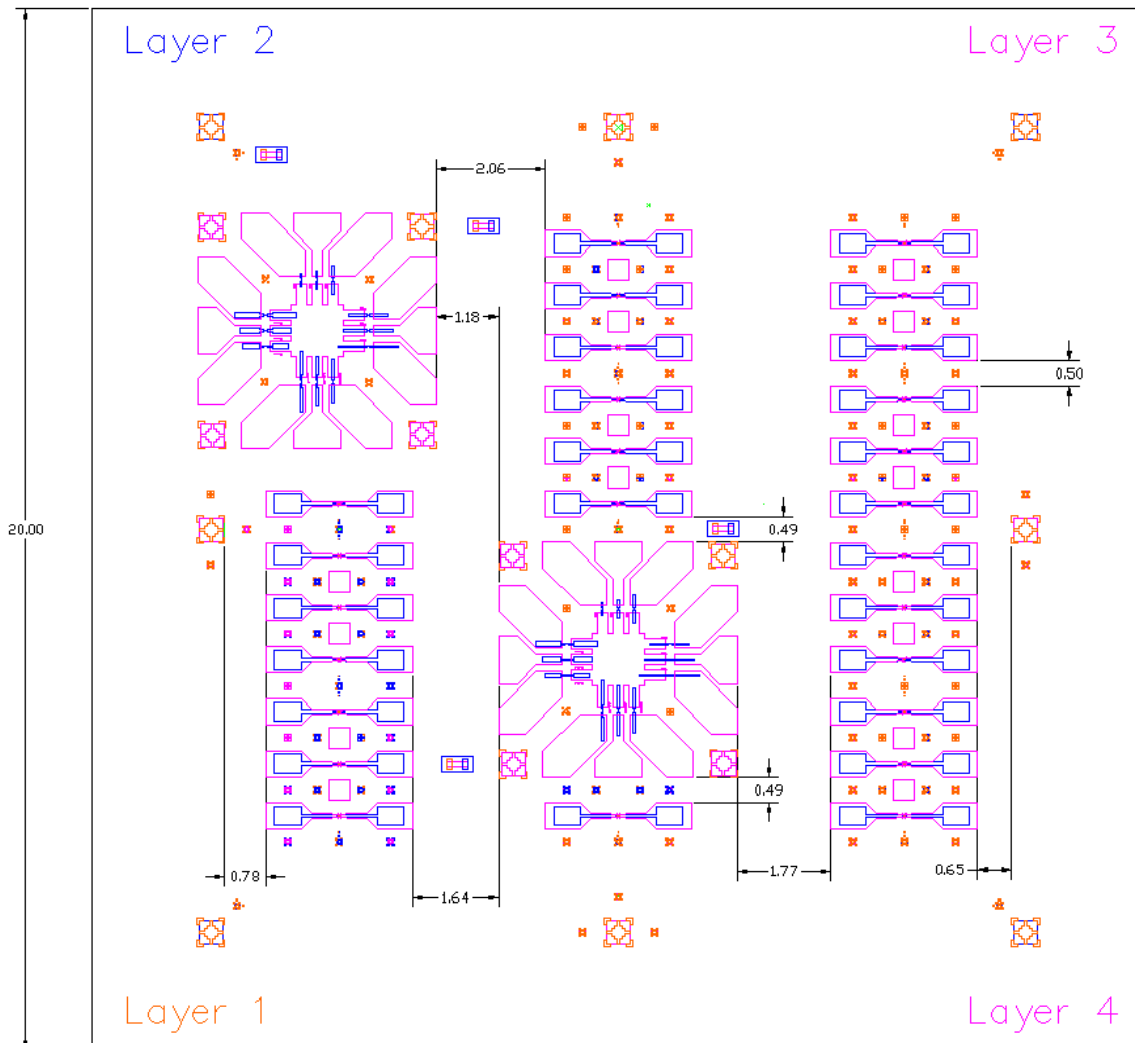


Figure A.1 : Aperçu du premier masque de lithographie utilisé (électronique layer 1 et 2 et optique layer 3 et 4).

A.3 Deuxième masque de lithographie optique

Ce deuxième masque "MASTHER 02" est bien plus orienté sur l'optimisation des techniques pour fabriquer les HEB. Il présente huit quadrants définissant trois niveaux de lithographie optique différents.

Le niveau 1 est la partie du masque utilisée pour l'étape 3 de la fabrication des HEB. Ce niveau peut être utilisé de deux façons : soit après l'étape 2 pour protéger la nanoconstriction obtenue en lithographie électronique et permettre de retirer la couche d'YBaCuO sur le reste de la nanoconstriction ; soit pour faire la définition de la largeur des ponts de la fabrication des HEB (à la place de l'étape 2). Dans ce dernier cas de figure, les constriction obtenues sont de dimension micrométrique, ce qui est ici idéal pour caractériser les couches et optimiser le procédé de gravure en se plaçant dans un cas simplifié, où les dimensions sont plus grandes que pour les HEB réalisés en lithographie électronique. Les largeurs disponibles sont 100 – 50 – 10 – 5 μm .

Le niveau 2 est la partie du masque utilisée pour l'étape 4 de la fabrication des HEB. Ce niveau peut être utilisé de deux façons : soit après l'étape 1 et 2 pour fabriquer des nano-constrictions, soit sans l'étape 1 pour fabriquer des micro-constrictions. C'est en référence à cette dernière utilisation que nous avons mentionné sur la figure A.2 que le niveau 2 "définit la longueur". Le niveau 2 permet en plus la lithographie des plots de mesure. Le plot de mesure de gauche est commun à tous les HEB (notons que le texte masque le fait que ce plot forme une surface fermée). Certaines des constriction ont une antenne imprimée dans le masque ; elles ont été introduites pour réaliser des tests de faisabilité des antennes térahertz lors de l'étape 4. Les différentes longueurs disponibles sont 30 – 20 – 15 – 13 – 5 – 3,5 – 2 μm .

Le niveau 3 a été introduit pour enlever une éventuelle couche d'or protectrice qui aurait été laissée à la surface de la micro/nanoconstriction. Dans le cas d'une micro-constriction, il faut utiliser les motifs ayant une séparation de 30 μm .

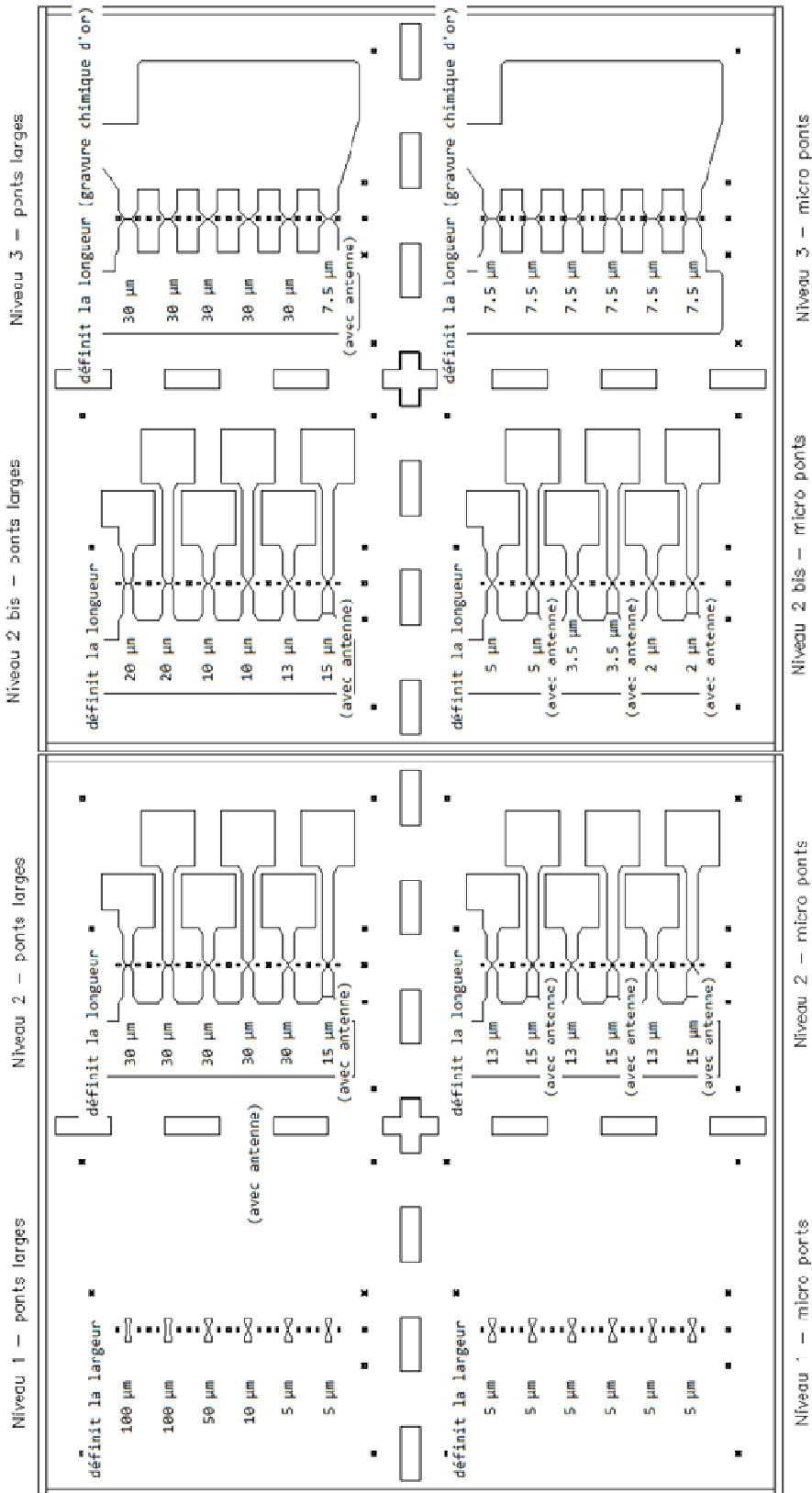


Figure A.2 : Aperçu du deuxième masque de lithographie optique utilisé "MASTHER 02". Les annotations présentes sur le masque ne font pas partie du masque réel.