



**HAL**  
open science

# Mélangeurs à bolomètres à électrons chauds sur membranes fonctionnant au-delà du THz pour l'instrument post-Herschel

Gregory Gay

► **To cite this version:**

Gregory Gay. Mélangeurs à bolomètres à électrons chauds sur membranes fonctionnant au-delà du THz pour l'instrument post-Herschel. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2013. Français. NNT : . tel-00976996

**HAL Id: tel-00976996**

**<https://theses.hal.science/tel-00976996>**

Submitted on 10 Apr 2014

**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

PRÉSENTÉE A

## L'OBSERVATOIRE DE PARIS

ÉCOLE DOCTORALE : Astronomie et Astrophysique d'Île-de-France – ED 127

Par Grégory GAY

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR de l'Université de Paris 6

SPÉCIALITÉ : Méthodes Instrumentales en Astrophysique et leurs applications Spatiales

### **Mélangeurs à bolomètres à électrons chauds sur membranes fonctionnant au-delà du THz pour l'instrument post-Herschel**

Directeur de recherche : Laurent PAGANI  
Co-directeur de recherche : Yan DELORME

Soutenue le : 29 novembre 2013

Devant la commission d'examen formée de :

M. Emmanuel LELLOUCH	LESIA	Président du jury
M. Paul CROZAT	IEF	Rapporteur
M. Alessandro NAVARRINI	IRAM	Rapporteur
M. François PAJOT	IAS	Examinateur
M. Luc LAPIERRE	CNES	Examinateur
Mme. Yan DELORME	LERMA	Co-directrice
M. Laurent PAGANI	LERMA	Directeur







## *Remerciements*

Je tiens à remercier chaleureusement Yan Delorme et Laurent Pagani, mes directeurs de thèse, pour leur accueil et leur soutien tout au long de cette aventure qu'a été ma thèse. Merci à Paul Crozat et à Alessandro Navarrini d'avoir accepté d'être rapporteurs de mon travail.

Merci à Luc Lapierre, Emmanuel Lellouch et François Pajot d'avoir accepté d'être membre de mon jury.

Je remercie bien entendu l'ensemble des personnels du LERMA et en particulier les membres de l'équipe GEMO qui m'ont accueilli pendant ces trois années. Plus particulièrement, je voulais simplement dire à tous ceux que j'ai côtoyés quotidiennement dans le bâtiment Lallemand : Jean-Michel Krieg, Yan Delorme, Alexandre Féret, Roland Lefèvre, Thibaut Vacelet (même s'il n'est pas au bâtiment Lallemand), Michèle Ba-Trung, Fabien Defrance, Frédéric Dauplay, Maurice Gheudin, Jean-Marie Munier et Pierre Bonnay, que j'ai beaucoup apprécié leur accueil, leur aide, leur sympathie, leur humour et grâce à eux et leurs qualités humaines je suis toujours venu travailler avec enthousiasme.

Je remercie également les personnels de l'atelier de mécanique et en particulier Laurent Pelay pour avoir fabriqué mes blocs mélangeurs.

Je remercie Christine Chaumont, Florent Reix et Josiane Firminy, pour leur aide dans mes travaux en salle blanche.

Je remercie toute l'équipe administrative du LERMA et en particulier Valérie Audon, pour son aide dans la résolution des problèmes administratifs.

Je remercie le CNES de m'avoir donné la chance d'accomplir ce travail, merci en particulier à Luc Lapierre, mon responsable au CNES, pour avoir toujours suivi avec attention l'avancée de mes travaux.

Je remercie Alain Maestrini qui est venu m'aider pendant des expériences en me faisant profiter de ses connaissances.

Je remercie Faouzi Boussaha qui m'a donné de nombreux conseils et m'a beaucoup aidé dans ma recherche d'un postdoc.

Un grand merci à mes parents qui m'ont toujours soutenu moralement et financièrement pour me permettre d'aller le plus loin possible dans mes études et surtout d'accomplir mon travail dans les meilleures conditions.

Enfin, mon dernier remerciement est pour ma charmante femme, Stéphanie, qui m'a toujours soutenue et m'a beaucoup aidé dans mon travail de rédaction de thèse, elle est aujourd'hui la seule professeure des écoles en maternelle qui sache ce qu'est un bolomètre à supraconducteur et qui connaisse bien le principe de la détection hétérodyne.

## SOMMAIRE :

<b>Chapitre 1 : Introduction</b> .....	<b>12</b>
1.1) UN PEU D'HISTOIRE...	12
1.2) LE DOMAINE DES TERAHERTZ .....	15
1.3) RADIOASTRONOMIE THZ.....	19
1.3.1) Conditions d'observations.....	19
1.3.2) Quelle astronomie fait-on dans le THz.....	24
1.3.3) Méthodes et technologies pour la détection THz .....	28
1.3.3.1) Détection directe.....	28
1.3.3.2) Détection hétérodyne .....	28
1.3.3.3) Supraconductivité .....	33
<b>Chapitre 2 : Le bolomètre à électrons chauds "HEB" .....</b>	<b>39</b>
2.1) LES BOLOMETRES .....	39
2.1.1) Principe de fonctionnement.....	39
2.1.1.1) Cas d'un bolomètre à semi-conducteur .....	42
2.1.1.2) Cas d'un bolomètre à supraconducteur.....	44
2.2) MELANGEUR A BOLOMETRE .....	45
2.3) HEB.....	46
2.3.1) Principe de fonctionnement.....	47
2.3.2) Refroidissement par diffusion des électrons vers un métal normal .....	50
2.3.3) Refroidissement par phonons .....	51
2.3.4) Modèle du Hot Spot .....	53
2.3.4.1) Effets de la réflexion d'Andreev et du courant critique.....	62
2.3.4.2) Modélisation numérique d'un HEB sur substrat épais.....	64
2.3.5) Modèle du hot spot pour les membranes .....	66
2.3.6) Analyse en régime petits signaux .....	71
2.3.7) Bruits du mélangeur HEB .....	74
2.3.7.1) Bruit Johnson.....	75
2.3.7.2) Bruit de fluctuation thermique .....	76
2.3.7.3) Limite de bruit quantique .....	76

2.3.8) Bandes passantes.....	77
<b>Chapitre 3 : Couplage du signal .....</b>	<b>81</b>
3.1) STRUCTURE QUASI-OPTIQUE.....	82
3.1.1) Lentille et antenne intégrées .....	82
3.1.2) HEB sur membrane et miroir .....	83
3.1.2.1) Bloc mélangeur avec miroir axial .....	84
3.1.2.2) Bloc mélangeur avec miroir hors axe.....	86
3.2) ANTENNES PLANAIRES.....	87
3.2.1) Antenne log-spirale.....	88
3.2.2) Antenne double fente .....	90
3.3) DESIGN ET SIMULATION DES ANTENNES .....	93
3.3.1) Etude d'une antenne log-spirale .....	93
3.3.2) Etude de l'antenne double fente.....	101
3.3.3) Antenne + miroir .....	111
3.3.3.1) Miroir axial .....	112
3.3.3.2) Miroir hors axe .....	115
<b>Chapitre 4 : Fabrication des composants et des blocs mélangeurs .....</b>	<b>119</b>
4.1) FABRICATION DES HEB SUR MEMBRANE .....	120
4.1.1) Techniques de micro et nano-fabrication .....	120
4.1.1.1) Dépôt chimique en phase vapeur basse pression.....	120
4.1.1.2) Pulvérisation cathodique à magnétron.....	120
4.1.1.3) Evaporation par bombardement avec canon à électrons.....	121
4.1.1.4) La photolithographie .....	122
4.1.1.5) La lithographie électronique .....	123
4.1.1.6) Technique du lift-off.....	124
4.1.1.7) Gravure ionique réactive.....	125
4.1.1.8) Gravure humide .....	125
4.1.2) Procédé de fabrication .....	131
4.1.2.1) La membrane SiO <sub>2</sub> /Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> .....	131
4.1.2.2) Le film supraconducteur de NbN .....	131
4.1.2.3) Réalisation de l'antenne et du nano-pont HEB.....	132
4.1.2.4) Libération de la membrane SiO <sub>2</sub> /Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> .....	137

4.2) REALISATION DES BLOCS MELANGEURS .....	143
4.2.1) Bloc mélangeur axial.....	143
4.2.2) Bloc mélangeur hors axe.....	147
<b>Chapitre 5 : Caractérisations des mélangeurs HEB .....</b>	<b>151</b>
5.1) CARACTERISATIONS DC.....	151
5.1.1) Mesures sous pointes à température ambiante.....	151
5.1.2) Mesures à la canne cryogénique .....	153
5.2) CARACTERISATIONS RF ET MESURES HETERODYNES.....	157
5.2.1) Présentation du cryostat.....	158
5.2.2) Préparation du banc de mesure hétérodyne .....	160
5.2.3) Caractérisation hétérodyne .....	164
5.2.3.1) Mesures de la température de bruit $T_{rec}$ .....	168
5.2.3.2) Gain de conversion et correction de la température de bruit.....	173
5.2.4) Mesures FTS.....	175
5.2.5) Mesure de la bande passante FI .....	178
<b>Chapitre 6 : Conclusions et perspectives.....</b>	<b>183</b>
<b>Chapitre 7 : Bibliographie.....</b>	<b>187</b>





## Chapitre 1 : Introduction

### 1.1) Un peu d'histoire...

L'homme a depuis très longtemps observé le ciel, que ce soit dans un but scientifique ou religieux. L'histoire de l'astronomie remonterait à plus de 7 000 ans avant notre ère, ce qui fait d'elle la plus ancienne des sciences. En effet, d'après l'archéologie, certaines civilisations disparues de l'époque du Néolithique (entre 9 000 et 3 300 avant J.C.) devaient déjà avoir des connaissances en astronomie. Bien entendu, pendant ces premiers milliers d'années les observations astronomiques se faisaient à l'œil nu. Ce qui n'a pas empêché un grand nombre de découvertes, comme le caractère périodique des équinoxes et leur relation avec le cycle des saisons. Les Mayas avaient réussi à décrire les phases et les éclipses de Vénus. Les grecs ont progressivement élaboré des théories géocentrique et héliocentrique. En 1609, Galilée, qui travaille alors à l'amélioration d'une longue vue conçue par le Hollandais Hans Lippershey, crée une lunette et décide de la pointer vers le ciel. C'est la première fois qu'un instrument permettant de capter la lumière a été utilisé pour faire de l'astronomie, c'est la naissance de la lunette astronomique et avec elle, de l'astronomie moderne. Pendant les décennies qui ont suivies, de nombreux scientifiques ont utilisé cet instrument. En 1671, en plus de travailler sur les lois du mouvement qui donneront naissance à la théorie de la gravitation et de construire le premier télescope réflecteur, Isaac Newton fait imprimer cette année là, un texte décrivant ses expériences en optique. Il y fait mention d'une décomposition en plusieurs couleurs de la lumière blanche du Soleil en la faisant passer dans un prisme. Il nomme cette décomposition le *spectre* de la lumière. Il pensait que la lumière était constituée de corpuscules de différentes couleurs. En 1678, Christian Huygens propose une théorie ondulatoire de la lumière, qui ne sera publiée qu'en 1690. Pendant plus de 100 ans, la théorie corpusculaire de Newton sera préférée à l'approche ondulatoire de Huygens, cela en grande partie grâce à l'immense notoriété dont bénéficiait Newton. Mais surtout, ces théories ne traitent que de la lumière visible bien évidemment, le spectre au delà des frontières du visible restera tapi dans l'ombre encore plus d'un siècle. En 1786, une publication anonyme intitulée "*Experiments and Observations on Lights and Colours*" introduit de manière explicite l'existence d'un rayonnement au-delà des frontières du visible. Des recherches sur des articles rejetés, mais néanmoins conservés

par la Royal Society, ont permis d'établir que l'auteur de ce document était John Elliot [1]. Ce n'est que 14 ans plus tard, en 1800, que William Herschel découvre le rayonnement infrarouge lors d'une expérience [2]. Alors qu'il était en train de mesurer avec un thermomètre à mercure la température propre de chaque couleur du spectre obtenu en dispersant la lumière du Soleil par un prisme, il se rendit compte que la température était plus élevée vers le rouge.

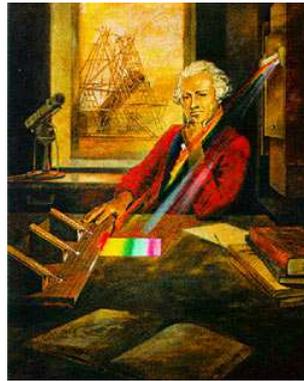


Figure 1-1 : Portrait de William Herschel.

En déplaçant encore le thermomètre au-delà du rouge, la température continuait d'augmenter alors que cette zone n'était, à priori, pas éclairée. Il déduit dans un premier temps que ces *rayons calorifiques* (ancien nom donné par Herschel aux rayons infrarouges) étaient de même nature que la lumière visible et que l'œil n'y était pas sensible, mais il revint sur cette hypothèse. Cette découverte est le point de départ de l'exploration d'un monde invisible et cela inspire d'ailleurs d'autres chercheurs comme Johann Wilhelm Ritter qui en 1801 décide de faire des recherches de l'autre côté du spectre. Ritter utilise du chlorure d'argent (constituant des pellicules photos argentiques) qui était connu pour sa propriété à noircir en présence de lumière et ce d'autant plus fortement que la lumière se rapprochait du bleu. Il constate que le chlorure d'argent continue de noircir en dehors de la zone éclairée en bleu ; Ritter prouve ainsi l'existence d'un rayonnement au delà du bleu. Etant donné que ces rayons interagissent avec le chlorure d'argent, ils sont appelé *rayons chimiques* (ancien nom des rayons UV). En 1804, Thomas Young prouve, en les diffractant, que les rayons chimiques ont un comportement identique à la lumière visible. Mais il faudra attendre encore quelques décennies avant que ces *rayons chimiques* et *calorifiques* soient considérés comme faisant partie de la lumière, notamment grâce aux travaux de Macedonio Melloni et d'Alexandre Edmond Becquerel en 1842. Enfin c'est surtout James Clerk Maxwell qui va définir la lumière comme étant une onde électromagnétique dont le spectre est bien

plus large que le visible. Il écrit dans son article de 1864, *A Dynamical Theory of the Electromagnetic field*: "L'accord des résultats semble montrer que la lumière et le magnétisme sont deux phénomènes de même nature et que la lumière est une perturbation électromagnétique se propageant dans l'espace suivant les lois de l'électromagnétisme". A présent, les ondes radio, le rayonnement infrarouge, la lumière visible, les UV, les rayons X et les rayons Gamma font tous partie de la même famille, ce sont des ondes électromagnétiques (figure 1-2).

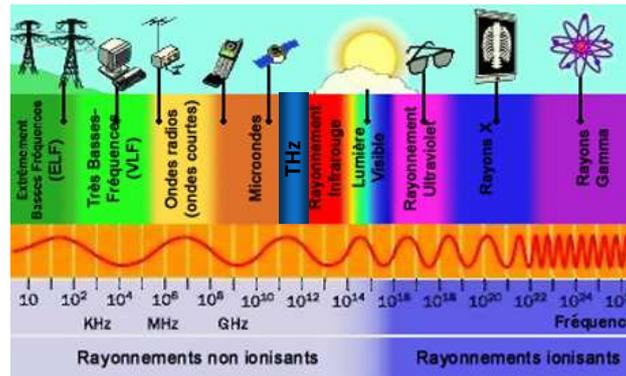


Figure 1-2 : Spectre électromagnétique.

Bien que l'existence de la lumière en dehors du domaine visible ait été dévoilée en 1800, l'astronomie a été étudiée presque uniquement par la fenêtre du visible pendant encore plus d'un siècle. Presque, car il y eu quelques tentatives de détection en infrarouge après 1830 mais sans avancée majeure pendant longtemps.

En 1931, un jeune ingénieur radio du nom de Karl Guthe Jansky travaille dans les laboratoires de *Bell Telephone* dans le New Jersey. La société souhaitait étudier la possibilité d'utiliser des ondes entre 10 et 20 m de longueur d'onde pour faire des communications radiotéléphoniques transatlantiques. C'est Jansky qui a la charge d'étudier les éventuelles sources pouvant parasiter les communications. Pour cela, il construit une antenne pouvant

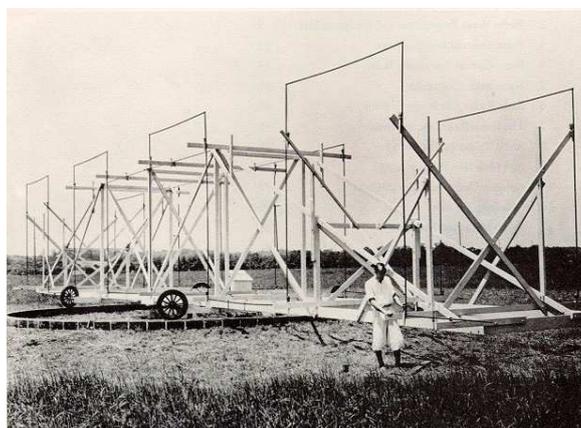


Figure 1-3 : L'antenne de Jansky est la première antenne à capter un signal radio extraterrestre.

capter les ondes radio à 20,5 MHz (soit environ 14,6 m de longueur d'onde) (figure 1-3). Après plusieurs mois d'enregistrement, Jansky identifie des sources de parasites : des orages voisins, des orages lointains et un signal faible mais régulier d'origine inconnu. Il décide de continuer ses mesures sur ce dernier signal pendant plusieurs mois. Il se rend compte que le signal a une période de 23 h 56 min (un jour sidéral, ce qui est caractéristique des étoiles fixes) et que l'intensité est plus forte en direction du centre de la voie lactée, dans la constellation du Sagittaire. Jansky comprend alors qu'il vient de détecter un signal radio émis en dehors de notre planète. La nouvelle est rendue publique et est publiée par le *New York Times* le 5 mai 1933. La radioastronomie est née avec cette découverte et certains chercheurs comprennent alors qu'il y a d'autres choses à "voir" dans l'espace que ce que nos yeux peuvent entrevoir. Inspirés par cette découverte, deux hommes vont continuer les recherches dans ce domaine et vont grandement participer au développement de la radioastronomie, il s'agit de Grote Reber et de John Kraus. Les décennies qui suivent vont être animées d'un grand nombre de découvertes astronomiques, de la détection du fond diffus cosmologique (première lumière émise, 380 000 ans après le *Big Bang*) à la découverte des planètes extrasolaires, en passant par le sondage des atmosphères des planètes de notre système solaire, l'étude des nuages interstellaires ou encore l'évolution des étoiles. Toutes les longueurs d'ondes ont été mises à contribution pour nous offrir toujours plus d'informations sur le monde qui nous entoure. Tout cela est rythmé par les évolutions technologiques offrant des moyens de détection toujours plus performants dans chaque bande de fréquence de la lumière.

## 1.2) Le domaine des térahertz

Dans le cadre de cette thèse, nous allons présenter les derniers développements d'un détecteur dédié à la spectroscopie dans le domaine térahertz (THz). Dans ce paragraphe nous nous focaliserons sur cette bande de fréquence, expliquerons quels sont les moyens de l'observer et ce que nous pouvons apprendre à ces longueurs d'ondes.

La bande de fréquence THz est la région du spectre électromagnétique faisant le lien entre les domaines micro-onde et infrarouge ; c'est d'ailleurs pour cela qu'elle est également nommée domaine submillimétrique ou encore infrarouge lointain. Il n'y a pas de frontière

franche entre les différentes bandes de fréquences, si bien que nous trouverons dans la littérature plusieurs définitions de l'étendue du domaine THz. La plupart du temps, les bornes sont choisies pour couvrir 1 ou 2 décades. Dans la suite de ce travail, la bande THz est définie arbitrairement comme étant l'intervalle situé entre 0,1 et 10 THz, ce qui correspond à des longueurs d'ondes allant de 3 mm à 30  $\mu\text{m}$ . Dès 1925, de grands chercheurs se sont intéressés à cette bande de fréquence [3]. Cependant, cette portion du spectre électromagnétique est restée inexplorée pendant longtemps et pas uniquement en astronomie mais dans tous les domaines de recherche. Cela s'explique d'abord par un fort manque de sources suffisamment puissantes et fiables et ensuite par l'absence de détecteurs simples à employer. Pour bien comprendre cette problématique, il est important de noter que le THz constitue une passerelle entre deux mondes que sont l'électronique et la photonique, respectivement associés aux micro-ondes et aux infrarouges proches. Ainsi les techniques employées pour la détection ou l'émission dans le domaine THz sont des adaptations des techniques et technologies de chacun de ces deux mondes. C'est pourquoi, le guidage du signal peut être assuré aussi bien par des guides d'ondes, que par des lentilles ou des miroirs. La détection se fait, elle, soit par des antennes hyperfréquences, soit par des détecteurs photoniques à base de semi-conducteurs extrinsèques ou de bolomètres. Enfin, les sources THz peuvent être électroniques avec des diodes, Gunn ou Schottky associées à des multiplicateurs de fréquence, ou optique avec des lasers moléculaires ou des lasers à cascade quantique (QCL). Tout cela n'est qu'un bref exemple des technologies disponibles ou en développement. Malgré le fait que la bande THz bénéficie des techniques des deux domaines voisins, la tâche n'en est pas pour autant simplifiée, bien au contraire. En effet, pour ce qui concerne les sources, qu'elles soient issues du domaine optique ou électronique, leur efficacité chute fortement lorsque les sources sont extrapolées vers le THz. Il existe donc une sorte de "fossé" THz, comme le dit J.-L. Coutaz dans son ouvrage [4] (figure 1-4). Les avancées technologiques tendent à réduire ce "fossé". Au début des années 1990, l'arrivée sur le marché des lasers femtosecondes [5] fiables et performants, va permettre de faciliter l'accès aux infrarouges lointains et de nombreux laboratoires vont alors travailler dans le THz. Le tableau 1-1 tiré de [4], présente un résumé de différentes sources THz communément employées. Des détails sur chacune de ces sources sont disponibles sur cette même référence.

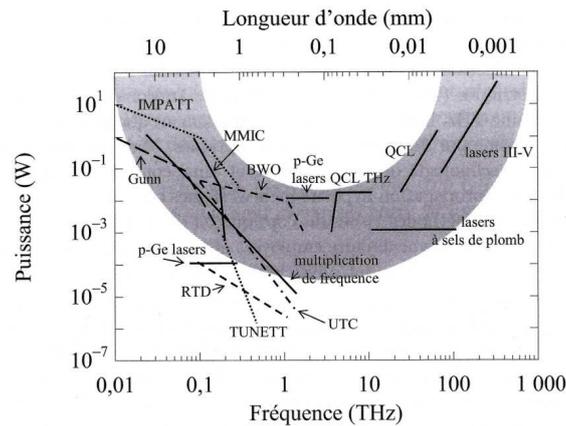


Figure 1-4 : Décroissance de la puissance de différentes sources électroniques et optiques aux abords du domaine THz [4].

Source	Gamme spectrale (THz)	Puissance	Avantages	Inconvénients
Corps noir	Toute la gamme	pW à 0,1 THz μW à 10 THz	Simplicité Large bande	Peu puissant, incohérent
Gunn	0,1 → 1	100 mW 0,1 mW	Compact	Fréquence limitée
IMPATT (Impact Avalanche And Transit Time diode)	→ 0,3	10 mW	Compact	Fréquence limitée
TUNETT, RTD (resonant tunneling diodes)	→ 0,4	10 μW	Compact	Peu puissant, fréquence limitée
Smith-Purcell	Toute la gamme	100 nW	Accordable	Gros appareil
FEL (Free Electron Lasers)	Toute la gamme	Très puissants → 100 W	Puissance spectre	Grands instruments
BWO (Backward Wave Oscillator)	→ 0,2	10 μW	Compact accordable	Bruyant, peu puissant, fréquence limitée
Lasers moléculaires	Raies spectrales	Ex: CH <sub>3</sub> OH 100 mW à 2,52 THz	Pureté spectrale	Stabilité, aucune accordabilité
Lasers QCL (Quantum Cascade Lasers)	1,9 ←	10 mW	Compact, rendement	Cryogénie, puissance
Optoélectronique				
Impulsionnel	0,1 → 60	μW	Spectre cohérent, aspect temporel	Puissance limitée, résolution spectrale
CW battement optique	→ 3	μW	Compact, pureté spectrale	Puissance faible

Tableau 1-1 : Sources THz communes avec leurs puissances et les avantages et inconvénients de chacune [4].

En ce qui concerne la partie détection, il existe également des difficultés techniques à extrapoler les technologies des domaines électronique et optique. Les dimensions d'une antenne ou d'un guide d'onde sont inversement proportionnelles à la fréquence du signal, ainsi la montée en fréquence rend la fabrication des composants de plus en plus délicate. Ensuite, l'effet photoconducteur des détecteurs à semi-conducteur intrinsèque employés dans le visible et l'infrarouge proche, ne peut être utilisé ici car les photons THz ont une énergie assez faible, quelques meV (voir tableau 1-2). Les semi-conducteurs intrinsèques ont une bande interdite (énergie de *gap*) entre la bande de valence et la bande de conduction (figure 1-5) qui va de la centaine de meV à quelques eV. Pour qu'il y ait photoconduction, il faut que les photons arrivant sur le détecteur aient une énergie au moins égale à l'énergie de *gap*. L'énergie d'un photon est liée à sa fréquence par l'équation 1-1. Un semi-conducteur intrinsèque peut donc détecter des photons dont la fréquence est comprise entre 3000 et 30 THz, ce qui correspond à des longueurs d'ondes allant de 100 nm à 10  $\mu\text{m}$ . Le tableau 1-2, présente l'énergie associée à un photon pour quelques fréquences.

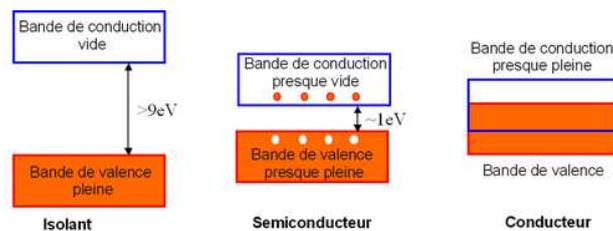


Figure 1-5 : représentation des bandes d'énergie dans un isolant, un semi-conducteur et un conducteur.

$$E = h\nu = h \frac{c}{\lambda} \quad 1-1$$

Avec,  $h$  la constante de Planck ( $\approx 6,626 \times 10^{-34}$  J.s, ou  $4,134 \times 10^{-15}$  eV.s),  $\nu$  la fréquence (en Hz),  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide ( $\text{m.s}^{-1}$ ) et  $\lambda$  la longueur d'onde (en m).

Fréquence (THz)	Longueur d'onde ( $\mu\text{m}$ )	Energie (meV)
0,1	3000	0,41
10	30	41,3
30	10	124
3000	0,1	12,4 (eV)

Tableau 1-2 : Niveaux d'énergie délivrés par un photon en fonction de sa fréquence.

L'extension de cette technologie vers le THz a pu se faire par le développement de semi-conducteurs extrinsèques. Des impuretés sont introduites dans la maille du cristal du semi-conducteur, ce qui a pour effet de réduire l'énergie de GAP nécessaire à l'effet photoconducteur. Ainsi, le germanium dopé au gallium peut détecter un signal THz [6]. Un autre moyen de détecter un signal THz est d'utiliser un bolomètre. Le chapitre suivant lui est consacré, mais en quelques mots, le bolomètre absorbe l'énergie électromagnétique qu'il reçoit, provoquant une élévation de sa température et une variation de sa résistance électrique. Ses caractéristiques très large bande le rendent attractif pour la spectroscopie THz.

Les ondes THz présentent des propriétés particulières qui les rendent potentiellement très prometteuses pour de nombreux domaines de recherche fondamentale et appliquée. En effet, l'infrarouge lointain excite des résonances mécaniques des molécules, dont les spectres d'absorption présentent des signatures uniques et complémentaires par rapport à des spectres en infrarouge proche ou visible. Ce qui en fait une bande de choix dans les domaines de la sécurité ou de la surveillance de l'environnement, car la spectroscopie THz permet la détection de substances chimiques difficilement identifiables, les explosifs, les drogues ou encore les gaz létaux. Une autre particularité intéressante des ondes THz est leur capacité à traverser certains matériaux totalement opaques à d'autres ondes électromagnétiques, comme les semi-conducteurs intrinsèques, le papier ou le béton. De nombreuses applications d'imagerie, bénéficiant d'une résolution spatiale proche de celle de l'oeil humain, dans le domaine biomédical ou de la sécurité (portails de sécurité des aéroports par exemple) sont possibles et commencent d'ailleurs à se développer.

Aujourd'hui le monde du THz est en pleine effervescence, un grand nombre de publications sont faites autour des activités de recherche dans le domaine THz et l'astronomie et l'astrophysique n'y font pas exception.

### **1.3) Radioastronomie THz**

#### **1.3.1) Conditions d'observations**

La bande de fréquence THz est une région du spectre électromagnétique relativement inexplorée en astronomie. Comme expliqué précédemment, il y a une véritable difficulté à fabriquer des détecteurs de photons THz, et la réalisation de structures quasi-optiques ou de guides d'ondes à ces fréquences est un défi en soi. Mais en plus de ces difficultés technologiques, l'observation du ciel à travers notre atmosphère est pratiquement impossible dans cette bande de fréquences, puisque la vapeur d'eau et l'oxygène moléculaire absorbent la quasi totalité du signal. Les observatoires dédiés à la radioastronomie millimétrique au sol sont souvent basés en altitude et dans des endroits où l'atmosphère est très sèche. L'humidité de l'atmosphère est mesurée en "mm" de vapeur d'eau précipitable (*Precipitable Water Vapor, PWV*), cette mesure donne la hauteur d'eau qu'il y aurait dans une colonne d'atmosphère si toute la vapeur était condensée. Prenons l'exemple du site de *Mauna Kea* à Hawaï. Cet ancien volcan culmine à 4200 m au-dessus du niveau de la mer et abrite un grand nombre de télescopes, tels que l'Observatoire Canada-France-Hawaï (CFHT), le Caltech Submillimeter Observatory (CSO) et bien d'autres. L'université de Caltech a mis à disposition sur son site internet [7] un calculateur de la transmission atmosphérique en fonction de la quantité de vapeur d'eau pour des fréquences allant jusqu'à 3 THz. Le calcul est basé sur le modèle "ATM" de J.R. Pardo [8]. J'ai utilisé ce site pour tracer le graphique de la figure 1-6. Les jours les plus secs, le ciel de Mauna Kea peut atteindre un PWV de l'ordre de 0,5 mm. La simulation nous montre que les fréquences au-delà de 1 THz ne seront pas accessibles sur ce site. J'ai effectué la simulation avec un PWV de 0,5 mm, cette valeur pourrait représenter un pic lors d'une nuit d'observation. Mais en pratique, il faut considérer une valeur moyenne de l'ordre de 1 mm de vapeur d'eau précipitable. Dans tous les cas, Mauna Kea ne peut être un site d'observation pour des fréquences de plus de 1 THz.

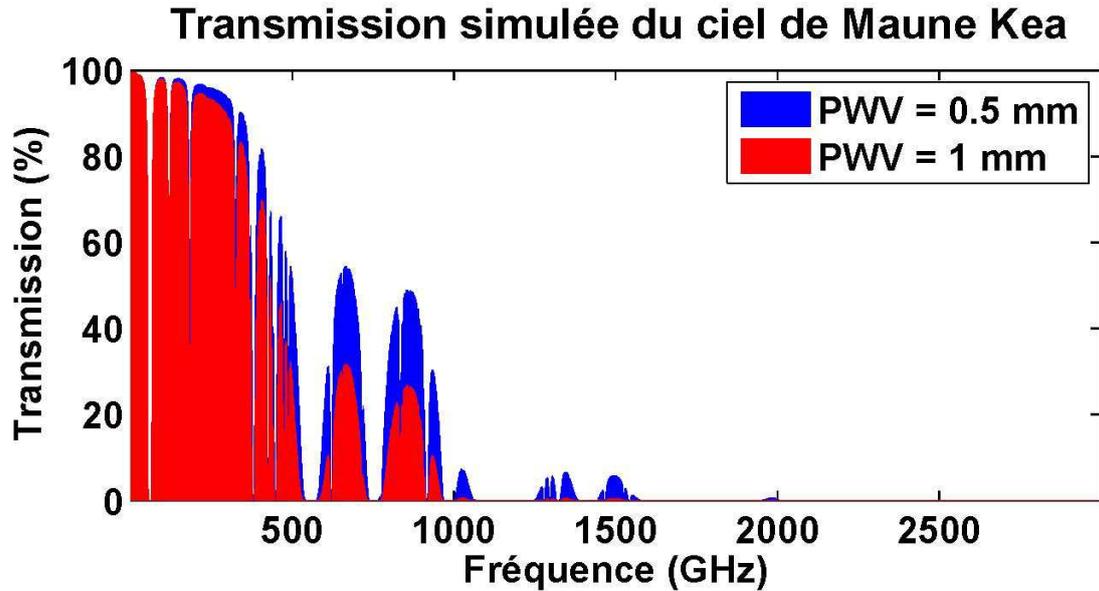


Figure 1-6 : En rouge, simulation de la transmission atmosphérique du ciel de Mauna Kea situé à 4200 m d'altitude, avec un PWV de 1 mm. En bleu, la valeur de 0,5 mm de vapeur d'eau précipitable.

Il existe d'autres sites sur Terre présentant des niveaux de PWV meilleurs qu'à Mauna Kea. Chajnantor dans le désert d'Atacama au Chili, situé à environ 5000 m d'altitude, où est installé, entre autres, L'Atacama Large Millimeter Array (ALMA) [9], ou encore, les Dômes A et C en Antarctique, qui sont des lieux très prisés depuis ces dernières années pour faire des observations dans le domaine submillimétrique. Mais aucun de ces sites ne permet d'ouvrir suffisamment la fenêtre pour offrir un véritable accès aux fréquences au-delà de 1 THz (figure 1-7).

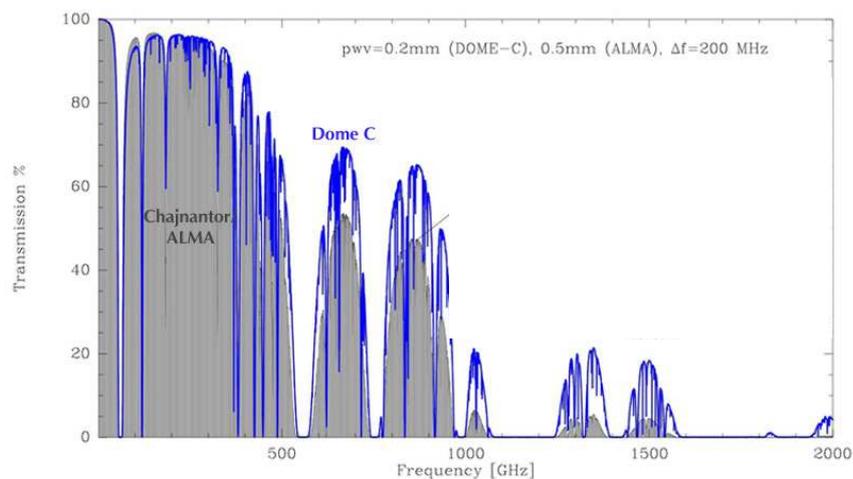


Figure 1-7 : Simulation de la transmission de l'atmosphère sur les sites de Chajnantor (en gris) et du Dôme C (en bleu).

La meilleure solution pour observer le rayonnement THz est de prendre de la hauteur et réduire ainsi la quantité d'atmosphère nous séparant de la voûte céleste. Bien entendu, le plus simple pour résoudre ce problème serait d'aller dans l'espace, mais les missions spatiales sont extrêmement coûteuses et compliquées à mettre en œuvre ; elles ne peuvent en aucun cas être appliquées pour toutes les missions d'observations. Heureusement, il existe des solutions intermédiaires. C'est le cas des missions embarquées à bord d'avion, comme l'a été le projet KAO jusqu'en 1995, et qui a été remplacé aujourd'hui par le projet SOFIA, tous deux de la NASA (*National Aeronautics and Space Administration*). L'avion monte jusqu'à une altitude de 13 700 m, s'affranchissant ainsi d'une bonne partie de l'atmosphère et de sa vapeur d'eau. A cette altitude, la transmission atteint les 70% au-delà de 2 THz, mais est toujours entachée de profondes raies d'absorption (Figure 1-8).

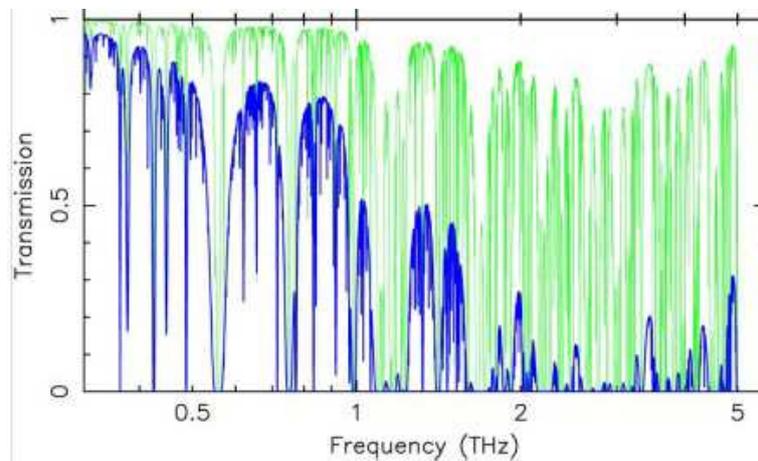


Figure 1-8 : Transmission de l'atmosphère dans des conditions de ciel exceptionnelles au Dôme A en Antarctique, courbe bleue (75  $\mu\text{m}$  de vapeur d'eau précipitable) et à bord de SOFIA, courbe verte (PWV = 8  $\mu\text{m}$ ).

Une autre possibilité est d'embarquer l'instrument sous un ballon stratosphérique montant à près de 40 km d'altitude. C'est le cas par exemple de la mission CIDRE (*Campagne d'Identification du Deutérium par Récepteur hÉtérodyne*) dont le but est de faire de la spectroscopie autour de 2,5 et 2,7 THz. A 40 km d'altitude, la quantité de vapeur d'eau devient extrêmement faible et cela s'en ressent dans la transmission des ondes supérieures à 1 THz. Si nous regardons le spectre entre 2400 et 2800 GHz (figure 1-9), certaines raies provoquent une extinction complète du signal sur des bandes de plusieurs GHz, même encore à 20 km d'altitude. Ces mêmes raies voient leur largeur fortement s'atténuer en passant à 40 km.

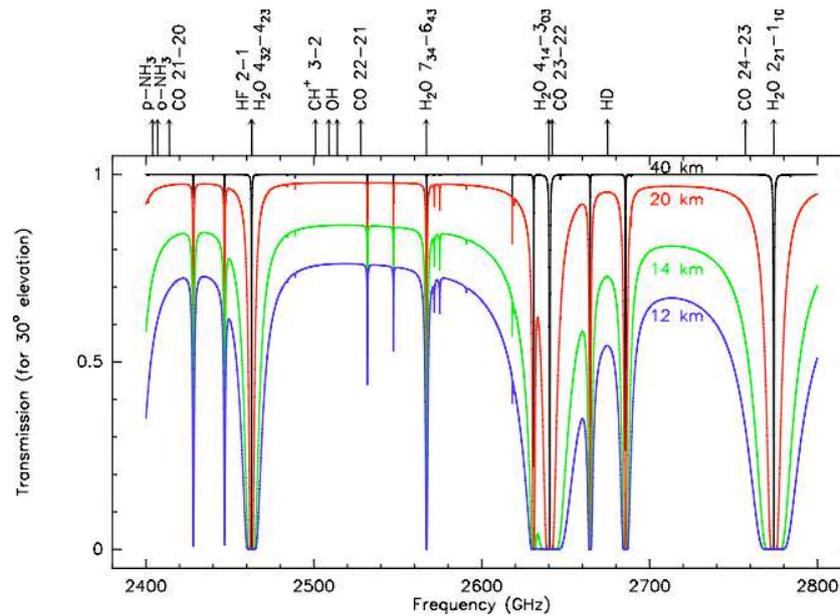


Figure 1-9 : Evolution de la transmission de l'atmosphère en fonction de l'altitude entre 2,4 et 2,8 THz. Les courbes bleue et verte correspondent à l'altitude de l'avion SOFIA. Entre 20 et 40 km, certaines raies très absorbantes de l'eau, s'atténuent fortement pour ne laisser que de fines raies d'absorption.

Enfin, l'ultime solution pour détecter les signaux THz est la mission spatiale. L'altitude minimale d'un satellite artificiel est de 200 km. Les satellites d'observation dédiés au domaine submillimétrique et infrarouge vont souvent bien au-delà pour ne pas être perturbés par des rayonnements parasites venant de la Terre. Ainsi, des satellites sont envoyés au point de Lagrange "L2"; les points de Lagrange sont des points d'équilibre gravitationnel. Le système "Terre-Soleil" possède 5 points de Lagrange. Le point "L2" est situé à 1,5 million de km de la Terre à l'opposé du Soleil. A cette distance, l'atmosphère n'est plus un problème. Ces dernières années ont été particulièrement riches pour le domaine submillimétrique, puisque deux satellites de l'ESA (*European Space Agency*), Planck et Herschel ont été mis en orbite par la fusée Ariane 5 le 14 mai 2009. Ces deux missions sont aujourd'hui terminées puisqu'elles ont consommé tout leur hélium liquide nécessaire au refroidissement des détecteurs.

Le satellite Planck a été très médiatisé grâce à son "œil" observant la première lumière de l'Univers, le fond diffus cosmologique. Planck est constitué de deux instruments, l'un LFI (*Low Frequency Instrument*), et l'autre HFI (*High Frequency Instrument*) ; le premier étant destiné à la détection basse fréquence (entre 30 et 70 GHz), le second ayant observé le ciel entre 100 et 857 GHz.

Le satellite Herschel, embarque 3 instruments : PACS, SPIRE et HIFI. PACS (*Photodetector Array Camera and Spectrometer*) est une caméra et un spectromètre infrarouge

cartographiant l'émission des grains de poussière entre 60 et 210  $\mu\text{m}$ . SPIRE (*Spectral and Photometric Imaging REceiver*) remplit les mêmes fonctions que PACS mais à des longueurs d'ondes comprises entre 200 et 600  $\mu\text{m}$ . HIFI (*heterodyne Instrument for the Far Infrared*) est un spectromètre à haute résolution pour étudier la chimie de l'Univers à travers les signatures spectrales des composés entre 480 et 1910 GHz.

Je n'ai donné ici que les dernières missions marquantes pour le monde du submillimétrique, mais il y a eu bien d'autres missions spatiales, à bord de ballons ou encore au sol pour observer et analyser le ciel dans cette gamme de longueurs d'ondes.

### 1.3.2) Quelle astronomie fait-on dans le THz

Pourquoi s'intéresser à cette bande de fréquence? Comme cela a déjà été mentionné dans les paragraphes précédents, un très grand nombre d'atomes et de molécules présentent des signatures spectrales caractéristiques dans le domaine THz. Ces atomes et molécules sont des indicateurs importants dans la formation et l'évolution des étoiles ou des systèmes planétaires, dans l'évolution de la matière dans les galaxies ou encore de la complexité de l'astrochimie au sein des nuages interstellaires. Le tableau 1-3, issu de [10] présente une liste non exhaustive des espèces atomiques et moléculaires importantes du domaine THz. Cette liste comprend des raies rotationnelles de molécules diatomiques, des modes vibrationnels de molécules lourdes et des transitions de structure fine d'atomes et d'ions élémentaires, comme le carbone, l'azote ou l'oxygène. Il est également indiqué sur ce tableau, si ces raies sont observables depuis le sol ou non.

SAMPLE OF IMPORTANT THz LINES

Species	Freq (THz)	Typical Ground <sup>a</sup>	Best Ground <sup>a</sup>	Airborne <sup>a</sup>
C	0.492, 0.809	Y	Y	Y
CH	0.532, 0.536	N	Y	Y
H <sub>2</sub> O	0.557, 1.113	N	N	N
HCl	0.635	Y	Y	Y
D <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	0.692	Y	Y	Y
CO	1.037-1.497	N	Y	Y
CH <sup>+</sup>	0.835	M	M	Y
OH <sup>+</sup>	0.909	M	Y	Y
NH <sub>2</sub>	0.953	M	Y	Y
NH	0.974	N	M	Y
NH <sup>+</sup>	1.013	N	Y	Y
H <sub>2</sub> O <sup>+</sup>	1.115	N	N	N
HF	1.232	N	N	Y
H <sub>2</sub> D <sup>+</sup>	1.370	N	Y	Y
N <sup>+</sup>	1.461	N	Y	Y
OH	1.835, 1.838	N	M	Y
H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	1.846	N	N	N
C <sup>+</sup>	1.901	N	M	Y
O	2.060, 4.746	N	M/N	Y
HD	2.675	N	N	Y
O <sup>++</sup>	3.394	N	M	Y

Tableau 1-3 : Quelques espèces chimiques observables dans le THz. Les trois colonnes de droite précisent dans quelles conditions il est possible d'observer ces raies. "Typical Ground" fait référence à des sites d'observation basés au sol et ayant un PWV d'environ 500  $\mu\text{m}$ . "Best Ground" fait référence à des sites tels que Chajnantor ou les hauts plateaux de l'Antarctique où le PWV peut descendre à 110 ou 75  $\mu\text{m}$ , respectivement, les meilleurs jours. "Airborne" représente le ciel vu depuis l'avion SOFIA, avec un PWV de 8  $\mu\text{m}$ . La notation "Y" implique une transmission de 25% ou plus, "M" une transmission de l'ordre de 5 à 25%, et un "N" indique que la transmission est inférieure à 5%. Les transmissions atmosphériques ont été calculées par le modèle "am" [103].

Observer la lumière THz, c'est également, observer les objets relativement froids de l'univers. En effet, tous les corps émettent un rayonnement électromagnétique en fonction de leur température. C'est le rayonnement du corps noir, dont la luminance énergétique en fonction de la fréquence a été définie par Planck, comme étant :

$$L_0(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} * \frac{1}{e^{\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right)} - 1} \quad W \cdot m^{-2} \cdot Hz^{-1} \cdot sr^{-1} \quad 1-2$$

Avec,  $h$  la constante de Planck,  $\nu$  la fréquence,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $k_B$  la constante de Boltzmann ( $=1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ ) et  $T$  la température en Kelvin.

Il n'est pas rare de trouver cette équation en fonction de la longueur d'onde exprimée en micromètres. Il faut alors procéder au changement de variable suivant :

$$\nu = 10^6 * \frac{c}{\lambda} \quad 1-3$$

Ici,  $c$  est en  $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $\nu$  en Hz et  $\lambda$  en  $\mu\text{m}$ .

On en déduit la luminance par  $\mu\text{m}$  en notant :

$$L_0(\nu) d\nu = L_0(\lambda) d\lambda \quad 1-4$$

$$L_0(\lambda) = L_0(\nu) \frac{d\nu}{d\lambda} = L_0(\nu) * 10^6 * \frac{c}{\lambda^2} \quad 1-5$$

On obtient alors :

$$L_0(\lambda) = \frac{2 \cdot 10^{24} hc^2}{\lambda^5} * \frac{1}{e^{\left(\frac{10^6 hc}{k_B T \lambda^2}\right)} - 1} \quad W \cdot m^{-2} \cdot \mu m^{-1} \cdot sr^{-1} \quad 1-6$$

En traçant cette fonction pour plusieurs valeurs de températures (figure 1-10) nous pouvons suivre l'évolution du maximum d'émission avec la température. La loi du déplacement de Wien donne un lien très simple entre la longueur d'onde du maximum d'émission et la température:

$$\lambda_{max} \cdot T = 2898 \mu m \cdot K \quad 1-7$$

La bande térahertz inclut donc un grand nombre d'atomes et de molécules présentant des raies rotationnelles et vibrationnelles, ainsi que les objets émettant comme des corps noirs à une température comprise entre une dizaine et une centaine de Kelvin. Une très grande majorité de la matière du milieu interstellaire est justement dans cette gamme de température. Notre système solaire abrite de nombreux objets pouvant être observés par la fenêtre térahertz. L'étude des atmosphères planétaires et cométaires est directement liée à la spectroscopie térahertz. Des molécules comme l'eau, sous sa forme H<sub>2</sub>O, ou ses formes deutérées, HDO et D<sub>2</sub>O, sont des espèces qui suscitent beaucoup d'intérêt. L'eau a été détectée sous forme gazeuse dans toutes les atmosphères des planètes et des comètes [11]; sous forme solide à la surface de Mars, des comètes et sur de nombreux satellites. Il existerait peut-être de l'eau liquide sous la surface glacée de Europa [12], Encelade et sur d'autres satellites. La mesure du ratio deutérium sur hydrogène donne des informations précieuses sur l'histoire de la formation des étoiles. Le deutérium a été créé dans les premiers instants de l'Univers, et est constamment détruit dans les étoiles depuis sa création. Dans le milieu interstellaire, le deutérium est en grande partie inclus dans la molécule HD. Cette molécule peut être détectée par sa transition rotationnelle à 2,7 THz. L'observation d'un spectre d'un nuage interstellaire d'environ 30 K (Figure 1-11) montre qu'il

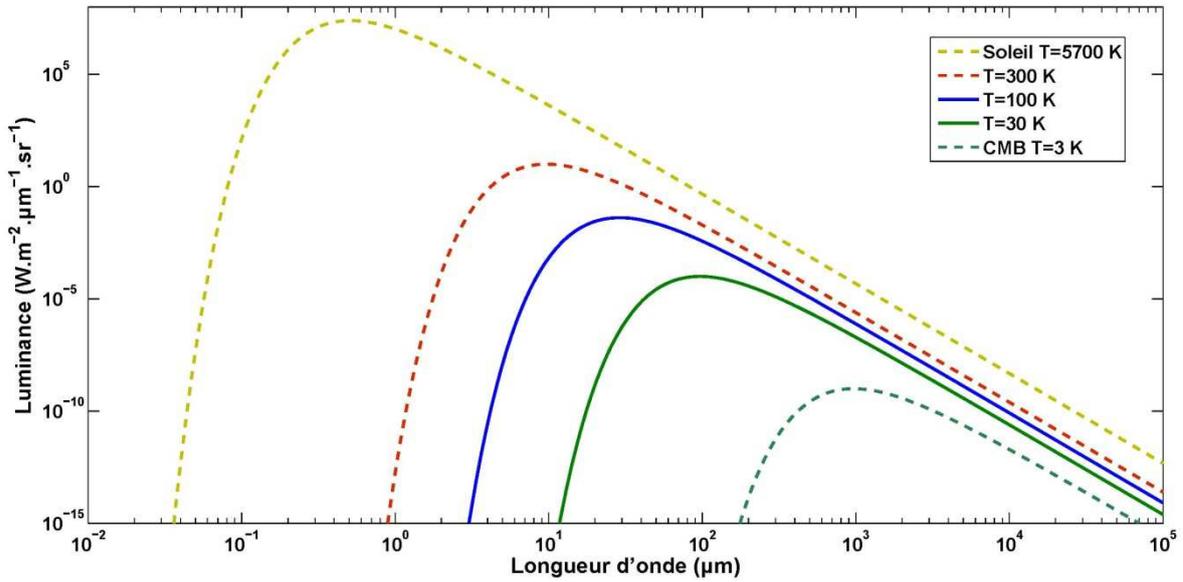


Figure 1-10 : Spectre d'émission de quelques corps noirs à différentes températures. Le fond diffus cosmologique (CMB) avec une température d'environ 3 K, présente un maximum d'émission vers 1 mm de longueur d'onde. Le Soleil qui a une température de surface de 5700 K a un maximum d'émission dans le domaine visible et émet aussi des fréquences THz. Les corps ayant une température entre 30 et 100 K ont un maximum d'émission dans la bande THz.

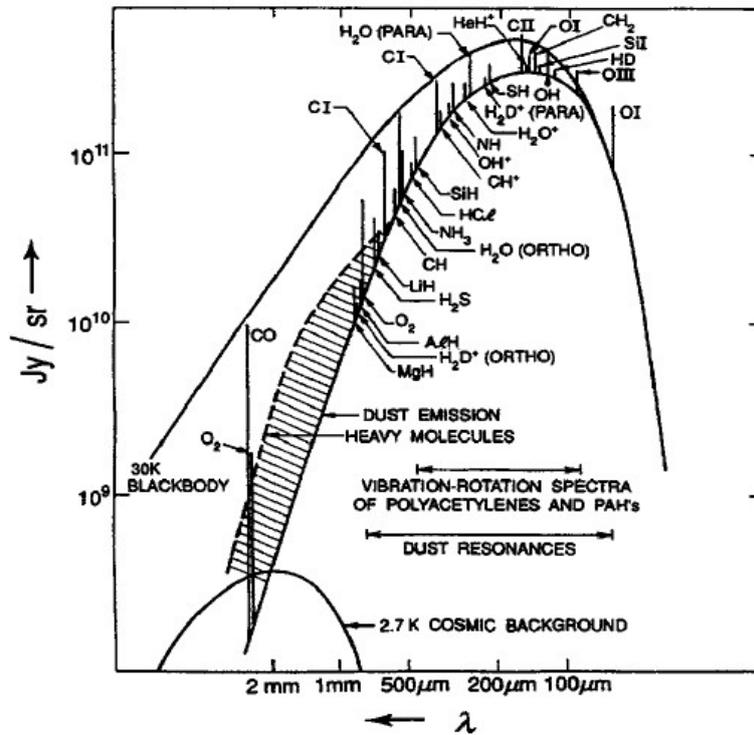


Figure 1-11 : Spectre d'un nuage interstellaire d'environ 30 K. Le spectre inclut le continuum et des raies d'émission d'atomes et de molécules qui composent le nuage [13].

existe encore beaucoup d'autres atomes et molécules à observer dans le domaine THz. La lecture des articles de Phillips [13] et de Kulesa [10], donne un bon aperçu de l'étendue des possibilités qu'offre le domaine térahertz aux astronomes, astrophysiciens et cosmologues.

### 1.3.3) Méthodes et technologies pour la détection THz

Il existe deux différentes façons de capter l'information de la lumière THz :

- La détection directe, également appelée détection incohérente car elle ne donne pas accès à la phase du signal reçu.
- La détection hétérodyne, ou cohérente, où le signal reçu est transposé à plus basse fréquence avant d'être analysé par un spectromètre.

#### 1.3.3.1) Détection directe

Dans le cas de la détection directe, le détecteur réagit au rayonnement incident par une variation d'une de ses caractéristiques physiques. Cette variation peut être lue par la production d'une tension ou un courant proportionnels à l'intensité du rayonnement reçu. Ces détecteurs sont caractérisés par leur sensibilité exprimée en  $V.W^{-1}$  (ou en  $A.W^{-1}$ ) ou encore leur puissance équivalente de bruit (*Noise Equivalent Power "NEP"*). Le NEP est le bruit du détecteur exprimé en puissance de rayonnement détecté dans une bande de fréquence de 1 Hz. Le NEP est exprimé en  $W.Hz^{-1/2}$ . Les détecteurs directs employés dans les missions spatiales récentes atteignent des NEP de l'ordre de  $10^{-18} W.Hz^{-1/2}$ , ce niveau de bruit est obtenu en les refroidissant à 0,1 K [14]. Les détecteurs directs peuvent être placés derrière une grille ou un interféromètre de Fabry-Perrot pour faire de la spectroscopie, mais ces techniques sont limitées à des résolutions spectrales modérées ( $R = \nu/\Delta\nu \approx 10^3$ ) [15], [16]. La mesure des raies spectrales des molécules ou encore des décalages Doppler, nécessitent souvent des résolutions plus élevées, de l'ordre de  $R \approx 10^6$ .

#### 1.3.3.2) Détection hétérodyne

A ce jour, il n'existe pas d'électronique suffisamment fiable et rapide pour traiter les signaux THz en conservant l'information sur la phase. La méthode de détection hétérodyne est une technique de détection cohérente qui transpose le signal THz à plus basse fréquence, de l'ordre du GHz. Ce signal GHz est ensuite traité par des techniques d'amplification classiques. Le récepteur hétérodyne conserve toute l'information sur la phase du rayonnement. La détection hétérodyne est réalisée en mélangeant deux signaux : le signal à détecter, que nous appellerons par la suite le signal radiofréquence "RF", de fréquence  $\nu_{RF}$  et un signal monochromatique produit par un oscillateur local de fréquence  $\nu_{OL}$ , très proche.

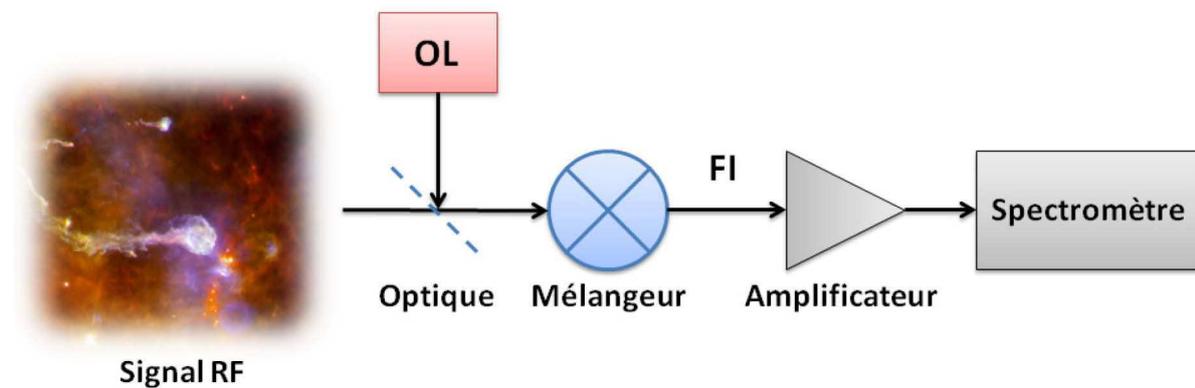


Figure 1-12 : Principe d'un récepteur hétérodyne "Double SideBand" (DSB). Les signaux RF et OL sont placés sur le même chemin optique et couplés à un composant non-linéaire, le mélangeur. Le mélangeur combine les deux signaux et produit un signal de fréquence intermédiaire qui est ensuite amplifié avant d'être analysé.

Ces deux signaux sont guidés vers le mélangeur, il s'agit d'un composant présentant une caractéristique courant-tension non-linéaire, c'est cette non-linéarité qui permet de mélanger les signaux. Considérons l'exemple d'un récepteur hétérodyne double bandes latérales (*Double SideBand DSB*) (Figure 1-12), qui dans notre cas, sera un détecteur de puissance quadratique. Notons  $g_{RF}(t)$  le signal RF en entrée et  $g_{OL}(t)$  le signal d'OL, définis par :

$$g_{RF}(t) = V_{RF} \cos(\omega_{RF}t) \quad 1-8$$

$$g_{OL}(t) = V_{OL} \cos(\omega_{OL}t) \quad 1-9$$

Avec,  $V_{RF}$  et  $V_{OL}$  les amplitudes respectives des signaux et  $\omega_{RF}$  et  $\omega_{OL}$  leurs pulsations ( $\omega=2\pi\nu$ ). Ainsi, le mélangeur va capter une puissance variant au cours du temps, telle que :

$$P(t) = (V_{OL} \cos(\omega_{OL}t) + V_{RF} \cos(\omega_{RF}t))^2 \quad 1-10$$

$$=(V_{OL} \cos(\omega_{OL}t))^2 + (V_{RF} \cos(\omega_{RF}t))^2 + 2V_{OL}V_{RF} \cos(\omega_{OL}t) \cos(\omega_{RF}t) \quad 1-11$$

En continuant le développement de cette équation des termes en  $(2\omega_{OL}, 2\omega_{RF}$  et  $\omega_{OL}+\omega_{RF}$ ) apparaissent, mais en pratique ces derniers varient trop rapidement pour être pris en compte par le mélangeur. Nous pouvons donc simplifier la puissance vue par le détecteur en écrivant :

$$P(t) = \frac{1}{2}(V_{OL}^2 + V_{RF}^2) + V_{OL}V_{RF} \cos((\omega_{OL} - \omega_{RF})t) \quad 1-12$$

Le terme de puissance  $V_{OL}^2$  est constant dans le temps et est beaucoup plus grand que la puissance du signal à détecter  $V_{RF}^2$ . Le mélangeur va donc suivre une puissance variant au cours du temps selon la pulsation :  $\omega_{FI} = |\omega_{OL} - \omega_{RF}|$ .

$$P(t) \approx \frac{1}{2}V_{OL}^2 + V_{OL}V_{RF} \cos(\omega_{FI}t) \quad 1-13$$

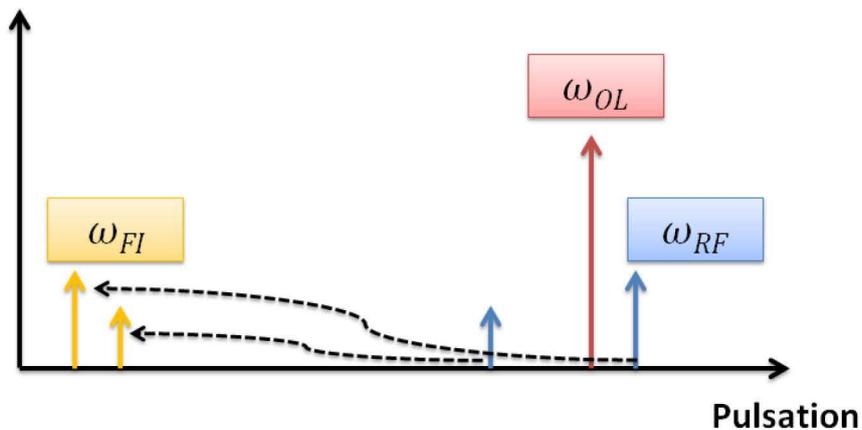


Figure 1-13 : La détection hétérodyne transpose le signal RF à plus basse fréquence. La pulsation de fréquence intermédiaire est égale à  $\omega_{FI} = |\omega_{OL} - \omega_{RF}|$ .

Le mélangeur produit un battement en sortie, de fréquence intermédiaire  $\omega_{FI} = |\omega_{OL} - \omega_{RF}|$ . Le signal d'oscillateur local est une référence pour cette mesure, il est donc important qu'il soit très stable en puissance et en fréquence afin de conserver toute l'information du signal RF d'origine. La sensibilité d'un récepteur hétérodyne THz est essentiellement due à la sensibilité du mélangeur. Le signal est d'abord injecté dans le mélangeur, c'est donc le niveau de bruit du mélangeur qui domine. Il existe différents composants électroniques permettant de faire le mélange hétérodyne.

En radioastronomie, les diodes Schottky [17] ont été les premiers composants utilisés pour la détection hétérodyne THz. Elles présentent l'avantage de fonctionner à température ambiante et de couvrir une large bande de fréquence jusqu'à plusieurs THz. Mais ce composant est peu sensible et nécessite une forte puissance d'OL (typiquement plusieurs mW) [18], qui est d'ailleurs difficile à obtenir lorsque nous nous rapprochons des fréquences THz. Les composants supraconducteurs apparus dans les années 90, comme les jonctions *Supraconducteur-Isolant-Supraconducteur* "SIS" [19] et les bolomètres à électron chaud "HEB" (*Hot Electron Bolometer*) [20], ont remplacé les diodes Schottky dans les détecteurs hétérodynes THz car ils sont beaucoup plus sensibles et nécessitent nettement moins de puissance d'OL (quelques centaines de nW).

Une diode Schottky est constituée d'une jonction entre un métal et un semi-conducteur, souvent de l'Arséniure de Gallium (GaAs). L'application d'une tension positive sur le métal provoque une augmentation non-linéaire du courant  $I$  :

$$I = I_S \cdot e^{\left(\frac{eV}{\eta k_B T}\right)} \quad 1-14$$

où  $I_S$  est le courant de saturation,  $e$  la charge de l'électron,  $V$  la tension appliquée,  $\eta$  le facteur d'idéalité,  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température.

Les jonctions SIS sont constituées de deux électrodes supraconductrices séparées par une très fine couche isolante de quelques nanomètres d'épaisseur. En appliquant une tension de polarisation jusqu'à une tension de *gap*, les paires de Cooper (voir paragraphe 1.3.3.3) peuvent se briser en deux électrons (des quasiparticules). Le passage des quasiparticules de l'autre côté de l'isolant est alors possible par effet tunnel, ce qui se traduit par une forte augmentation du courant. La caractéristique  $I(V)$  d'une jonction SIS est fortement non-linéaire (Figure 1-14), beaucoup plus qu'une diode Schottky.

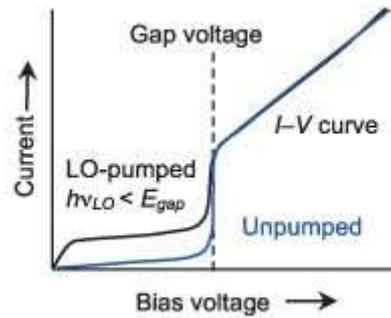


Figure 1-14 : Caractéristique I(V) d'une jonction SIS non pompée (en bleu) et pompée par un signal d'oscillateur local (en noir).

Lorsque la jonction SIS est polarisée légèrement en dessous de la tension de *gap* et est pompée par un rayonnement d'oscillateur local, une quasiparticule peut alors franchir la barrière isolante en absorbant un photon THz. L'effet supraconducteur et la forte non linéarité des SIS font d'eux des mélangeurs hétérodynes extrêmement sensibles. Mais les jonctions SIS sont limitées en fréquence à cause de l'énergie de *gap* du supraconducteur utilisé. La fréquence maximale (fréquence de *gap*) est définie par  $\nu_{gap} = \Delta/h$ , avec  $\Delta$  l'énergie de *gap* et  $h$  la constante de Planck. Les jonctions à base de niobium (Nb) qui ont une énergie de *gap* peu élevée, seront limitées aux environs de 700 GHz, alors que les jonctions à base de nitrure de niobium (NbN) qui ont une énergie de *gap* plus importante, seront limitées à une fréquence de 1,21 THz. Au-delà de la fréquence de *gap* le bruit devient trop important et le mélange devient impossible.

Les mélangeurs HEB sont des détecteurs thermiques fonctionnant très près de la température de transition supraconductrice (température critique  $T_c$ ). Un HEB est un nano-pont supraconducteur reliant les deux électrodes d'une antenne planaire. Le HEB ne présente pas de limitation en fréquence comme c'est le cas pour les SIS, il peut donc fonctionner à plusieurs THz. Ce sont des composants très sensibles dans le domaine THz et ils nécessitent peu de puissance d'oscillateur local (de l'ordre de la centaine de nW). La bande passante de la fréquence intermédiaire est assez limitée par rapport aux Schottky et aux jonctions SIS. Malgré cela, les mélangeurs HEB sont aujourd'hui les plus prometteurs pour la détection dans le domaine THz.

### 1.3.3.3) Supraconductivité

La supraconductivité est un phénomène physique caractérisant l'absence de résistance électrique et le diamagnétisme parfait, c'est à dire la répulsion du champ magnétique en dehors du matériau supraconducteur.

En 1908, Kamerlingh Onnes réussit à liquéfier de l'hélium pour la première fois, et atteint alors une température de 4,2K. En 1911, Kamerlingh Onnes dirige une expérience menée par un étudiant, Gilles Holst, sur les propriétés du mercure à très basse température. Lors de cette expérience, ils ont mis en évidence le fait que la résistivité du mercure devenait brutalement nulle en dessous d'une certaine température, que nous appelons maintenant la température critique  $T_C$ . Ils venaient de découvrir l'effet supraconducteur, ou plus exactement un des effets de la supraconductivité. Car en 1933, Meissner et Ochsenfeld découvrent la répulsion magnétique des supraconducteurs [21].

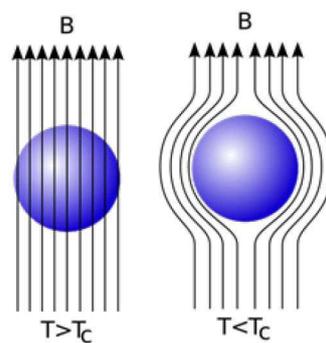


Figure 1-15 : Dans un métal normal ( $T > T_C$ ) le champ magnétique le traverse. Lorsque  $T < T_C$ , le métal devient supraconducteur, il se crée alors des courants à la surface du supraconducteur induisant un champ magnétique qui repousse le champ magnétique extérieur.

Lorsqu'un métal est plongé dans un champ magnétique, les lignes de champ traversent le métal tant qu'il est dans son état normal ( $T > T_C$ ), si la température est inférieure à la température critique, le métal est alors supraconducteur et les lignes de champ magnétique sont repoussées à l'extérieur du métal (figure 1-15).

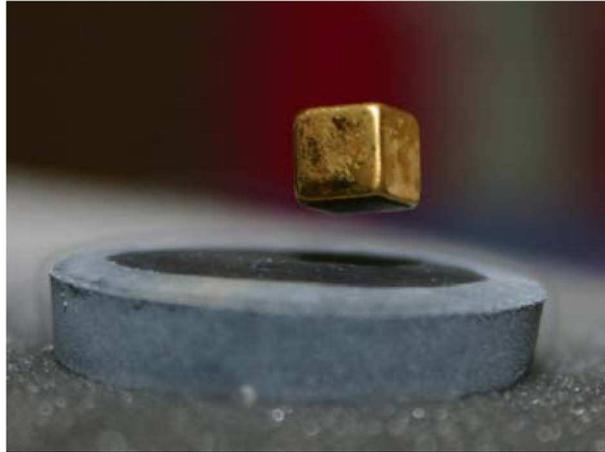
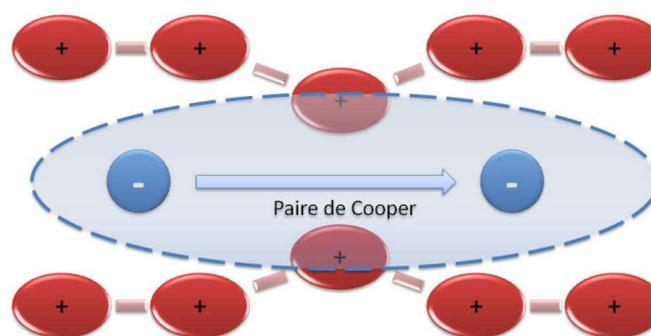


Figure 1-16 : Une plaque de Cuprate (alliage supraconducteur à haute température critique,  $\approx 100$  K) est refroidie avec de l'azote liquide (77 K). Le courant induit à la surface du supraconducteur génère un champ magnétique s'opposant à celui de l'aimant (cube doré), ce dernier est donc en lévitation.

L'effet Meissner est expliqué en 1935 par London qui décrit l'état supraconducteur comme étant une disparition du champ électrique ( $\vec{E} = 0$ ) du fait de la conductivité infinie, mais également une disparition du champ magnétique ( $\vec{B} = 0$ ) à l'intérieur du supraconducteur. Des courants électriques se forment à la surface du matériau induisant un champ magnétique s'opposant au champ magnétique extérieur. C'est ce comportement qui permet de faire léviter un aimant au-dessus d'un supraconducteur (figure 1-16).

En 1957, trois physiciens, Bardeen, Cooper et Schrieffer élaborent la théorie BCS [22] qui est une approche microscopique de la supraconductivité. La physique quantique nous apprend que dans un métal, les électrons se comportent comme des ondes périodiques indépendantes les unes des autres, car les électrons sont des fermions et que le principe d'exclusion de Pauli leur interdit d'être dans un même état quantique. L'idée de la théorie BCS est qu'en dessous de la température critique du métal, les électrons forment un condensat (une onde collective) circulant sans résistance dans le réseau cristallin. La formation d'un tel condensat est impossible pour des fermions à cause du principe d'exclusion de Pauli. Ce problème a mis 40 ans avant de trouver une solution finalement apportée par Léon Cooper. Sa proposition est que des électrons de spin opposés peuvent s'associer par paires, formant ainsi des bosons, qui ne sont pas soumis au principe d'exclusion de Pauli. L'explication est la suivante : lorsqu'un électron se déplace dans le réseau d'ions d'un supraconducteur, il provoque des vibrations du réseau que nous appelons les "phonons". Après le passage de l'électron, les ions ne reviennent pas tout de suite dans leur position de base à cause de leur inertie, cela crée localement un excès de charges

positives qui entraîne un second électron dans la course du premier et ce malgré la répulsion coulombienne (figure 1-17). Deux électrons peuvent alors se lier par l'interaction électron-phonon formant ainsi une paire de Cooper. La distance entre les électrons d'une paire de Cooper, que nous appelons la longueur de cohérence (notée  $\xi_L$ ) est en moyenne de  $10^{-6}$  m. Cette distance est relativement grande comparée à la distance entre les atomes, si bien que les différentes paires de Cooper se superposent pour ne former qu'une seule onde quantique occupant tout le supraconducteur. Cette onde est insensible aux défauts dans le matériau ce qui provoque la disparition de la résistance électrique. L'énergie d'interaction d'appariement d'une paire de Cooper est assez faible, de l'ordre de  $10^{-3}$  eV. L'énergie thermique ( $E_{th} \approx k_B T$ , avec  $k_B$  de l'ordre de  $10^{-4}$  eV.K<sup>-1</sup>) peut facilement briser les paires de Cooper, c'est pour cette raison que l'effet supraconducteur se produit à basse température ( $\approx 10$  K) dans un supraconducteur classique (à basse température critique). Depuis la fin des années 80, de nouveaux matériaux synthétisés artificiellement en laboratoire présentent un effet supraconducteur à des températures supérieures à 20 K [23], certains dépassant même les 130 K [24]. La théorie BCS "classique" ne permet pas de décrire l'effet supraconducteur pour ces matériaux, il est possible que l'origine de leur supraconductivité soit différente de celle du plomb ou du mercure mais il convient de rester prudent sur ce point. Ces nouveaux supraconducteurs à haute température critique font l'objet de nombreuses recherches dans les laboratoires et la liste des matériaux présentant un effet supraconducteur s'allonge régulièrement [25].



**Figure 1-17 : Le passage d'un électron (en bleu) provoque une déformation du réseau d'ions (en rouge) créant localement un excès de charges positives qui attire un deuxième électron. Les électrons forment une paire de Cooper.**

Dans les paires de Cooper chaque électron possède une énergie d'excitation notée  $\Delta$ . Si une énergie égale à  $2\Delta$  est fournie, cela brise la paire de Cooper en produisant deux particules appelées quasiparticules. Ces quasiparticules peuvent être assimilées à des électrons, mais

elles ne le sont pas vraiment car leur durée de vie est beaucoup plus courte. Cette énergie de  $2\Delta$  est l'énergie de gap séparant l'état supraconducteur de l'état normal. La théorie BCS donne une expression de l'énergie d'excitation  $E$  possible des quasiparticules :

$$E = \sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2} \quad 1-15$$

Avec,  $\varepsilon$  l'énergie de l'état normal des quasiparticules mesurée à partir du niveau de Fermi. La densité d'état du métal normal ne change pas lors de la transition vers l'état supraconducteur:

$$N_S(E).dE = N_N(\varepsilon).d\varepsilon \quad 1-16$$

Avec,  $N_S(E)$  et  $N_N(\varepsilon)$  les densités d'états des quasiparticules d'énergie  $E$  dans le supraconducteur et d'énergie  $\varepsilon$  dans le métal normal. Lorsque la température est juste au-dessus de la température critique, nous pouvons écrire que pour une énergie  $\varepsilon$  proche de l'énergie de Fermi :

$$N_N(\varepsilon) \approx N_N(0) \quad 1-17$$

Où  $N_N(0)$  représente la densité d'état du niveau de Fermi après la transition de l'état supraconducteur vers l'état normal. A partir des deux équations précédentes, nous pouvons en déduire la densité d'état des quasiparticules dans le supraconducteur:

$$N_S(E) = N_N(0) \frac{d\varepsilon}{dE} = \begin{cases} N_N(0) \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}, E > \Delta \\ 0, E < \Delta \end{cases} \quad 1-18$$

Cette relation indique que les quasiparticules ne peuvent pas exister si l'énergie est inférieure à l'énergie de gap. Pour une énergie  $E = \Delta$ , la densité d'état croît très rapidement vers l'infini (figure 1-18).

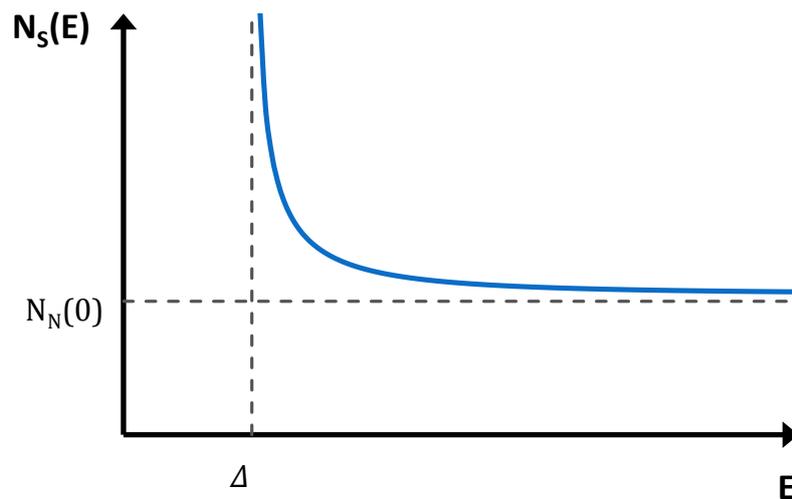


Figure 1-18 : Densité d'état en fonction de l'énergie dans un supraconducteur à température nulle.

D'après la théorie BCS, il existe une relation entre la température critique  $T_C$  et le gap à  $T=0$ :

$$\Delta(0) = 1,76 k_B T_C \quad 1-19$$

L'énergie de gap varie en fonction de la température selon l'équation ci-dessous :

$$\frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} \approx \sqrt{\cos\left(\frac{\pi T}{2T_C}\right)^2} \quad 1-20$$

Cette variation (figure 1-19) montre que l'énergie de gap est très proche du gap maximal lorsque  $T \leq T_C/2$ . Prenons l'exemple du niobium dont la température critique est de 9,2 K et  $\Delta(0) = 3$  meV, en le refroidissant à la température de l'hélium liquide, soit 4,2 K, l'énergie de gap sera très proche de sa valeur maximale.

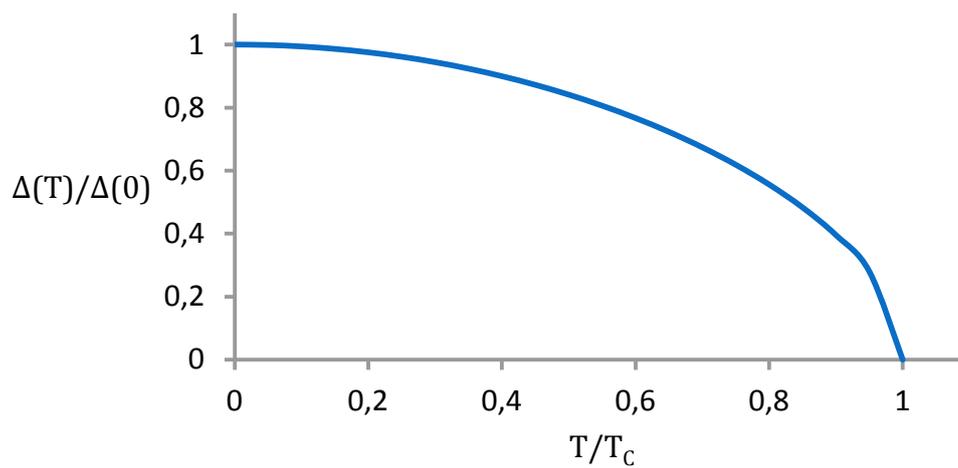


Figure 1-19 : Evolution de l'énergie de gap en fonction de la température.

## Chapitre 2 : Le bolomètre à électrons chauds "HEB"

Le Bolomètre à électrons chauds (HEB en anglais) est un type particulier de bolomètre. Ce chapitre détaille le fonctionnement général d'un bolomètre et son utilisation en tant que mélangeur. Ensuite, le cas particulier des mélangeurs HEB sera traité.

### 2.1) Les bolomètres

Le bolomètre est un détecteur thermique de rayonnement électromagnétique. Il a été inventé par l'astronome S.P. Langley en 1881, dans le but de détecter le rayonnement infrarouge provenant du Soleil. Le principe de fonctionnement du bolomètre est basé sur l'interaction entre le rayonnement incident et la matière constituant le bolomètre. Cette interaction engendre des fluctuations de température qui sont mesurée par un thermomètre. Le thermomètre est un élément résistif dont l'impédance varie en fonction de la température. Il est caractérisé par un coefficient de variation  $\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$ . Dans le cas d'un bolomètre à base de semi-conducteur le coefficient  $\alpha$  est négatif, alors que pour les bolomètres à supraconducteurs  $\alpha$  est positif. Les bolomètres sont des détecteurs très large bande et très sensibles ; leur gamme d'utilisation s'étend du millimétrique à l'infrarouge et certains bolomètres peuvent être optimisés pour la détection de rayons X. Dans le cadre de cette thèse, on s'intéressera particulièrement au cas du bolomètre pour la détection submillimétrique et à son fonctionnement en tant que mélangeur pour la détection hétérodyne.

#### 2.1.1) Principe de fonctionnement

Un bolomètre est généralement constitué de trois sous-ensembles (voir figure 2-1):

- Un absorbeur de rayonnement.
- Une résistance variant en fonction de la température et couplée thermiquement à l'absorbeur.
- Un lien thermique à un réservoir de température.

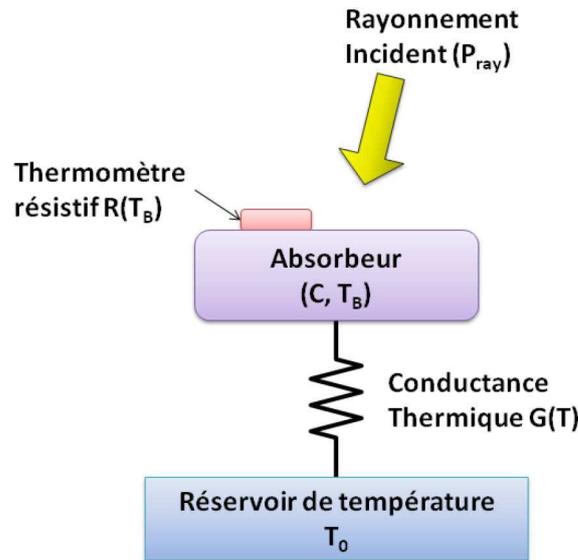


Figure 2-1 : Représentation d'un bolomètre conventionnel. L'absorbeur assure le couplage avec le rayonnement incident et le thermomètre mesure les fluctuations de température.

Les bolomètres sont des détecteurs sensibles au carré de l'amplitude du signal entrant, on parle de détecteurs quadratiques. Considérons le cas d'un bolomètre classique dont le schéma thermique est représenté ci-dessus. Un rayonnement incident de puissance  $P_{ray}$ , est absorbé provoquant une élévation de la température. Le bolomètre est également soumis à une puissance électrique  $P_{el}$  du fait de sa polarisation. Sous l'influence de cette puissance  $P = P_{ray} + P_{el}$ , le bolomètre atteint une température notée  $T_B$ . L'absorbeur perd également de la puissance par le biais de son lien avec un réservoir de température  $T_0$ , cette puissance de fuite  $P_{fuite}$  est égale à  $G(T)(T_B - T_0)$ . La conductivité  $G$  est fortement dépendante de la température et varie en  $T^\beta$ . Selon la nature du lien thermique entre l'absorbant et le réservoir,  $\beta$  est généralement égale à 2 ou 4 suivant que le lien est métallique ou diélectrique. Le principe de conservation de l'énergie nous permet d'écrire la relation suivante à l'équilibre thermique :

$$\frac{dE}{dt} = C \frac{d\Delta T}{dt} = P - P_{fuite} \quad 2-1$$

Avec  $\Delta T = T_B - T_0$  et  $C$  la capacité calorifique de l'absorbeur.

D'où,

$$C \frac{d\Delta T}{dt} - G(T)(T_0 - T_B) = P \quad 2-2$$

A l'état stationnaire nous avons,  $C \frac{d\Delta T}{dt} = 0$  et  $\Delta T = \frac{P}{G_d}$ .

$G_d = \frac{dP_{fuite}}{dT}$ , est la conductance dynamique autour de la température de fonctionnement du bolomètre  $T_B$ . La solution de l'équation 2-2 est alors:

$$T_B = T_0 + \frac{P}{G_d} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad 2-3$$

$\tau = C/G_d$ , est la constante de temps du bolomètre, c'est-à-dire le temps que met la température pour atteindre son état stationnaire.

A présent, détaillons ce qui se produit dans le bolomètre lorsque celui-ci varie autour de son point de fonctionnement. Pour cela nous supposons que le rayonnement incident est composé d'un état stationnaire et d'une composante dépendante du temps variant selon la pulsation  $\omega = 2\pi\nu$ ,  $\nu$  étant la fréquence du signal. On réécrit l'équation 2-2 en ne prenant en compte que les grandeurs perturbées au premier ordre du système, on obtient alors l'équation d'équilibre thermique dynamique :

$$C \frac{d\tilde{T}}{dt} + G_d \tilde{T} - \tilde{P}_{el} = \tilde{P}_{ray} \quad 2-4$$

Le thermomètre est polarisé avec un courant ou une tension continu, le choix entre les deux modes de polarisation est guidé par le coefficient de variation  $\alpha$  du thermomètre. Il convient ici de distinguer les deux cas suivants :

- $\alpha < 0$ , cas des semi-conducteurs. Le bolomètre est polarisé par un courant constant  $I$  et on mesure les variations de tension. Le courant de polarisation dissipe dans le bolomètre une puissance  $P_{el} = RI^2$ . Le signal incident provoque une augmentation de la température, ce qui fait diminuer  $R$  et donc diminue la puissance dissipée par effet joule entraînant ainsi un refroidissement du bolomètre, c'est ce qu'on appelle la contre-réaction électrothermique.
- $\alpha > 0$ , cas des supraconducteurs. Ici, une polarisation en courant n'est pas envisageable, car une augmentation de la température engendrerait une augmentation de la résistance ce qui entraînerait alors une augmentation de la puissance dissipée dans le bolomètre. Ceci aboutirait à un manque de stabilité du

système. Le bolomètre supraconducteur est donc polarisé en tension continue, la puissance dissipée devient  $P_{el} = \frac{V^2}{R}$ , on retrouve alors un régime de contre-réaction électrothermique, la puissance dissipée diminue lorsque la résistance augmente. Dans un supraconducteur le coefficient  $\alpha$  est supérieur de 1 à 2 ordres de grandeur par rapport au semi-conducteur (figure 2-2), ce qui lui confère une très grande sensibilité à de petites variations de température et une contre-réaction électrothermique élevée.

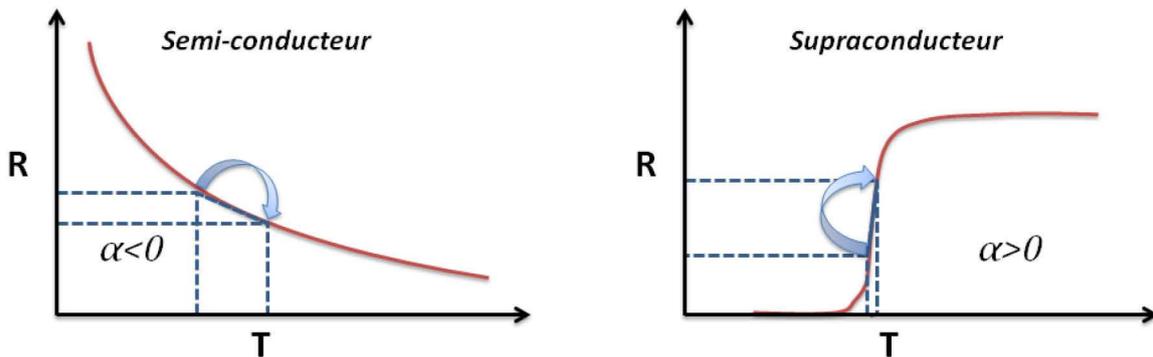


Figure 2-2 : Caractéristiques  $R(T)$  d'un semi-conducteur et d'un supraconducteur. Dans un semi-conducteur, l'augmentation de la température fait diminuer la résistance. Dans un supraconducteur, l'augmentation de température engendre une augmentation de la résistance (voir texte).

La variation de la puissance du signal incident crée des fluctuations de température de l'absorbeur qui sont suivies par la résistance du thermomètre. La puissance électrique dissipée évolue avec la résistance en fonction des fluctuations de température.

### 2.1.1.1) Cas d'un bolomètre à semi-conducteur

Pour un bolomètre à semi-conducteur on obtient alors :

$$\tilde{P}_{el} = \frac{dP_{el}}{dT} \tilde{T} = I^2 \frac{dR}{dT} \tilde{T} = \alpha P_{el} \tilde{T} \quad 2-5$$

d'où,

$$C \frac{d\tilde{T}}{dt} + (G_d - \alpha P_{el}) \tilde{T} = \tilde{P}_{ray} \quad 2-6$$

On a alors la constante de temps du bolomètre, que nous appelons ici la constante de temps efficace :

$$\tau_{eff} = \frac{C}{G_d - \alpha P_{el}} = \frac{\tau}{1 - \frac{\alpha P_{el}}{G_d}} \quad 2-7$$

La contre-réaction électrothermique a un effet important sur la conductivité du bolomètre, nous pouvons exprimer cet effet en un terme de conductivité thermique effective  $G_e = G_d - \alpha P_{el}$ . Dans la mesure où  $\alpha$  est négatif dans ce cas précis,  $G_e > G_d$ , cela a comme conséquence de réduire la constante de temps du bolomètre,  $\tau_{eff} < \tau$ . Cette constante de temps  $\tau_{eff}$  caractérise le temps nécessaire au bolomètre pour suivre une modification de la puissance du signal entrant, en d'autres termes,  $\tau_{eff}$  détermine quelle est la fréquence maximale que le bolomètre peut suivre si la puissance du rayonnement absorbée est modulée. Nous verrons par la suite que lorsque le bolomètre est utilisé comme mélangeur, c'est cette constante de temps qui détermine la bande passante de la fréquence intermédiaire.

On considère que la fluctuation de puissance du rayonnement absorbé a une variation sinusoïdale,  $\tilde{P}_{ray} = \tilde{P}_{ray} e^{j\omega t}$ , la variation de température du bolomètre devient  $\tilde{T} = \tilde{T} e^{j\omega t}$ .

En injectant ces termes dans l'équation 2-6, cela donne :

$$\tilde{P}_{ray} = (G_d - \alpha P_{el} + jC\omega)\tilde{T} \quad 2-8$$

Le bolomètre étant polarisé en courant, le suivi de la température se fait en mesurant la tension aux bornes du thermomètre :

$$V = RI \Rightarrow \tilde{V} = \frac{dV}{dT} \tilde{T} = I \frac{dR}{dT} \tilde{T} = \alpha V \tilde{T} \quad 2-9$$

On en déduit une caractéristique importante du bolomètre : sa réponse en tension. Celle-ci s'exprime en  $(V.W^{-1})$  et est définie par :

$$S_V(\omega) = \frac{\tilde{V}}{\tilde{P}_{ray}} \quad 2-10$$

$$S_V(\omega) = \frac{\alpha V}{G_d - \alpha P_{el} + jC\omega} = \frac{\alpha V}{G_e + jC\omega} \quad 2-11$$

Ce qui nous donne la valeur absolue de la sensibilité, on retiendra donc :

$$S_V(\omega) = \frac{\alpha V}{G_e \sqrt{1 + \omega^2 \tau_{eff}^2}} \quad 2-12$$

Lors du développement d'un détecteur, on cherche à obtenir le temps de réponse le plus petit et la sensibilité la plus grande possible. Or en regardant les équations de la constante de temps (éq. 2-7) et de la réponse en tension du bolomètre (éq. 2-12), il est évident que la réduction du temps de réponse passe par une augmentation de  $G_e$ , mais cela conduit à une diminution de la réponse en tension. Il faut donc toujours faire un compromis entre vitesse et sensibilité.

### 2.1.1.2) Cas d'un bolomètre à supraconducteur

Dans le cas du bolomètre à supraconducteur, peu de choses changent par rapport au cas précédent : le coefficient  $\alpha$  est désormais positif et pour des raisons de stabilité évoquée précédemment, la polarisation se fait en tension constante. La fluctuation de puissance dissipée s'écrit alors :

$$\tilde{P}_{el} = \frac{dP_{el}}{dT} \tilde{T} = -\frac{V^2}{R^2} \frac{dR}{dT} \tilde{T} = -\alpha P_{el} \tilde{T} \quad 2-13$$

Le signe "-" devant  $\alpha$ , rappelle qu'il y a bien un effet de contre-réaction négatif. En injectant la variation de puissance électrique dissipée dans l'équation 2-4, nous retrouvons la constante de temps efficace du bolomètre :

$$\tau_{eff} = \frac{C}{G_d + \alpha P_{el}} \quad 2-14$$

Comme cela a été mentionné plus haut, la contre-réaction électrothermique d'un supraconducteur est beaucoup plus forte que celle d'un semi-conducteur, ce qui a pour effet de réduire le temps de réponse pour un supraconducteur.

Le signal mesurant les fluctuations de température est cette fois une variation de courant :

$$I = \frac{V}{R} \Rightarrow \tilde{I} = \frac{dI}{dT} \tilde{T} = -\frac{V}{R^2} \frac{dR}{dT} \tilde{T} = -\alpha I \tilde{T} \quad 2-15$$

La réponse en courant du bolomètre supraconducteur, s'exprime en  $A.W^{-1}$  et s'écrit:

$$S_I(\omega) = \frac{\tilde{I}}{\tilde{P}_{ray}} \quad 2-16$$

$$S_I(\omega) = \frac{-\alpha I}{G_d + \alpha P_{el} + jC\omega} = \frac{-\alpha I}{G_e + jC\omega} \quad 2-17$$

En prenant la valeur absolue, la sensibilité devient :

$$S_I(\omega) = \frac{\alpha I}{G_e \sqrt{1 + \omega^2 \tau_{eff}^2}} \quad 2-18$$

Les supraconducteurs présentent une très forte dépendance entre la résistivité et la température dans la zone de transition entre l'état normal et l'état supraconducteur. Il est alors possible de se placer dans un état de contre-réaction thermique dominante  $\alpha P_{el} \gg G_d$ , l'expression de la réponse en courant devient alors :

$$S_I(\omega) \approx \frac{1}{V} \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_{eff}^2}} \quad 2-19$$

De la même manière que pour les semi-conducteurs, il existe un compromis entre vitesse et sensibilité du bolomètre.

## 2.2) Mélangeur à bolomètre

Un bolomètre est capable de fonctionner comme un mélangeur pour la détection hétérodyne grâce à sa capacité à suivre de petites fluctuations d'un signal. Si le rayonnement incident est constitué de deux signaux de fréquences très proches,  $\nu_{OL}$  et  $\nu_{RF}$ , le bolomètre est alors plongé dans un signal modulé. Tant que sa constante de temps est inférieure à la période de la fréquence intermédiaire,  $\nu_{FI} = |\nu_{OL} - \nu_{RF}|$ , le bolomètre produit un signal variant au rythme de la fréquence intermédiaire. Reprenons les considérations énoncées dans le chapitre (1.3.3.2), à savoir que le bolomètre baigne dans un signal de tension  $V(t)$

(éq. 2-20) et que la puissance de l'oscillateur local est beaucoup plus grande que celle du signal à détecter (RF).

$$V(t) = V_{OL} \cos(\omega_{OL}t) + V_{RF} \cos(\omega_{RF}t) \quad 2-20$$

En supposant que le bolomètre est correctement polarisé, notons  $R$  sa résistance. La puissance dissipée dans le bolomètre peut donc s'écrire :

$$P(t) = \frac{V(t)^2}{R} = \frac{1}{R} \left[ \frac{1}{2} (V_{OL}^2 + V_{RF}^2) + V_{OL}V_{RF} \cos((\omega_{OL} - \omega_{RF})t) \right] \quad 2-21$$

Nous savons que la puissance moyenne d'OL absorbée est  $P_{OL} = V_{OL}^2/2R$ , et même chose pour la puissance moyenne absorbée du signal RF,  $P_{RF} = V_{RF}^2/2R$ . La puissance RF est négligée devant la puissance d'OL, l'expression de la puissance détectée devient alors :

$$P(t) = P_{OL} + 2\sqrt{P_{OL}P_{RF}} \cos(\omega_{FI}t) \quad 2-22$$

La puissance d'OL est une valeur constante dans le temps, seule reste la pulsation de fréquence intermédiaire pour faire varier la puissance absorbée et donc la température du bolomètre.

Pour un usage hétérodyne, le bolomètre doit avoir une bonne capacité à absorber le signal haute fréquence et doit avoir une constante de temps lui permettant d'avoir une bande passante suffisamment large. Il existe plusieurs types de bolomètres, qu'ils soient à semi-conducteur ou à supraconducteur. Cette thèse se propose d'en étudier un en particulier, le bolomètre à supraconducteur à électrons chauds.

### 2.3) HEB

Les bolomètres à supraconducteurs profitent de la très forte non-linéarité de la résistivité en fonction de la température pour atteindre de hautes sensibilités (figure 2-4). Les HEB sont un type particulier de bolomètre à supraconducteur, ils sont constitués d'un film supraconducteur extrêmement fin (seulement quelques nm d'épaisseur) déposé sur un substrat diélectrique et faisant un nano-pont entre les électrodes d'une antenne planaire (figure 2-3). Une description de l'antenne et son utilité seront discutées dans le chapitre 3. Le film supraconducteur joue le rôle de deux éléments du bolomètre, il est à la fois

l'absorbant et le thermomètre résistif. Le rayonnement capté élève la température du HEB, ou plus exactement comme son nom l'indique, la température des électrons du réseau jusqu'à atteindre la température critique du supraconducteur.

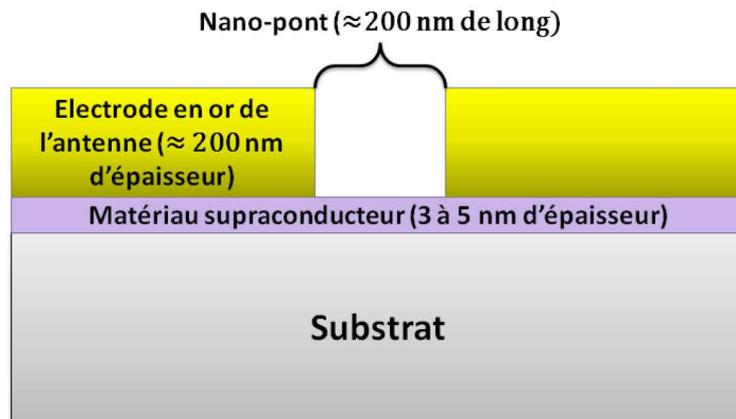


Figure 2-3 : Exemple d'un nano-pont HEB entre les électrodes d'une antenne planaire.

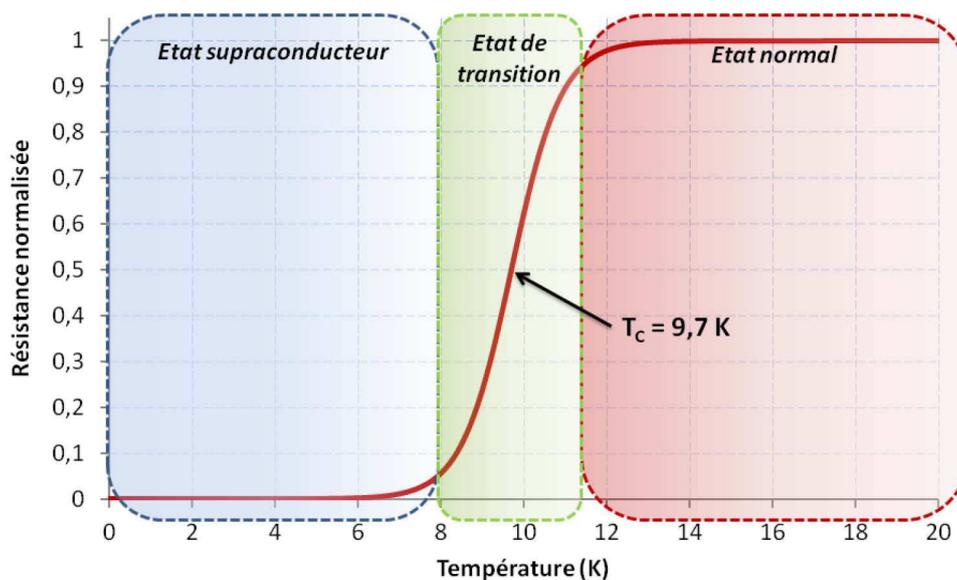


Figure 2-4 : La résistance d'un supraconducteur suit la fonction de Fermi.

### 2.3.1) Principe de fonctionnement

Le principe du bolomètre à électrons chauds a été proposé par Schklovski en 1975 [26]. La notion de *hot electrons* est issue, à l'origine, de la physique des semi-conducteurs où elle décrit le déséquilibre thermique qui existe entre les électrons (*nonequilibrium electrons*) et les atomes du réseau. Dans un semi-conducteur, la mobilité des électrons est dépendante

de leur température efficace, il y a donc un changement de résistance avec la température des électrons. Dans les métaux, les électrons ne présentent pas de variation notable de leur mobilité lorsqu'on les excite par un rayonnement. La résistance des métaux ne varie donc que très peu lors d'un échauffement des électrons par un rayonnement incident [27]. Schklovski, proposa de retrouver cet effet d'électrons chauds dans la transition d'un supraconducteur métallique.

Un HEB fonctionne apparemment comme un bolomètre classique ; un rayonnement incident chauffe le système électronique et nous mesurons l'évolution de la résistance du système. En revanche, les phénomènes physiques qui se déroulent au sein du HEB sont complexes. Dans le supraconducteur les électrons sont liés en paires de Cooper, l'apport d'une énergie supérieure à l'énergie de *gap* par un rayonnement incident et par la polarisation DC, brise des paires de Cooper et produit des quasiparticules. Les quasiparticules échangent ensuite leur énergie avec les phonons du film et/ou les électrons des métaux en contact. Puis la chaleur des phonons du supraconducteur s'évacue par les phonons du substrat (figure 2-5). Lorsque le HEB est maintenu à une température proche de sa température critique, dans la zone de transition "supraconducteur-normal", les électrons et les phonons ne sont plus à l'équilibre thermique, chaque entité est alors définie par sa propre température effective, respectivement  $T_e$  et  $T_p$ . Il est supposé ici, que les températures des électrons et des phonons sont homogènes dans le HEB. Cette approche à deux températures a été proposée pour la première fois par Kaganov [27] pour décrire l'état stationnaire des électrons chauds dans un métal. Cette approche peut s'appliquer aux supraconducteurs tant que l'on considère que la température du HEB est proche de sa température critique. Sinon, en dessous de  $T_c$ , la chaleur spécifique des électrons varie de manière exponentielle avec la température introduisant une très forte non-linéarité dans les équations pour une faible variation de température.

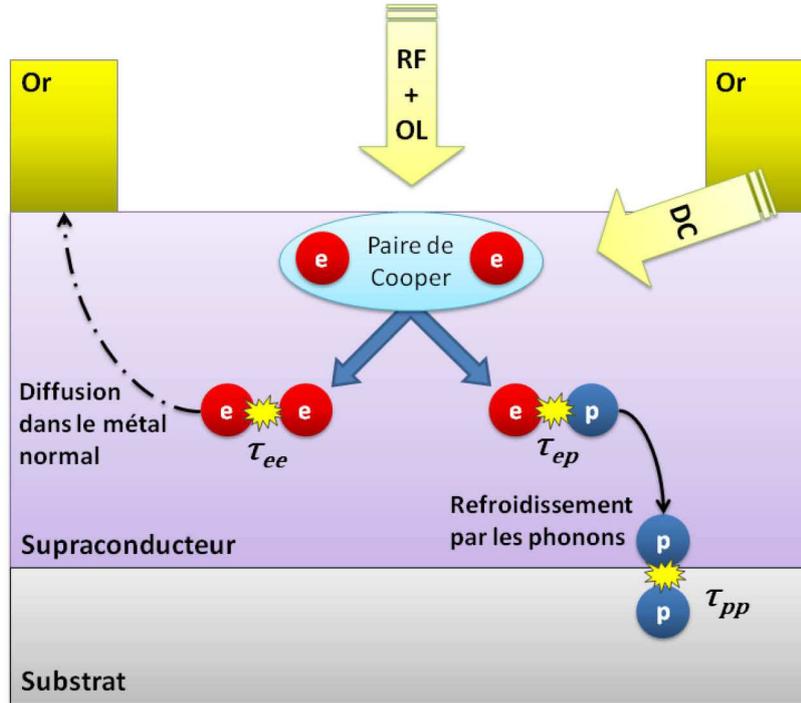


Figure 2-5 : Schéma des échanges thermiques dans un HEB. Les paires de Cooper brisées libèrent deux quasiparticules (des électrons) qui interagissent avec les autres quasiparticules et les phonons du film supraconducteur. Selon le choix du matériau et de la géométrie du pont HEB, la chaleur se diffusera préférentiellement dans le métal normal ou par les phonons du substrat.

Lorsque la température est proche de  $T_c$ , l'énergie de *gap* du supraconducteur est fortement réduite (cf. paragraphe sur la supraconductivité 1.3.3.3), la concentration des paires de Cooper est faible et les quasiparticules sont assimilables à des électrons "normaux" ayant une fonction de distribution de Fermi ordinaire. Dans leur état normal, les électrons ont également une chaleur spécifique nettement moins dépendante de la température, on peut donc la considérer constante pour des petits écarts autour de la température d'équilibre des électrons  $T_e$ . Avec ces suppositions, les équations décrivant l'effet d'électrons chauds deviennent linéaires et peuvent s'écrire [28]:

$$\frac{dT_e}{dt} = -\frac{T_e - T_p}{\tau_{ep}} + \frac{1}{C_e} W(t) \quad 2-23$$

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{C_e T_e - T_p}{C_p \tau_{ep}} - \frac{T_p - T_0}{\tau_{pp}} \quad 2-24$$

Où  $W(t)$  représente les perturbations extérieures, c'est-à-dire la puissance par unité de volume absorbée par les électrons. Celle-ci provient du rayonnement incident et de la polarisation DC.  $\tau_{ep}$  et  $\tau_{pp}$  sont les temps de relaxation des électrons dans le film par interaction électron-phonon et le temps d'évacuation de l'énergie par les phonons dans le substrat.  $C_e$  et  $C_p$  sont les capacités calorifiques des électrons et des phonons.  $T_0$  est la température du substrat. Pour obtenir ces équations on utilise la condition d'équilibre des flux d'énergies,  $\tau_{pe} = \tau_{ep}(C_p/C_e)$ , où  $\tau_{pe}$  représente le temps de relaxation phonon-électron.

Il existe deux mécanismes de refroidissement majeurs qui ont lieu dans le film supraconducteur. Dans le HEB la chaleur peut s'évacuer soit par un phénomène de diffusion des électrons vers le métal normal, on parle alors de HEB refroidi par diffusion, soit par interaction électron-phonon, dans ce cas on parle de HEB refroidi par phonons. Bien entendu les deux mécanismes coexistent dans le HEB et c'est vraiment le choix du matériau supraconducteur et la géométrie du nano-pont qui déterminent lequel de ces deux phénomènes domine l'autre. Nous allons voir que le choix de l'un ou l'autre de ces types de HEB a une incidence sur le temps de réponse du détecteur et donc sa bande passante pour la fréquence intermédiaire.

### 2.3.2) Refroidissement par diffusion des électrons vers un métal normal

Ce type de refroidissement, proposé en 1993 [29], se base sur le fait que les quasiparticules excitées par le rayonnement échangent leur énergie préférentiellement avec les électrons du métal normal, donc avec les électrodes de l'antenne. Pour que cela ait lieu, il faut que la longueur  $L$  du pont HEB soit plus courte que la longueur de diffusion thermique  $L_{th}$  des électrons dans le film,  $L_{th} = \sqrt{D\tau_{ep}}$ , on considère que les quasiparticules se diffusent sur une distance moyenne de  $L/2$  pour atteindre le métal. La longueur maximale pour que ce phénomène domine dans le HEB est donc :

$$L_{max} = 2\sqrt{D\tau_{ep}} \quad 2-25$$

Avec  $D$  la constante de diffusion électronique du matériau.

Dans le cas où  $L \ll L_{th}$ , le HEB est complètement décrit par l'équation 2-23, en substituant  $\tau_{ep}$  par  $\tau_{ee}$  et  $T_p$  par  $T_0$ . Le temps relaxation thermique des électrons du système est donné par :

$$\tau_{ee} = \frac{L^2}{\pi^2 D} \quad 2-26$$

La première réalisation d'un HEB refroidi par diffusion a été présentée en 1995 par Skalare [30], le matériau supraconducteur utilisé était un film de niobium (Nb) de 10 nm d'épaisseur. Pour un film de Nb refroidi à l'hélium liquide (4,2 K),  $L_{max}$  est de l'ordre de 0,1 à 0,3  $\mu\text{m}$ .

La fréquence de coupure est définie comme étant :

$$f_{3dB} = \frac{1}{2\pi\tau} \quad 2-27$$

Ici,  $\tau$  est le temps caractéristique d'un système quelconque.

Dans ce cas, la fréquence de coupure d'un HEB refroidi par diffusion est inversement proportionnelle au carré de la longueur du pont et nécessite aussi d'avoir un matériau présentant une bonne constante de diffusivité :

$$f_{3dB} = \frac{\pi D}{2L^2} \quad 2-28$$

Des bandes passantes allant jusqu'à 9 GHz ont déjà été observées [31]. Il existe plusieurs matériaux présentant une forte diffusivité (Nb, NbC, Al...) pour réaliser des HEB refroidis par diffusion, ce n'est donc pas le manque de choix de matériaux qui limite la réalisation de ce type de HEB. Par contre, pour atteindre une bande passante de plusieurs GHz, il faut que la longueur du pont soit inférieure à 0,1  $\mu\text{m}$ . Il est technologiquement difficile d'obtenir de telles dimensions.

### 2.3.3) Refroidissement par phonons

Dans un HEB refroidi par phonons, les quasiparticules évacuent leur énergie en interagissant avec les phonons du film supraconducteur, puis cette énergie est ensuite transférée dans le substrat. La constante de temps thermique est ici déterminée par le temps d'interaction électron-phonon  $\tau_{ep}$  et le temps d'interaction entre les phonons du film

avec ceux du substrat  $\tau_{esc}$  caractérise le temps d'échappement de la chaleur du film vers le substrat. Le premier HEB fonctionnant sur ce principe a été proposé en 1990 par Gershenson [32]. Le temps caractéristique  $\tau_{esc}$  est fortement dépendant de l'épaisseur du film. Plus le film est mince, meilleure est la thermalisation des phonons, ce temps s'écrit :

$$\tau_{esc} = \frac{4d}{\alpha u} \quad 2-29$$

Où,  $d$  représente l'épaisseur du film supraconducteur,  $u$  la vitesse du son dans le film et  $\alpha$  est le facteur de transparence acoustique entre le film et le substrat. Le temps total de relaxation des électrons du film est égal à un temps caractéristique du HEB, nommé le temps thermique  $\tau_{th}$ . Celui-ci dépend des capacités thermiques des électrons et des phonons du film,  $C_e$  et  $C_p$  et des temps  $\tau_{ep}$  et  $\tau_{esc}$  :

$$\tau_{th} = \tau_{ep} + \frac{C_e}{C_p} \tau_{esc} \quad 2-30$$

Les premiers HEB refroidis par phonons utilisaient des films de Nb d'épaisseur inférieure à 10 nm. Mais la constante de temps de l'interaction électron-phonon du Nb est de l'ordre de 2 ns, ce qui donne une fréquence de coupure théorique du film supraconducteur :

$$f_{3dB(Nb)} = \frac{1}{2\pi\tau_{ep}} \approx 80 \text{ MHz} \quad 2-31$$

Cette fréquence de coupure est trop faible pour les applications de radioastronomie que nous envisageons. Le nitrure de niobium (NbN) employé par la suite [33] a permis d'envisager des bandes passantes plus importantes. Le temps d'interaction électron-phonon du NbN est de l'ordre de 20 à 15 ps, ce qui donne une bande passante théorique de 8 à 10 GHz. Mais comme nous venons de le voir plus haut, le temps total d'interaction dépend aussi de l'interaction des phonons du film avec le substrat. C'est donc le temps thermique  $\tau_{th}$  qui détermine la bande passante du mélangeur.

$$f_{3dB(mélangeur)} = \frac{1}{2\pi\tau_{th}} \quad 2-32$$

Cela dépend bien sûr de la nature du diélectrique utilisé comme substrat et aussi de l'épaisseur du film de NbN. Ainsi, des films de NbN de 3,5 nm d'épaisseur déposés sur du silicium sont limités à des bandes passantes de l'ordre de 4 à 5 GHz. Dans l'idée de se

rapprocher de la bande passante théorique du NbN, Kroug [34] a présenté des HEB avec un film de NbN de 2,5 nm d'épaisseur sur un substrat d'oxyde de magnésium (MgO). La bande passante de ces HEB atteint les 9 GHz, mais la réduction de l'épaisseur du film peut engendrer des inhomogénéités rédhibitoires.

Il existe d'autres matériaux pouvant être utilisés en tant que HEB refroidit par phonon, comme l'alliage NbTiN [35] ou les supraconducteurs à haute température critique en YBaCuO qui possèdent un temps d'interaction électron-phonon proche de 1 ps [36]. Le matériau le plus utilisé pour les mélangeurs HEB refroidis par phonon est le NbN. En plus de ses caractéristiques intéressantes pour le mélange hétérodyne, il présente également l'avantage d'être un élément stable (plus que le Nb, qui s'oxyde rapidement par exemple). Cela est très important pour la reproductibilité d'un procédé de fabrication et assure un bon vieillissement des composants. De nombreux développements autour des mélangeurs HEB utilisent des films supraconducteurs en NbN. Dans le cadre de cette thèse tous les composants fabriqués et étudiés sont basés sur un film supraconducteur de NbN de 3,5 nm d'épaisseur.

#### 2.3.4) Modèle du *Hot Spot*

Dans les paragraphes précédents, le modèle décrivant le fonctionnement du HEB était basé sur la supposition que la température des électrons et des phonons était homogène le long du pont HEB. Ce modèle "standard" est suffisant pour estimer les performances générales des HEB mais il ne permet pas de prédire correctement le comportement des caractéristiques courant-tension  $I(V)$  du bolomètre, ni d'avoir une bonne estimation de la puissance d'OL absorbée. Un nouveau modèle a donc été développé pour corriger ce problème. Il est basé sur le concept du *hot spot*, ou "point chaud".

Le modèle du *hot spot* a été imaginé par Wilms Floet [37], [38] en 1998. Il n'est plus question que les températures des électrons et des phonons soient uniformes le long du nano-pont. Dans ce modèle, les bords du pont HEB, en contact avec les électrodes en or de l'antenne, sont à la température du réservoir  $T_0$ , la température varie le long du pont et atteint un maximum au centre. De ce fait, les puissances venant du rayonnement et de la

polarisation DC ne sont plus absorbées de la même manière. La puissance apportée par le rayonnement est absorbée uniformément dans le pont, alors que la puissance apportée par la polarisation DC n'est absorbée que dans la zone où la résistance n'est pas nulle. De cette manière la variation de la puissance du signal (OL + RF) fait varier la zone active, comme illustré sur la figure suivante. Cette variation de la longueur du *hot spot* module la résistance du HEB qui oscille à la fréquence intermédiaire.

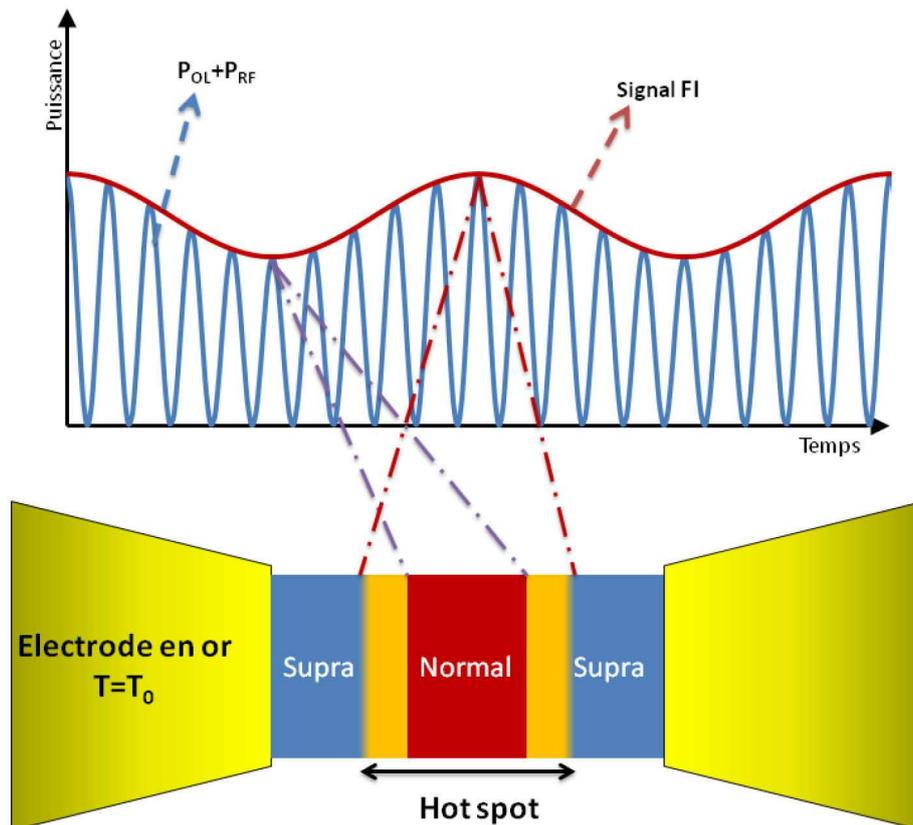


Figure 2-6 : En haut : le mélange des signaux d'OL et RF varie au cours du temps. La différence entre leurs fréquences provoque un battement de fréquence intermédiaire. En bas : la variation de la puissance absorbée par le HEB fait varier la longueur du hot spot à la fréquence FI.

Dans le premier modèle de *hot spot* [39], la résistivité était définie en fonction de la température des électrons par une fonction de Heaviside (un échelon). La résistance du film était alors égale à 0 en dessous de la température critique et devenait brutalement égale à la résistance normale lorsque la température dépassait la  $T_c$ . Il était alors possible d'obtenir une solution analytique pour le profil de température. Cependant le principal inconvénient de ce modèle était que tant que la température ne dépassait pas la  $T_c$ , aucun *hot spot* ne se formait, ce qui aboutissait à une résistance nulle. Il n'était alors pas possible de calculer une

courbe  $I(V)$  pour les petites tensions de polarisation et pour les faibles puissances d'OL. En pratique la résistivité du film supraconducteur ne fait pas un saut brutal à la température critique, la transition entre l'état normal et l'état supraconducteur est plus douce et la largeur de cette transition est de l'ordre de 1,2 K [40]. Le modèle a donc dû être amélioré, en trouvant un modèle de transition plus réaliste pour la résistivité, afin de calculer la courbe  $I(V)$  complète.

Khosropanah [41] a amélioré le modèle du *hot spot* en utilisant une fonction de Fermi pour définir le profil de la résistivité du film en fonction de la température. La largeur de transition devient alors une variable dans les équations, de la même manière que dans un modèle dédié aux bolomètres à électrons chauds à base de Nb et refroidi par diffusion [38]. La résistivité s'écrit alors :

$$\rho(T_e) = \frac{\rho_n}{1 + e^{-\frac{T_e - T_c}{\delta T_c}}} \quad 2-33$$

Avec,  $\rho_n$  la résistivité du matériau à l'état normal.  $\delta T_c$  est une mesure de la largeur de transition. Si nous définissons  $\Delta T$  comme étant la largeur de la transition entre 10 et 90 % de la résistivité normale (figure 2-7), nous pouvons montrer à partir de l'équation 2-33 que :

$$\Delta T = 2 \ln 9 \cdot \delta T \approx 4,4 \delta T \quad 2-34$$

Il a été indiqué précédemment que la largeur de la transition est  $\Delta T \approx 1,2$  K, ce qui fait un  $\delta T = 0,3$  K. La résistivité dépendant de la température des électrons est intégrée dans les équations du bilan énergétique du HEB. La température des électrons n'étant pas homogène le long du film supraconducteur, il devient alors nécessaire de résoudre numériquement le problème pour établir un profil de température  $T_e(x)$ , où  $x$  est la variable spatiale définissant la position le long du pont HEB.

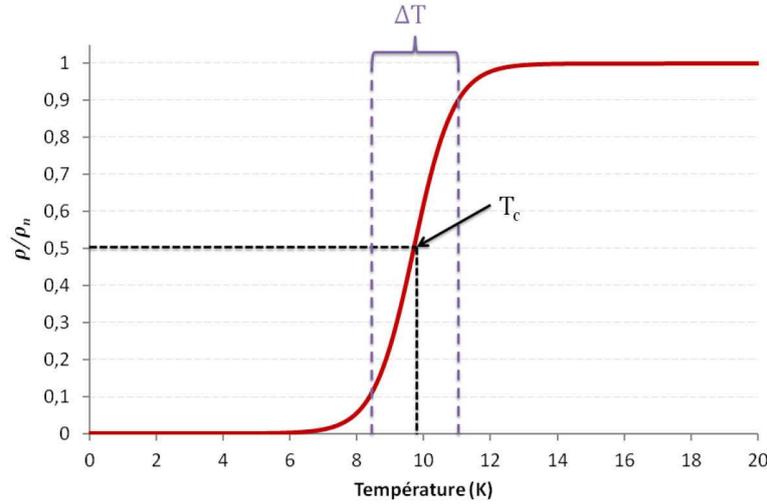


Figure 2-7 : Résistivité en fonction de la température.

Pour modéliser numériquement le comportement d'un HEB, nous considérons que le pont est découpé en une série de boîtes élémentaires de longueur  $dx$  et chaque boîte est connectée avec la suivante par une surface  $S$ . Chaque élément est dans un état d'équilibre thermique et possède ses propres températures d'électrons et de phonons.

Pour débiter l'analyse, considérons un élément  $dx$  du nano-pont dans lequel les électrons subissent plusieurs mécanismes de transfert d'énergie (figure 2-8) : (1) ils reçoivent une énergie de chauffage  $dp_{hot}$ , provoquée par la polarisation DC et par les puissances d'OL et RF absorbées ; (2) ils sont refroidis par les phonons du pont qui drainent une énergie  $dp_{cold}$  ; (3) ils diffusent une énergie  $dp_{diffusion}$  latéralement avec les électrons voisins. En utilisant ces considérations, nous pouvons réécrire l'équation de transfert de chaleur des électrons (équ. 2-23) dans un élément  $dx$  :

$$c_e S dx \frac{dT_e}{dt} = dp_{diffusion}|_x - dp_{diffusion}|_{x+dx} + dp_{hot} - dp_{cold} \quad 2-35$$

Le terme  $c_e$  est la capacité thermique des électrons, cette capacité est dépendante de la température des électrons.

Les termes de diffusion latérale des électrons sont définis par :

$$dp_{diffusion}|_x - dp_{diffusion}|_{x+dx} = -K_e S \frac{dT_e}{dx}|_x + K_e S \frac{dT_e}{dx}|_{x+dx} \quad 2-36$$

Avec  $K_e$  la conductivité thermique des électrons. La conductivité est dépendante de la température des électrons.

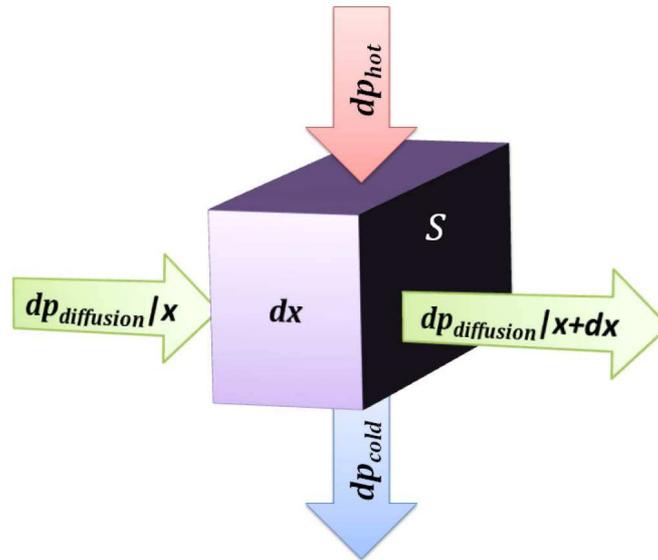


Figure 2-8 : Schéma des échanges d'énergie pour une boîte élémentaire  $dx$  du pont HEB.

Notons la puissance nette absorbée :

$$dp = dp_{hot} - dp_{cold} \quad 2-37$$

Il vient alors :

$$c_e S \frac{dT_e}{dt} = \frac{d}{dx} \left( K_e S \frac{dT_e}{dx} \right) + \frac{dp}{dx} \quad 2-38$$

Pour la suite nous remplacerons les termes  $c_e S$ ,  $K_e S$  et  $dp/dx$  par  $C_e$ ,  $\lambda_e$  et  $P_{abs}$  qui sont respectivement : la capacité thermique, la conductivité thermique et la puissance nette absorbée par unité de longueur.

L'équation 2-38 ainsi simplifiée s'écrit alors :

$$C_e \frac{dT_e}{dt} = \frac{d}{dx} \left( \lambda_e \frac{dT_e}{dx} \right) + P_{abs} \quad 2-39$$

Il est possible d'estimer la conductivité thermique des électrons. Pour cela, supposons qu'il y a équilibre entre les énergies de chauffage et de refroidissement, la puissance nette absorbée est alors nulle. De plus, en considérant que la conductivité thermique n'évolue pas de manière significative entre deux éléments  $dx$ , nous pouvons écrire que :

$$\lambda_e \frac{d^2 T_e}{dx^2} - C_e \frac{dT_e}{dt} = 0 \quad 2-40$$

La solution de cette équation est de la forme :

$$T_e(x, t) = e^{-\frac{t}{\tau_e}} \cdot e^{\frac{x}{l_e}} \quad 2-41$$

Où  $\tau_e$  et  $l_e$  sont le temps de relaxation des électrons et la longueur caractéristique de relaxation.

Il vient ensuite :

$$\frac{\lambda_e}{l_e^2} = \frac{C_e}{\tau_e} \quad 2-42$$

$$l_e = \sqrt{\frac{\lambda_e \tau_e}{C_e}} \quad 2-43$$

En identifiant cette formule avec la longueur caractéristique de diffusion  $l_e = \sqrt{D\tau_e}$ , où  $D$  est la constante de diffusion, la conductivité thermique est donc égale à :

$$\lambda_e = C_e D \quad 2-44$$

Comme nous l'avons vu précédemment, ce qui limite le plus le temps de réaction d'un mélangeur HEB refroidi par phonon, c'est le transfert de chaleur entre les électrons et les phonons. Le découplage entre les températures des électrons et des phonons fait que nous pouvons les considérer comme deux systèmes thermiques distincts dans un élément  $dx$ . Le schéma de la figure 2-9 montre quels sont les différents transferts de chaleur au sein d'un petit élément du film NbN. De manière similaire à l'équation 2-39, nous pouvons réécrire les équations d'échanges thermiques qui se produisent dans un petit élément du film pour les électrons et pour les phonons :

$$C_e(T_e) \frac{dT_e}{dt} = \frac{d}{dx} \left( \lambda_e(T_e) \frac{dT_e}{dx} \right) + dp_{hot} + p_{pe} - p_{ep} \quad 2-45$$

$$C_p(T_p) \frac{dT_p}{dt} = \frac{d}{dx} \left( \lambda_p(T_p) \frac{dT_p}{dx} \right) + p_{ep} - p_{pe} - p_{ps} \quad 2-46$$

Avec  $\lambda_e(T_e)$  et  $\lambda_p(T_p)$ , les conductivités thermiques des électrons et des phonons ; toutes deux dépendent de la température du système concerné.

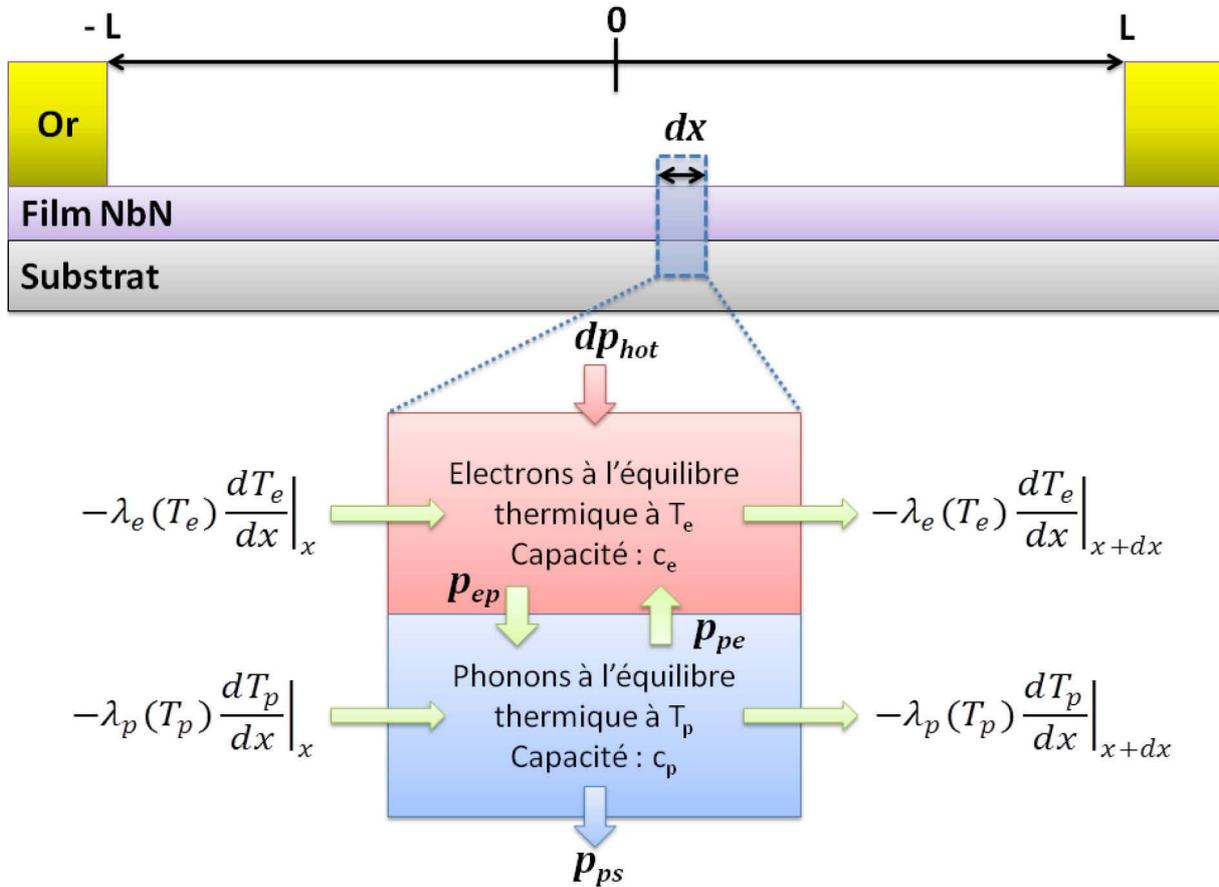


Figure 2-9 : Les différents échanges thermiques entre électrons, phonons et substrat dans un élément  $dx$ .

Le terme  $dp_{hot}$  est toujours la chaleur provoquée par la polarisation DC et par le rayonnement capté. Le rayonnement est composé du signal d'OL mélangé avec le signal RF, mais la puissance du signal RF est négligeable devant la puissance du signal d'OL. Dans cette analyse "grand signal", nous ne tiendrons compte que du signal d'OL. Nous supposons que le rayonnement est absorbé de manière uniforme sur l'ensemble du pont. La polarisation DC apporte de la chaleur par effet joule dans le *hot spot*. La polarisation est alors assimilée à un courant de polarisation  $I_0$ . Dans ces conditions le terme  $dp_{hot}$  s'écrit :

$$dp_{hot} = \frac{P_{OL}}{2L} + \frac{I_0^2 \rho(T_e)}{S} \tag{2-47}$$

Ici,  $P_{OL}$  est la puissance totale reçue par le film de NbN. Cette puissance est divisée par la longueur du pont (puissance linéique). La puissance dissipée par le courant de polarisation

est divisée par la surface de la section du film. Dans notre cas, la dimension de la section d'un HEB est environ de 2  $\mu\text{m}$  de large par 3,5 nm d'épaisseur.

Les termes  $p_{ep}$  et  $p_{pe}$  font référence aux interactions électron-phonon et phonon-électron du film de NbN. Le couplage électron-phonon s'écrit :

$$p_{ep} - p_{pe} = \sigma_e (T_e^n - T_p^n) \quad 2-48$$

Ici,  $\sigma_e$  est le coefficient de couplage électron-phonon. Il est défini comme étant égal à :

$$\sigma_e = \frac{c_e S}{n T_e^{n-1} \tau_{ep}} \quad 2-49$$

Le facteur  $n$  dépend du matériau mis en jeu : dans le cas du NbN,  $n=3,6$  [42]. Le temps de relaxation  $\tau_{ep}$  est dépendant de la température des électrons, cela a été démontré dans une expérience [43] :

$$\tau_{ep} \approx \frac{500}{T_e^{1.6}} \text{ ps} \quad 2-50$$

Il faut noter que la capacité thermique des électrons  $c_e$ , est proportionnelle à  $T_e$  [42]. Cela signifie que le coefficient de couplage  $\sigma_e$  est indépendant de la température des électrons.

De manière analogue, la puissance transmise des phonons du film vers le substrat s'écrit :

$$p_{ps} = \sigma_p (T_p^4 - T_s^4) \quad 2-51$$

Ici,  $T_s$  est la température du substrat sur lequel est déposé le film NbN.

Le terme  $\sigma_p$  est le coefficient de couplage phonon-substrat, celui-ci est égal à :

$$\sigma_p = \frac{c_p S}{4 T_p^3 \tau_{esc}} \quad 2-52$$

Le temps d'échappement  $\tau_{esc}$  est donné par [42] comme étant indépendant de la température. La capacité calorifique  $c_p$  est proportionnelle à  $T_p^3$ . Ainsi, le coefficient de couplage phonon-substrat est indépendant de la température.

Le terme de diffusion des phonons du film de NbN, qui apparait dans l'équation 2-46, est très faible par rapport à la puissance transmise des phonons du film vers ceux du substrat. L'équation 2-46 est donc simplifiée en négligeant la diffusion des phonons dans le film supraconducteur.

En régime stationnaire, les températures des électrons et des phonons ne dépendent pas du temps. Les équations 2-45 et 2-46 deviennent alors :

$$\frac{d}{dx} \left( \lambda_e(T_e) \frac{dT_e}{dx} \right) - \sigma_e(T_e^{3.6} - T_p^{3.6}) + \frac{P_{OL}}{2L} + \frac{I_0^2 \rho(T_e)}{S} = 0 \quad 2-53$$

$$\sigma_e(T_e^{3.6} - T_p^{3.6}) - \sigma_p(T_p^4 - T_s^4) = 0 \quad 2-54$$

L'équation 2-54 est résolue approximativement pour la température des phonons  $T_p$  et cette température est ensuite injectée dans l'équation 2-53, donnant alors :

$$\frac{d}{dx} \left( \lambda_e(T_e) \frac{dT_e}{dx} \right) - \sigma_{eff}(T_e^{3.6} - T_s^{3.6}) + \frac{P_{OL}}{2L} + \frac{I_0^2 \rho(T_e)}{S} = 0 \quad 2-55$$

Avec  $\sigma_{eff}$  le coefficient de couplage électron-phonon efficace [44] :

$$\sigma_{eff} = \frac{8\sigma_e\sigma_p\sqrt{T_s}}{8\sigma_p\sqrt{T_e} + 7\sigma_e} \quad 2-56$$

Notons que les dimensions des éléments de l'équation 2-55 sont en  $W.m^{-1}$ . L'équation 2-55 est résolue numériquement avec comme conditions aux limites  $T_e(-L) = T_e(L) = T_s$ , ce qui donne un profil de la température des électrons le long du film supraconducteur. Avec le profil de température, nous pouvons calculer la résistance du pont HEB :

$$R = \frac{1}{S} \int_{-L}^L \rho(T_e(x)) dx = \frac{1}{S} \int_{-L}^L \frac{\rho_n}{1 + e^{-\frac{T_e(x) - T_c}{\delta T}}} dx \quad 2-57$$

Le profil de  $T_e$  dépend de la chaleur apportée par le rayonnement d'OL et la polarisation DC. Ainsi, le profil de température peut être calculé pour différentes valeurs de puissance d'OL et de courant de polarisation. A partir du profil de température nous déterminons la valeur de la résistance associée aux paramètres ( $P_{OL}$ ,  $I_0$ ). En fixant la puissance d'OL et en faisant varier le courant de polarisation, nous obtenons un ensemble de valeur de résistance et nous pouvons en déduire la caractéristique  $I(V)$  du HEB lorsqu'il est soumis à une puissance  $P_{OL}$ .

### 2.3.4.1) Effets de la réflexion d'Andreev et du courant critique

Le modèle du *hot spot* a été accepté par la communauté scientifique comme étant le plus précis pour estimer les caractéristiques des HEB. Néanmoins, il présentait des gains de conversion légèrement supérieurs et des températures de bruit légèrement inférieures à ce qui pouvait être mesuré. H. Merkel apporta une amélioration au modèle en incluant la réflexion d'Andreev sur les bords du *hot spot* et la variation du courant critique dans le pont HEB [45].

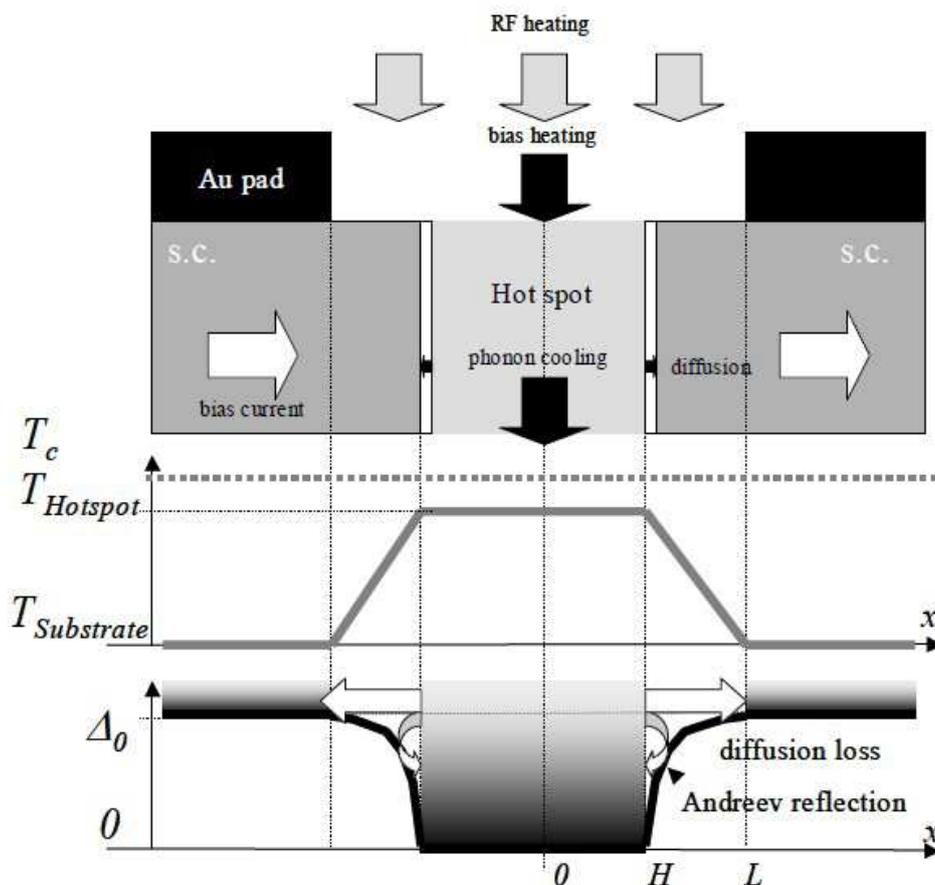


Figure 2-10 : Schéma de principe de la réflexion d'Andreev dans le film de NbN [45].

Jusqu'à présent, nous supposons que les électrons du *hot spot* diffusaient leur énergie latéralement dans le film sans contrainte particulière. Pourtant, dans la réalité, cela ne se passe pas de cette manière. En 1964, A. Andreev mis en évidence le fait que le transfert de chaleur à l'interface entre l'état normal et supraconducteur est limité par un phénomène de réflexion de la chaleur à cette interface [46]. En fait, seuls les électrons possédant une énergie plus grande que l'énergie de *gap* du supraconducteur ont une forte probabilité de

sortir du *hot spot* en transportant avec eux de la chaleur à l'extérieur de la zone résistive. Cette réflexion d'Andreev à l'interface entre *hot spot* et supraconducteur limite fortement la diffusion de l'énergie le long du pont HEB. La zone résistive est en quelque sorte isolée thermiquement du reste du film. Le terme de diffusion de l'énergie des électrons de l'équation 2-55 doit donc être multiplié par un coefficient de transmission d'Andreev  $\alpha$ . Ce coefficient est déterminé à partir de la fonction de distribution de Fermi-Dirac pour une densité d'électron  $n_E(E)$  [47] :

$$\alpha = \frac{\int_{\Delta}^{\infty} n_E(E) dE}{\int_0^{\infty} n_E(E) dE} = \frac{k_B T \ln \left( 1 + e^{\frac{\Delta(T)}{k_B T}} \right) - \Delta(T)}{k_B T \ln 2} \quad 2-58$$

Où l'énergie de *gap* du supraconducteur s'écrit :

$$\Delta(T) = \Delta_0 \left( 1 - \frac{T}{T_c} \right)^{\gamma} \quad 2-59$$

Dans la théorie BCS [22],  $\Delta_0 = 3.52 k_B T_c / 2$ . L'énergie de *gap* du supraconducteur est maximale lorsque  $T = 0$  K. L'exposant  $\gamma$  dépend de la plage de température et sa valeur varie de 1,5 pour les basses températures à 0,5 pour les plages de températures plus larges. L'équation du coefficient de transmission d'Andreev peut être résolue numériquement. Ainsi, pour un substrat à la température de 4 K et une température critique du supraconducteur de l'ordre de 10 K, le coefficient  $\alpha$  vaut approximativement 0,1. Ce coefficient est introduit dans l'équation du bilan thermique du HEB :

$$\frac{d}{dx} \left( \alpha \lambda_e(T_e) \frac{dT_e}{dx} \right) - \sigma_{eff} (T_e^{3.6} - T_s^{3.6}) + \frac{P_{OL}}{2L} + \frac{I_0^2 \rho(T_e)}{S} = 0 \quad 2-60$$

Un autre effet a été pris en compte dans le modèle du *hot spot* pour comprendre les écarts entre mesures et simulations. L'intensité du courant circulant dans le pont HEB a un impact sur la température critique du supraconducteur. Dans l'absolu, les électrons doivent dépasser une certaine température pour briser la supraconductivité. L'intensité du courant traversant le HEB peut partiellement supprimer la supraconductivité par l'intermédiaire du champ magnétique associé à ce passage de courant ; cela a pour effet de réduire la température nécessaire aux électrons pour faire transiter le supraconducteur vers son état

normal. La théorie Ginzburg-Landau [48] donne une expression de la densité de courant critique en fonction de la température des quasiparticules :

$$j_c(T_e) = j_c(0) \left(1 - \frac{T_e}{T_c}\right)^\gamma \quad 2-61$$

Où  $j_c(T_e)$  est la densité de courant critique à la température  $T_e$ . Ainsi la température critique efficace dépend de l'intensité du courant :

$$T_{c,eff} = T_c \left(1 - \left(\frac{I_0}{I_c}\right)^{\frac{1}{\gamma}}\right) \leq T_c \quad 2-62$$

La température critique efficace est toujours plus faible que la température critique du supraconducteur.

#### 2.3.4.2) Modélisation numérique d'un HEB sur substrat épais

Pour illustrer ce que nous venons de voir, prenons l'exemple d'un HEB sur un substrat de silicium. Les HEB que nous fabriquons sont dimensionnés pour avoir une résistance normale de l'ordre de 75  $\Omega$ . L'épaisseur du film de NbN est de 3,5 nm et le pont HEB mesure 2  $\mu\text{m}$  de large pour 200 nm de long. Les films NbN de cette épaisseur ont une température critique d'environ 9.8 K [49] et une largeur de transition  $\delta T$  de 0.3 K. Regardons d'abord l'influence de la puissance d'OL sur la température des électrons lorsque le courant traversant le pont est fixé. Les paramètres utilisés pour la simulation sont donnés dans le tableau 2-1 :

Paramètre	$\lambda_e$	$\sigma_{eff}$	$\alpha$	$T_c$	$\delta T$	$T_s$	$I_0$	$L$	$R_n$
Valeur	$6.10^{-18} T_e^3$	$4.10^{-4}$	0.1	9.8	0.3	4.2	40	100	75
dimension	$\text{W.m.K}^{-1}$	$\text{W}/(\text{m.K}^{3.6})$	\	K	K	K	$\mu\text{A}$	nm	$\Omega$

Tableau 2-1 : Paramètres utilisés pour la résolution de l'équation 2-60.

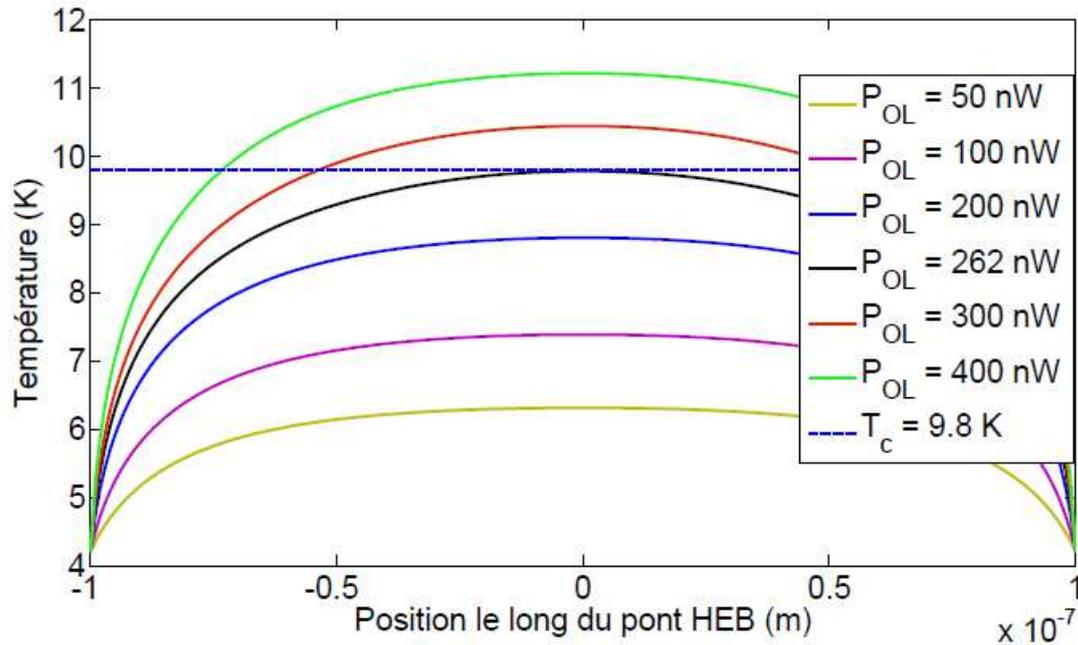


Figure 2-11 : Evolution du profil de température des électrons le long du film de NbN pour différentes valeurs de puissance de l'oscillateur local.

Le profil de température des électrons est calculé en résolvant l'équation 2-60. Le résultat est présenté sur la figure 2-11. Dans nos conditions, la puissance d'OL nécessaire pour atteindre la température critique et former une zone de résistivité normale est d'environ 262 nW. C'est autour de la température critique que le HEB est le plus sensible aux petites variations du signal FI, car c'est dans cette zone que la variation de résistance est la plus importante. A partir de ces courbes de température, nous pouvons calculer la résistance du HEB en intégrant l'équation 2-57. De cette manière, en faisant varier le courant de polarisation nous pouvons en déduire la caractéristique  $I(V)$  pour les différentes valeurs de puissance d'OL figure 2-12. On constate qu'en augmentant la puissance d'OL le courant critique est peut à peut réduit, et la caractéristique courant-tension du HEB tend vers une résistance normale.

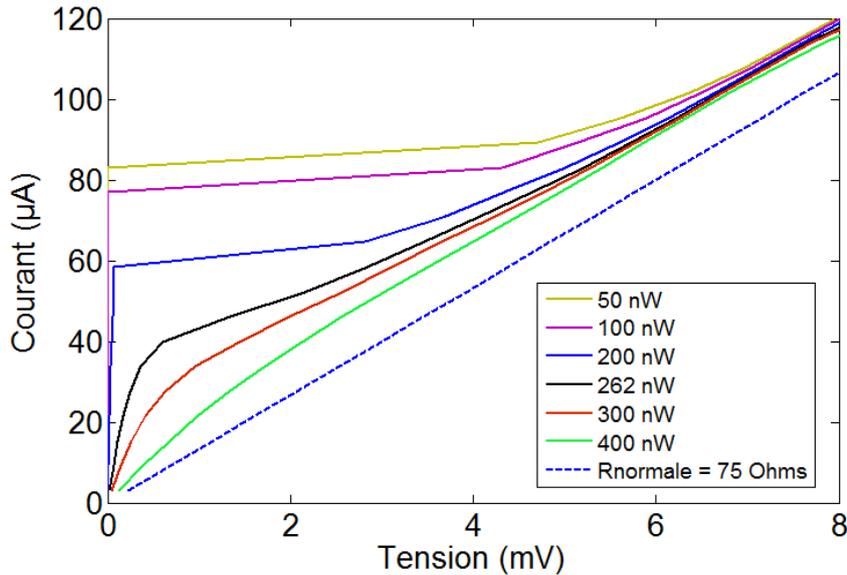


Figure 2-12 : caractéristiques  $I(V)$  pour différentes valeurs de puissance d'OL absorbées.

### 2.3.5) Modèle du *hot spot* pour les membranes

Traditionnellement les HEB sont fabriqués sur des substrats diélectriques de plusieurs dizaines, voire centaines de  $\mu\text{m}$ , nous parlons alors de substrat épais. Ceux-ci sont collés sur une lentille faite du même diélectrique afin de focaliser le signal vers le HEB (cf. chapitre 3). Une idée pour s'affranchir des pertes dans le substrat et pour permettre la montée en fréquence, est d'amincir l'épaisseur de diélectrique sous le HEB. Les HEB que nous développons dans le cadre de cette thèse reposent sur une membrane fine de  $1,4 \mu\text{m}$  d'épaisseur, constituée de nitrure de silicium  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et de dioxyde de silicium  $\text{SiO}_2$ . Une autre conséquence au fait de retirer le substrat sous la membrane est que la chaleur ne s'évacue plus de la même manière. Dans le cas des substrats "épais", nous considérons que le substrat était un réservoir de température permettant l'évacuation de la chaleur du pont directement dans le substrat. De cette façon, nous pouvions négliger la diffusion des phonons le long du pont HEB. Dans le cas d'une structure sur membrane fine, l'évacuation de la chaleur se fait par diffusion des phonons dans la membrane. Il n'est donc plus possible de négliger le terme de diffusion des phonons. Ainsi, les équations du bilan thermique font apparaître des termes de diffusions des phonons pour le film de NbN et pour la membrane. Le schéma de la figure 2-13 représente les échanges thermiques qui ont lieu dans une structure de HEB sur membrane fine.

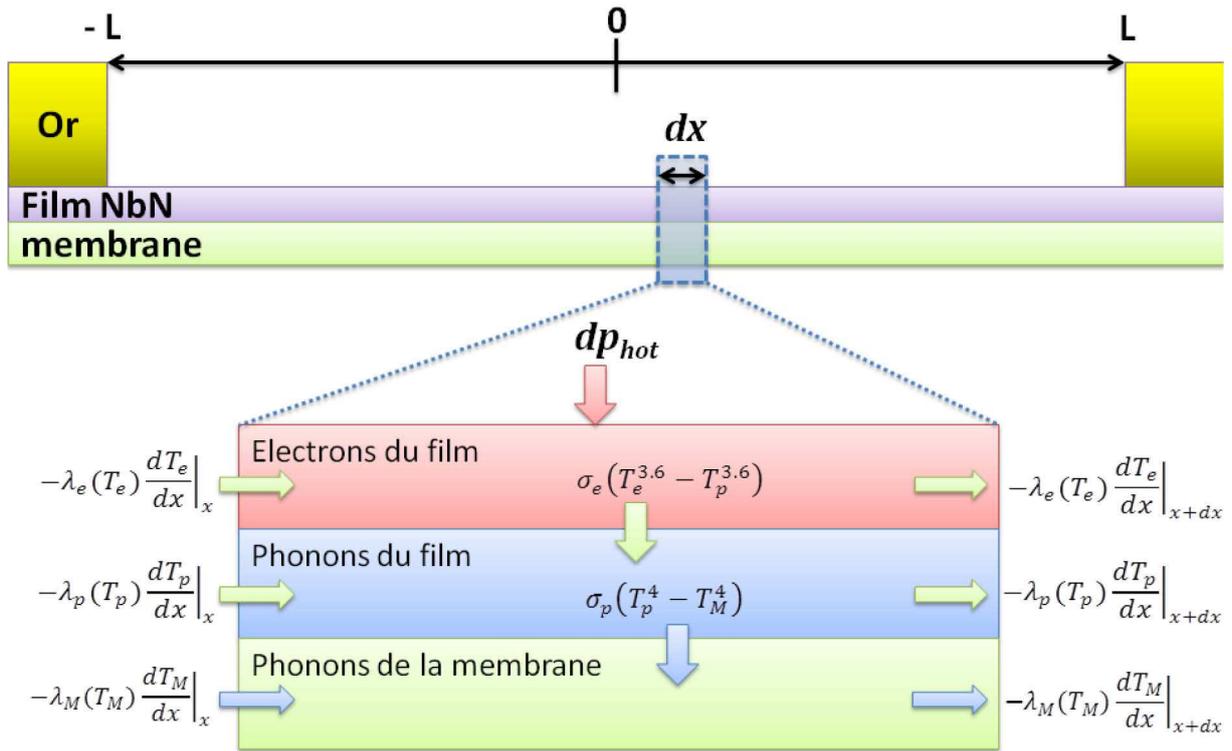


Figure 2-13 : Bilan des échanges thermiques d'un HEB sur membrane.

Le mécanisme de chauffage des électrons ne change pas. Les électrons sont chauffés dans tout le nano-pont de manière uniforme par les signaux d'OL et RF, alors que la polarisation DC ne chauffe que la zone où la supraconductivité est brisée. Les électrons se refroidissent par diffusion, en interagissant avec les électrons voisins et également par interaction avec les phonons du film de NbN. La réflexion d'Andreev limite la diffusion des électrons dans le film. Ensuite, ce sont les phonons qui se refroidissent par interaction avec les phonons de la membrane mais aussi par diffusion latérale. Les phonons du film et de la membrane ont chacun leur propre terme de diffusion, qui dépend de leur température. Les équations du bilan thermique dans ce système s'écrivent de la manière suivante :

$$\frac{d}{dx} \left( \alpha \lambda_e(T_e) \frac{dT_e}{dx} \right) - \sigma_e(T_e^{3.6} - T_p^{3.6}) + \frac{P_{OL}}{2L} + \frac{I_0 \rho(T_e)}{S} = 0 \quad 2-63$$

$$\frac{d}{dx} \left( \lambda_p(T_p) \frac{dT_p}{dx} \right) + \sigma_e(T_e^{3.6} - T_p^{3.6}) - \sigma_p(T_p^4 - T_M^4) = 0 \quad 2-64$$

$$\frac{d}{dx} \left( \lambda_M(T_M) \frac{dT_M}{dx} \right) + \sigma_p(T_p^4 - T_M^4) = 0 \quad 2-65$$

Ici,  $T_M$  représente la température de la membrane.

Pour résoudre ce système d'équations, nous faisons les suppositions suivantes [50] :

- Les conductivités thermiques des phonons du film et de la membrane sont proportionnelles à leur épaisseur respective que nous noterons  $F$  et  $M$  :  $\frac{\lambda_p}{\lambda_M} = \frac{F}{M}$
- La conductivité thermique des phonons du film est dix fois plus petite que celle des électrons :  $\lambda_p = \frac{\lambda_e}{10}$
- L'amplitude de variation de la température des phonons du film est approximativement la même que celle des phonons de la membrane :  $\frac{dT_p}{dx} \sim \frac{dT_M}{dx}$

A partir de ces considérations les équations du bilan thermique deviennent :

$$\frac{d}{dx} \left( \alpha \lambda_e(T_e) \frac{dT_e}{dx} \right) - \sigma_e(T_e^{3.6} - T_p^{3.6}) + \frac{P_{OL}}{2L} + \frac{I_0^2 \rho(T_e)}{S} = 0 \quad 2-66$$

$$\frac{1}{10} \left( 1 + \frac{M}{F} \right) \frac{d}{dx} \left( \lambda_e(T_p) \frac{dT_p}{dx} \right) + \sigma_e(T_e^{3.6} - T_p^{3.6}) = 0 \quad 2-67$$

Rappelons que l'expression de  $\sigma_e$  est :

$$\sigma_e = \frac{c_e S}{3,6 T_e^{2,6} \tau_{ep}}$$

Il est alors possible de résoudre numériquement ces équations pour  $T_e$  et  $T_p$ . De manière analogue au paragraphe précédent, le calcul d'un profil de température des électrons nous permet de remonter à la résistance du HEB en différents points de polarisation DC et pour différentes puissances d'OL.

A titre d'exemple, la simulation suivante est réalisée en considérant un pont HEB de 200 nm de long et 2  $\mu$ m de large. L'épaisseur du film est de 3,5 nm, et celle de la membrane est de 1,4  $\mu$ m. La résistance normale du HEB est de 75 Ohms.

Paramètre	$\lambda_e$	$\sigma_e$	$\alpha$	$T_c$	$\delta T$	$T_s$	$I_0$	$L$	$R_n$
Valeur	$6.10^{-18} T_e^3$	$4.10^{-4}$	0.1	9.8	0.3	4.2	40	100	75
dimension	W.m.K <sup>-1</sup>	W/(m.K <sup>3.6</sup> )	\	K	K	K	$\mu$ A	nm	$\Omega$

Tableau 2-2 : Paramètres utilisés pour résoudre le système d'équations du HEB sur membrane.

En faisant varier la puissance d'OL nous voyons la température des électrons augmenter jusqu'à atteindre la température critique (figure 2-14). On constate que la puissance nécessaire pour atteindre la température critique est légèrement inférieure au cas du HEB sur substrat épais. Il est indispensable de prendre cette valeur de puissance absorbée par le HEB avec précaution, puisque le modèle ne prend pas en compte la perte du signal dans le substrat diélectrique. Cependant, comme nous le verrons dans le chapitre 3 concernant le couplage du signal, la perte induite par le passage du rayonnement dans le substrat et dans la lentille focalisant le signal n'est pas négligeable. Cela dépendra bien évidemment de la nature du diélectrique. Dans le cas du HEB sur membrane traité ici, le substrat est suffisamment fin pour ne pas induire de pertes du signal.

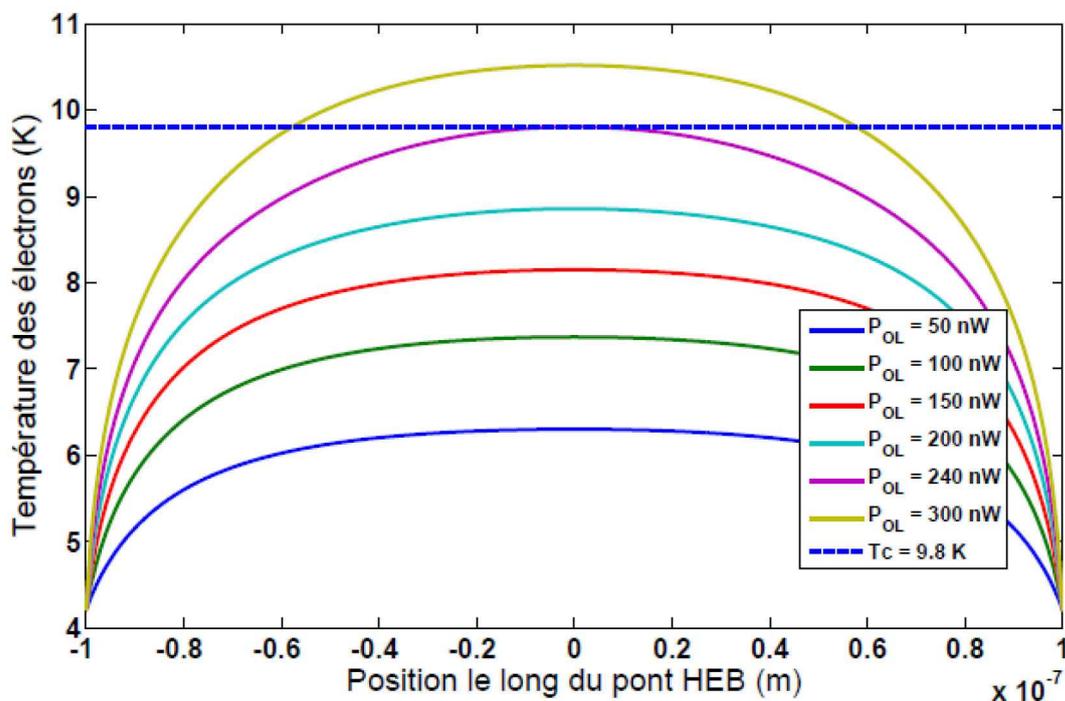


Figure 2-14 : Profil de température des électrons le long du nano-pont HEB pour plusieurs valeurs de puissance d'OL.

Le calcul de la résistance du pont à partir du profil de température permet de déduire les caractéristiques courant-tension du HEB sur membrane pour différentes puissances d'OL (figure 2-15). La puissance optimale d'OL est atteinte lorsque la température des électrons est très proche de la température critique. Le *hot spot* se forme et la faible puissance du signal à détecter suffit alors à faire varier la taille du *hot spot*, donc la résistance du HEB, au rythme de la fréquence intermédiaire. En augmentant la puissance d'OL, la taille du *hot spot*

s'étend jusqu'à atteindre les bords du pont, le HEB transite complètement dans son état résistif normal. Pour les faibles puissances d'OL, on constate une forte discontinuité sur les courbes  $I(V)$ . Ce phénomène peut être interprété par la formation de vortex dans le supraconducteur, ceux-ci ne sont pas inclus dans ce modèle. Pour les faibles tensions de polarisation, le supraconducteur est dans un état dominé par l'effet Meissner : le courant augmente sans résistance. En atteignant le courant critique, le champ électromagnétique est suffisamment intense pour former des vortex qui brisent localement la supraconductivité. Le courant peut continuer à circuler sans résistance en contournant les vortex, mais ces derniers peuvent se déplacer dans le supraconducteur créant ainsi un flux de vortex. Ce déplacement de vortex freine le passage du courant ce qui se traduit sur la courbe  $I(V)$  par une diminution du courant (cf. figure 2-18, courbe HEB non pompé). Le courant DC peut alors être absorbé dans le nano-pont HEB et il en résulte une résistance dynamique négative dans une zone instable de la courbe  $I(V)$ . L'augmentation de la puissance d'OL fait diminuer la taille de la zone de discontinuité jusqu'à la faire disparaître complètement. Cela indique que le HEB est suffisamment pompé pour former un *hot spot*.

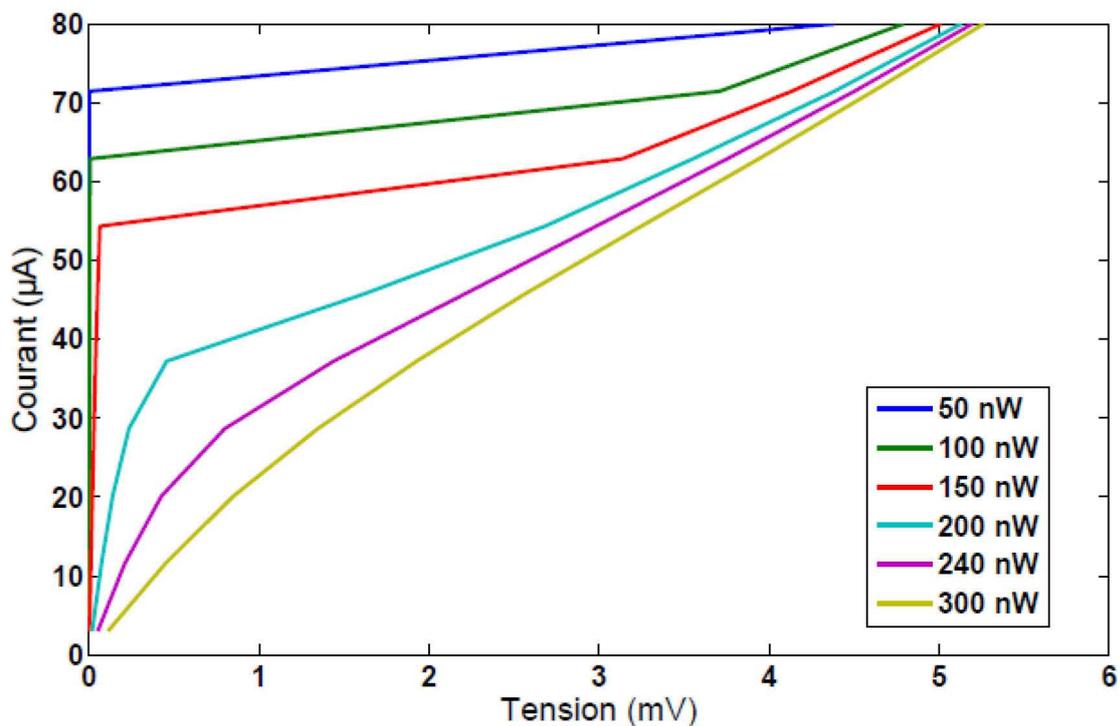


Figure 2-15 : Caractéristique  $I(V)$  d'un HEB sur membrane pour différentes valeurs de puissance d'OL.

Dans le but d'évaluer l'impact de l'épaisseur de la membrane sur le comportement du HEB, nous fixons le courant  $I_0$  circulant dans le HEB, et nous calculons pour plusieurs épaisseurs

de membrane la puissance nécessaire pour obtenir un *hot spot*. Le résultat de cette simulation est présenté sur la figure 2-16. L'épaisseur du substrat varie de 400  $\mu\text{m}$  à 0,1  $\mu\text{m}$ . La puissance nécessaire est à peu près constante entre 400 et 10  $\mu\text{m}$  et vaut 208,5 nW dans nos conditions de simulation. Avec une membrane de 1,4  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, la puissance nécessaire passe à 205,5 nW et descend sous les 200 nW pour des épaisseurs inférieures à 0,5  $\mu\text{m}$ .

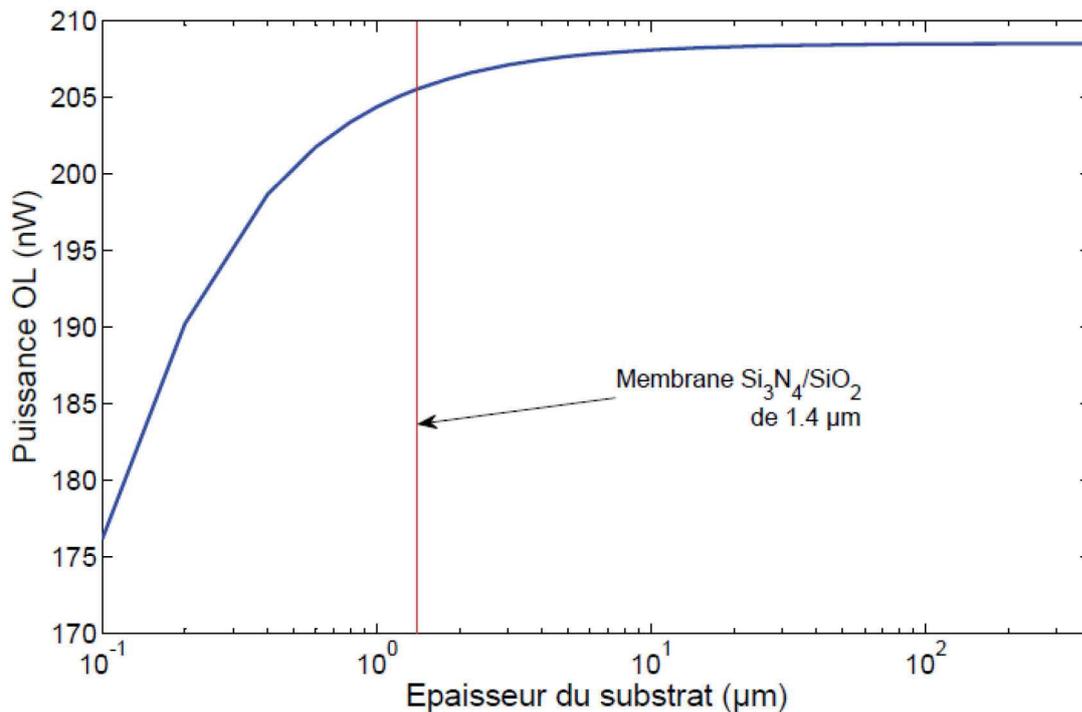


Figure 2-16 : Evolution de la puissance nécessaire à l'obtention d'un *hot spot* en fonction de l'épaisseur de la membrane.

### 2.3.6) Analyse en régime petits signaux

Dans les paragraphes précédents, nous avons vu comment le rayonnement incident associé à une polarisation DC génèrent un *hot spot* dans le film supraconducteur. Pour cela, nous avons volontairement négligé le signal RF, qui est très petit devant la puissance de l'oscillateur local. Si cela était tout à fait valable pour déterminer les caractéristiques du HEB en régime "grand signal", cela n'est plus le cas lorsque nous cherchons à déterminer le signal de fréquence intermédiaire résultant du mélange des signaux OL et RF par le HEB. Une fois que le bolomètre est polarisé en DC, puis excité par le signal d'OL, il présente alors une résistance fixe  $R_0$ . Sous l'influence du signal RF, la résistance varie autour du point de

polarisation d'une quantité que nous noterons  $\Delta R$ . Cette variation de résistance oscille à la fréquence intermédiaire  $FI$ . La chaîne d'amplification est connectée aux bornes du HEB, présentant alors une résistance de charge notée  $R_L$ . La variation de résistance du HEB introduit une variation du courant  $\Delta I$  dans la chaîne d'amplification. La figure 2-17 représente le schéma équivalent du mélangeur HEB connecté à la chaîne d'amplification.

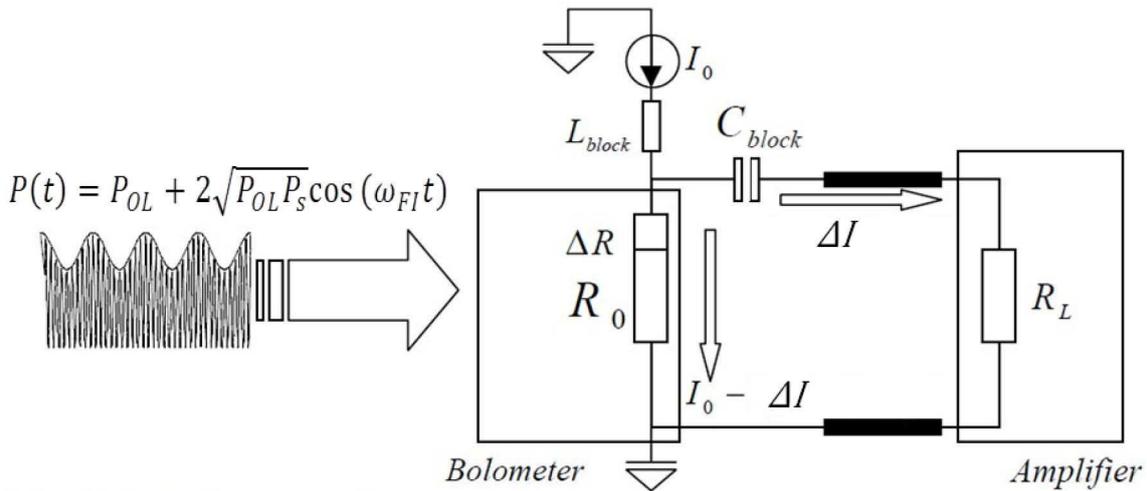


Figure 2-17 : Circuit équivalent du mélangeur HEB connecté à la chaîne d'amplification.

La puissance du signal d'entrée  $P(t) = P_{OL} + 2\sqrt{P_{OL}P_S}\cos(\omega_{FI}t)$  est convertie en un signal  $FI$  via la résistance de charge de l'amplificateur. La capacité  $C_{block}$  empêche la composante DC de passer, seule la variation temporelle  $\Delta I$  atteint la résistance de charge. Le système HEB + amplificateur est alors caractérisé par un gain de conversion du signal  $RF$  en signal  $FI$  par la formule suivante [44] :

$$\eta = \frac{P_{FI}}{P_S} = \frac{2I_0^2 R_L C_{RF}^2 P_{OL}}{(R_0 + R_L)^2 \left(1 - C_{DC} I_0^2 \frac{R_L - R_0}{R_L + R_0}\right)^2} \quad 2-68$$

Où,  $P_{FI}$  est la puissance dans la résistance de charge  $R_L$  et  $P_S$  la puissance RF absorbée par le HEB. Les termes  $C_{DC}$  et  $C_{RF}$  sont les efficacités de chauffage du bolomètre par la polarisation DC et par le rayonnement. Ils sont définis par :

$$C_{DC} = \left. \frac{\partial R_0}{\partial P_{DC}} \right|_{\Delta P_{OL}=0} \quad 2-69$$

$$C_{RF} = \left. \frac{\partial R_0}{\partial P_{OL}} \right|_{\Delta P_{DC}=0} \quad 2-70$$

Dans le modèle du *hot spot* la chaleur apportée par le rayonnement radiofréquence se dissipe dans la totalité du pont HEB, alors que la puissance dissipée par l'effet de la polarisation DC ne se produit qu'à l'intérieur de la zone résistive. Les deux efficacités de chauffage ont donc des valeurs et des rôles distincts dans le calcul du gain du mélangeur HEB. Cependant, il peut être intéressant d'effectuer une simplification afin de déterminer la quantité de puissance d'OL absorbée par le HEB. Ainsi, en considérant le modèle "standard" du HEB, le chauffage par rayonnement ou par polarisation DC produit le même effet sur le HEB, nous avons alors :

$$C_0 = C_{DC} = C_{RF} = \frac{\partial R_0}{\partial P} \quad 2-71$$

Dans cette condition, la puissance absorbée par le HEB est calculée par la méthode dite isotherme, cette méthode est décrite dans [51].

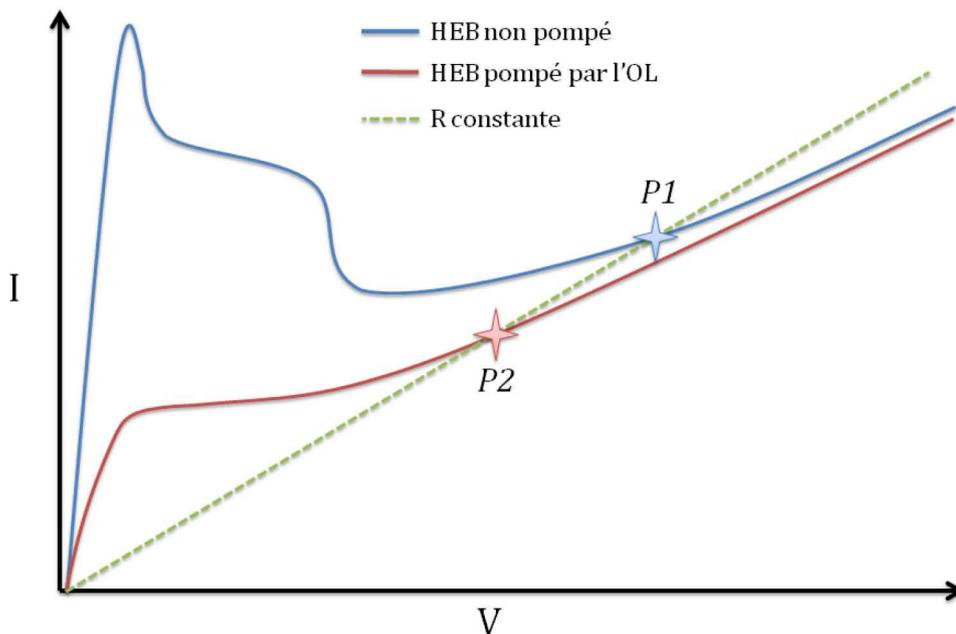


Figure 2-18 : Méthode isotherme pour le calcul de la puissance d'OL absorbée. La différence P1-P2 est égale à  $P_{OL}$ .

L'idée de cette méthode est d'utiliser les courbes  $I(V)$  du HEB avec et sans OL. Ces courbes sont nommées respectivement pompée et non pompée. En traçant une droite de résistance constante qui coupe les deux courbes suffisamment loin de la zone de transition normale-

supraconductrice, les deux points d'intersection correspondent à des valeurs de puissances pour une même valeur de résistance ( $P1$  et  $P2$ , voir figure 2-18). Etant donné que la résistance dépend de la température des électrons, nous considérons donc que les électrons sont à la même température pour ces deux puissances. La seule différence vient de la puissance de l'OL absorbée par le HEB. La différence  $P1 - P2$  donne alors la puissance d'OL absorbée par le HEB.

Enfin, il faut considérer le fait que les capacités  $C_{RF}$  et  $C_{DC}$  dépendent de la fréquence et sont déterminées par le temps de relaxation des électrons  $\tau_{th}$  [51] :

$$C_{RF}(\omega) = \frac{C_{RF}(\omega = 0)}{1 + j\omega\tau_{th}} \quad 2-72$$

$$C_{DC}(\omega) = \frac{C_{DC}(\omega = 0)}{1 + j\omega\tau_{th}} \quad 2-73$$

En incluant ces expressions, l'équation du gain de conversion devient :

$$\eta = \frac{2I_0^2 R_L C_{RF}^2 P_{OL}}{(R_0 + R_L)^2 \left(1 - C_{DC} I_0^2 \frac{R_L - R_0}{R_L + R_0}\right)^2} \frac{1}{1 + \omega_{FI}^2 \tau_{mix}^2} \quad 2-74$$

Avec  $\tau_{mix}$  le temps caractéristique du mélangeur incluant la contre-réaction électrothermique :

$$\tau_{mix} = \frac{\tau_{th}}{1 + I_0^2 C_{DC} \frac{R_L - R_0}{R_L + R_0}} \quad 2-75$$

Ainsi, dans l'expression du gain de conversion de l'équation 2-74, le premier terme représente la conversion de la puissance du rayonnement incident en puissance dissipée dans la résistance de charge  $R_L$ , alors que le deuxième terme représente l'effet de la contre-réaction électrothermique.

### 2.3.7) Bruits du mélangeur HEB

Toute mesure est entachée d'un bruit, d'une variation aléatoire autour de la valeur à mesurer. Pour un mélangeur à supraconducteur HEB il existe deux sources principales de

bruit : le bruit Johnson et le bruit de fluctuations thermiques. Lors du développement d'un détecteur, un des objectifs est la minimisation des bruits de mesure. S'il existe toujours des solutions technologiques pour réduire le niveau de bruit d'une chaîne de détection, il existe également une limite physique dont on ne peut s'affranchir : c'est la limite de bruit quantique. Dans tous les cas, pour un mélangeur hétérodyne (tout comme en détection radio en général), le bruit est assimilé à une température de bruit. La température de bruit en sortie du mélangeur est équivalente à une température de bruit en entrée du mélangeur par la relation suivante :

$$T_{bruit}^{entrée} = \frac{T_{bruit}^{sortie}}{\eta} \quad 2-76$$

### 2.3.7.1) Bruit Johnson

La température d'un composant électronique est forcément supérieure à 0 K. De ce fait, les charges électriques dans une résistance sont agitées thermiquement produisant alors une fluctuation de tension aux bornes de la résistance : c'est le bruit Johnson. Ce phénomène existe même en l'absence de tension appliquée. Un HEB à la température  $T_e$  présente une certaine résistance  $R_0$ , la variance de la fluctuation de tension aux bornes du HEB s'écrit :

$$\langle v_{bruit}^2 \rangle = 4k_B T_e B R_0 \quad 2-77$$

où  $B$  est la bande passante pour laquelle le bruit est calculé,  $k_B$  la constante de Boltzmann.

La température équivalente de bruit Johnson en sortie du HEB est [52] :

$$T_{Jbruit}^{sortie} = \frac{4R_L R_0 T_e}{(R_0 + R_L)^2 \left(1 - C_{DC} I_0^2 \frac{R_L - R_0}{R_L + R_0}\right)^2} \quad 2-78$$

Le bruit de *sortie* est indépendant de la fréquence intermédiaire. La température équivalente de bruit est ensuite ramenée en entrée du HEB par l'équation 2-76 :

$$T_{Jbruit}^{entrée} = \frac{R_0 T_e}{I_0^2 C_{RF}^2 P_{OL}} (1 + \omega_{FI}^2 \tau_{mix}^2) \quad 2-79$$

La température de bruit augmente avec la fréquence intermédiaire, alors que le gain de conversion diminue avec l'augmentation de la FI.

### 2.3.7.2) Bruit de fluctuation thermique

Une grande source de bruit dans les mélangeurs HEB vient des fluctuations de température dont la fréquence est inférieure ou égale à la FI. Les fluctuations de température des électrons conduisent à des variations de la résistance du HEB et donc de la puissance de sortie. La température équivalente de bruit des fluctuations thermiques peut s'écrire [52] :

$$T_{fluct}^{entrée} = \frac{2T_e^2\tau_{th}}{c_eVC_{RF}^2P_{OL}} \left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)^2 \frac{1 + \omega^2\tau_{mix}^2}{1 + \omega^2\tau_{th}^2} \quad 2-80$$

Où  $c_e$  est la capacité thermique des électrons et  $V$  le volume du bolomètre. En pratique, les temps  $\tau_{mix}$  et  $\tau_{th}$  sont très proches, l'équation de la température de bruit des fluctuations thermiques se simplifie et apparaît alors indépendante de la FI. Le bruit des fluctuations thermiques est proportionnel au carré de la température des électrons alors que le bruit Johnson est seulement proportionnel à la température des électrons. Le bruit Johnson est donc moins influent dans un HEB, il y a typiquement un ordre de grandeur qui le sépare du bruit de fluctuation thermique [53].

### 2.3.7.3) Limite de bruit quantique

Cette limite est donnée par le principe d'incertitude d'Heisenberg, qui énonce l'impossibilité de mesurer précisément à la fois l'amplitude et la phase du champ électromagnétique. En supposant que le détecteur n'ait aucune source de bruit, le signal détecté sera malgré tout entaché du bruit quantique. La limite quantique de la température de bruit d'un récepteur à double bande latérale (*DSB: Double Side Band*) est donnée par :

$$T_{DSB} = \frac{h\nu}{2k_B} \quad 2-81$$

La seule variable ici est la fréquence  $\nu$  du signal,  $h$  est la constante Planck et  $k_B$  est la constante de Boltzmann. La température de bruit devient de plus en plus importante lorsque

la fréquence augmente. L'objectif lors du développement d'un détecteur est de minimiser les sources de bruit pour s'approcher au maximum de la limite de bruit quantique. Certains types de détecteurs peuvent même avoir une source de bruit inférieure à cette limite quantique. Actuellement, les récepteurs hétérodynes fonctionnant au-delà de 1 THz utilisent des HEB car ce sont les composants les plus sensibles dans cette gamme de fréquences. La température de bruit DSB des HEB est de l'ordre de 10 à 20 fois la limite de bruit quantique (figure 2-19).

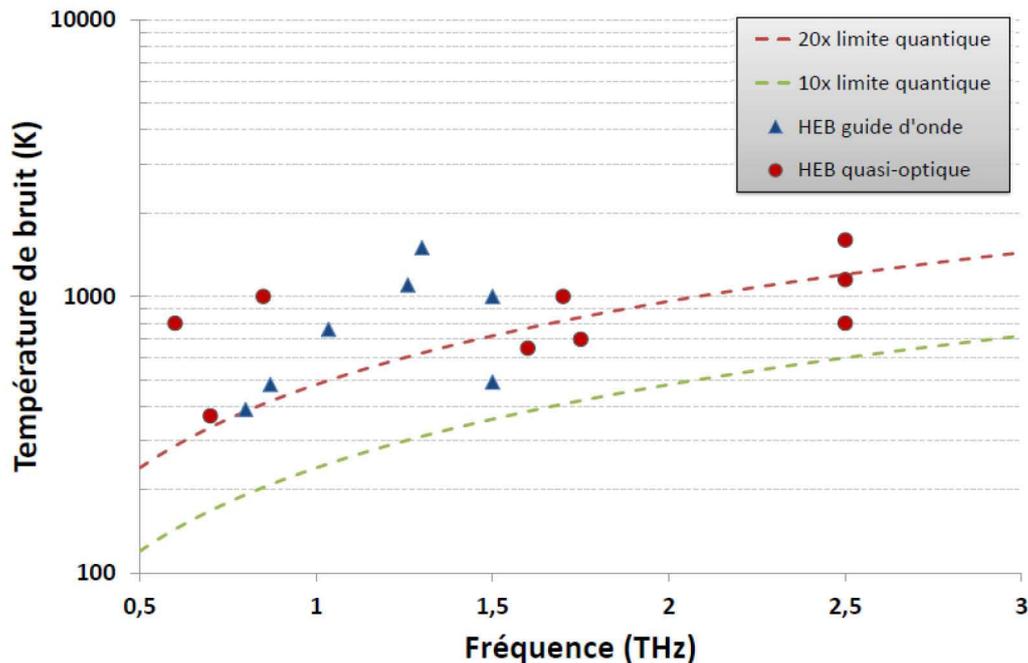


Figure 2-19 : Température de bruit des HEB en fonction de la fréquence.

Des travaux récents ont montré que pour des mélangeurs HEB en NbN, le niveau de bruit quantique pouvait contribuer à hauteur de 30% sur la mesure totale du bruit de récepteur [54]. Une analyse approfondie du bruit quantique pour les mélangeurs HEB a été réalisée par Yngvesson et Kollberg [55].

### 2.3.8) Bandes passantes

Il existe deux bandes passantes pour caractériser un mélangeur : la bande passante de gain, qui est définie comme étant le point pour lequel le gain de conversion est divisé par 2 (-3dB), et la bande passante de bruit, où le niveau de bruit est doublé par rapport au

niveau le plus bas. La bande passante de bruit est généralement plus large que le gain de bande passante [56]. Nous avons déjà vu dans les paragraphes précédents, quels pouvaient être les éléments limitant la bande passante de la FI du mélangeur, ce paragraphe en fait une synthèse.

Chaque mélangeur peut être caractérisé par un temps de réaction total  $\tau_{mix}$ . Ce temps de mélangeur définit la bande passante de gain, avec une fréquence de coupure de :

$$f_{gain} = \frac{1}{2\pi\tau_{mix}} \quad 2-82$$

Pour un mélangeur HEB à refroidissement par phonon, le temps de mélange total regroupe plusieurs processus ayant chacun un temps caractéristique propre. L'énergie électromagnétique absorbée par le HEB élève la température des électrons jusqu'à une température  $T_e$ , puis la chaleur est ensuite évacuée par deux types d'interactions dans le film supraconducteur :

- Interaction électron-électron : dans un film mince le temps d'interaction, exprimé en secondes, a été estimé dans [57] :

$$\tau_{ee} \approx \frac{1}{10^8 R_{\square} T_e} \quad 2-83$$

où,  $R_{\square}$  est la résistance carré du film en Ohm ; pour le NbN cette résistance est de l'ordre de 500 - 650 Ohm.

- Interaction électron-phonon : les électrons transmettent leur énergie aux phonons en un temps (en secondes) :

$$\tau_{ep} \approx \frac{5}{10^{10} T_e^{1.6}} \quad 2-84$$

Les phonons du film supraconducteur dissipent à leur tour la chaleur en interagissant avec les phonons du substrat. Le temps d'échappement par les phonons s'exprime de cette façon [58]:

$$\tau_{esc} \approx \frac{4d}{\alpha u} \quad 2-85$$

Ce temps dépend de l'épaisseur  $d$  du film, de la vitesse du son  $u$  dans le film et du facteur de transparence acoustique  $\alpha$ , qui est une mesure de la conductivité thermique entre le film et le substrat.

Le temps de relaxation thermique total des électrons dépend en grande majorité du temps d'interaction électron-phonon et du temps d'échappement des phonons du film vers le substrat, on retrouve ainsi l'équation 2-30 :

$$\tau_{th} = \tau_{ep} + \frac{c_e}{c_p} \tau_{esc}$$

Ce temps de relaxation ne prend pas en compte la contre-réaction électrothermique. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe (2.3.6), l'expression du temps de mélange est finalement égale à l'équation 2-75 :

$$\tau_{mix} = \frac{\tau_{th}}{1 + I_0^2 C_{DC} \frac{R_L - R_0}{R_L + R_0}}$$

La bande passante de bruit est liée à la bande passante de gain par la relation [52]:

$$f_{bruit} \approx f_{gain} \sqrt{\frac{T_{fluct}^{sortie} + T_{Jbruit}^{sortie} + T_{FI}}{T_{Jbruit}^{sortie} + T_{FI}}} \quad 2-86$$



## Chapitre 3 : Couplage du signal

Dans les domaines millimétrique et submillimétrique il existe deux façons différentes de guider le rayonnement électromagnétique vers l'élément actif du récepteur, un HEB dans notre cas : les technologies en guide d'ondes et les technologies quasi-optiques. Les technologies en guide d'ondes utilisent un cornet pour transformer l'onde se propageant en espace libre en onde guidée. Dans ce cas, le HEB est placé dans le guide d'ondes afin d'en capter le rayonnement. L'avantage de ces guides d'ondes est qu'ils n'engendrent que peu de pertes sur le signal entrant et présentent un bon couplage. Cependant, l'inconvénient majeur de cette technologie est que les dimensions du guide d'ondes sont inversement proportionnelles à la fréquence du signal à détecter. Si des guides d'ondes ont été réalisés jusqu'à 1,5 THz, en revanche, la fabrication de guides d'ondes pour des fréquences supérieures est aujourd'hui encore un challenge à relever. Néanmoins certains laboratoires commencent à présenter des guides d'ondes pouvant fonctionner jusqu'à 2,5 THz [59], mais cela reste encore très difficile à mettre en œuvre. Les technologies quasi-optiques sont depuis quelques années pressenties comme étant une bonne solution de couplage du rayonnement THz. Les systèmes quasi-optiques sont largement employés pour les mélangeurs au-delà de 1 THz. Contrairement aux guides d'ondes, les structures quasi-optiques sont nettement moins limitées en fréquences. Dans les structures quasi-optiques, le signal passe d'abord par un élément focalisant (lentille ou miroir) avant d'atteindre le HEB. Un HEB est extrêmement petit devant la longueur d'onde qu'il doit détecter, c'est pourquoi il est nécessaire de le coupler à une antenne planaire pour capter le signal radiofréquence et concentrer l'énergie électrique sur le HEB. Dans le cadre de cette thèse, seules les structures quasi-optiques sont traitées. Nous allons commencer par présenter un système quasi-optique "classique" constitué d'une antenne et d'une lentille intégrées. Puis nous verrons la structure qui a été développée pendant cette thèse. Cette structure est constituée d'un miroir comme élément focalisant ; au foyer de ce miroir est positionné un HEB couplé à une antenne planaire sur membrane.

## 3.1) Structure quasi-optique

### 3.1.1) Lentille et antenne intégrées

Le concept d'antenne et lentille intégrées a été proposé pour la première fois en 1982 par Rutledge et al. [60]. Ce système est actuellement très largement employé comme solution de couplage du signal radiofréquence dans les récepteurs hétérodynes. Le HEB et l'antenne planaire sont disposés sur un substrat diélectrique (de constante diélectrique  $\epsilon_r$ ), qui est lui-même collé en face arrière d'une lentille faite du même matériau diélectrique. Le fait d'utiliser une lentille du même matériau que le substrat évite les pertes par réflexion du signal à l'interface entre la lentille et le substrat. Le schéma de la figure 3-1 présente un exemple de lentille et antenne intégrées. La lentille est ici de type hémisphérique étendue ; c'est une demi-sphère avec une extension sur l'arrière de la lentille. Les rayons lumineux arrivant parallèlement à l'axe optique frappent la lentille selon un angle  $\theta_1$  par rapport à la normale à la surface. A l'interface entre deux milieux, le rayonnement obéit aux lois de Snell-Descartes ; une partie du rayonnement est réfléchi et l'autre partie est transmise dans la lentille selon un angle  $\theta_2$  par rapport à la normale. La partie du signal réfléchi à l'interface air-lentille est une perte nette du signal ; cette perte dépend du matériau utilisé. Le silicium, de haute résistivité électrique, est très fréquemment utilisé comme substrat pour les HEB et comme mentionné précédemment, la lentille doit être faite du même matériau que le substrat. Pour cette raison, les lentilles sont fabriquées dans du silicium de haute résistivité (HRFZ, *High Resistivity Float Zone*). La perte par réflexion d'une lentille de silicium est typiquement de 30 %, soit -1,5 dB [61]. Pour limiter les pertes par réflexion, il est possible de procéder à un traitement antireflet par l'application d'une fine couche de parylène sur la surface de la lentille. Le parylène est un polymère souvent utilisé comme traitement antireflet et est réputé pour ses propriétés intéressantes telles que la stabilité thermique, la bonne adhésion sur la surface d'une lentille, l'épaisseur constante même sur une surface courbe, de plus, il est chimiquement inerte. Avec un traitement anti-reflet en parylène, un gain de 20 à 30 % a été mesuré [61], le signal transmis approche alors les 90 %. Les 10 % de perte restante sont attribués en grande partie au parylène et également à l'absorption du signal dans le silicium. Dans la bande de 0,3 à 1,5 THz, le coefficient d'absorption ( $\alpha$ ) du silicium est inférieur à  $0,05 \text{ cm}^{-1}$  et ce coefficient reste inférieur à  $0,1 \text{ cm}^{-1}$  jusqu'à 2 THz [62].

La loi de Beer-Lambert permet de calculer la perte par absorption dans un matériau le long d'un chemin optique de longueur  $x$  :

$$I = I_0 e^{-\alpha x} \quad 3-1$$

Avec  $I_0$  l'intensité du signal entrant dans la lentille et  $I$  l'intensité à la sortie (au niveau de l'antenne planeaire). Ainsi, pour une lentille de silicium dont l'épaisseur est de l'ordre du cm, la perte par absorption peut atteindre 2 à 3 %, soit environ -0,1 dB.

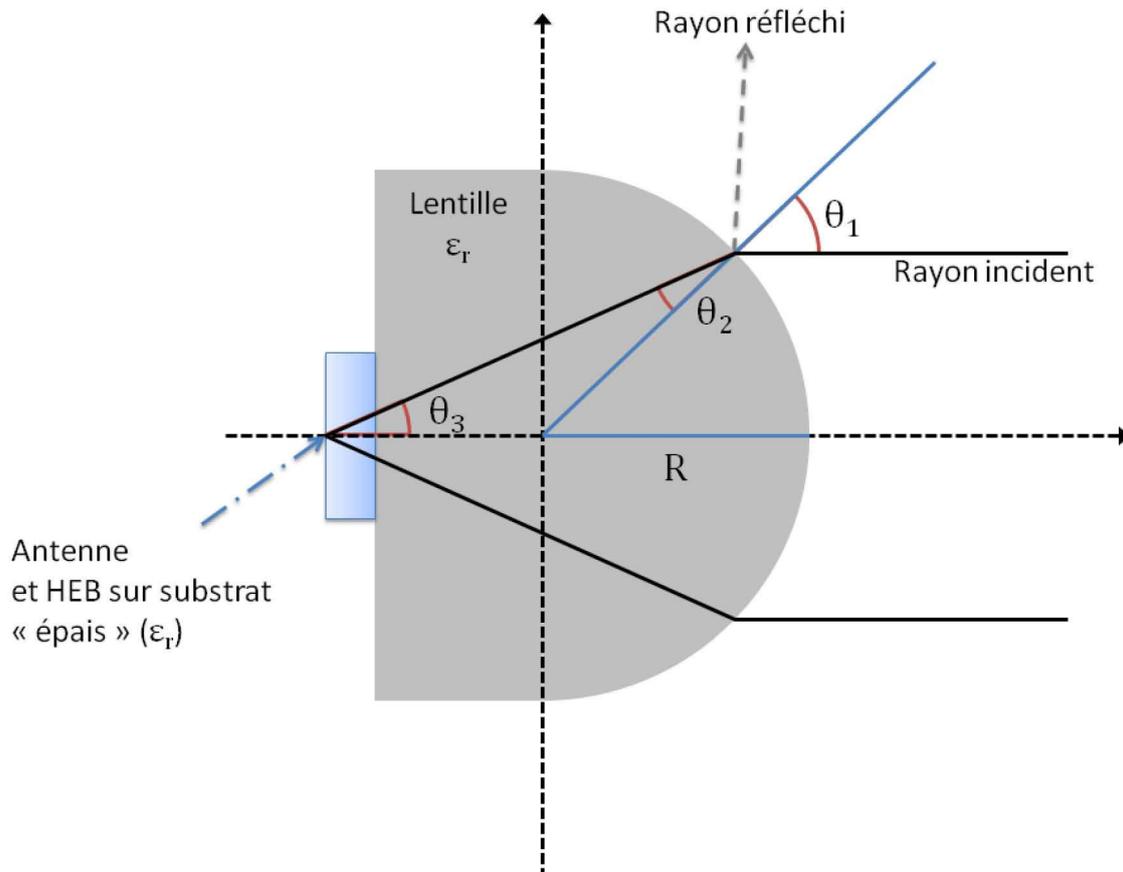


Figure 3-1 : Antenne intégrée sur une lentille diélectrique hémisphérique étendue. Le substrat et la lentille sont constitués du même matériau de constante diélectrique  $\epsilon_r$ .

### 3.1.2) HEB sur membrane et miroir

Une solution pour s'affranchir des pertes dues à la réflexion et au passage dans le diélectrique est tout simplement de supprimer ce dernier. Pour cela, la lentille est remplacée par un miroir afin de focaliser le signal. De plus, une antenne intégrée sur un substrat diélectrique épais subit des pertes de puissance dans les modes de substrat [63] – [64]. Une

façon de contourner ce problème est d'intégrer l'antenne sur un substrat très fin : typiquement moins de  $0,04 \lambda_m$  dans le cas d'une antenne de type double fente et  $0,02 \lambda_m$  dans le cas d'un dipôle [65],  $\lambda_m$  étant la longueur d'onde dans le substrat. Pour cette raison, le substrat sur lequel repose l'antenne est réduit à une membrane de seulement quelques  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. D'autres part, dans la bande de fréquence allant de 0,3 à 3 THz, la réflectivité d'un miroir est supérieure à 99,5% et ce qu'il soit en aluminium, en or ou en cuivre [66]. La perte du signal après réflexion sur un miroir n'est donc que de -0,02 dB. Une membrane diélectrique présente principalement deux avantages : 1) Elle peut être suffisamment fine ( $1,4 \mu\text{m}$  dans notre cas) pour ne pas introduire de pertes par les modes de substrat. 2) Pour une fréquence donnée, les dimensions d'une antenne planaire dépendent du diélectrique sur lequel elle est déposée et l'amincissement du diélectrique permet d'agrandir les dimensions de l'antenne [67]. Ce dernier point est un atout très intéressant pour la montée en fréquence des récepteurs puisque la taille d'une antenne est inversement proportionnelle à la fréquence ; cela facilite la fabrication des antennes fonctionnant dans le THz. Deux concepts de bloc mélangeur ont été développés dans le cadre de cette thèse et des antennes planaires ont été conçues pour fonctionner sur la membrane diélectrique.

### ***3.1.2.1) Bloc mélangeur avec miroir axial***

Le premier concept sur lequel nous avons travaillé est inspiré des télescopes de type Cassegrain. L'antenne et le HEB sont placés au foyer du miroir, sur son axe optique (figure 3-2). Un plan réflecteur est disposé derrière l'antenne par rapport au miroir à une distance de  $\lambda/4$ , cela permet d'augmenter le gain de l'antenne. Le plan réflecteur, tout comme l'antenne, est déposé sur une membrane de  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$  afin de laisser passer le signal. Celui-ci augmente le gain de l'antenne mais obstrue une partie du rayonnement incident en le réfléchissant vers l'extérieur. Dans le but de minimiser cet effet, la dimension du plan réflecteur sera choisie pour être de la même taille que l'antenne. Ainsi, plus la fréquence sera basse plus la partie réfléchie vers l'extérieur sera grande. A titre d'exemple, pour une fréquence autour de 600 GHz, le plan réflecteur fait environ  $450 \mu\text{m}$  (voir Chapitre 3.3.2) de côté et la membrane fait  $1,43 \text{ mm}$  de côté, si nous supposons un éclairage homogène sur la membrane cela signifie que près de 10 % de la lumière n'atteint pas le miroir.

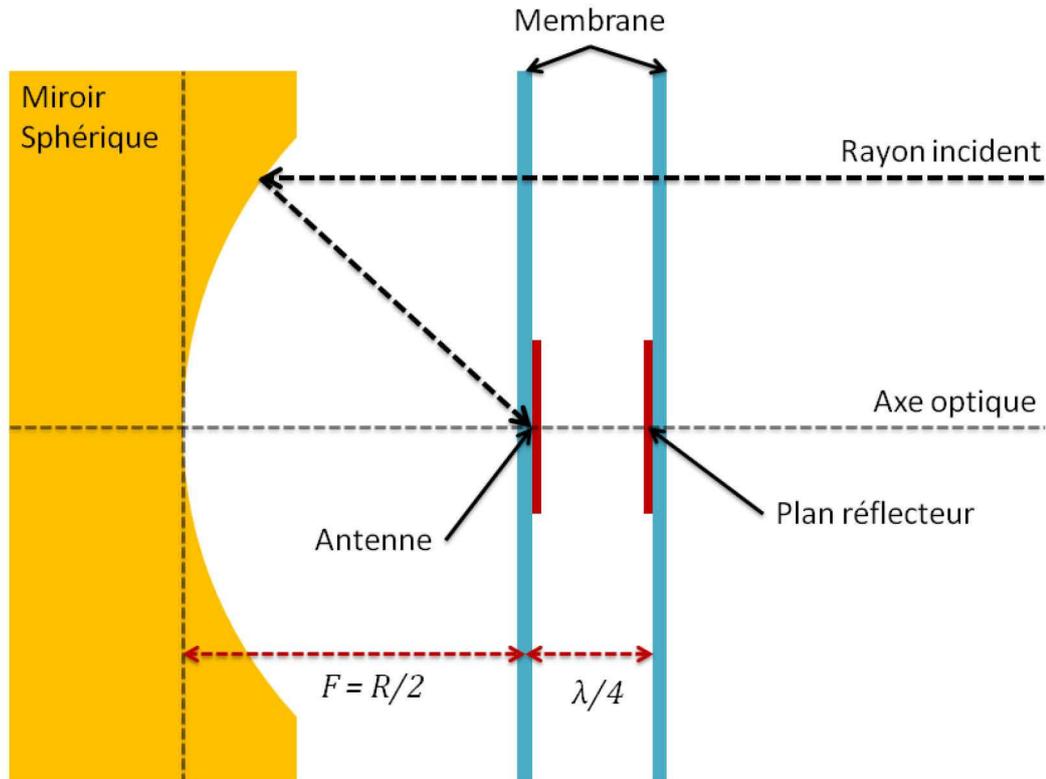


Figure 3-2 : Concept du bloc mélangeur avec un HEB sur membrane en configuration axiale.

Le miroir peut être de forme sphérique ou parabolique. Un miroir sphérique est caractérisé par son rayon de courbure  $R$ . Lorsque des rayons lumineux arrivent parallèles à l'axe optique d'un miroir sphérique, ils ne sont pas tous focalisés au même point (figure 3-3). Le point exact où focalise un rayon lumineux dépend de l'angle d'incidence  $\theta$  : cela provoque alors un "étalement" du point focal  $F$ . Pour un miroir sphérique, le point focal est approximativement égal à  $R/2$ . Dans le cas d'un miroir parabolique, tous les rayons arrivant parallèles à l'axe optique focalisent au même point. Dans la mesure où l'angle  $\theta$  est petit, c'est-à-dire si on considère les rayons proches de l'axe optique, le miroir sphérique se comporte presque comme un miroir parabolique.

Notre objectif est de fixer la puce comportant le HEB sur le miroir. Comme nous le verrons dans le chapitre 4, la membrane est un carré d'environ 1,4 mm de côté (c'est la partie transparente pour le signal) et la puce mesure 5 mm de côté et 400  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Le miroir doit être de petite dimension (un rayon de quelques mm seulement) or il n'existe pas, dans le commerce, de miroir sphérique dans les dimensions que nous envisageons. Nous choisirons donc de fabriquer notre propre miroir. Dans la pratique, il est plus simple de

fabriquer un miroir sphérique qu'un parabolique, c'est la raison pour laquelle nous avons choisi de fabriquer un miroir sphérique pour ce premier prototype de bloc mélangeur.

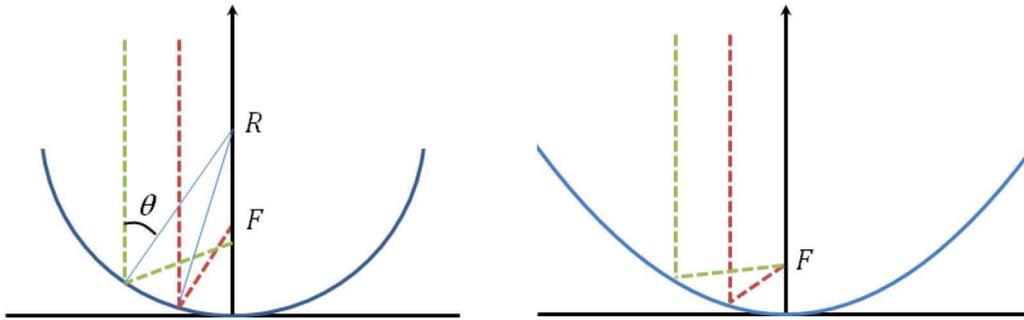


Figure 3-3 : Focalisation de deux rayons lumineux ayant un angle d'incidence différent : sur un miroir sphérique, à gauche, et sur un miroir parabolique, à droite.

### 3.1.2.2) Bloc mélangeur avec miroir hors axe

Le second concept de bloc mélangeur est basé sur une focalisation hors axe (figure 3-4). Le principal avantage de la focalisation hors axe, est de ne pas bloquer le signal avec le plan réflecteur. Nous pouvons également utiliser un miroir ayant une plus grande surface collectrice : ce n'est plus la dimension de la membrane qui limite cette surface. Un autre avantage est qu'il existe dans le commerce des miroirs paraboliques hors axe de dimension appropriée pour notre cryostat. Le plan réflecteur est situé derrière l'antenne à une distance de  $\lambda/4$ . Etant donné qu'il n'occulte pas le signal, comme c'est le cas dans la configuration axiale, nous ne sommes pas restreints sur la taille du plan réflecteur. Des informations détaillées sur les paramètres de chacun des blocs mélangeurs seront données dans la deuxième partie du chapitre 4.

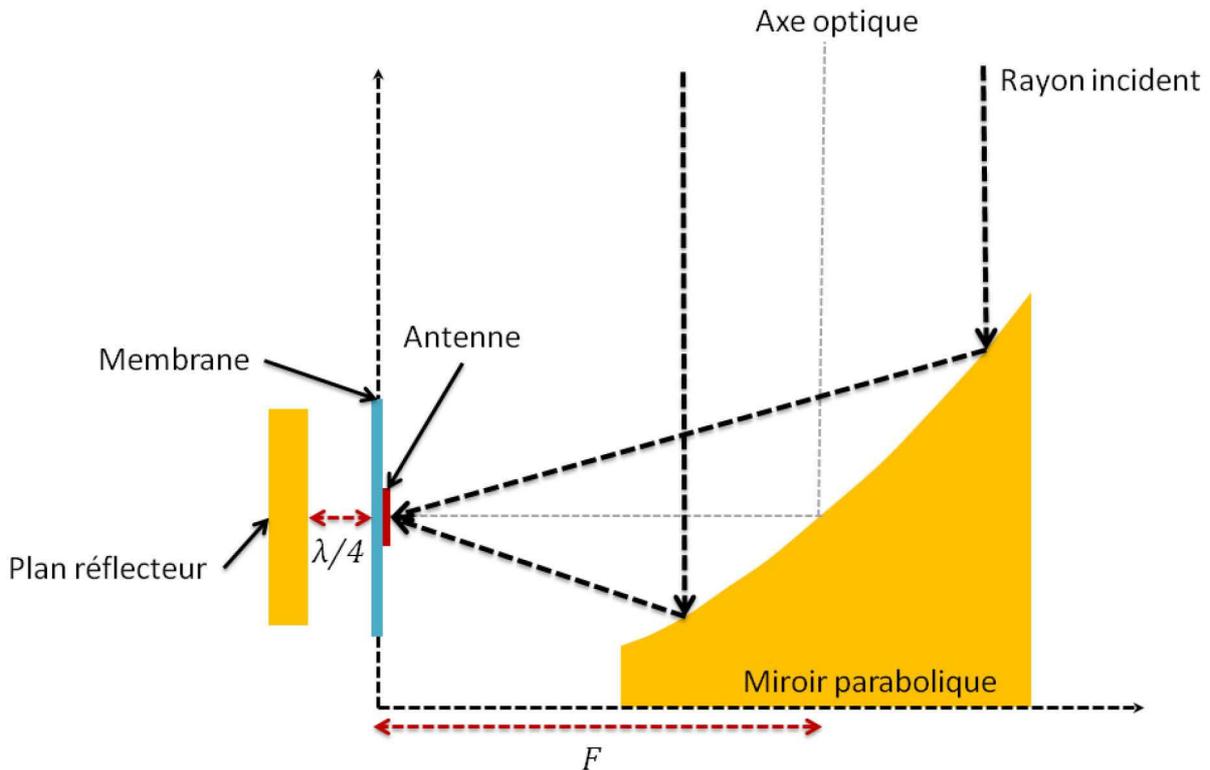


Figure 3-4 : Concept du bloc mélangeur avec HEB sur membrane en configuration hors axe.

### 3.2) Antennes planaires

Un des éléments essentiels du récepteur hétérodyne est l'antenne planaire. C'est l'antenne qui détermine quelles fréquences pourront être mesurées et lesquelles seront coupées. Sa capacité à coupler efficacement le signal  $RF$  avec le HEB a une forte incidence sur la température de bruit du récepteur. Dans les domaines millimétrique et submillimétrique, de nombreux types d'antenne planaire sont possibles : log-spirale [68], log périodique [69], double dipôles [70], double fente [65] ou encore bowtie [71]. Les antennes se différencient par leur bande passante, leur impédance, leur polarisation et leur diagramme de rayonnement. Dans ce chapitre, nous ne présenterons que les deux types d'antenne que nous avons utilisés, c'est-à-dire la log-spirale et la double fente.

### 3.2.1) Antenne log-spirale

Les antennes de type log-spirale présentent une très large bande passante RF. Ce type d'antenne est constitué de deux électrodes enroulées l'une autour de l'autre formant ainsi une spirale (figure 3-5). Les bords du conducteur sont définis par les équations suivantes [72] :

$$r_1 = ke^{a\phi} ; r_2 = ke^{a(\phi-\delta)} ; r_3 = ke^{a(\phi-\pi)} ; r_4 = ke^{a(\phi-\delta-\pi)} \quad 3-2$$

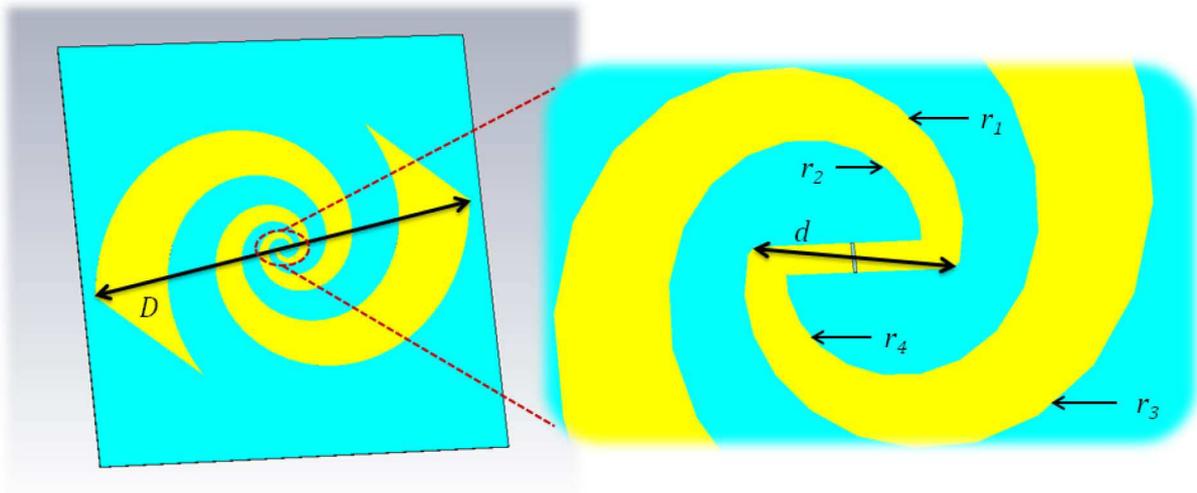


Figure 3-5 : Exemple de design d'antenne log-spirale.

Le paramètre  $\delta$  contrôle la largeur des bras de la spirale, les paramètres  $a$  et  $k$  déterminent le taux de croissance et la taille de la spirale,  $\phi$  est l'angle de rotation. Il est possible d'estimer la bande passante RF d'une antenne log-spirale en utilisant deux critères donnés par [73]. Le premier concerne la fréquence de coupure basse : la plus grande longueur d'onde détectable est définie par :

$$\frac{\lambda_{max}}{2} = D \quad 3-3$$

où  $\lambda_{max}$  est la longueur d'onde dans le substrat et  $D$  est le diamètre externe de la spirale. La fréquence de coupure basse est alors égale à :

$$f_{c(basse)} = \frac{c}{\lambda_{max}\sqrt{\epsilon_r}} = \frac{c}{2D\sqrt{\epsilon_r}} \quad 3-4$$

$\varepsilon_r$  est la constante diélectrique du substrat sur lequel repose l'antenne et  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide.

Le second critère permet d'estimer la fréquence maximale détectable par l'antenne, soit la plus courte longueur d'onde. Elle est définie par :

$$\lambda_{min} = 5d \quad 3-5$$

où  $\lambda_{min}$  est la longueur d'onde dans le substrat et  $d$  est le diamètre interne de la spirale. La fréquence de coupure haute est alors :

$$f_{c(haute)} = \frac{c}{\lambda_{min}\sqrt{\varepsilon_r}} = \frac{c}{5d\sqrt{\varepsilon_r}} \quad 3-6$$

Du fait de sa géométrie, l'antenne log-spirale ne détecte pas de la même manière toutes les fréquences qui sont dans sa bande. Pour les courtes longueurs de bras de spirale (donc les hautes fréquences), l'antenne s'apparente plus ou moins à un dipôle : elle est alors sensible à un rayonnement de polarisation linéaire. Avec l'accroissement de la longueur des bras de la spirale, l'antenne devient sensible à des fréquences de plus en plus basses et l'enroulement des bras en spirale rend l'antenne sensible à des polarisations elliptiques puis circulaires pour les plus basses fréquences [72]. Le rayonnement détecté par l'antenne alimente le HEB situé au centre de la spirale. Il est nécessaire que les impédances de l'antenne et du HEB soient accordées afin de minimiser les pertes. L'impédance d'une antenne log-spirale sur un substrat diélectrique, peut-être estimée par l'expression suivante [74] :

$$Z_{ant} = \frac{Z_0}{2\sqrt{\frac{1+\varepsilon_r}{2}}} \quad 3-7$$

$Z_0$  est l'impédance caractéristique du vide ( $Z_0 \approx 377 \Omega$ ). Ainsi, lorsque l'antenne est sur un substrat de silicium ( $\varepsilon_r = 11,7$ ), son impédance est de  $75 \Omega$  ; alors que si elle est suspendue dans le vide ( $\varepsilon_r = 1$ ), son impédance est d'environ  $188 \Omega$ . Dans le cas de la membrane fine, le diélectrique sous l'antenne ne peut plus être considéré comme un espace semi-infini : la valeur effective de la constante diélectrique tend vers 1. L'impédance de l'antenne sur la membrane devra donc approcher cette valeur théorique de  $188 \Omega$ .

### 3.2.2) Antenne double fente

Les antennes de type double fente ont une bande passante *RF* beaucoup plus étroite que les antennes log-spirales. Une antenne de type double fente résonne selon une polarisation linéaire du rayonnement : ce phénomène est dû à sa géométrie, le champ *E* étant orienté comme indiqué sur la figure 3-6. Dans le domaine THz, les antennes double fente sont généralement fabriquées sur un substrat épais de quelques centaines de  $\mu\text{m}$ , le plus souvent le substrat est en silicium. Dans ce cas, la règle appliquée lors de la définition des dimensions de l'antenne se base sur un modèle à l'échelle [75]. Ainsi, les dimensions d'une antenne double fente sur silicium sont définis par les paramètres suivants :  $L = 0,3 \lambda_0$ ,  $S = 0,17 \lambda_0$  et  $W$  est compris entre  $0,02 L$  et  $0,07 L$ ,  $\lambda_0$  étant la longueur d'onde dans le vide.

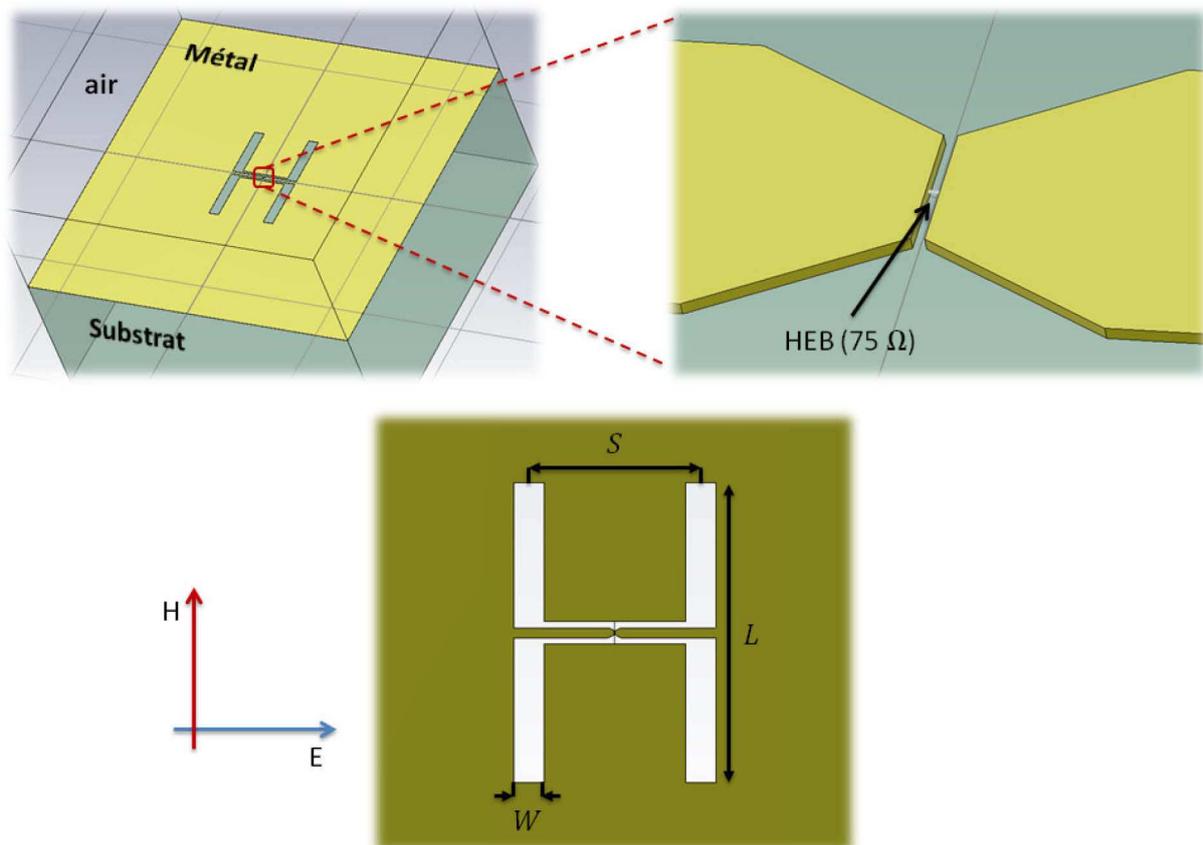


Figure 3-6 : Exemple d'antenne double fente sur un substrat épais.

Nous venons de décrire le cas particulier d'une antenne double fente sur silicium adaptée à  $75 \Omega$ . Dans le cas général les paramètres  $L$  et  $W$  déterminent la fréquence de résonance et le paramètre  $S$  contrôle le couplage entre les fentes. La longueur  $L$  de la fente correspond ici à

la seconde de résonance, celle-ci est donnée, pour une antenne double fente sur une surface diélectrique, par [76] :

$$L = 0.8A\lambda_0 \quad 3-8$$

Le coefficient  $A$  est un facteur de correction prenant en compte la constante diélectrique du substrat et le rapport  $W/L$  de l'antenne.  $A$  est égale à [77] :

$$A = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{eff}} \left(1 + \frac{W}{L}\right)} \quad 3-9$$

Avec  $\varepsilon_{eff}$  la constante diélectrique effective à l'interface entre deux substrats semi-infinis.

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} \quad 3-10$$

$\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  étant les permittivités relatives de chacun des milieux. Dans le cas précédemment cité, l'antenne est à l'interface entre l'air (ou le vide) et un substrat de silicium, on a donc  $\varepsilon_1 = 1$  et  $\varepsilon_2 = 11,7$ . Généralement pour une antenne double fente, seul le cas de la seconde résonance est pris en compte parce qu'elle est sensible à la largeur des fentes ce qui n'est pas le cas de la première résonance [75]. De plus, l'impédance de l'antenne autour de la seconde résonance est de l'ordre de 50 à 100  $\Omega$ , alors que pour la première résonance, l'impédance avoisine les 150  $\Omega$  dans le cas du silicium [75] et dépasse les 300  $\Omega$  dans l'air (cas de la membrane fine). L'utilisation de la seconde résonance garantit donc un meilleur accord avec l'impédance du HEB, autour de 75  $\Omega$ . Le signal  $RF$  capté par l'antenne est couplé avec le HEB via une ligne coplanaire (figure 3-6). C'est par cette même ligne coplanaire que le signal  $FI$  est transmis vers la chaîne d'amplification.

Amincir le substrat pour ne laisser qu'une membrane de quelques  $\mu\text{m}$  d'épaisseur aura comme incidence de réduire les pertes du signal (cf. paragraphes précédents), mais également de modifier les dimensions de l'antenne. En ce qui nous concerne, la membrane est constituée d'une bi-couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$  de 1,4  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Les constantes diélectriques du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et du  $\text{SiO}_2$  sont respectivement de 7,5 et 3,9. Or, nous savons que pour une antenne double fente, si l'épaisseur de la membrane est inférieure à 0,04  $\lambda_m$ , nous pouvons considérer que l'antenne est comme suspendue dans le vide [65]. Commençons par calculer la longueur d'onde dans la membrane. Etant donné qu'elle est constituée de deux

matériaux de permittivités différentes, nous allons considérer la permittivité relative moyenne dans la membrane. La couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  mesure  $0,6 \mu\text{m}$  et la couche de  $\text{SiO}_2$  mesure  $0,8 \mu\text{m}$  d'épaisseur, la permittivité moyenne de la membrane est calculée à partir de l'indice de réfraction moyen :

$$n_m = \sqrt{\varepsilon_m} \quad 3-11$$

$$n_m = \sqrt{7,5} \frac{0,6}{1,4} + \sqrt{3,9} \frac{0,8}{1,4} \approx 2,30 \quad 3-12$$

Soit :

$$\varepsilon_m = 5,3 \quad 3-13$$

Ainsi, la longueur d'onde moyenne du rayonnement dans la membrane est :

$$\lambda_m = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_m}} \quad 3-14$$

Pour considérer que la membrane n'influe pas sur le rayonnement, la longueur d'onde minimale admissible est donnée par :

$$\lambda_{0 \min} = 1,4 \frac{\sqrt{\varepsilon_m}}{0,04} \approx 80,58 \mu\text{m} \quad 3-15$$

Ce qui signifie que cette membrane peut être utilisée pour des antennes double fente jusqu'à une fréquence de 3,72 THz. Pour les fréquences inférieures à 3,72 THz nous pourrions considérer que la permittivité relative de la membrane est égale à 1. Ainsi, en utilisant cette valeur dans les équations 3-10 et 3-9, cela modifie le facteur de correction  $A$  et la longueur  $L$  de l'antenne double fente devient :

$$L = \frac{0,8}{1 + \frac{W}{L}} \lambda_0 \quad 3-16$$

De cette manière, là où nous avons une longueur  $L_{si} = 0,3 \lambda_0$  pour une antenne sur silicium, l'antenne sur membrane aura une longueur  $L_{mem} = 0,75 \lambda_0$ . L'antenne sur membrane sera donc 2,5 fois plus grande.

### 3.3) Design et simulation des antennes

La simulation numérique est un aspect du travail de R&D qui s'est fortement développé au cours de ces deux dernières décennies. L'évolution des ordinateurs et la puissance de calcul qu'ils proposent a contribué à la démocratisation de ce type d'études lors de la conception d'un détecteur. Des logiciels très complets permettent de modéliser un circuit en 3 dimensions, puis d'en simuler le comportement en hyperfréquences. Les principaux logiciels de simulation électromagnétique 3D sont : CST Microwave studio [78], ANSYS HFSS [79] et FEKO [80]. Chaque logiciel se distingue par les différentes méthodes de calcul qu'il propose selon le problème posé. Le travail présenté ici est entièrement réalisé avec CST Microwave Studio.

#### 3.3.1) Etude d'une antenne log-spirale

Une antenne log-spirale a une structure relativement complexe et il n'est pas aisé de calculer le champ de radiation de ce type d'antenne en résolvant les équations de Maxwell, alors que cela a été bien défini dans [65] pour une antenne double fente intégrée sur une lentille. Le but de la simulation numérique est de pouvoir calculer l'impédance de l'antenne, la distribution du champ électromagnétique rayonnant tout en incluant l'influence de la membrane.

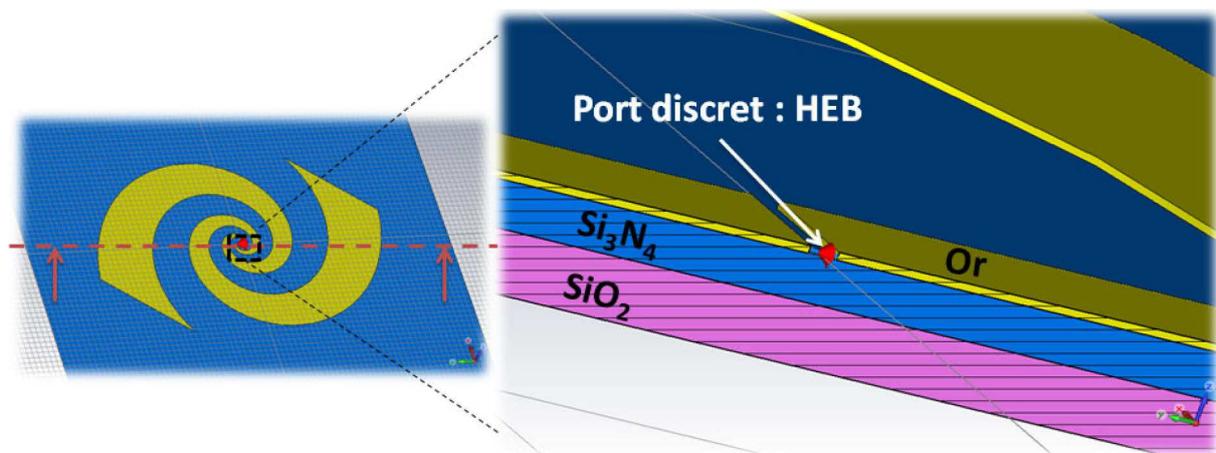


Figure 3-7 : A droite : vue en coupe, le long de l'axe rouge, de la modélisation de la membrane et de l'antenne spirale.

L'antenne log-spirale utilisée lors des premiers tests de HEB sur membrane avait été conçue par un étudiant en thèse au LERMA, W. Miao. Cette antenne était initialement étudiée pour fonctionner sur un substrat épais de silicium et intégrée sur une lentille [76]. J'ai étendu l'étude de cette antenne au cas de la membrane. Dans le but d'être le plus proche possible de la réalité, les deux couches de diélectrique ( $\text{SiO}_2$  et  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) qui constituent la membrane sont modélisées. Ensuite l'antenne est dessinée sur la surface de la couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (figure 3-7). Nous utilisons les équations 3-2 pour définir la géométrie de l'antenne ; les paramètres choisis pour cette antenne sont listés dans le tableau 3-1.

Paramètre	$\delta$	a	k
Valeur	1,5	0,315	5

Tableau 3-1 : Paramètres définissant la géométrie de l'antenne log-spirale.

Une fois que le modèle en 3 dimensions est terminé, il faut simuler la présence du HEB. Pour cela, nous créons un port discret avec une impédance de  $75 \Omega$  (impédance de nos HEB) entre les deux électrodes en métal au centre de l'antenne (figure 3-7). L'efficacité de couplage entre l'antenne et le port représentant le HEB peut se calculer de la manière suivante :

$$\eta_{\text{couplage}} = 1 - S_{11}^2 = 1 - \left| \frac{Z_{\text{port}} - Z_{\text{ant}}^*}{Z_{\text{port}} + Z_{\text{ant}}} \right|^2 \quad 3-17$$

où  $Z_{\text{port}}$  est l'impédance du port discret,  $Z_{\text{ant}}$  est l'impédance de l'antenne log-spirale ( $Z_{\text{ant}}^*$  est l'impédance complexe conjuguée) et  $S_{11}$  est le coefficient de réflexion vu depuis le port discret :

$$|S_{11}| = \frac{V_r}{V_i} = \rho \quad 3-18$$

où  $V_r$  et  $V_i$  sont les amplitudes des signaux réfléchi et incident. L'étape suivante consiste à définir le maillage pour le calcul de CST, cette étape est certainement l'une des plus importantes pour simuler correctement le comportement de l'antenne. Chaque maille est une "boite" dans laquelle CST résout les équations de Maxwell ; la taille des mailles dépend de la longueur d'onde et des dimensions des éléments modélisés. La difficulté réside dans le fait d'avoir des mailles suffisamment petites pour échantillonner correctement les plus petites structures du système (figure 3-8), à savoir : les électrodes de l'antenne qui mesurent ici  $3,5 \times 0,4 \mu\text{m}^2$  et les couches diélectriques de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et  $\text{SiO}_2$  constituant la membrane, qui

ont respectivement une épaisseur de 0,6 et 0,8  $\mu\text{m}$ . En comparaison avec l'intégralité de la structure, mesurant ici 800 x 800  $\mu\text{m}^2$ , nous arrivons très rapidement à un nombre de mailles conséquent ce qui alourdi la charge de calcul de l'ordinateur, voire même rend impossible le calcul pour un trop grand nombre de mailles. Enfin, nous définissons les conditions aux limites avant de démarrer le calcul ; comme il s'agit d'une antenne, les limites sont des espaces ouverts.

J'utilise le *transient solver* de CST pour le calcul. La méthode de calcul est la suivante : un signal est envoyé via le port discret puis sa propagation à travers le système est calculée dans chacune des mailles. Le résultat de la simulation nous donne le coefficient de réflexion au niveau du port, le S11 (figure 3-9). Mis à part un pic en dessous de 300 GHz, le signal est transmis au HEB de manière très homogène entre 300 et 1200 GHz. Cela confirme l'aspect large bande *RF* de l'antenne log-spirale.

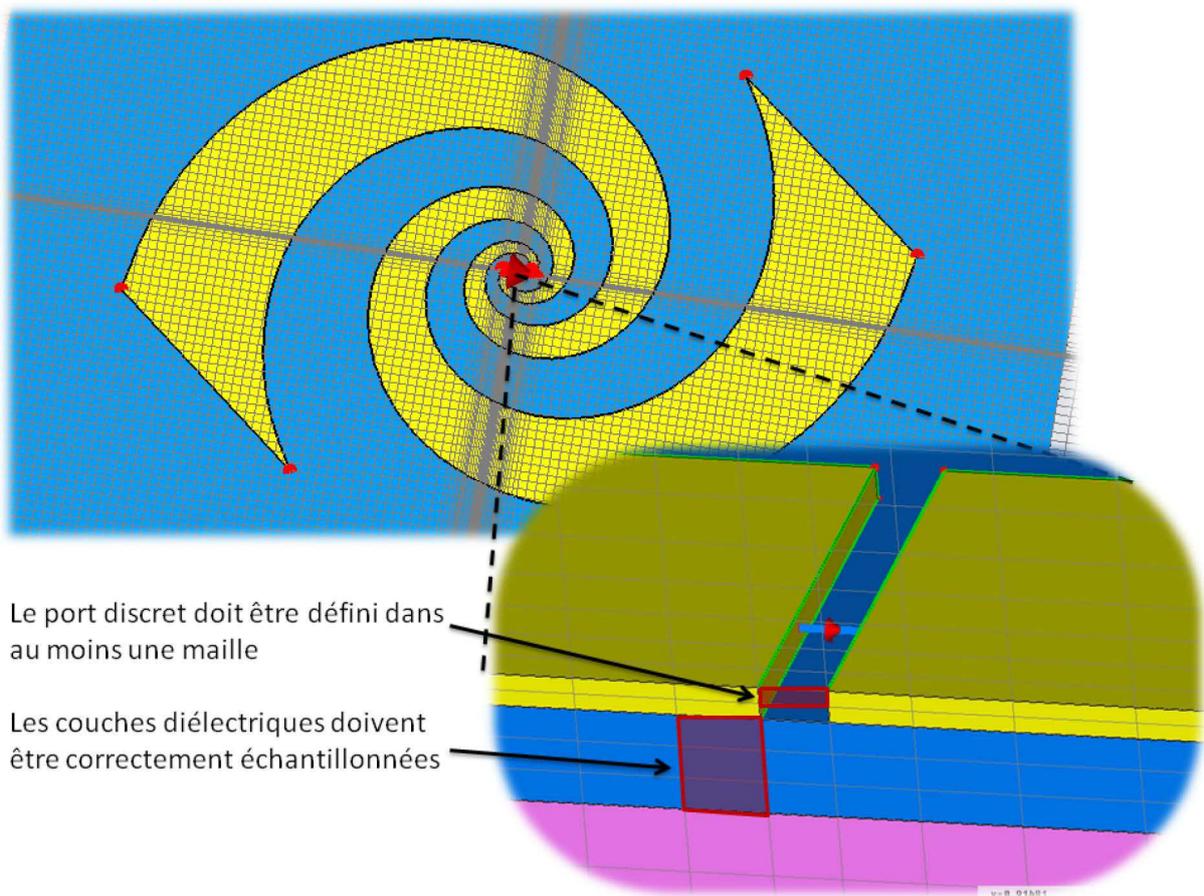


Figure 3-8 : Maillage de l'antenne log-spirale sur membrane.

A partir du coefficient S11, nous pouvons remonter à l'impédance de l'antenne puis au rapport d'ondes stationnaires (*ROS*, souvent noté selon sa dénomination anglaise : *VSWR*).

Le calcul de l'impédance de l'antenne révèle une impédance d'environ  $170 \Omega$  sur la bande passante  $RF$  (figure 3-10), la réactance varie de  $25$  à  $50 \Omega$  entre  $400$  et  $900$  GHz. Ceci tend à confirmer notre supposition du paragraphe (3.2.1) au sujet de la permittivité de la membrane qui doit tendre vers 1 et que l'impédance de l'antenne log-spirale tend vers une valeur de  $188 \Omega$ .

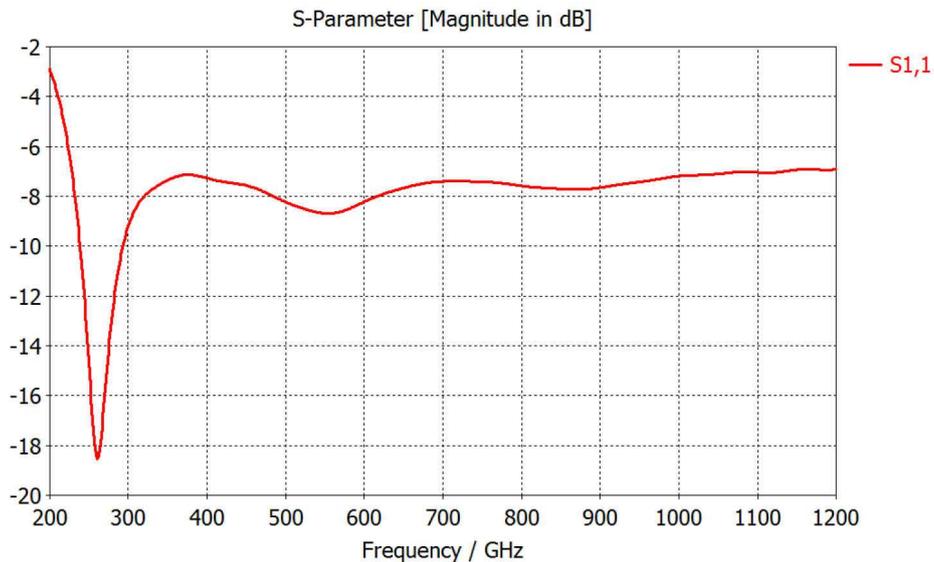


Figure 3-9 : Coefficient de réflexion de l'antenne spirale connectée à une impédance de  $75 \text{ Ohms}$ .

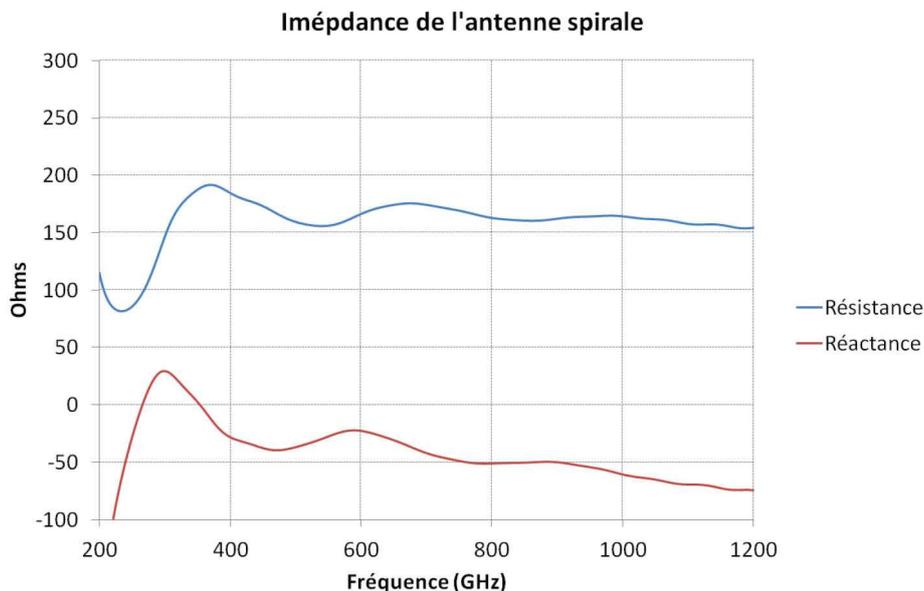


Figure 3-10 : Impédance de l'antenne log-spirale lorsque celle-ci est alimentée par une charge de  $75 \text{ Ohms}$ .

Un indicateur de la performance de l'antenne est le rapport d'ondes stationnaires ( $VSWR$ ), celui-ci exprime la qualité d'adaptation de l'antenne avec le HEB. Le  $VSWR$  est égal à :

$$VSWR = \frac{1 + \rho}{1 - \rho} \quad 3-19$$

Ou encore, en utilisant le terme du taux d'ondes stationnaires,  $TOS = 100\rho$  :

$$VSWR = \frac{100 + TOS}{100 - TOS} \quad 3-20$$

Lorsque le HEB présente une impédance de  $75 \Omega$  la valeur du  $VSWR$  est proche de 1,38 (en prenant  $S_{11}$  environ égale à -8 dB) sur toute la bande  $RF$ , ce qui nous donne un TOS de 15,8 %. L'amplitude de l'onde réfléchie est donc égale à 15,8 % de l'amplitude de l'onde incidente. La puissance étant proportionnelle au carré de l'amplitude, nous avons alors 2,5 % de la puissance du signal incident qui est réfléchie. Pour améliorer le couplage entre l'antenne et le HEB, il serait nécessaire d'adapter l'impédance du HEB avec celle de l'antenne. Si nous nous intéressons à une fréquence particulière, par exemple 600 GHz, nous pouvons utiliser la valeur de la résistance de l'antenne à cette fréquence (voir figure 3-10). Nous modifions l'impédance du port discret pour une valeur de  $166 \Omega$ , la simulation fournit les résultats de la figure 3-11. Le coefficient de réflexion  $S_{11}$  est amélioré, passant d'environ -8 dB à -20 dB autour de 600 GHz. Le calcul du rapport d'ondes stationnaires confirme également l'amélioration du couplage, puisque une valeur proche de 1,02 est obtenue autour de 600 GHz. Le TOS est alors de seulement 1 %, soit une puissance réfléchie de 0,01 %.

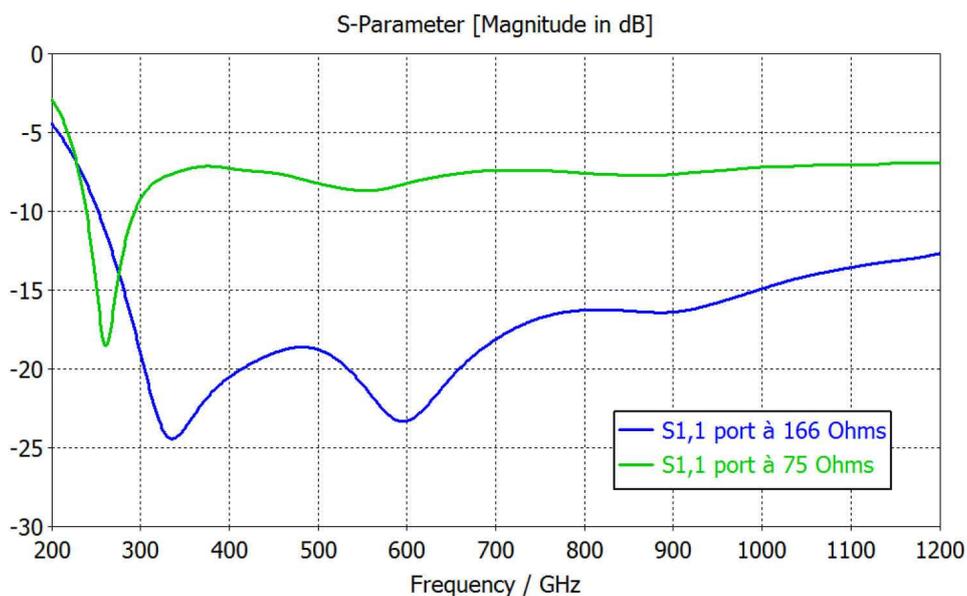


Figure 3-11 : Comparaison du coefficient de réflexion dans les cas où l'antenne est connectée à un HEB de 75 Ohms ou 166 Ohms.

CST calcule le champ électromagnétique proche de l'antenne et permet également d'en déduire le champ lointain (*farfield*, ou encore le diagramme de rayonnement). L'information sur le champ lointain montre la façon dont l'antenne rayonne ou réceptionne dans l'espace. La figure 3-12 et la figure 3-13 présentent le diagramme de rayonnement de l'antenne spirale sur membrane exprimé en dBi : c'est le gain relatif à une antenne isotrope. Le diagramme est symétrique par rapport à la surface de l'antenne et l'axe du lobe principal est dirigé selon la normale à la surface. L'antenne détecte donc indifféremment le rayonnement provenant des deux côtés de la membrane.

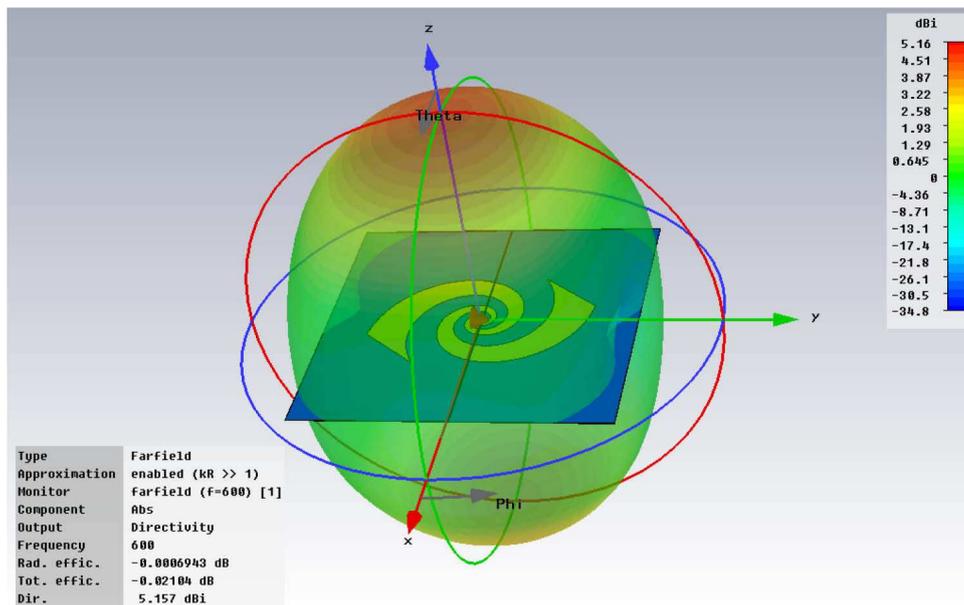


Figure 3-12 : Diagramme de rayonnement en 3D de l'antenne spirale sur membrane.

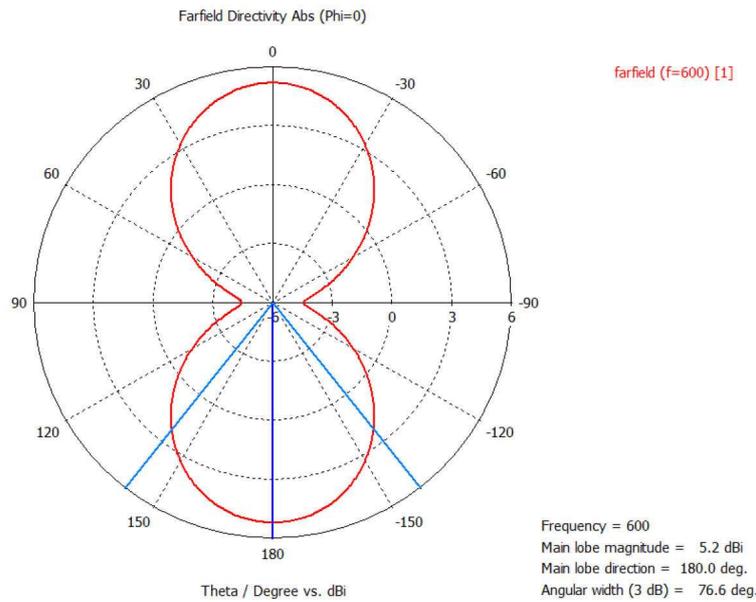


Figure 3-13 : Vue polaire du diagramme de rayonnement de l'antenne.

Le lobe principal a un gain de 5,2 dBi et l'angle à - 3 dB est de 76,6° à 600 GHz. Notre concept comprend un plan réflecteur placé à  $\lambda/4$  derrière l'antenne afin d'augmenter le gain de celle-ci et de privilégier une direction particulière (figure 3-14).

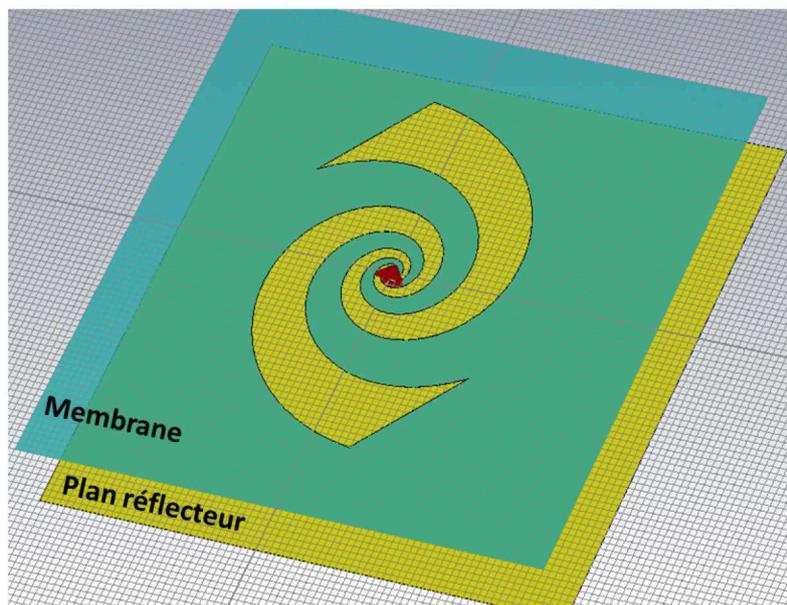


Figure 3-14 : Antenne log-spirale et plan réflecteur placé derrière à  $\lambda/4$ .

Le plan réflecteur influe sur l'impédance et le coefficient de réflexion sans pour autant changer fondamentalement les caractéristiques de l'antenne. La modification la plus importante concerne le diagramme de rayonnement de l'antenne. Le gain est de 5,9 dBi,

l'angle à - 3 dB est de 83,2 ° et l'antenne capte dans une seule direction. Le second lobe de l'antenne est situé 14,9 dB sous le lobe principal (figure 3-15).

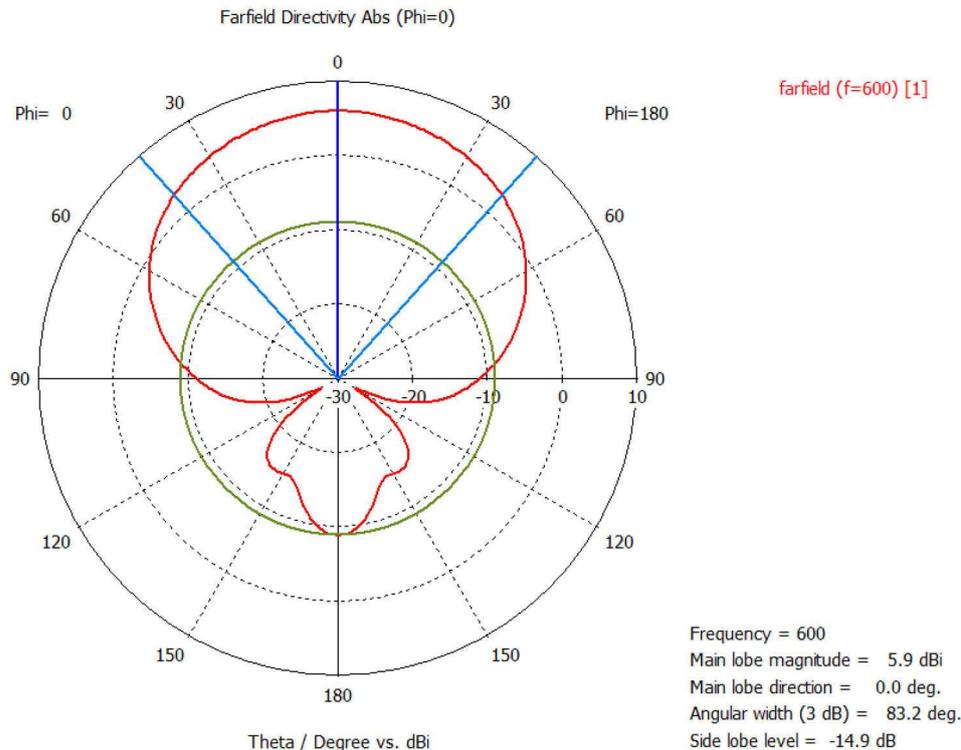


Figure 3-15 : Diagramme de rayonnement de l'antenne log-spirale avec un plan réflecteur placé pour fonctionner à 600 GHz.

L'idéal serait donc de réaliser des HEB avec une impédance proche de 160  $\Omega$  pour fonctionner avec une antenne spirale sur membrane, mais malheureusement cela n'est pas si évident. En effet, les HEB que nous fabriquons ont des impédances comprises entre 70 et 90  $\Omega$  ; or, pour changer la résistance du HEB, il est nécessaire de changer sa géométrie. Pour atteindre 160  $\Omega$  le pont HEB doit être plus long ou moins large ou un mélange des deux. Cela n'est pas sans conséquences sur les performances du HEB, car de nombreux paramètres tels que le courant critique, la puissance  $RF$  absorbée ou la puissance nécessaire à la génération du *hot spot*, seraient influencés par cette modification, ce qui représente un grand nombre d'inconnues. Nous préférons travailler, dans un premier temps, à partir d'un HEB dont nous connaissons mieux les caractéristiques et dont le procédé de fabrication est bien établi. Nous assumerons donc d'avoir des pertes avec un HEB de 75  $\Omega$  associé à une antenne spirale. L'autre solution est d'utiliser une antenne plus adaptée à notre problématique.

### 3.3.2) Etude de l'antenne double fente

La géométrie d'une antenne double fente se prête plus facilement au maillage de la simulation numérique qu'une antenne à géométrie spirale. De plus, il est possible d'alléger la charge de calcul en utilisant les symétries de l'antenne planaire. Nous avons vu dans le paragraphe 3.2.2) que la longueur des fentes de l'antenne sur membrane est de l'ordre de  $0,75 \lambda_0$ . Cette valeur théorique nous sert de point de départ pour la définition des dimensions de l'antenne sur membrane. Dans un premier temps, les deux autres paramètres que sont la largeur des fentes  $W$  et la distance entre elles  $S$ , sont calculés avec le même rapport d'échelle que pour la longueur, c'est-à-dire, que les dimensions de l'antenne du substrat épais sont multipliées par le facteur 2,5. Nous obtenons alors  $S = 0,425 \lambda_0$  et  $W$  est compris entre  $0,05 L$  et  $0,175 L$ . Notre première antenne double fente sur membrane a été conçue pour fonctionner à 618 GHz. L'antenne est dessinée sur la membrane à partir des paramètres  $L$ ,  $S$  et  $W$  précédemment définis ; le plan réflecteur est placé à une distance de  $\lambda_0/4$  derrière l'antenne (figure 3-16). La sortie du signal  $FI$  est assurée par un filtre  $RF$  isolant la ligne  $FI$  du signal à 618 GHz. Un port discret d'une valeur de  $75 \Omega$ , est défini à la place du HEB et un autre de  $50 \Omega$  représente la ligne  $FI$ . Nous calculons les coefficients de réflexion et transmission entre ces deux ports. Les paramètres de l'antenne sont optimisés par CST afin que l'antenne résonne à 618 GHz précisément et avec le moins de pertes possibles. Les paramètres de l'antenne, après optimisation, sont répertoriés dans le tableau 3-2.

Fréquence (GHz)	L ( $\mu\text{m}$ )	S ( $\mu\text{m}$ )	W ( $\mu\text{m}$ )
618	406,2 ( $0,83 \lambda_0$ )	203,5 ( $0,42 \lambda_0$ )	49,8 ( $0,12 \lambda_0$ )

Tableau 3-2 : Paramètres de l'antenne double fente sur membrane à 618 GHz après optimisation par CST.

Les coefficients de réflexion et transmission simulés sont présentés sur la figure 3-17. Le paramètre  $S_{11}$  montre une très bonne résonance à 618 GHz avec une bande passante en dessous de -20 dB, de l'ordre de 7 % de la fréquence de résonance ( $\approx 40$  GHz).

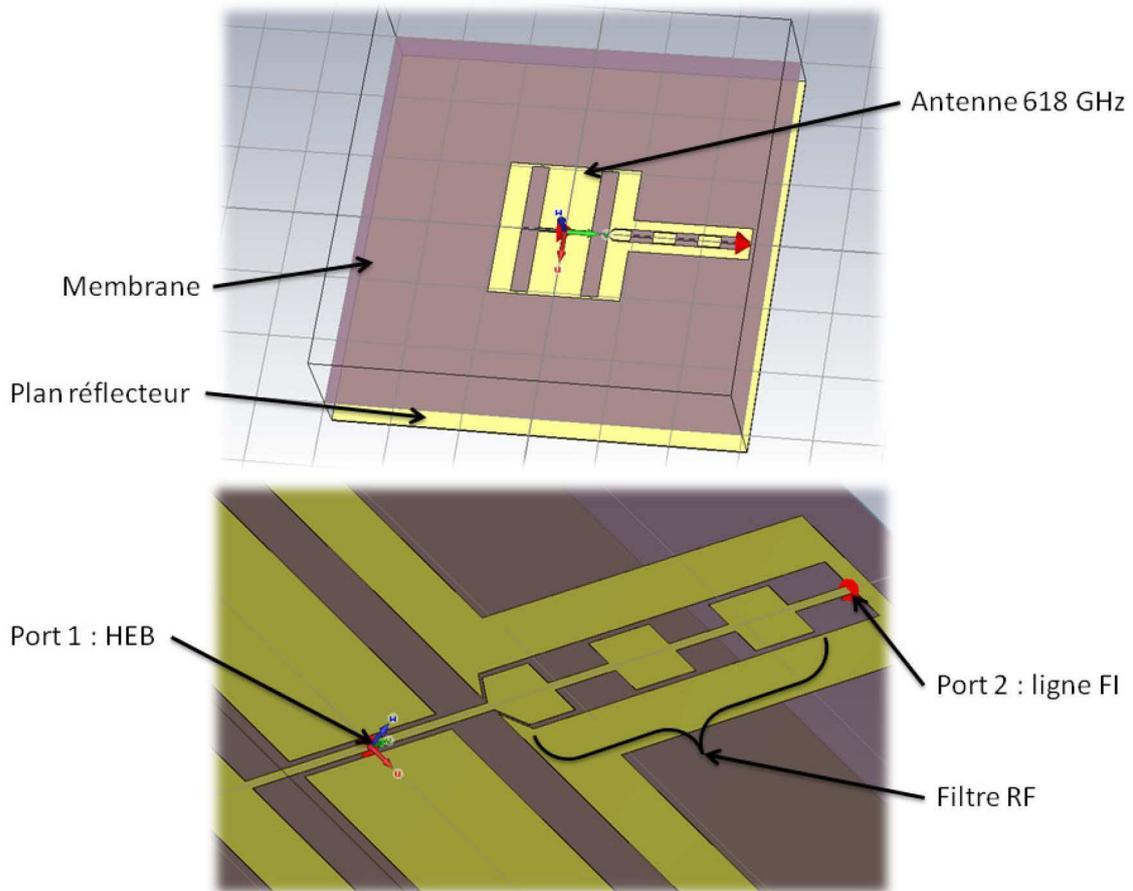


Figure 3-16 : Antenne double fente à 618 GHz et filtre RF sur membrane.

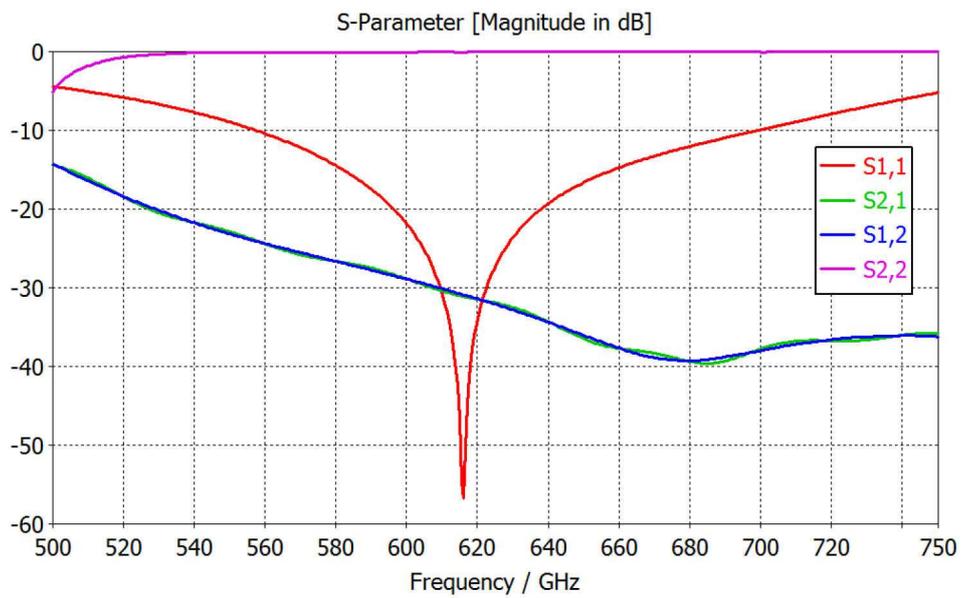


Figure 3-17 : Résultats de la simulation de l'antenne double fentes à 618 GHz.

Les coefficients de transmission  $S_{12}$  et  $S_{21}$  montrent une atténuation de - 30 dB du signal  $RF$  vers la sortie  $FI$ . La figure 3-18 présente l'impédance de l'antenne autour de sa fréquence de résonance. L'antenne a une impédance purement réelle de  $75 \Omega$  à la résonance, la partie imaginaire étant négligeable autour de 618 GHz.

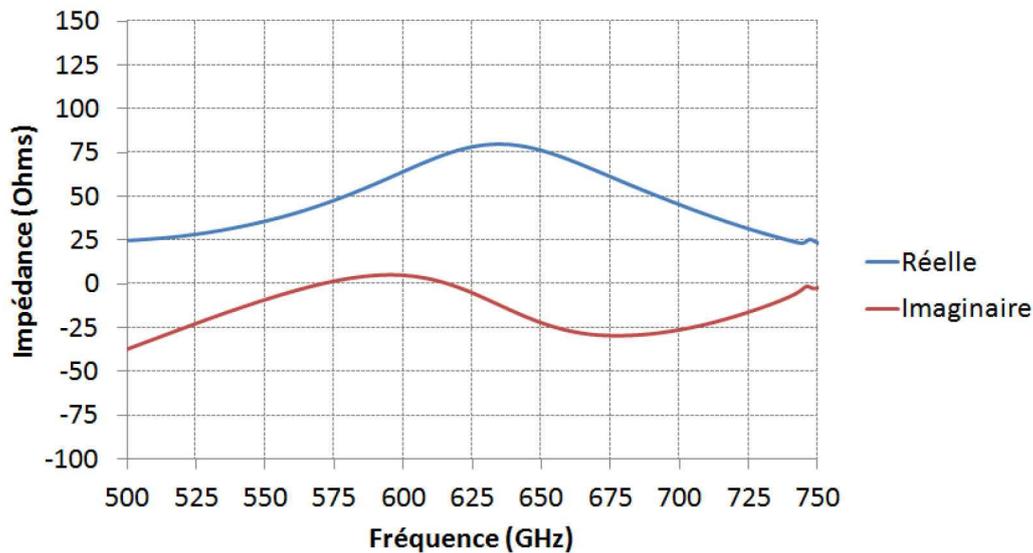
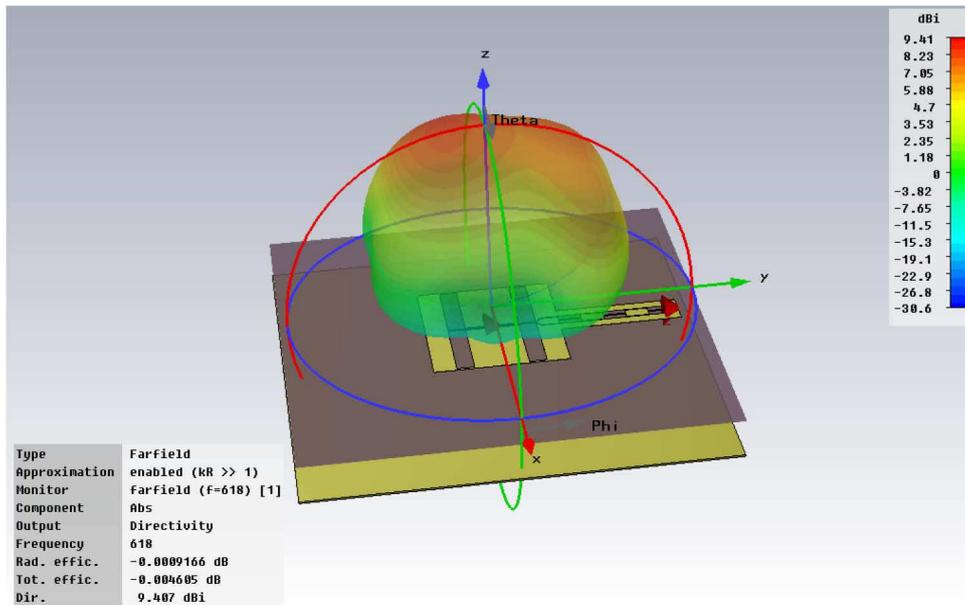
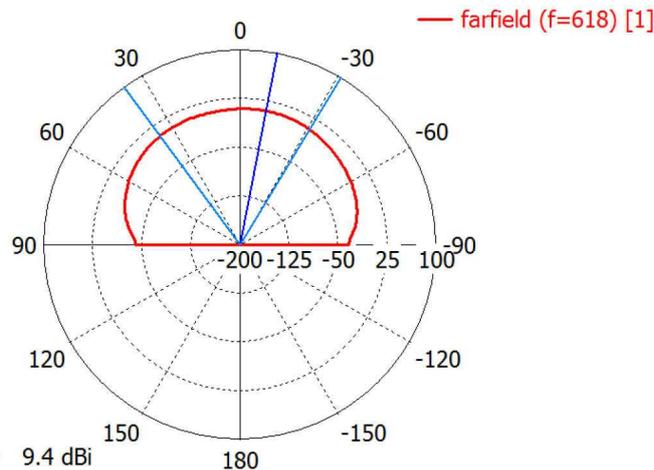


Figure 3-18 : Impédance de l'antenne double fentes à 618 GHz.

La très bonne qualité du couplage  $RF$  de l'antenne double fente est confirmée par une valeur très proche de 1 pour le rapport d'ondes stationnaires à 618 GHz. Le diagramme de rayonnement de l'antenne (figure 3-19) est entièrement dirigé vers l'avant de l'antenne, à l'opposé du plan réflecteur. Cela est dû au fait que le plan réflecteur est ici suffisamment grand devant la dimension de l'antenne pour empêcher le signal de se propager dans cette direction.



Farfield Directivity Abs (Phi=90)



Frequency = 618  
 Main lobe magnitude = 9.4 dBi  
 Main lobe direction = -11.0 deg.  
 Angular width (3 dB) = 67.0 deg. Theta / Degree vs. dBi

Figure 3-19 : Diagramme de rayonnement de l'antenne double fentes à 618 GHz en vue 3D, en haut, et en vue polaire, en bas.

La direction du lobe principal fait un angle de  $11^\circ$  par rapport à la normale. L'ajout du filtre *RF* casse la symétrie de l'antenne seule. Cette zone métallique d'un côté de l'antenne, perturbe les lignes de champ électromagnétique engendrant cet angle dans la direction du lobe principal. Ce phénomène a été corrigé par la suite en modifiant la conception de l'antenne ; le nouveau design sera présenté par la suite dans ce chapitre. Avant cela, un design d'antenne fonctionnant à 1,37 THz a été conçu en se basant sur le modèle actuel. De la même manière que précédemment, les dimensions de l'antenne sont optimisées par CST. Le résultat de l'optimisation est présenté dans le tableau 3-3.

Fréquence (THz)	L ( $\mu\text{m}$ )	S ( $\mu\text{m}$ )	W ( $\mu\text{m}$ )
1,37	153,5 ( $0,7 \lambda_0$ )	87,3 ( $0,4 \lambda_0$ )	22 ( $0,14 L$ )

Tableau 3-3 : Paramètres optimisés par CST d'une antenne double fente sur membrane fonctionnant à 1,37 THz.

Le coefficient de réflexion  $S_{11}$  montre une bande passante  $RF$  en dessous de -20 dB d'environ 220 GHz autour de 1,4 THz, soit près de 16 % de la fréquence centrale (figure 3-20). Le filtre RF empêche le signal de sortir vers la ligne FI et le maintient vers l'antenne en ne transmettant que -30 dB du port 1 vers le port 2 autour de la fréquence de résonance. L'impédance de l'antenne à 1,37 THz est purement réelle et vaut  $75 \Omega$  sur un large plateau allant de 1340 à 1500 GHz (Figure 3-21). Le diagramme de rayonnement de cette antenne présente des caractéristiques similaires à l'antenne à 618 GHz, avec une dissymétrie assez marquée (figure 3-22 et figure 3-23). Le gain de l'antenne est de l'ordre de 7,8 dBi dans la direction de la normale à la surface.

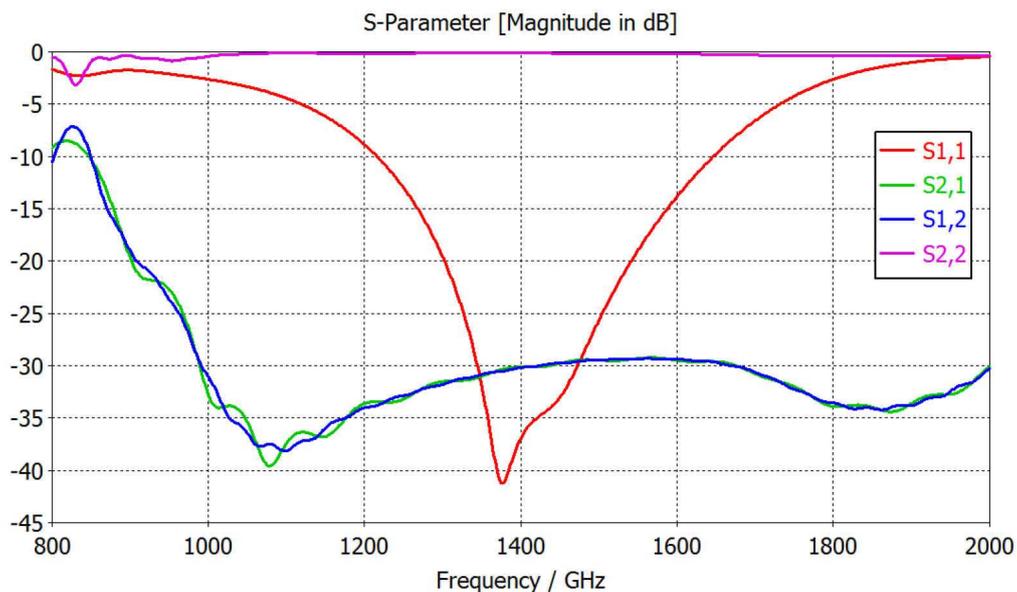


Figure 3-20 : Coefficients de réflexion et transmission entre les ports 1 et 2 de l'antenne double fentes à 1,37 THz.

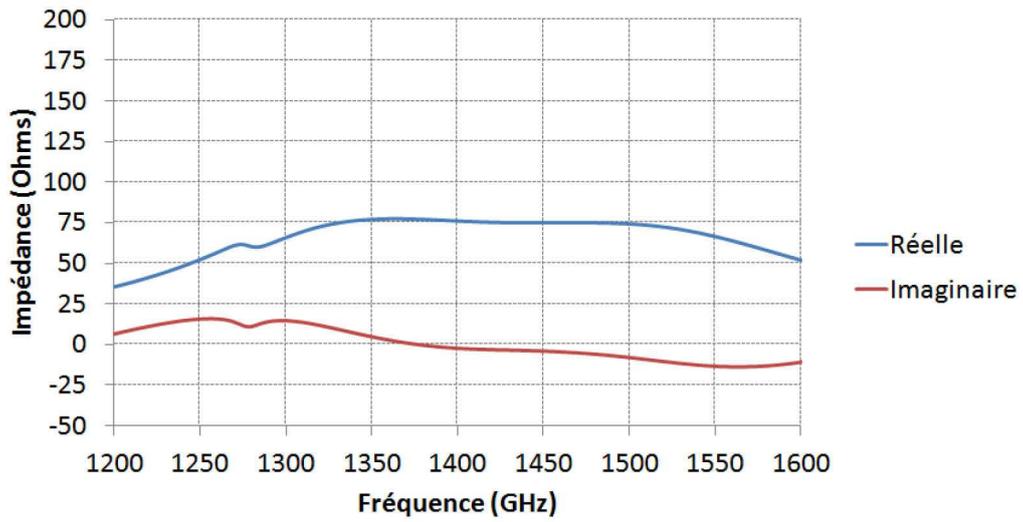


Figure 3-21 : Impédance de l'antenne double fentes à 1,37 THz.

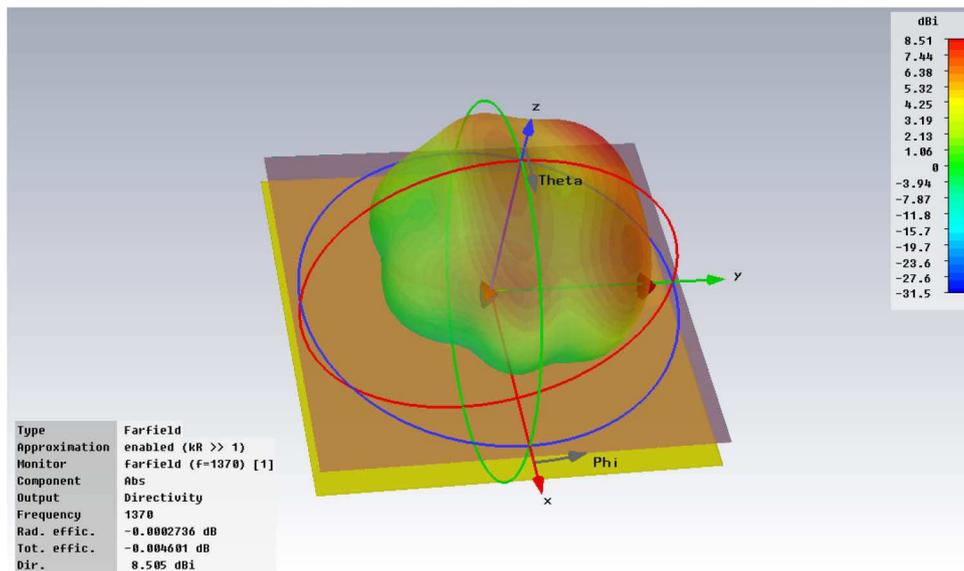


Figure 3-22 : Champ lointain de l'antenne en vue 3D.

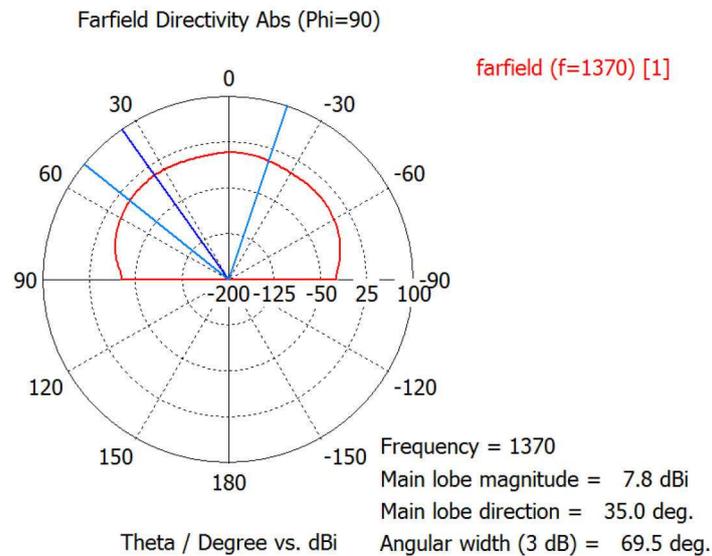


Figure 3-23 : diagramme de rayonnement de l'antenne à 1,37 THz en vue polaire.

Dans le but de résoudre le problème de symétrie du champ lointain, j'ai modifié le design de l'antenne à 618 GHz en étirant le plan de masse dans la direction opposée à la ligne coplanaire de la sortie FI ; cela redonne une symétrie dans la géométrie des surfaces métalliques sur la membrane (figure 3-24). En se basant sur les travaux de M. Kominami [77] et G. V. Eleftheriades [75], la largeur des fentes  $W$  est modifiée pour une valeur comprise entre  $0,02 L$  et  $0,07 L$ . La séparation  $S$  entre les fentes est également modifiée et devient proche de  $0,17 \lambda_0$  afin d'être adaptée à  $75 \Omega$ . La dimension du plan réflecteur est réduite à un carré de  $450 \mu\text{m}$  de côté afin de limiter au maximum l'écrantage du signal dans la configuration de bloc mélangeur axial.

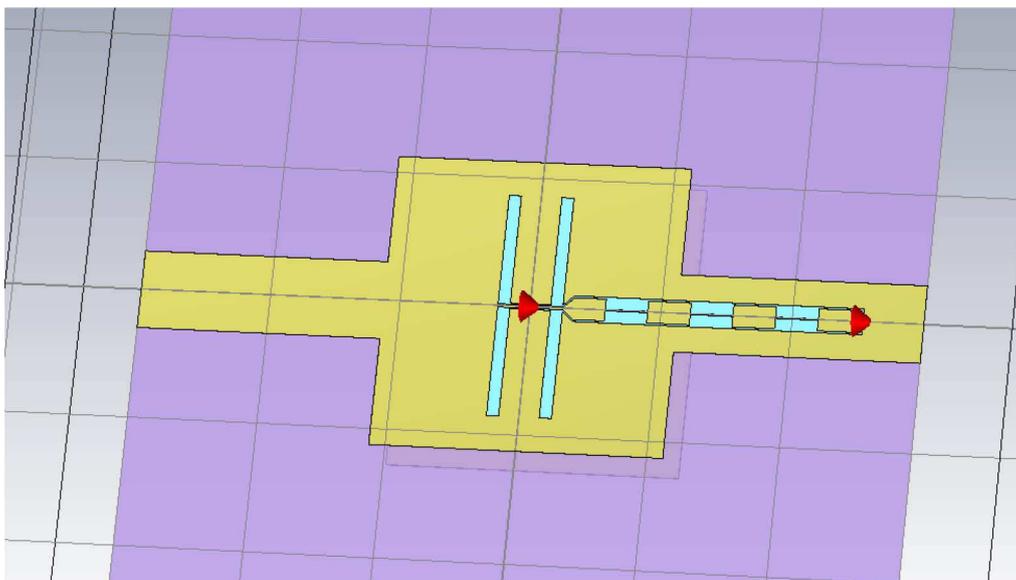


Figure 3-24 : Nouveau design d'antenne double fentes fonctionnant à 618 GHz.

L'optimisation par CST des paramètres  $L$ ,  $S$  et  $W$ , donne le résultat suivant :

Fréquence (GHz)	$L$ ( $\mu\text{m}$ )	$S$ ( $\mu\text{m}$ )	$W$ ( $\mu\text{m}$ )
618	343,26 ( $0,71 \lambda_0$ )	80,8 ( $0,16 \lambda_0$ )	18,7 ( $0,05 L$ )

Tableau 3-4 : Dimensions du deuxième design d'antenne double fente à 618 GHz.

Le coefficient de réflexion  $S_{11}$  (figure 3-25) montre une bande passante  $RF$  en dessous de -20 dB d'environ 20 GHz. L'antenne est alors plus sélective que le design précédent, tout en étant légèrement plus compacte. La symétrie du diagramme de rayonnement est nettement améliorée (figure 3-26 et figure 3-27).

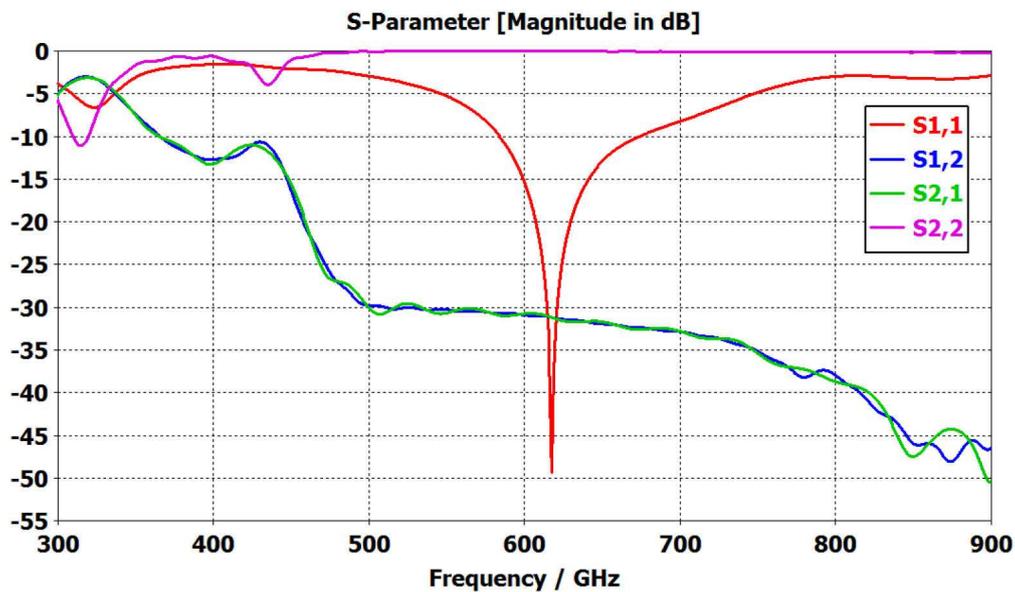


Figure 3-25 : Coefficients de réflexion et transmission du deuxième design d'antenne à 618 GHz.

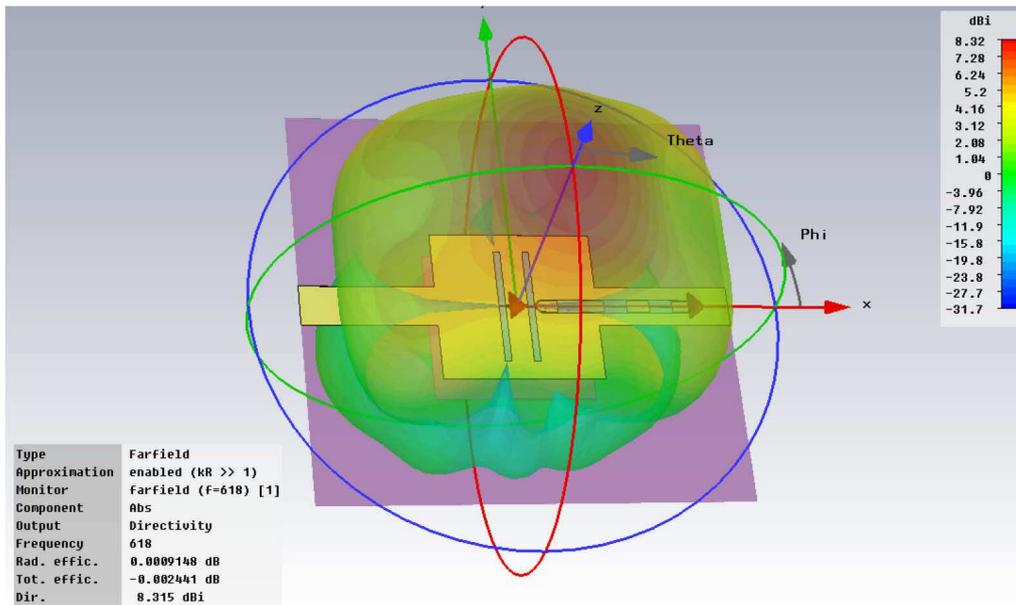


Figure 3-26 : Diagramme de rayonnement du deuxième design d'antenne à 618 GHz, en vue 3D.

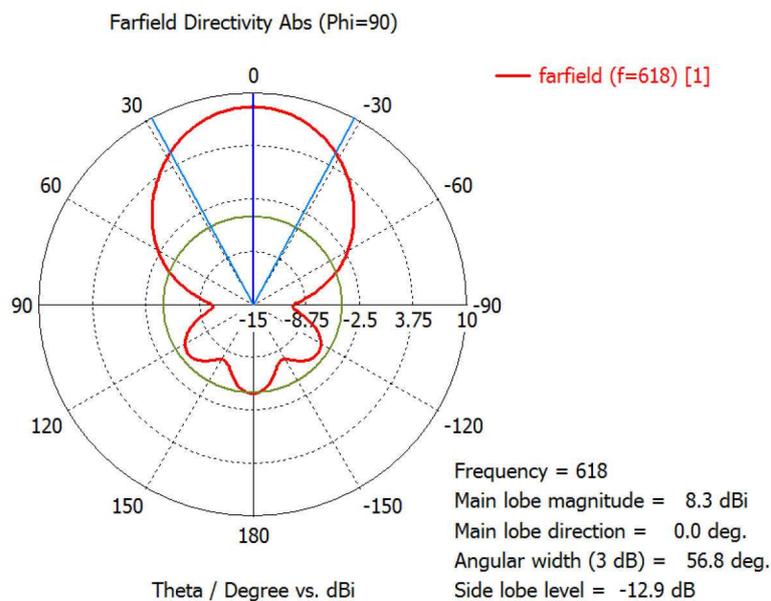


Figure 3-27 : Diagramme de rayonnement de l'antenne double fentes à 618 GHz, en vue polaire.

Le lobe principal est à présent bien dans la direction de la normale à la surface de l'antenne. Le gain de l'antenne est de 8,3 dBi, l'angle à - 3 dB est de 56,8 ° et les lobes secondaires ne dépassent pas - 12,9 dB par rapport au lobe principal. Comme indiqué précédemment, une antenne de type double fente est polarisée selon la direction « E » de la figure 3-6. C'est ce que nous vérifions sur la figure 3-28, qui montre la réponse de l'antenne lorsque le champ électrique est co-polaire (direction « E ») et sa réponse en polarisation croisée, c'est-à-dire, lorsque le champ E est à 90° de la direction co-polaire.

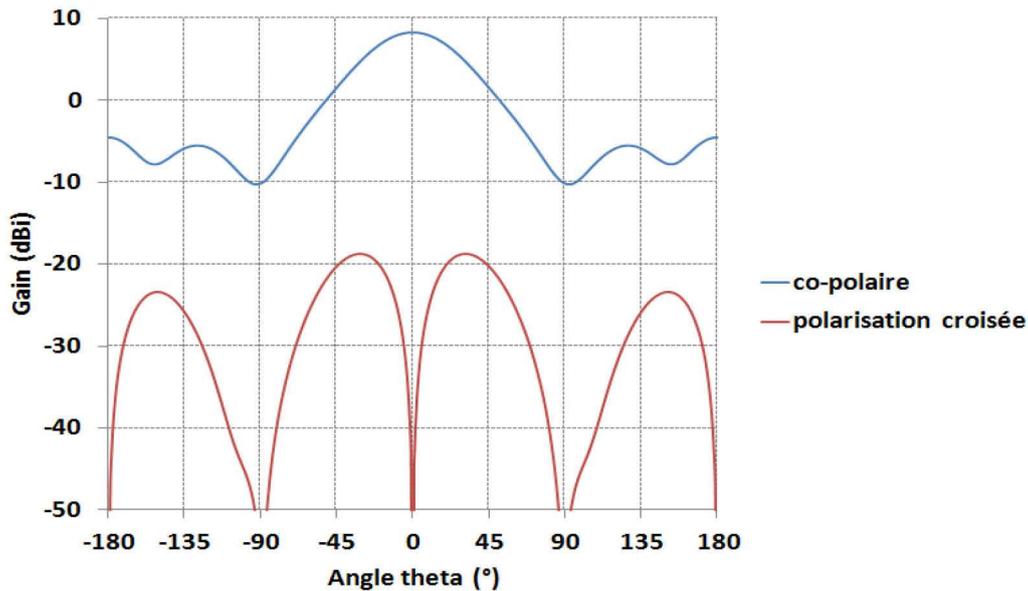


Figure 3-28 : Réponse de l'antenne en polarisation co-polaire, courbe bleue, et polarisation croisée, courbe rouge.

Jusqu'à présent, le plan réflecteur était disposé à une distance exacte de  $\lambda/4$  derrière l'antenne, mais il est possible qu'il y ait un écart de quelques  $\mu\text{m}$  lors de la réalisation du bloc mélangeur. L'impédance du HEB peut également présenter un écart à la valeur théorique. Il est donc important de savoir si des écarts de quelques pourcents seront tolérables ou au contraire rendront une mesure impossible. Pour cette raison, nous réalisons une série de simulations en faisant varier la distance du plan réflecteur et l'impédance du HEB. Nous choisissons volontairement des écarts relativement grands, afin d'avoir une bonne idée du comportement de l'antenne face à ces écarts. Nous faisons varier l'impédance du HEB entre 60 et 90  $\Omega$  et la distance du plan réflecteur varie entre 110 et 140  $\mu\text{m}$ . Les résultats de la simulation sont présentés sur la figure 3-29. Une erreur sur la distance du plan réflecteur semble être moins critique qu'une erreur sur l'impédance du HEB, puisque même pour les valeurs extrêmes le coefficient S11 reste bien inférieur à -20 dB autour de 618 GHz, ce qui n'est pas le cas pour les variations sur l'impédance du HEB. L'ensemble des couples (distance, impédance) sont simulés et le résultat est présenté figure 3-30 ; les courbes sont colorées en fonction de leur impédance.

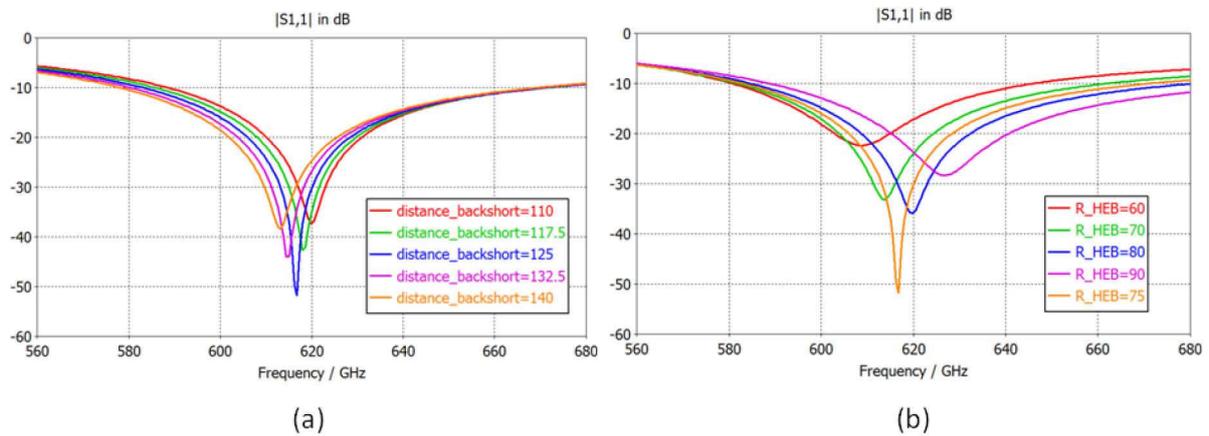


Figure 3-29 : Influence de l'impédance et de la distance du plan réflecteur sur le coefficient de réflexion S11. (a) L'impédance est fixée à 75 Ohms et la distance du plan réflecteur (backshort) varie de 110 à 140  $\mu\text{m}$ . (b) Le plan réflecteur est fixé à 125  $\mu\text{m}$  et l'impédance du HEB varie de 60 à 90 Ohms.

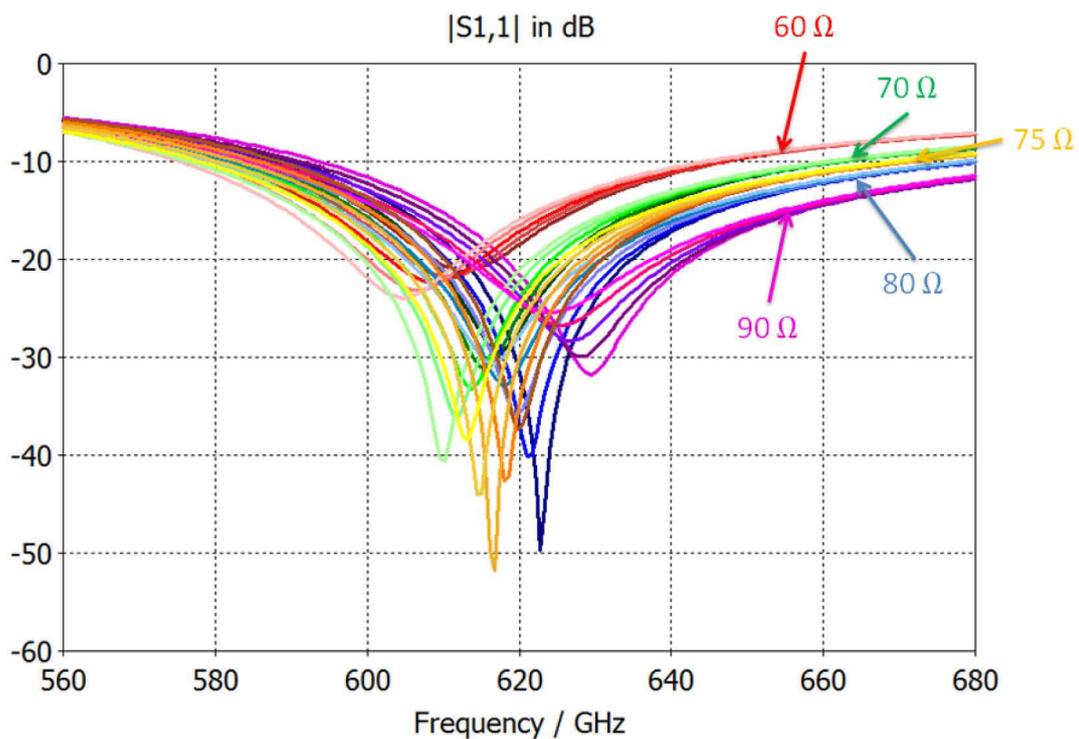


Figure 3-30 : Toutes les combinaisons (distance, impédance) sont calculées. Chaque impédance est représentée par une couleur dominante et les distances sont distinguées par des nuances de la couleur dominante.

### 3.3.3) Antenne + miroir

Le rapport d'échelle entre l'antenne planaire et le miroir ne permet pas de simuler la structure complète par une résolution numérique en éléments finis, tel que cela a été fait dans le paragraphe précédent. Aux fréquences auxquelles nous travaillons, il n'est pas possible de modéliser de cette manière car le nombre de mailles nécessaires pour couvrir l'espace entre l'antenne et le miroir est beaucoup trop grand. Néanmoins, il existe une solution pour déterminer le diagramme de rayonnement du système antenne + miroir. CST est pourvu d'un *solver* dédié aux structures électriquement larges ; celui-ci utilise la méthode des moments pour résoudre les champs électrique et magnétique sous leurs formes intégrales à la surface de chacun des éléments. Dans un premier temps, l'antenne planaire est modélisée (voir paragraphes précédents) et son diagramme de rayonnement est calculé. Dans un second temps, le miroir est modélisé et nous utilisons le diagramme de rayonnement précédemment calculé comme source de signal afin de déterminer le champ lointain vu par le système antenne + miroir.

### **3.3.3.1) Miroir axial**

Le bloc mélangeur utilise un miroir axial : le miroir est de type sphérique et a une distance focale de 2,5 mm. Ce miroir est modélisé en 3D puis sa surface est subdivisée en petits éléments ; la taille de ces éléments dépend de la fréquence de travail et du nombre de subdivisions par unité de longueur d'onde (figure 3-31). Le champ lointain de l'antenne planaire est ici la source de rayonnement ; elle est placée au point focal du miroir (figure 3-32). Il s'agit ici du diagramme de rayonnement de la deuxième antenne double fente à 618 GHz (cf. paragraphe 3.3.2). Le résultat de la simulation est présenté sur la figure 3-33. Le gain de l'antenne est passé d'une valeur de 8,3 dBi sans miroir à 23,2 dBi avec le miroir sphérique. L'angle à - 3 dB est de 6,7 ° et les lobes secondaires sont 19 dB plus faibles que le principal.

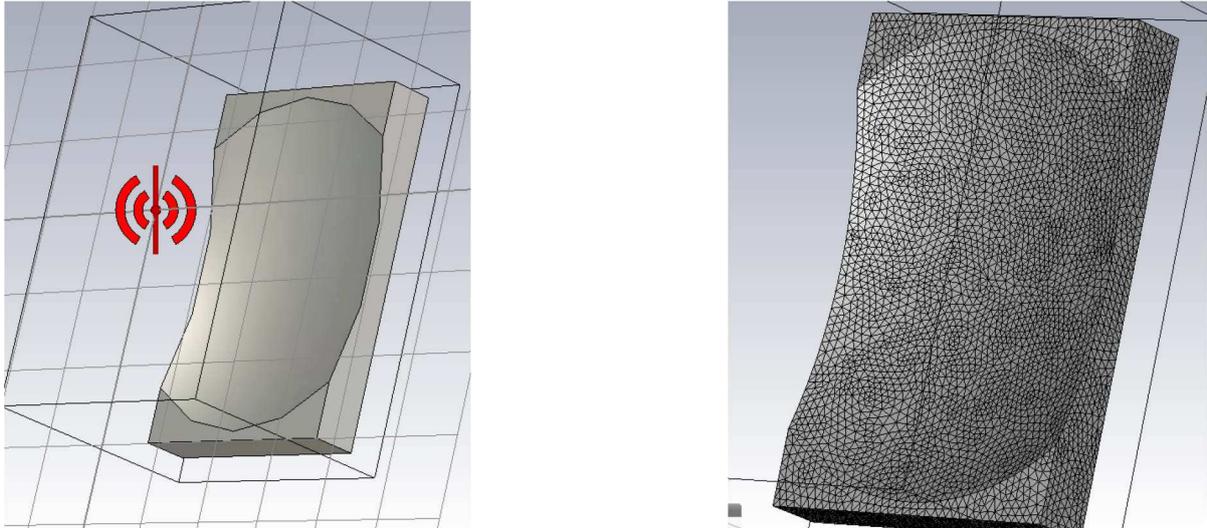


Figure 3-31 : A gauche, le miroir modélisé avec, en rouge, l'emplacement de l'antenne plane au point focal du miroir. A droite, le miroir est subdivisé en petits éléments de surface.

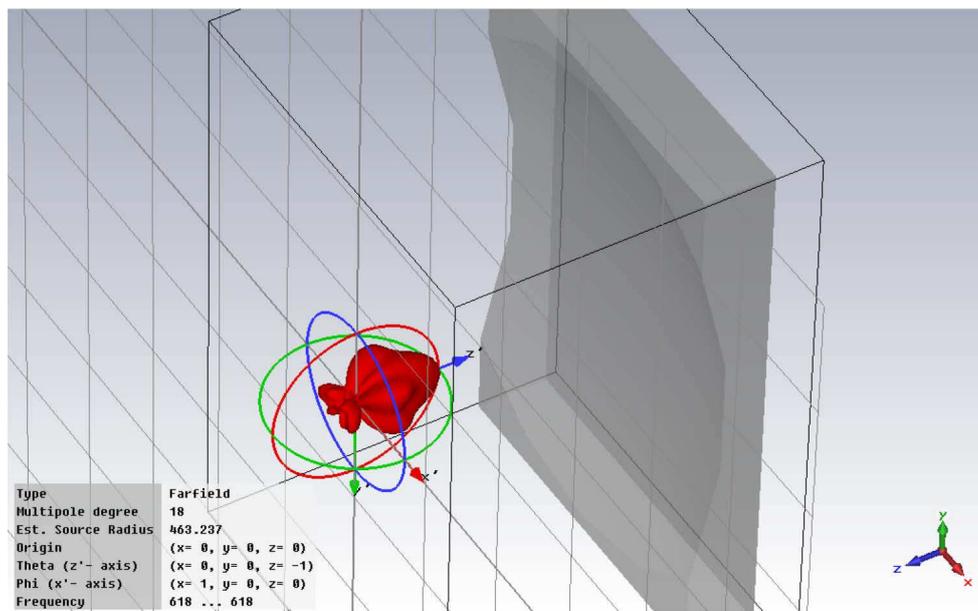


Figure 3-32 : La source est disposée au point focal du miroir.

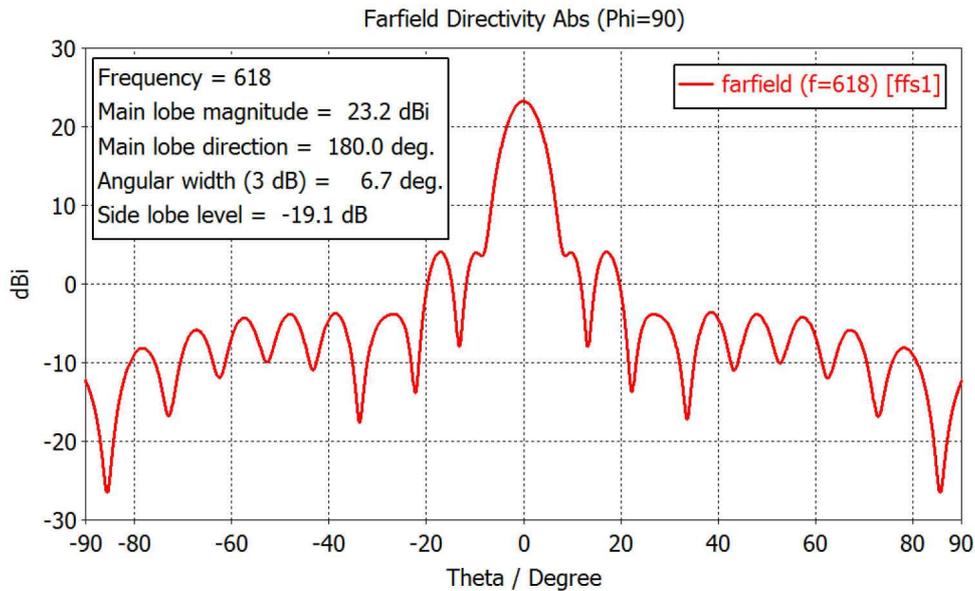


Figure 3-33 : Diagramme de rayonnement de l'antenne double fentes à 618 GHz avec le miroir sphérique.

Dans le but de connaître quelle est la précision nécessaire sur le centrage de l'antenne dans le plan focal, le diagramme de rayonnement est calculé pour plusieurs positions de l'antenne sur un axe dans le plan focal du miroir. L'antenne est décentrée selon l'axe des x, de 60 à 300  $\mu\text{m}$  par rapport au point focal. Le résultat de la simulation est présenté sur la figure 3-34. Jusqu'à 120  $\mu\text{m}$  de décalage, la perte de puissance est inférieure à -1 dB ; à partir de 240  $\mu\text{m}$  d'erreur sur la position, la perte est proche de -3 dB puis augmente rapidement pour atteindre -5 dB à 300  $\mu\text{m}$ .

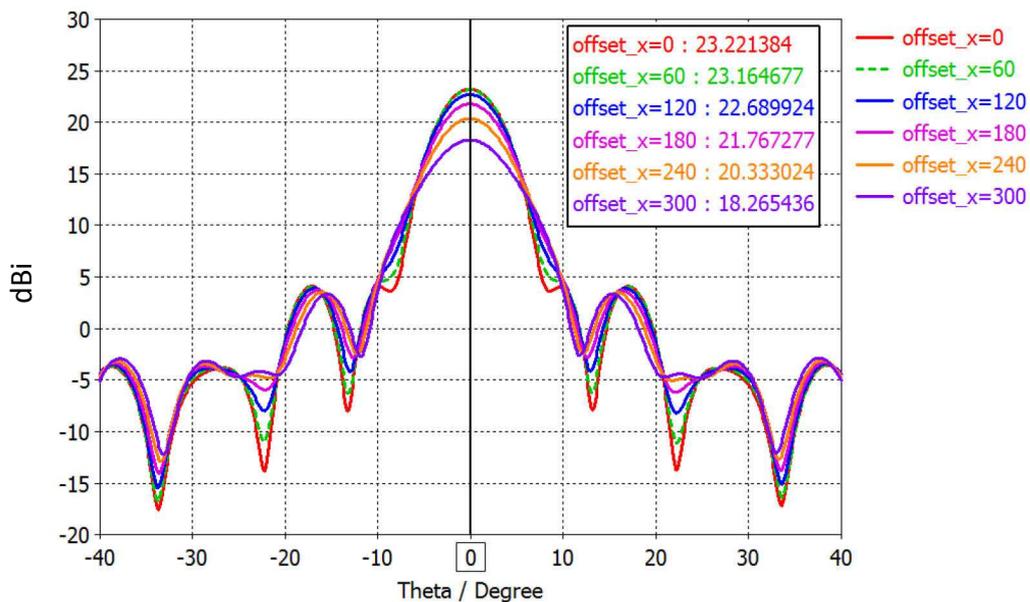


Figure 3-34 : Evolution du diagramme de rayonnement en fonction du décentrage de l'antenne dans le plan focal du miroir.

Une étude identique est faite concernant la distance focale. En pratique, la distance focale est connue à quelques micromètres près alors que le positionnement latéral est moins précis ; nous verrons cela dans le chapitre (4.2) concernant la réalisation des blocs mélangeurs. Etant donné que la distance focale est mieux maîtrisée lors du montage, la simulation est effectuée sur un plus petit écart de distance que dans le cas du décentrage latéral. La position de l'antenne varie ainsi de - 50 à + 50  $\mu\text{m}$  autour de la distance focale du miroir (figure 3-35). D'un extrême à l'autre, nous pouvons observer une variation de l'ordre de 1 dB. Il est intéressant de noter que le gain augmente lorsque l'antenne se rapproche du miroir. Ce phénomène est dû à l'aberration du miroir sphérique mentionnée dans le paragraphe (3.1.2.1).

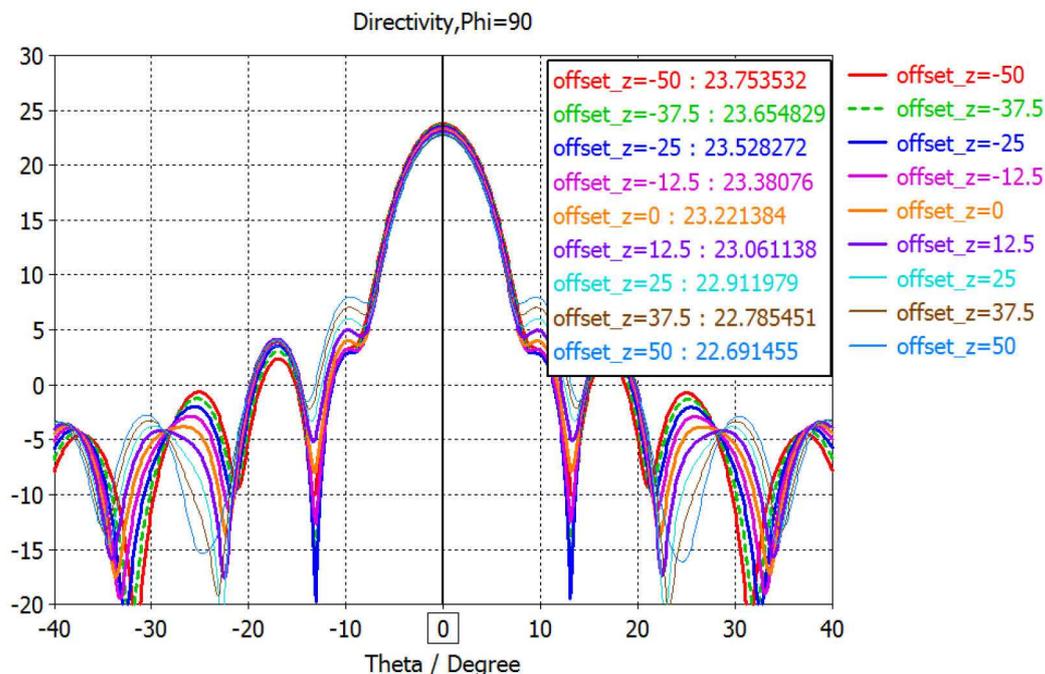


Figure 3-35 : Variation de la position de l'antenne le long de l'axe optique.

### 3.3.3.2) Miroir hors axe

Le bloc mélangeur hors axe, dispose d'un miroir parabolique focalisant à  $90^\circ$  et la distance focale est de 25,4 mm. Les dimensions sont très importantes devant la longueur d'onde étudiée, ici proche de 500  $\mu\text{m}$ . Il faut faire attention à ne pas définir un maillage trop fin, sous peine de voir la quantité de mémoire nécessaire au calcul du champ lointain atteindre des valeurs déraisonnables. Le miroir est modélisé en 3 dimensions sur CST ; l'équation de la parabole est déterminée à partir des données techniques fournies par le

constructeur. La source est placée au foyer du miroir, soit à 12,7 mm par rapport au socle du miroir (figure 3-36).

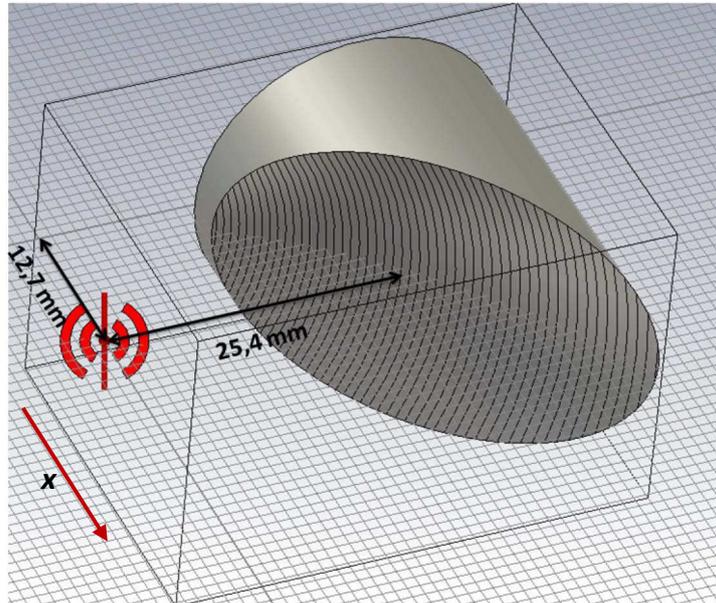


Figure 3-36 : Miroir hors axe modélisé sur CST. L'emplacement de la source est représenté en rouge.

Le diagramme de rayonnement de l'antenne à 618 GHz et du miroir est calculé par CST, le résultat est présenté sur la figure 3-37. Le gain du système est de 35,6 dBi, les lobes secondaires ne dépassent pas -23,4 dB par rapport au lobe principal. L'angle à -3 dB est assez étroit avec 1,3°. De la même manière que dans le paragraphe précédent, nous faisons varier la position de l'antenne le long de l'axe des "x" autour de sa valeur nominale ( $x=12,7$  mm) afin d'avoir une idée de la tolérance que nous pourrions avoir lors du montage de l'antenne dans le bloc mélangeur. La figure 3-38 présente le résultat de la simulation. On constate qu'à 240  $\mu\text{m}$  de décalage, la perte relative est proche de -7 dB. Il faudra être capable de positionner l'antenne de manière très précise et ce à une distance de 25,4 mm du centre du miroir, or il n'est pas évident de garantir une précision inférieure à 200  $\mu\text{m}$  avec le bloc mélangeur hors axe tel qu'il est assemblé actuellement (voir chapitre 4.2). Nous nous intéressons également à la précision nécessaire sur la distance focale. Ici, en comparaison avec le bloc axial, la précision sur la distance focale est potentiellement entachée d'une plus grande erreur (voir chapitre 4.2), la simulation est donc effectuée pour des positions de l'antenne comprises entre -150 et +150  $\mu\text{m}$  (figure 3-39). Le gain du système antenne + miroir est peu affecté par cet écart de 150  $\mu\text{m}$  autour de la distance focale, et encore une fois, le positionnement latéral est le plus critique lors du montage du bloc mélangeur.

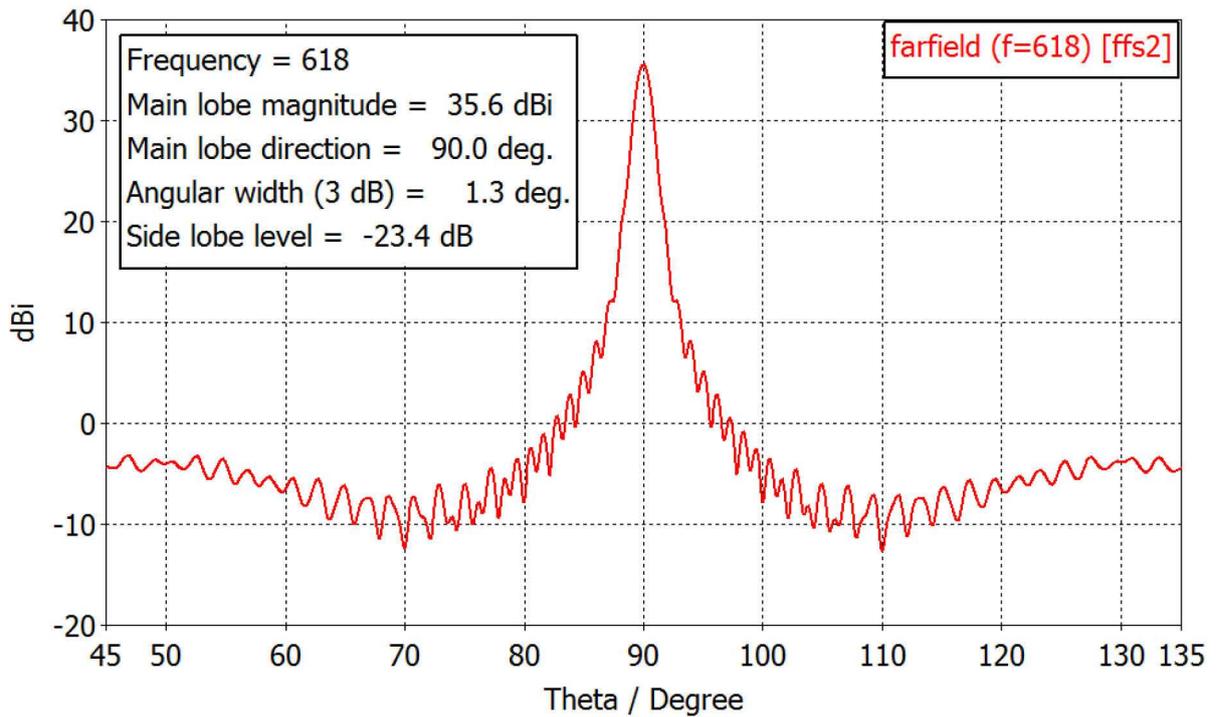


Figure 3-37 : Diagramme de rayonnement de l'antenne double fentes à 618 GHz associée au miroir hors axe.

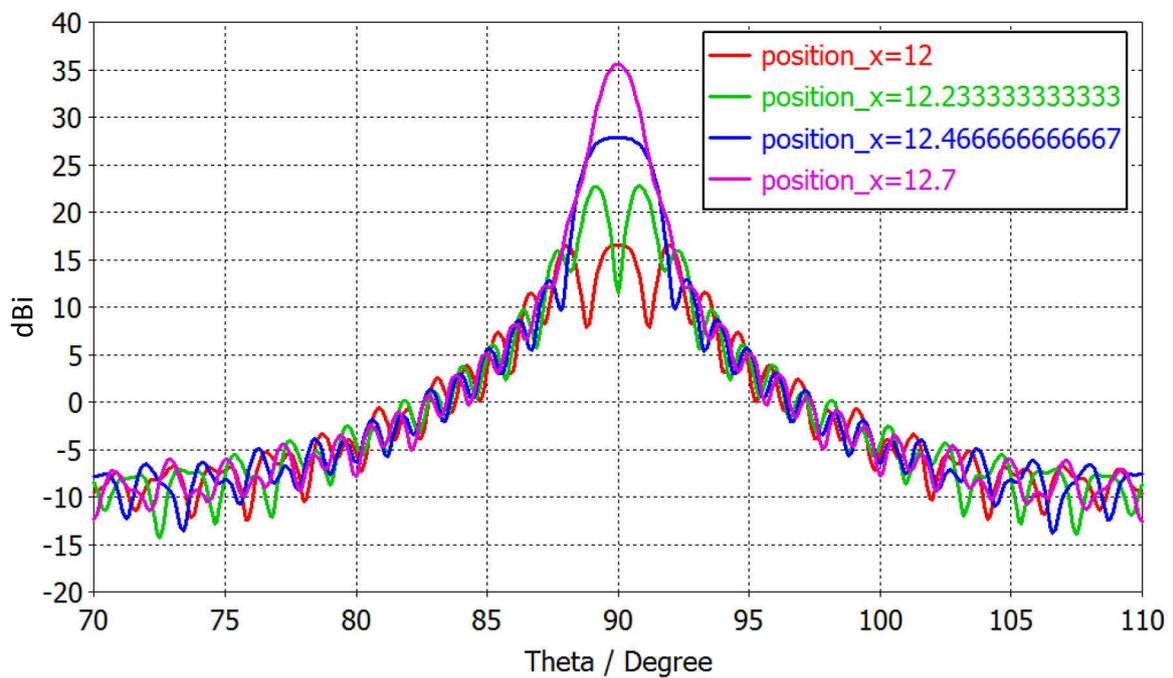


Figure 3-38 : Variation de la position de l'antenne dans le plan focal du miroir. La position en x est donnée en mm.

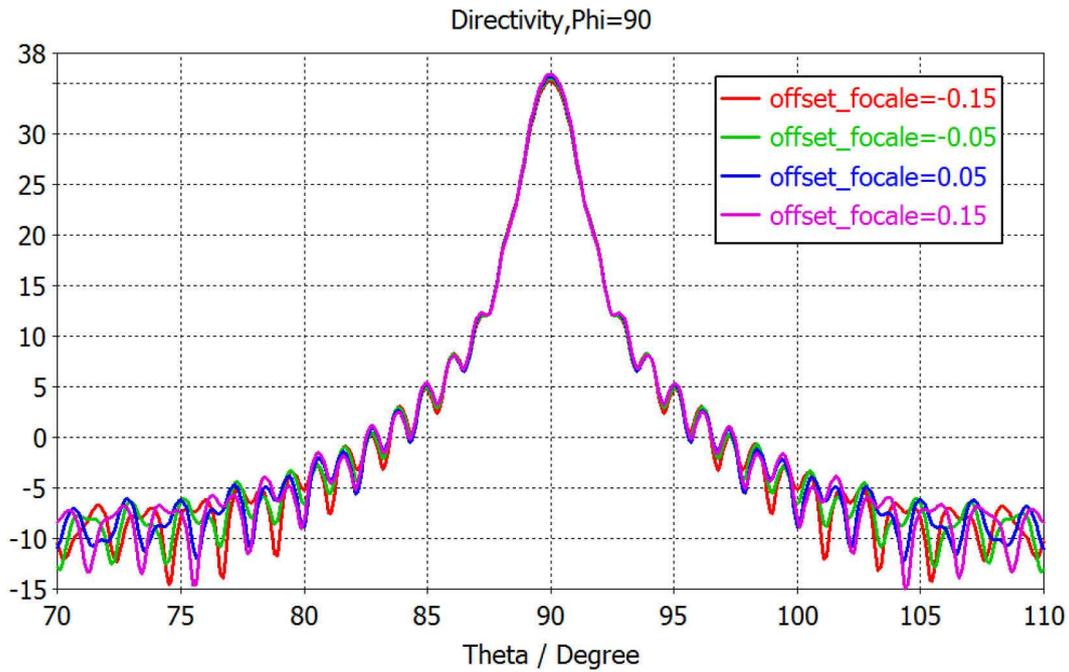


Figure 3-39 : Variation de la position de l'antenne sur l'axe optique du miroir hors axe. Les décalages sont donnés en mm ici.

Les performances du mélangeur sont dépendantes de la précision de réalisation de l'antenne et du pont HEB car cela influence directement leurs impédances respectives et donc l'adaptation entre l'antenne et le HEB. De plus, le montage du composant dans le bloc mélangeur a également une grande importance puisqu'une erreur de quelques centaines de microns sur le positionnement de l'antenne peut fortement dégrader le couplage du signal.

## Chapitre 4 : Fabrication des composants et des blocs mélangeurs

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, le plus petit élément est le nano-pont supraconducteur, avec typiquement dans notre cas : une largeur de 2  $\mu\text{m}$ , une longueur de 200 nm et une épaisseur de 3,5 nm. Les dimensions des antennes sont de l'ordre de quelques micromètres à quelques centaines de micromètres. En plus de la précision géométrique qu'il faudra atteindre, la qualité des composants dépendra énormément de la qualité des différents dépôts de matériaux sur le substrat. La moindre impureté ou imperfection perturbera le bon comportement du HEB, autrement dit, le contrôle de la propreté impose que les étapes de fabrication soient effectuées en salle blanche. Une salle blanche est un espace où l'environnement est contrôlé et régulé afin de minimiser la concentration de particules de poussière. La température et l'humidité sont maintenues respectivement à 20 °C et 45 %. Dans l'industrie et la recherche en électronique, les salles blanches sont maintenues en surpression par rapport à la pression atmosphérique pour expulser de manière continue les particules. Les salles blanches sont classifiées en fonction du nombre de particules par unité de volume et de la taille de ces particules (voir tableau 4-1).

Classe	particules /m <sup>3</sup>					
	0,1 $\mu\text{m}$	0,2 $\mu\text{m}$	0,3 $\mu\text{m}$	0,5 $\mu\text{m}$	1 $\mu\text{m}$	5 $\mu\text{m}$
ISO 1	10	2	0	0	0	0
ISO 2	100	24	10	4	0	0
ISO 3	1 000	237	102	35	8	0
ISO 4	10 000	2 370	1 020	352	83	0
ISO 5	100 000	23 700	10 200	3 520	832	29
ISO 6	1 000 000	237 000	102 000	35 200	8 320	293
ISO 7	$\infty$	$\infty$		352 000	83 200	2 930
ISO 8	$\infty$	$\infty$	$\infty$	3 520 000	832 000	29 300
ISO 9	$\infty$	$\infty$	$\infty$	35 200 000	8 320 000	293 000

Tableau 4-1 : Classe de propreté d'une salle blanche en fonction du nombre et de la taille des particules dans l'air.

Le pôle instrumental de l'Observatoire de Paris possède une salle blanche de classe ISO 7 (classe 10 000 dans l'ancienne nomenclature). J'y ai réalisé différentes étapes de fabrication

des membranes à partir des composants sur substrat épais. Le reste à été réalisé au LPN (Laboratoire de Photonique et Nanostructure) par un ingénieur du LERMA.

Ce chapitre se décompose en deux parties. Dans la première, je présenterai d'abord les différentes techniques employées pour réaliser les HEB sur membrane. Puis j'expliciterais tout le procédé de fabrication que nous avons défini.

La deuxième partie sera consacrée à la conception des blocs mélangeurs utilisés pendant ma thèse. Je présenterai la conception et les solutions techniques que nous avons développées pour représenter au mieux le concept théorique exposé dans le chapitre 3 " Couplage du signal".

## **4.1) Fabrication des HEB sur membrane**

### **4.1.1) Techniques de micro et nano-fabrication**

#### **4.1.1.1) Dépôt chimique en phase vapeur basse pression**

Utilisée lors de la première étape de fabrication des HEB sur membrane, cette technique permet de déposer des couches de dioxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ) et de nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) qui constituent la membrane. Cette bi-couche ( $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ ) est déposée sur les deux faces d'un substrat de silicium de  $400\ \mu\text{m}$  d'épaisseur : l'une de ces faces servira de masque de gravure, l'autre deviendra la membrane après gravure du silicium. Ce point sera développé dans les paragraphes suivants. Le dépôt chimique en phase vapeur basse pression (ou LPCVD, pour *Low-Pressure Chemical Vapor Deposition*) est un procédé de fabrication utilisé, par exemple, dans l'industrie des semi-conducteurs pour produire des couches minces de grande pureté. Le substrat à recouvrir est placé dans une enceinte sous vide, puis est exposé à des précurseurs en phase gazeuse. La basse pression tend à réduire la formation de composés en phase gazeuse non désirés et augmente l'uniformité du film sur l'ensemble du substrat.

#### **4.1.1.2) Pulvérisation cathodique à magnétron**

Cette technique est employée pour réaliser des dépôts sous vide de couches ultra-minces d'aluminium, de niobium ou encore, dans notre cas, de nitrure de niobium. Le principe est le suivant : des ions ayant une grande énergie cinétique, acquise par un champ électrique radiofréquence ou de tension continue, vont bombarder et pulvériser une cible composée du matériau à déposer. Les atomes arrachés à la cible vont ensuite se condenser sur le substrat (figure 4-1). La pulvérisation est réalisée par un plasma d'argon ( $\text{Ar}^+$ ) qui est un gaz inerte de masse atomique proche de celle du matériau à déposer.

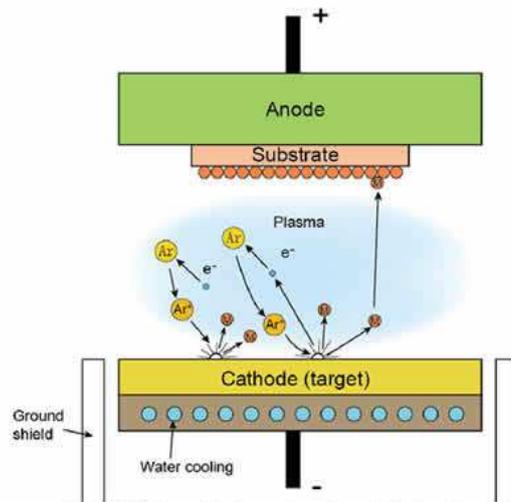


Figure 4-1 : La cathode est bombardée par les ions  $\text{Ar}^+$ , les atomes arrachés à la cible se déposent sur le substrat.

Le dépôt des métaux comme le niobium est réalisé en polarisation continue (en tension, courant ou puissance). La cible de niobium qui constitue la cathode, est polarisée négativement afin d'attirer les ions d'argon. Le substrat constitue l'anode. La réalisation d'un film de NbN est obtenue en ajoutant de l'azote dans le plasma. Le contrôle précis des pressions partielles des gaz d' $\text{Ar}^+$  et de  $\text{N}_2$  est très important pour la reproductibilité des propriétés des films ultra-minces de NbN.

#### 4.1.1.3) Evaporation par bombardement avec canon à électrons

L'évaporation est employée pour déposer des couches minces d'or (quelques centaines de nanomètres). Les électrodes du HEB, l'antenne et les plots de contacts sont réalisés en un seul dépôt d'or sur la couche de NbN. Le substrat est placé dans le bâti d'évaporation en face de deux creusets contenant les matériaux à déposer. Dans notre cas, il s'agit du titane pour

la couche d'accroche et de l'or. La qualité du contact entre le NbN et l'or est extrêmement importante, car une oxydation ou d'autres impuretés entre les couches provoqueraient une résistance de contact non désirée. Pour éviter cela, un décapage de la surface est effectué *in situ* par un faisceau d'ions argon  $Ar^+$  (*Ion Beam Etching, IBE*). Ensuite, nous déposons la couche d'accroche en titane, et pour finir la couche d'or. Les creusets sont bombardés l'un après l'autre par des électrons, provoquant ainsi un échauffement du matériau cible qui s'évapore. Puis les matériaux évaporés se déposent suivant la normale à la surface du substrat. L'épaisseur de chacune des couches est mesurée en temps réel grâce à une microbalance placée à côté du substrat, qui mesure la dérive de la fréquence de résonance d'un cristal de quartz. Cette dérive est due à la surcharge de masse du matériau déposé.

#### 4.1.1.4) La photolithographie

Cette technique est très utilisée en micro-électronique pour la fabrication de microcircuits intégrés. La photolithographie désigne un ensemble d'opérations permettant de transférer les motifs d'un masque sur un substrat. Deux procédés sont associés à la photolithographie : la gravure et la technique du *lift-off*, ces techniques seront détaillées par la suite. Nous utilisons la photolithographie principalement pour la réalisation des masques de gravure humide du silicium, ou encore pour réaliser la ligne micro-ruban qui guide le signal FI dans le bloc mélangeur. Dans tous les cas, nous utilisons un masque en verre sur lequel sont définis des motifs en chrome que nous souhaitons reproduire sur le substrat. Une couche de résine photosensible est enduite sur le substrat à l'aide d'une tournette. Les paramètres comme la vitesse et le temps de rotation détermineront l'épaisseur de la résine. L'enduction est suivie d'une étape de cuisson afin de la solidifier en évaporant les solvants. Le substrat est ensuite mis en contact avec le masque en verre, puis une lampe à UV insole la résine photosensible sur toute la surface du substrat. Un des intérêts de cette technique est de pouvoir réaliser des masques sur de grandes surfaces en quelques dizaines de secondes. Si la résine est de tonalité positive, alors les parties exposées seront dissoutes par le développeur. Si la résine est négative, à l'inverse elles deviendront insolubles. Après le développement, nous avons ainsi transféré les motifs dans la couche de résine.

L'insolation de nos substrats a été réalisée avec un aligneur de masque à contact Karl Süss Microtec MJB4, équipé d'une lampe à vapeur de mercure UV dont la longueur d'onde est de

365 nm. A cette longueur d'onde, la taille du plus petit motif réalisable est de  $1 \mu\text{m}^2$ . En dessous de cette taille, les phénomènes de diffraction deviennent prépondérants. Pour obtenir des motifs plus petits, il faudra alors utiliser d'autres techniques avec des longueurs d'ondes plus courtes comme les rayons X ou alors un faisceau d'électrons.

#### *4.1.1.5) La lithographie électronique*

Afin de réaliser des nano-ponts HEB de quelques centaines de nanomètres de long, il faut utiliser une autre technique que la photolithographie UV. La lithographie à faisceau d'électrons, ou lithographie électronique, permet d'atteindre une résolution de l'ordre de 10 nanomètres. Cette technique a vu le jour peu de temps après les premiers microscopes électroniques à balayages (MEB). De la même manière que pour la photolithographie, une résine, cette fois électrosensible, est exposée par un faisceau d'électrons (figure 4-2), contrôlé par un asservissement électromagnétique, afin de reproduire les motifs dessinés à l'aide d'un logiciel de CAO/DAO. Contrairement à la photolithographie, l'exposition se fait ici de manière séquentielle, ainsi l'amélioration de la résolution se fait au détriment du temps de réalisation d'un masque. C'est aussi par cette technique que nous définissons le masque de résine pour le dépôt métallique de l'antenne et des plots de contact. La résolution des motifs est directement liée au temps d'exposition ainsi qu'à l'énergie des électrons. Lors du bombardement de la surface par le faisceau, des électrons secondaires et rétrodiffusés sont produits, ce qui génère des effets de proximités. Cet effet est inévitable mais peut être contrôlé en ajustant l'énergie des électrons incidents ou en réduisant l'épaisseur de la couche de résine, mais cela réduit également l'épaisseur de métal qu'il est possible de déposer. On pourrait assimiler le faisceau d'électrons au pinceau d'un peintre. Ainsi, par analogie, nous utiliserons un pinceau fin pour définir les zones nécessitant une haute résolution, comme les contours de l'antenne et la distance entre les électrodes qui définit la longueur du HEB. Puis, pour les zones moins critiques, nous utiliserons un pinceau plus large pour le remplissage des motifs précédemment définis. Après développement nous obtenons alors un masque représentant la géométrie de l'antenne et du pont HEB.

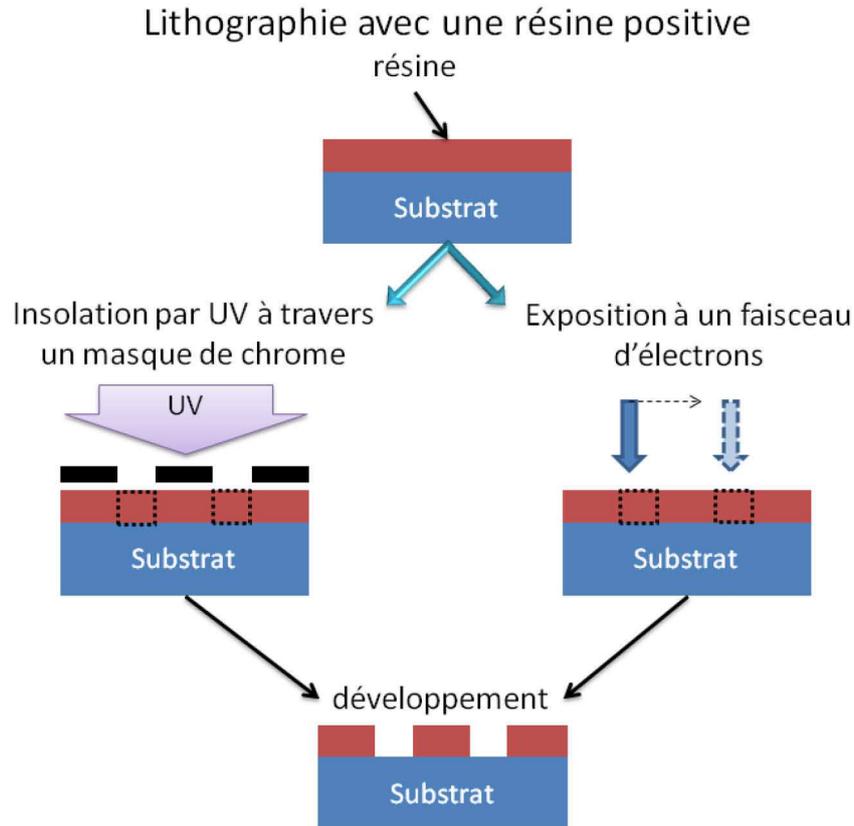
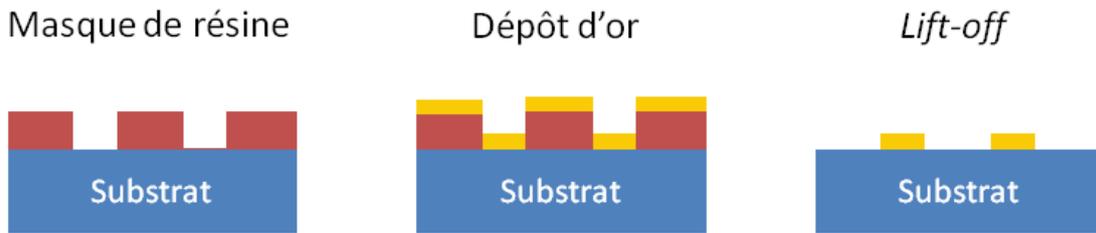


Figure 4-2 : Lithographie optique et électronique. Ce schéma montre le cas d'une résine positive, dans le cas d'une résine négative le résultat du développement est simplement inversé. La résine est enduite sur le substrat par centrifugation, elle est ensuite exposée aux rayons UV ou à un faisceau d'électrons. Les zones en pointillés représentent la résine exposée. Après développement, on obtient un masque de résine sur le substrat.

#### 4.1.1.6) Technique du *lift-off*

La technique du *lift-off* est utilisée pour déposer un matériau sur un substrat préalablement masqué. Après la réalisation du masque de résine, le matériau est déposé sur l'intégralité de la surface, recouvrant ainsi la résine et les espaces libérés de celle-ci (figure 4-3). Le retrait du masque de résine permet de retirer le matériau déposé dessus, tout en laissant intact le matériau déposé sur le substrat selon les motifs définis par le masque. Afin de réaliser un *lift-off*, la résine doit avoir une épaisseur supérieure à l'épaisseur du dépôt. Un facteur 2 sera une valeur raisonnable pour faciliter le *lift-off*. Si la résine n'était pas suffisamment épaisse, le matériau déposé pourrait recouvrir les bords de la résine, empêchant alors le solvant d'atteindre la résine. En ce qui nous concerne, cette technique est principalement utilisée pour déposer la couche d'or constituant les antennes.

Figure 4-3 : Technique du *lift-off*.

#### 4.1.1.7) Gravure ionique réactive

Notre procédé de fabrication comprend des étapes de gravures de différents matériaux. Une des techniques employées est la gravure ionique réactive (RIE, *Reactive Ion Etching*). Un échantillon à graver est placé dans une enceinte sous vide. Une pompe turbomoléculaire assure une pression de l'ordre de  $10^{-6}$  mbar avant la gravure. Ensuite, un gaz (ou un mélange de gaz) réactif est injecté dans l'enceinte : la pression est alors de quelques  $10^{-3}$  mbar. Un générateur radio-fréquence de 13,56 MHz crée un plasma. Il s'agit d'une gravure physique sèche, puisque les ions bombardent la surface de l'échantillon (gravure anisotrope et non sélective). C'est également une gravure chimique car le gaz réactif ionisé réagit avec la couche à graver (gravure isotrope et sélective). L'une ou l'autre sera privilégiée en fonction des paramètres tels que la pression du gaz ou la puissance du générateur. Pour ce qui nous concerne nous utilisons un plasma réactif fluoré, obtenu à partir d'hexafluorure de soufre ( $\text{SF}_6$ ). Le  $\text{SF}_6$  est adapté à la gravure des couches minces de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , de  $\text{SiO}_2$  ou encore de NbN.

#### 4.1.1.8) Gravure humide

La gravure dite "humide" est un procédé de gravure chimique dans une solution aqueuse basique. Nous utilisons cette technique pour graver le substrat de silicium monocristallin et ainsi libérer la membrane de  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ . Selon le matériau à graver et le type de solution utilisée, la gravure pourra être isotrope ou anisotrope. La gravure isotrope, comme son nom l'indique, attaque le substrat dans toutes les directions à la même vitesse. Alors que la gravure anisotrope est fortement dépendante de l'orientation du réseau cristallin du

matériau, ce qui signifie que certaines directions, celles des plans moins denses, seront gravées plus rapidement que les autres (voir figure 4-4). Chacun des cas a ses avantages et ses inconvénients.

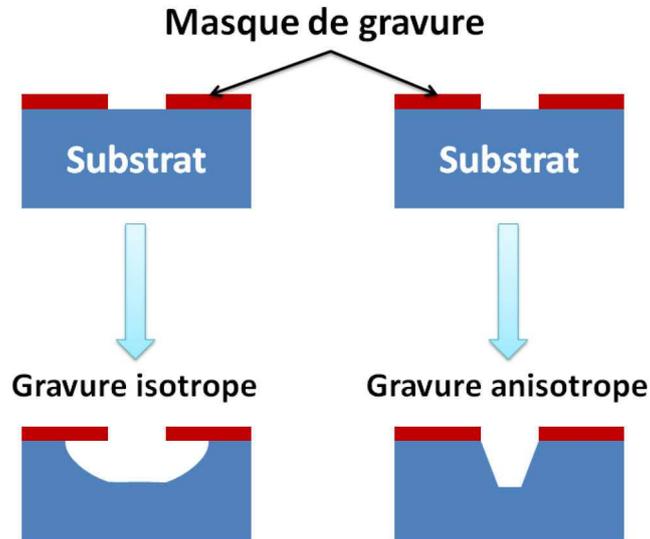


Figure 4-4 : Schéma montrant la différence entre la gravure isotrope (à gauche) et anisotrope (à droite).

En ce qui nous concerne, nous voulons avoir la maîtrise du motif de gravure, c'est pour cette raison que nous nous orientons vers une gravure humide du silicium de type anisotrope. Il existe plusieurs solutions pour réaliser cette gravure, comme l'EDP (Ethylene Diamine Pyrochatechol), le TMAH (hydroxyde d'ammonium tétraméthyle) ou encore le KOH (hydroxyde de potassium). Les caractéristiques de gravure de ces composés chimiques sont assez similaires, mais le TMAH et le KOH permettent de graver plus rapidement et à plus basse température que l'EDP. Ce dernier est également assez dangereux à utiliser, on lui préférera donc une des deux autres solutions de gravure. Dans le cadre de ma thèse, notre choix s'est porté sur une solution de KOH, car le laboratoire avait déjà une expérience dans la manipulation de ce produit.

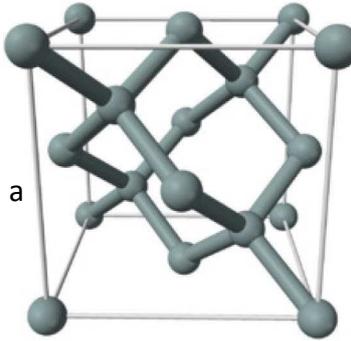
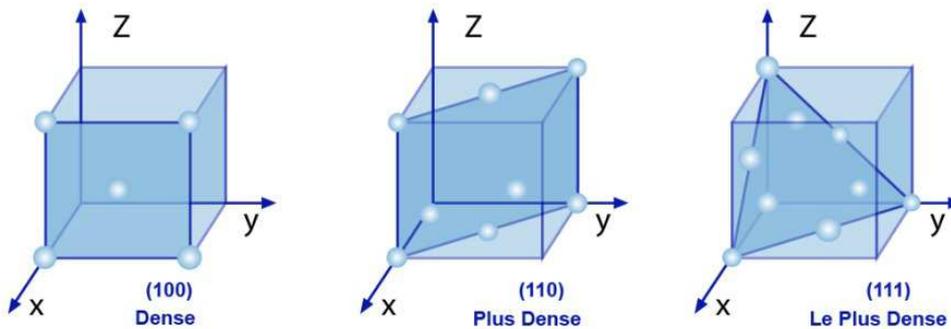


Figure 4-5 : Structure cristalline du silicium montrant les liaisons tétraédriques avec un paramètre de maille  $a = 5,43 \text{ \AA}$ .

Le silicium a une structure cristalline de type "diamant" (figure 4-5). Il s'agit d'une forme dérivée de la structure cubique à face centrée avec un paramètre de maille "a" de 0,543 nm. La figure 4-6 montre les trois principaux plans d'un réseau cristallin cubique faces centrées. Ce sont ces plans qui vont en quelque sorte "guider" la gravure dans une direction particulière. L'industrie microélectronique utilise majoritairement des wafers de silicium orientés selon le plan (100), car la direction de clivage naturelle de ce plan permet de produire facilement des puces carrés ou rectangulaires (voir figure 4-7). Alors qu'un wafer d'orientation (111) a une direction de clivage qui conduit à une forme triangulaire. De plus, un lingot de silicium d'orientation (100) est plus simple à réaliser, et est donc moins cher qu'un lingot de silicium (110) ou (111).



Adapté de: S.M. Sze, dispositifs semiconducteurs

Figure 4-6 : Représentation des trois plans principaux d'un réseau cubique faces centrées.

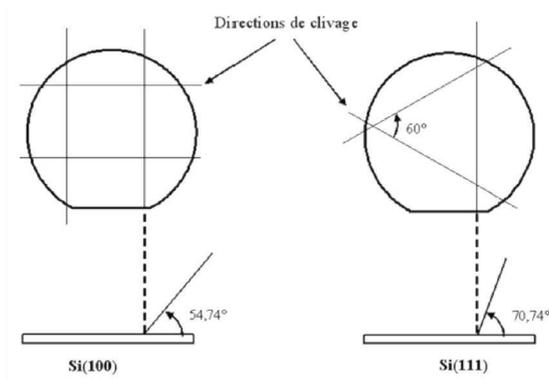


Figure 4-7 : Schéma représentant les directions de clivage des plans (100) et (111).

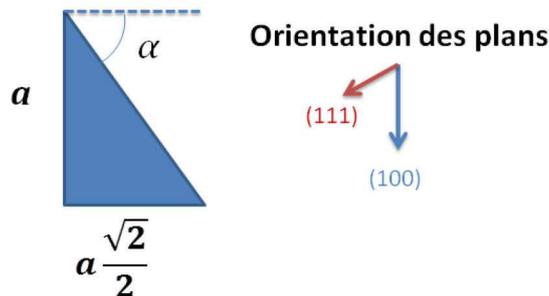


Figure 4-8 : Les plans (100) et (111) forment un angle "α". "a" est le paramètre de maille du réseau.

La solution de KOH grave les plans {100} beaucoup plus vite que les plans {111}, à tel point que par la suite nous ne tiendrons compte que de la gravure des plans {100}. C'est pourquoi les wafers de Si sur lesquels nous travaillons sont orientés selon le plan (100). Cette différence de vitesse entre ces plans va générer un angle lors de la gravure. A partir des figure 4-6 et figure 4-8 nous pouvons déterminer quel sera l'angle de gravure "α" avec une simple relation trigonométrique :

$$\tan \alpha = \frac{a}{a\sqrt{2}/2} = \sqrt{2} \quad 4-1$$

d'où :

$$\alpha = 54,74^\circ \quad 4-2$$

La gravure anisotrope va ainsi révéler le réseau cristallin du Si en suivant cet angle de 54,74°. En plus de dépendre de la géométrie du cristal, la vitesse de gravure est fortement dépendante d'autres paramètres tels que la concentration de la solution et la température. Les réactions chimiques mises en jeu et l'influence des différents facteurs précédemment

cités sont données par H. Seidel [81] [82]. On constate qu'il existe un optimum pour une concentration massique de KOH de l'ordre de 20 à 25 %. La température joue un rôle très important sur la gravure puisqu'elle influence de manière exponentielle la vitesse (voir figure 4-9).

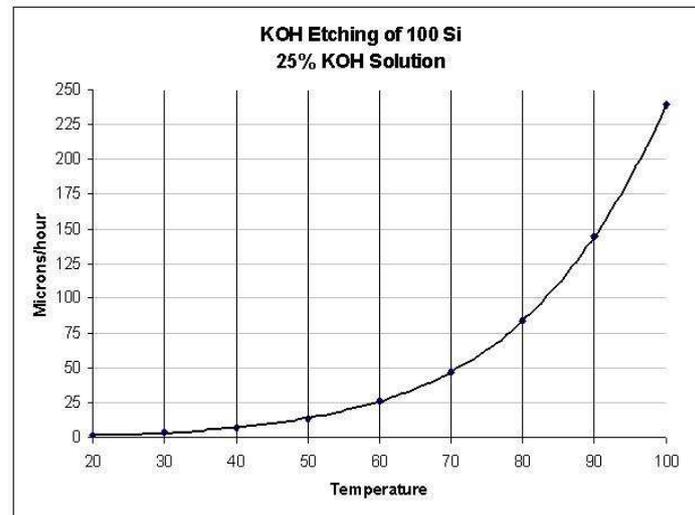


Figure 4-9 : Influence de la température (en °C) de la solution sur la vitesse de gravure du plan (100) du Si pour une solution de 25% en masse de KOH [81].

Si nous ne tenons compte que de cette courbe, nous pouvons être tentés de chauffer la solution à 100 °C pour graver rapidement nos échantillons, mais cela n'est pas si simple. En effet, au-delà de 90 °C, la solution va rapidement commencer à frémir, puis bouillir, provoquant ainsi de fortes turbulences, pouvant détruire la membrane qui ne fait que 1,4 µm d'épaisseur en fin de gravure. De plus, une résine de protection est enduite sur le composant pour assurer une protection mécanique pendant la gravure, or à cette température de gravure la résine devient extrêmement difficile à retirer car elle subit un recuit trop dur. Nous choisirons donc une température inférieure à 90 °C. L'attaque du Si par la solution KOH+H<sub>2</sub>O produit un dégagement gazeux de H<sub>2</sub>. Il est donc important de positionner l'échantillon à graver horizontalement au fond du récipient, face à graver vers le haut, pour favoriser le dégagement des bulles de gaz de H<sub>2</sub>. Cela permet de réduire au maximum l'accumulation de bulles de gaz dans la cavité gravée. L'article de Q-B Vu [83] a montré qu'il existe une corrélation entre la densité des bulles et la l'homogénéité de la surface. Si l'échantillon était placé à la verticale, il y aurait une plus grande densité de bulles vers le haut de l'échantillon, ce qui provoquerait des différences de concentration réduisant la vitesse de gravure sur la partie supérieure. Les bulles de gaz ont également une influence

pour un échantillon positionné horizontalement. E. D. Palik [84] a étudié l'influence des bulles de gaz sur la rugosité de surface. Pendant la gravure, les bulles se forment sur la surface du silicium et restent quelques secondes avant de s'échapper. Une bulle masque localement le silicium, ce qui est donc à l'origine de la rugosité et de l'inhomogénéité de la vitesse de gravure. Plus la température est élevée et plus le dégazage est important. Au court de mes expériences j'ai constaté que lors d'une gravure à 80 °C, il y avait un fort dégazage au centre de l'échantillon et nettement moins aux bords. Le renouvellement de la solution de KOH était alors perturbé sur le centre par les bulles. C'est pourquoi les coins de la membrane étaient libérés les premiers. Il fallait alors continuer à graver quelques dizaines de minutes pour libérer complètement la membrane. Dans le cas d'une gravure à 60 °C, la formation des bulles de gaz est faible, le renouvellement de la solution est donc plus homogène sur la surface à graver. Il n'y a alors que très peu de délai entre la fin de gravure des bords de la membrane et celle de son centre. C'est une des raisons qui m'ont conduit à choisir une température de gravure de 60 °C.

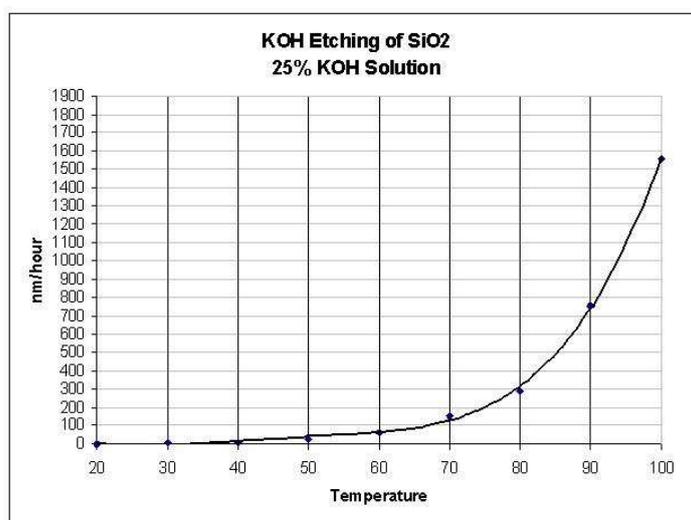


Figure 4-10 : Ce schéma représente la vitesse de gravure du SiO<sub>2</sub> en fonction de la température dans une solution de KOH.

Le Si n'est pas le seul matériau attaqué pendant la gravure. La membrane qui est constituée de dioxyde de silicium SiO<sub>2</sub> et de nitrure de silicium Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, est également attaquée par la solution de KOH. Les vitesses de gravure du SiO<sub>2</sub> et du Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> dépendent de la méthode de déposition de ces derniers sur le substrat, mais dans tous les cas ces vitesses seront toujours nettement inférieures à celle du silicium monocristallin. Le SiO<sub>2</sub> et le Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> que nous utilisons ont été déposés par LPCVD (description de cette technique dans le chapitre 4.1.1.1). K.R.

Williams [85] et H. Seidel [81] nous donnent les vitesses de gravure, en fonction de la température et de la concentration de la solution de KOH, pour ces matériaux. Cela nous indique que le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  est gravé si lentement (très inférieur à 1 nm/min) que nous pouvons considérer qu'il n'est pas attaqué. En ce qui concerne le  $\text{SiO}_2$ , dans une solution à 60 °C et 25 % en masse de KOH, il est gravé à environ 10 nm/min. Cette vitesse augmente exponentiellement avec la température (voir figure 4-10). Graver à 60 °C permettra de mieux préserver la couche de  $\text{SiO}_2$  en fin de gravure.

#### 4.1.2) Procédé de fabrication

Maintenant que nous avons passé en revue les techniques utilisées pendant la fabrication, je vais à présent détailler le procédé de fabrication complet.

##### 4.1.2.1) La membrane $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$

Tout commence avec un wafer de Si orienté (100) de 100 mm de diamètre et de 400  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Sur chacune des faces sont déposées par LPCVD (voir paragraphe 4.1.1.1) une couche de  $\text{SiO}_2$  de 800 nm puis une couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  de 600 nm. L'épaisseur de chaque couche a été déterminée pour équilibrer les contraintes mécaniques et ainsi obtenir une membrane faiblement contrainte en tension, une fois celle-ci libérée. Ces substrats de Si avec bi-couche  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$  nous ont été fournis par P. Pons du LAAS (*Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes*) à Toulouse. Cette technologie de membrane avait été développée dans le cadre d'une thèse et avait fait l'objet d'une qualification spatiale.

##### 4.1.2.2) Le film supraconducteur de NbN

L'étape suivante consiste à déposer la couche active sur le substrat. Le matériau supraconducteur que nous utilisons pour nos HEB est du nitrure de niobium (NbN). Le dépôt de ce matériau a été réalisé dans le cadre d'une collaboration avec la société SCONTEL à Moscou. Les films de NbN que nous utilisons ont une épaisseur de 3,5 nm. Le procédé de fabrication est décrit dans l'article de P. Yagoubov [86]. Nous avons également obtenu des films NbN fabriqués par l'*Institut NANoscience et Cryogénie (INAC)*, au CEA de Grenoble.

### 4.1.2.3) Réalisation de l'antenne et du nano-pont HEB

Mises à part les deux étapes précédentes, le reste du procédé de fabrication est réalisé par notre équipe. Le LERMA a développé ces dernières années une collaboration avec le réseau RENATECH et plus particulièrement avec le *Laboratoire de Photonique et Nanostructure* (LPN), qui répondait à 2 critères essentiels, à savoir les moyens technologiques disponibles et la proximité géographique avec notre laboratoire. L'antenne et le pont HEB, nécessitant une très haute résolution, sont réalisés par un ingénieur du LERMA dans la salle blanche du LPN, qui dispose d'un masqueur de lithographie électronique JEOL JBX 5DIIU [87]. Tous les détails de fabrication sont dans l'article de R. Lefèvre [88].

Un dépôt de NbN sur une plaquette de 30x30 mm<sup>2</sup> représente un coût non négligeable pour un laboratoire de recherche. Nous ne pouvons donc pas nous permettre de travailler sur le wafer en entier car si un problème survenait pendant la fabrication, c'est tout le wafer qui pourrait être endommagé. Nous commençons donc par découper le wafer en six lots de 10x15 mm<sup>2</sup>. En général, sur chacun de ces lots nous fabriquons 6 puces dont 5 comportent un HEB couplé à une antenne intégrée et 1 puce dite "techno" qui est constituée de 7 ponts HEB de différentes longueurs (voir figure 4-11 ). Cette dernière puce nous permet d'extraire les caractéristiques du procédé de fabrication (Voir paragraphe sur la caractérisation des HEB).

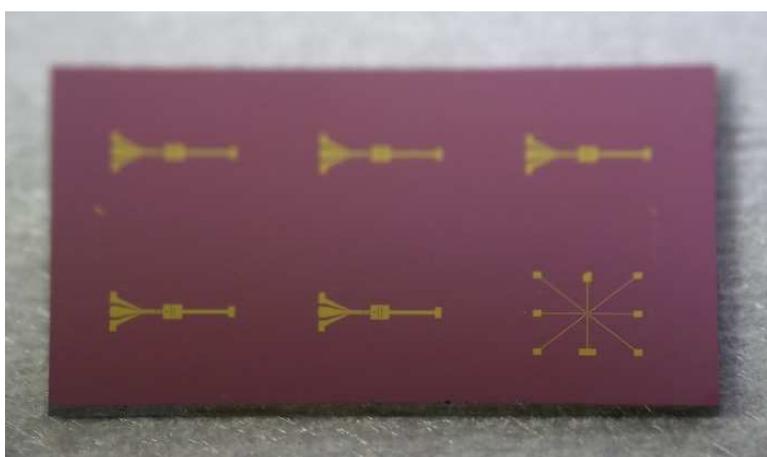


Figure 4-11 : Photo d'un lot de 6 puces, composé de 5 HEB avec leur antenne et d'une puce "techno" constituée de 7 ponts HEB de différentes longueurs (en bas à droite).

Notre procédé de fabrication comprend un nombre réduit d'étapes en comparaison avec d'autres procédés trouvés dans la littérature ([89], [90], [91], [92], [93] ou [94]). Les plots de contact, l'antenne et les électrodes liant l'antenne au HEB sont réalisés en un seul niveau de masquage par lithographie électronique. La résine utilisée ici est du PMMA A7 [95]. Le PMMA est déposé sur le substrat par centrifugation à 4000 tr/min, ce qui donne une épaisseur de résine de 400 nm. L'échantillon est placé au four à 170°C pendant 15 min pour le recuit de la résine. Ensuite, nous utilisons deux faisceaux d'électrons différents pour dessiner le masque dans la résine. Un premier à 200 pA et une dose de 500  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$  pour réaliser les structures les plus fines comme les électrodes du pont HEB. Puis un second à 20 nA et une dose de 600  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$  pour les structures plus grandes. Le développement est fait dans une solution de MIBK:IPA (1:3) pendant 60 s. Le développement est une étape importante à bien contrôler, car quelques secondes de plus ou de moins vont avoir une forte incidence sur la longueur du pont HEB. Pour le dépôt du métal nous utilisons une machine d'évaporation PLASSYS MEB 550 SL. Avant de faire le dépôt, un nettoyage *in situ* de la surface est fait par une gravure avec un faisceau d'ions Ar pendant 45 s. Une couche d'accroche de titane de 5 nm est déposée, puis nous ajoutons 200 nm d'or. La résine est retirée dans un bain de trichloréthylène à 90°C. Lors de cette étape, la longueur du HEB a été définie comme étant l'espace entre les deux électrodes ; la longueur typique des HEB que nous fabriquons est de 200 nm. Il nous faut ensuite définir la largeur du pont HEB. Comme pour l'étape précédente, un masque est réalisé par lithographie électronique en alignant sur les électrodes de l'antenne définie précédemment avec une précision inférieure à 50 nm. Puis, 30 nm de nickel sont déposés pour recouvrir les électrodes et le pont (figure 4-12).

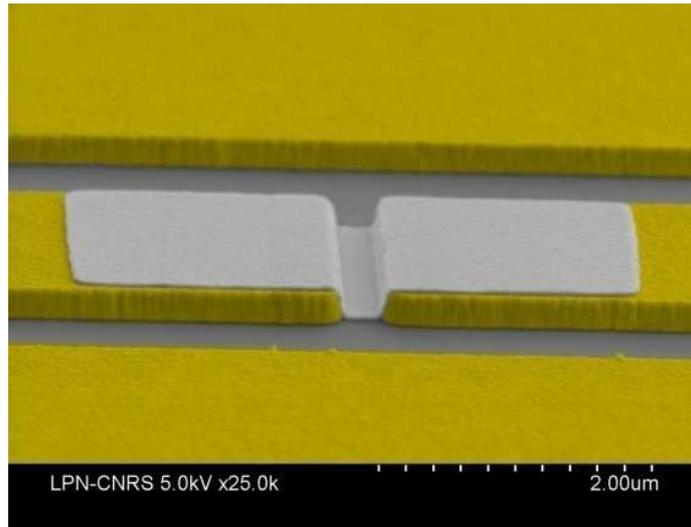


Figure 4-12 : Images MEB, colorisée artificiellement, représentant l'étape du masque de nickel juste avant la gravure du NbN restant sur la surface du substrat. Les électrodes et le plan de masse en or sont représentés en jaune. Le masque de Ni est en gris clair.

Le nickel sert de masque à la gravure du NbN. La largeur typique de nos HEB est de  $2\ \mu\text{m}$ , cette dimension est déterminée par le masque de nickel. Le film NbN, qui n'est protégé ni par l'or ni par le nickel, est retiré par gravure ionique réactive de  $\text{SF}_6$ . La puissance RF appliquée est de 10 W, le débit de gaz et la pression sont maintenus respectivement à 10 sccm (*standard cubic centimeter per minute*) et 10 mTorr, la tension d'auto-polarisation est de - 85 V. La gravure dure 90 secondes. Un système optique avec un laser ( $\lambda = 635\ \text{nm}$ ) permet de suivre la gravure en direct et de détecter la fin de gravure. Nous faisons toujours une sur-gravure pour être certains que toute la surface de l'échantillon soit bien gravée et dépourvue de NbN. Le masque de Ni court-circuite le HEB, il est donc nécessaire de le retirer (figure 4-13). Ceci est fait par une gravure humide avec de l'acide nitrique à 69 % pendant 6 min. La puce est ensuite rincée avec de l'eau déionisée. Enfin, pour protéger la puce de l'atmosphère ambiante, nous recouvrons l'intégralité de la surface d'une couche de passivation de 10 nm de SiN déposée par PECVD à  $280^\circ\text{C}$ .

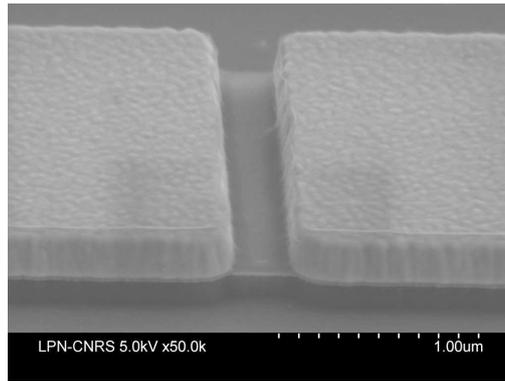


Figure 4-13 : Image MEB des électrodes du HEB en fin de procédé.

Les différentes étapes que nous venons de passer en revue sont regroupées et schématisées sur la Figure 4-14.

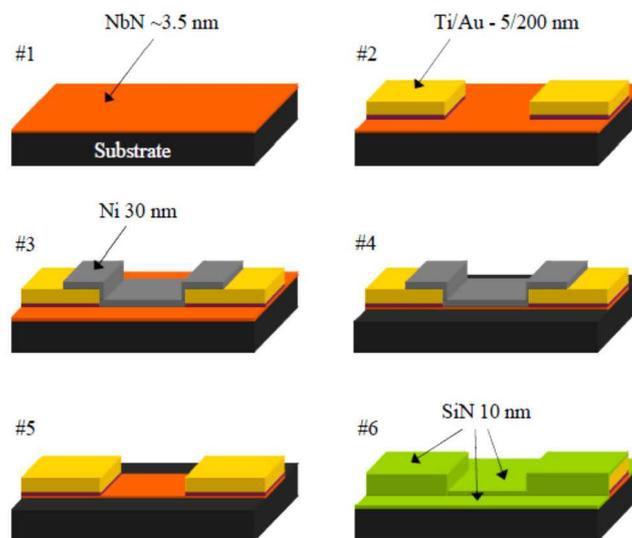


Figure 4-14 : Schéma des 6 principales étapes de fabrication d'un HEB. #1 Dépôt d'une couche ultra-fine de NbN par pulvérisation cathodique. #2 Réalisation des électrodes en or du HEB, la distance entre les électrodes définit la longueur du pont HEB. #3 Protection du bolomètre par un masque de nickel. #4 Gravure du NbN non protégé, ceci détermine la largeur du HEB. #5 Retrait du masque de nickel. #6 Passivation de toute la surface avec une couche de SiN.

Les images suivantes présentent quelques exemples de réalisations avec différents types d'antennes que nous avons testés. Tous les composants testés ont été fabriqués pendant ma thèse.

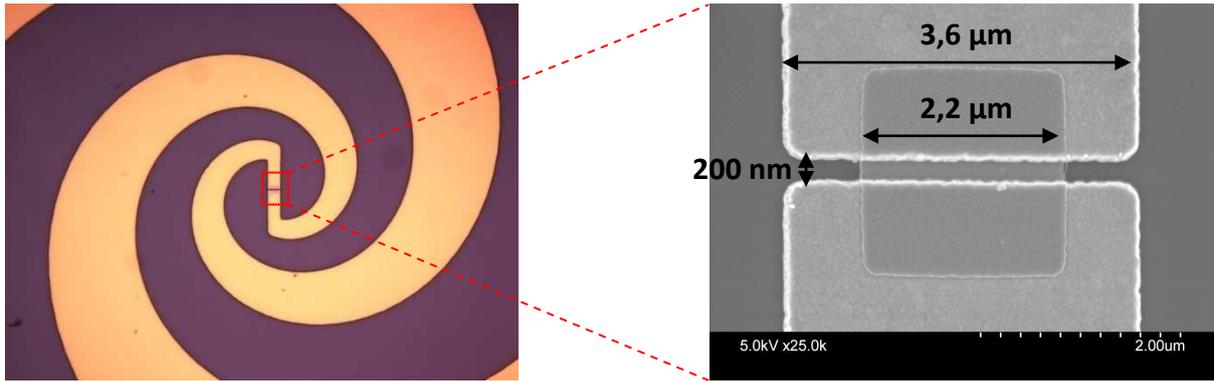


Figure 4-15 : A gauche, image au microscope optique d'une antenne spirale optimisée pour 600 GHz. A droite, image MEB du pont HEB.

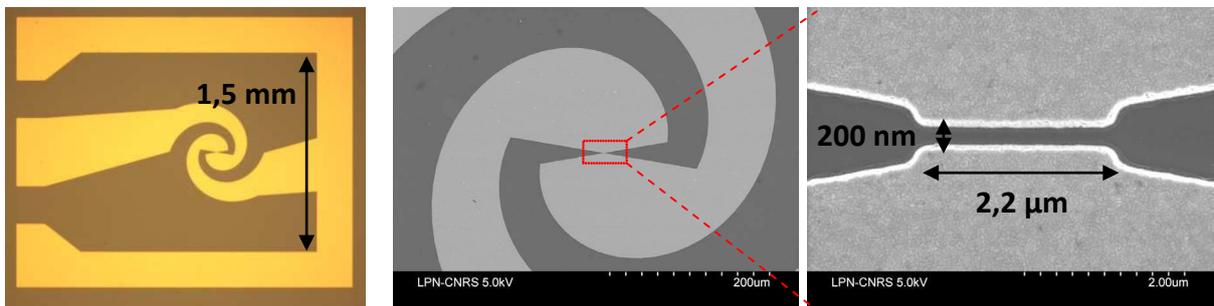


Figure 4-16 : A gauche, Antenne spirale (600 GHz). Au centre, un premier zoom sur le centre de la spirale. A droite, zoom sur le pont HEB.



Figure 4-17 : Ces deux photos présentent une antenne double fentes à 606 GHz.



Figure 4-18 : Antenne double fentes à 1,37 THz.

#### 4.1.2.4) Libération de la membrane $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$

Les étapes suivantes de gravure pour libérer la membrane ont été effectuées dans la salle blanche du pôle instrumental de l'Observatoire de Paris. A ce stade, le lot sur lequel je travaille est composé de 5 puces HEB avec leur antenne et d'une puce "techno". Pour faciliter l'identification, nous affectons un numéro à chaque lot et une lettre à chaque puce d'un lot (voir figure 4-19). Après une première mesure sous pointes pour vérifier la résistance électrique de chaque HEB, nous découpons ce lot en trois parties, comme indiqué sur la figure 4-19. Les composants C et F seront principalement destinés à être plongés dans l'hélium liquide pour vérifier le bon fonctionnement DC du HEB et étudier le comportement supraconducteur du film NbN. Les puces A,B,D et E seront gravées.

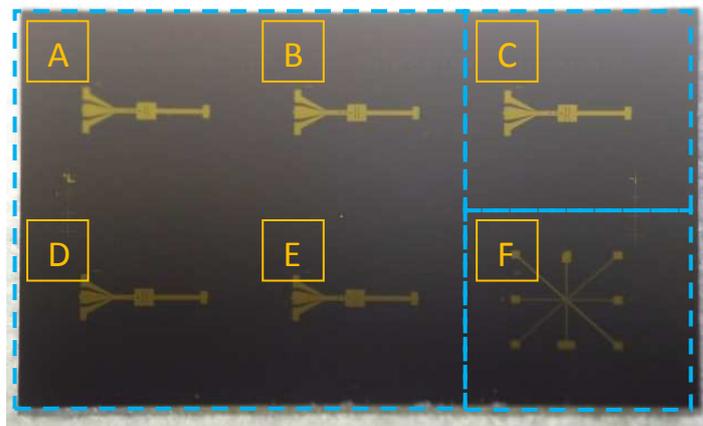


Figure 4-19 : Les pointillés bleus symbolisent la découpe du lot pour séparer les composants qui servent aux premières mesures de tests (puces C et F) de ceux qui seront gravés pour les mesures hétérodynes (puces A, B, D et E).

L'idée ici, est de se servir de la couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  en face arrière comme un masque pour la gravure humide du Si. Il faut donc ouvrir la face arrière par une gravure RIE. Il nous a fallu de nombreux essais pour trouver la bonne résine, le bon dosage et/ou la bonne température d'une solution, etc. Lorsqu'il existe déjà des composants en face avant, la gravure KOH est un challenge relevé ! Je ne présenterai ici que la recette finale, qui permet d'obtenir une membrane réussie.

Nous commençons par protéger la face avant (face comportant le HEB) avec une résine photosensible résistante à la RIE. Nous utilisons la résine AZ® nLOF 2070. C'est une résine négative, donc les parties insolées deviennent résistantes au développeur. La résine est enduite par centrifugation sur le substrat à une vitesse de 4000 tr/min pendant 40 secondes,

il est préférable de la laisser reposer quelques instants après l'enduction, le temps que la couche de résine s'homogénéise sur la surface. A cette vitesse de rotation, cette résine a une épaisseur de 7  $\mu\text{m}$  (au centre, car à cause des effets de bords, des bourrelets de quelques microns se forment sur les coins). La résine est recuite sur une plaque chauffante, face avant vers le haut, à 110°C pendant 60 secondes. Nous laissons ensuite l'échantillon reposer quelques minutes à l'air ambiant. Nous utilisons maintenant l'aligneur de masque MJB4 pour insoler toute la surface (sans masque). La lampe à UV installée sur la MJB4 est calibrée pour fournir une densité de puissance de 10  $\text{mW}/\text{cm}^2$ , en nous basant sur la fiche technique de la résine AZ 2070, nous décidons de l'exposer à une dose de 1000  $\text{mJ}/\text{cm}^2$ . L'insolation "pleine plaque" est donc de 100 s, après quoi il est impératif de faire un post-recuit à 110°C pendant 1 min pour finaliser la polymérisation de la résine insolée. La face avant est à présent protégée.

Nous réalisons ensuite un masque de résine en face arrière pour définir la zone à graver. Pour cela, nous utilisons la même résine. La recette d'enduction et d'insolation est pratiquement la même que pour la face avant à quelques détails près. D'abord, lors du recuit, si nous déposons la puce directement sur la plaque chauffante, la résine en face avant sera rapidement dans une condition de recuit trop "dur", ce qui la rendra ensuite très difficile, voire impossible à retirer en fin de procédé. Donc afin d'éviter que la face déjà enrésinée soit directement en contact avec la plaque chauffante, nous utilisons un verre de montre. De cette manière, nous minimisons la surface de contact de la résine car la puce est alors en appui sur ses quatre coins. Ensuite, l'insolation se fait, cette fois, à travers un masque Cr/verre portant les motifs à graver (figure 4-20). Le masque que nous réalisons le plus couramment est un motif carré de 2 mm de côté. Le post-recuit après insolation est fait également sur le verre de montre (110°C pendant 1 min). Le développement est effectué dans une solution de AZ 351B:EDI (1:1) pendant 2 min ; les zones non-insolées sont alors dissoutes. Après un rinçage à l'eau désionisée, nous laissons l'échantillon reposer environ une heure. Cela laisse le temps à la résine de bien dégazer les éventuels solvants restants, avant de passer à l'étape suivante qui est le transfert des motifs de résine dans la bicouche de  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$  par gravure RIE. Si nous ne respectons pas ce temps de repos, nous pouvons voir ensuite, sous l'influence du plasma, une bulle de résine gonfler. Dans ce cas, la puce est alors surélevée d'un côté ce qui perturbe la gravure et la rend très inhomogène.

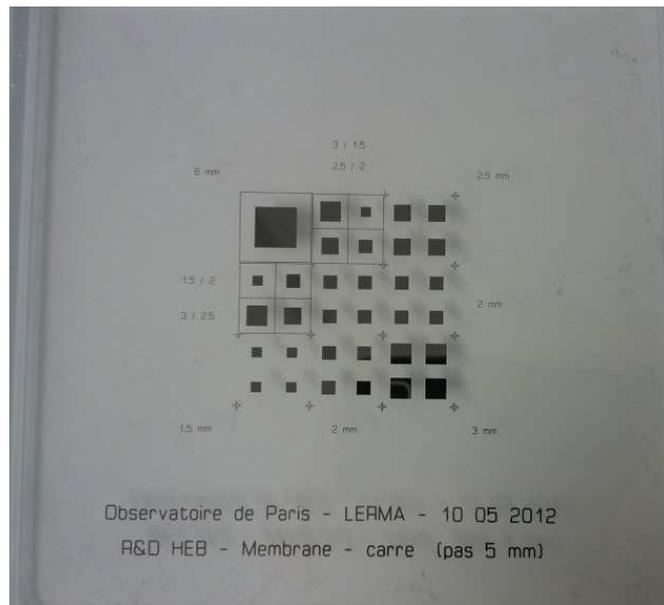


Figure 4-20 : Photo du masque. Les motifs sont en chrome pour couper le rayonnement UV.

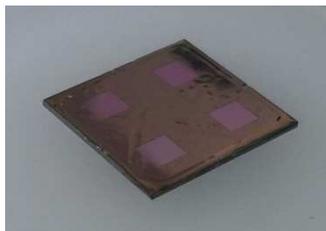


Figure 4-21 : Photo d'une puce vue en face arrière avec un masque de résine. Cette puce fait 1 cm de côté et est composée de 4 HEB avec antenne en face avant (face cachée ici). Les 4 ouvertures dans la résine font chacune 2 mm de côté.

La puce est placée sous vide dans l'enceinte de la machine de gravure RIE, face à graver vers le haut (figure 4-21). Un laser de longueur d'onde ( $\lambda = 635 \text{ nm}$ ) est pointé sur l'un des motifs à graver. De cette manière, en mesurant les oscillations d'interférences du laser, nous pouvons suivre l'avancement de la gravure dans les couches de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et de  $\text{SiO}_2$  (leurs indices de réfraction respectifs à cette longueur d'onde sont de 2,009 et 1,542 [96]). Le vide est assuré par une pompe primaire et une pompe turbomoléculaire pour descendre à quelques  $10^{-6}$  mbar avant injection du gaz réactif. Le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et le  $\text{SiO}_2$  sont gravés par un plasma de  $\text{SF}_6$ . Le débit de gaz est fixé à 25 sccm, la pression est maintenue à 14  $\mu\text{bar}$  et la puissance RF est de 100 W, ce qui donne une tension d'auto-polarisation de -400 V. Le suivi laser donne le graphe suivant :

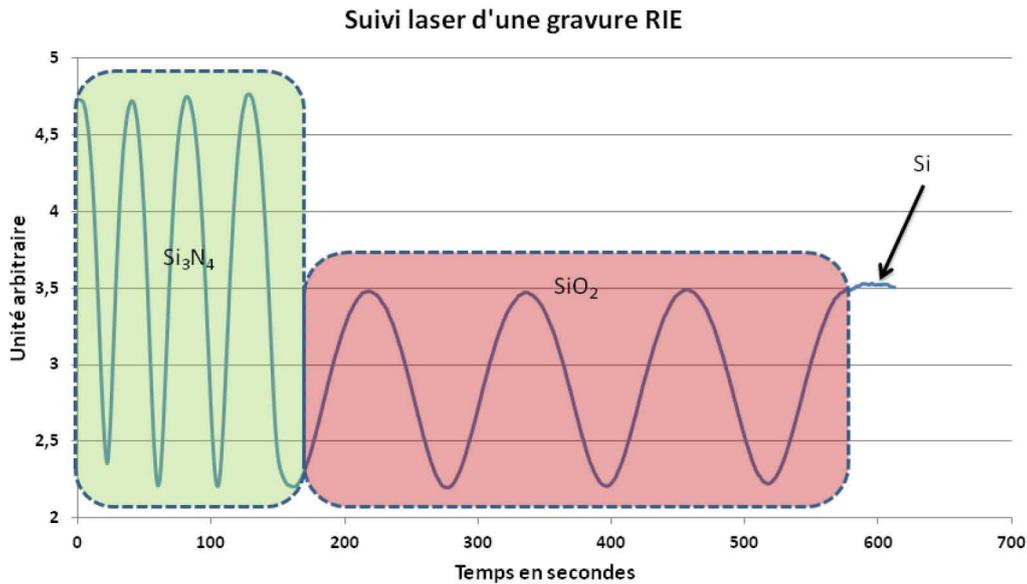


Figure 4-22 : Ce graphique représente un suivi laser lors d'une gravure RIE. J'ai représenté en vert l'oscillation du signal lors de la gravure du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et en rouge celle du  $\text{SiO}_2$ . La fin de la gravure est marquée par l'arrêt des oscillations, on est alors sur le Si.

Une période  $T$  d'oscillation correspond à :

$$T = \frac{\lambda}{2n} \quad 4-3$$

Avec  $n$ , l'indice de réfraction du matériau. La profondeur  $p$  de gravure pour  $N$  périodes est donné par :

$$p = N * T \quad 4-4$$

Ce qui nous donne pour une période :

$$p(\text{Si}_3\text{N}_4) = 158,5 \text{ nm} \quad 4-5$$

$$p(\text{SiO}_2) = 206,5 \text{ nm} \quad 4-6$$

Les 600 nm de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  sont gravés en 2 min 30 s et les 800 nm de  $\text{SiO}_2$  en un peu plus de 7 min. La gravure totale dure entre 10 min et 10 min 30 s. Nous sur-gravons toujours un peu, pour être certains que tout le  $\text{SiO}_2$  est retiré. Le masque de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  pour la gravure humide est maintenant prêt. La résine restante est retirée dans un bain de NMP (N-méthyl-2-Pyrrolidone) chauffé à 80°C pendant au moins 30 min. Avant de faire la gravure, nous redécoupons l'échantillon en 4 puces individuelles de 5 mm de côté. Pourquoi ne pas

tout graver en une seule fois ? En grande partie pour la même raison invoquée dans le paragraphe traitant de la fabrication des HEB, où nous découpons le wafers en 6 lots de  $10 \times 15 \text{ mm}^2$ . Nous ne pouvons pas nous permettre de perdre tout un lot de HEB si jamais la gravure humide se passait mal. Ensuite, découper les 4 puces après la gravure est réalisable mais pas sans risque. Les membranes mesurent  $1,4 \mu\text{m}$  d'épaisseur et la découpe à la microscie se fait sous un jet d'eau continu sur l'échantillon, or la scie tournant à  $30\,000 \text{ tr/min}$  va projeter des gouttelettes à grande vitesse, ce qui n'est pas sans risque pour la membrane.

La gravure humide du Si est faite dans une solution de KOH, il est important de bien protéger la face avant où se trouve les HEB, ainsi que les bords de la puce. Pour ce faire, nous

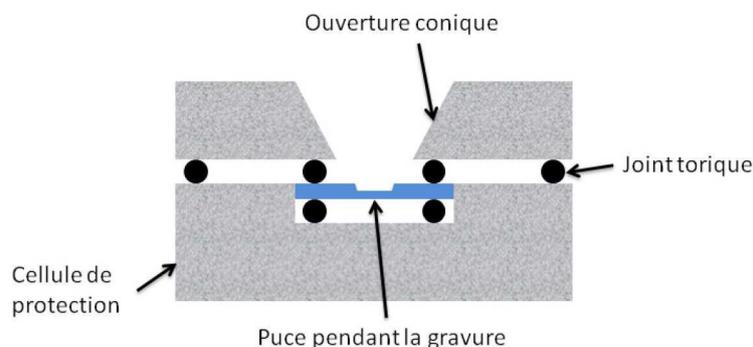


Figure 4-23 : Cellule de protection en plexiglas pour la gravure humide.

commençons par appliquer une couche de résine AZ 2070 en face avant, comme précédemment, enduite par centrifugation à  $4000 \text{ tr/min}$  pendant  $40 \text{ s}$  et recuite à  $110^\circ\text{C}$  pendant  $1 \text{ min}$ . Nous ne faisons pas d'insolation ici puisque le but n'est pas de faire un masque mais simplement d'assurer une protection "mécanique" lors des prochaines manipulations. La puce est enfermée dans une cellule de protection (figure 4-23) en plexiglas, prise en étaux entre deux joints toriques, assurant l'étanchéité. Un troisième joint, plus grand, empêche le contact du liquide avec les bords de la puce. La cellule a une ouverture conique pour faciliter le dégazage et éviter la création d'une bulle qui obstruerait toute l'ouverture. Pour préparer la solution de gravure, nous utilisons une solution commerciale de KOH à  $45 \%$  en masse, que nous diluons pour obtenir une solution de KOH à  $22,5 \%$ . La cellule de protection est positionnée au fond d'un bécher rempli de la solution de gravure, un agitateur magnétique mélange le KOH avec l'EDI. Enfin, la solution est chauffée à

60°C, cette température est maintenue constante pendant toute la durée de la gravure. A cette concentration et à cette température, la vitesse de gravure devrait être proche de 25  $\mu\text{m}/\text{h}$  (voir le paragraphe 4.1.1.8), il faudra donc au minimum 16 h pour graver les 400  $\mu\text{m}$  de Si. En réalité nos différentes gravures à cette température sont terminées entre 18 h 20 min et 18 h 40 min, ce qui nous donne une vitesse moyenne de 21,6  $\mu\text{m}/\text{h}$ . Une possibilité pour expliquer ce retard est de considérer un gradient de température dans le bécher. En effet, la sonde de température est placée au fond du bécher et la puce est située un peu plus haut. Si la température effective au niveau de la puce était de seulement 2°C de moins par rapport au fond du bécher, soit 58°C, la vitesse théorique serait alors de 21,9  $\mu\text{m}/\text{h}$ . Une petite variation de température peut alors facilement engendrer quelques heures de différence au final. Après plus de 18 h de gravure, le pourtour de la membrane devient peu à peu transparent, laissant entrevoir de légers reflets rosés, typiques de la membrane  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ . Puis moins de 10 min plus tard, le Si qui restait au centre disparaît à son tour, faisant apparaître par transparence l'antenne sur la membrane de 1,4  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Du fait de l'anisotropie de la gravure, l'ouverture du masque en face arrière qui fait 2 mm, donne une membrane carrée de 1,434 mm de côté en face avant.



Figure 4-24 : Photo d'une puce en fin de gravure dans la cellule de protection en plexiglas.

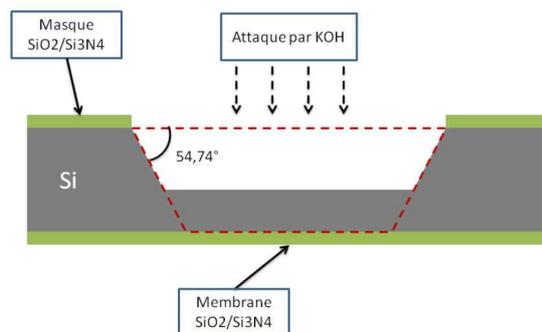


Figure 4-25 : Gravure anisotrope du Si dans la solution de KOH. Les pointillés rouges représentent le Si qui sera retiré par le KOH.

Il reste maintenant à retirer la résine de protection en face avant. La puce est sortie de la cellule de plexiglas pour être plongée dans du NMP chauffé à 80°C pendant environ 30 à 45 min, puis dans de l'acétone à température ambiante pendant 30 min. Enfin, un rinçage dans de l'isopropanol empêche la formation de traces sur la puce. La figure 4-26 présente notre première réalisation d'un HEB sur membrane. Le HEB est ici couplé à une antenne de type spirale.

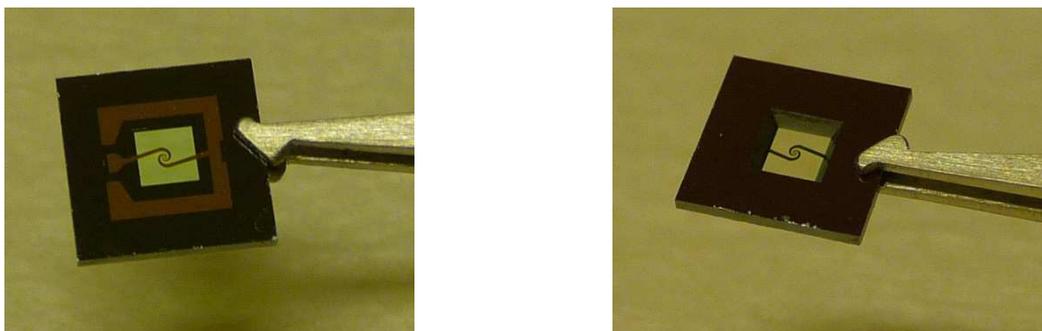


Figure 4-26 : Photos d'une gravure d'une puce HEB avec antenne spirale. A gauche, la puce vue en face avant. A droite, l'antenne vue par transparence depuis la face arrière.

## 4.2) Réalisation des blocs mélangeurs

Le bloc mélangeur est la réalisation pratique du concept théorique élaboré dans le chapitre 3. Nous allons voir en détail la façon dont ont été conçus nos deux blocs mélangeurs quasi-optiques axial et hors axe. Le bloc doit être monté dans un cryostat refroidi à l'hélium liquide (4,2 K) afin de placer le composant à sa température de fonctionnement. Le choix des matériaux est particulièrement important, car à basse température certains matériaux peuvent devenir extrêmement cassants. De plus, un bloc est constitué d'un assemblage de matériaux ayant des coefficients de dilatation thermique différents, or le passage de la température ambiante (env. 300 K) à la température de l'hélium liquide peut créer des contraintes mécaniques fortes entre les différents matériaux en contact et provoquer des casses lors de la descente en froid. La contrainte mécanique n'est pas le seul point sensible en cryogénie : la thermique joue bien entendu un rôle très important. En effet, il ne suffit pas de fixer le bloc mélangeur sur la platine à 4 K du cryostat pour que le HEB soit à la bonne température. Le choix des matériaux, l'optimisation des surfaces en contact et l'utilisation de filtres devant la fenêtre du cryostat sont autant de points à considérer avec attention pour assurer la bonne thermalisation du HEB. Les blocs mélangeurs ont été conçus à l'aide du logiciel de dessin 3D, Autodesk Inventor.

### 4.2.1) Bloc mélangeur axial

Le concept de ce bloc mélangeur est expliqué dans le paragraphe (3.1.2.1). Un des principaux objectifs lors de la conception d'un bloc mélangeur est la bonne thermalisation du composant. Le cuivre est un excellent conducteur thermique et il peut aisément être usiné pour réaliser des pièces complexes : ce sera donc l'élément principal du bloc mélangeur. Le bloc est constitué d'une équerre en cuivre supportant un circuit avec une résistance chauffante et une sonde thermique ainsi que la ligne FI qui fait le lien entre le composant et le connecteur SMA (figure 4-27). Le miroir est lui aussi usiné dans une pièce de cuivre, puis est inséré dans une encoche dans l'équerre. Dans un premier temps, nous avons décidé de coller le composant directement sur le miroir. Cette solution assurait une excellente thermalisation de la puce en silicium puisqu'il n'y avait aucune couche intermédiaire entre la puce et le bloc de cuivre. Malheureusement, plusieurs membranes ont été cassées lors de la descente en froid dans le cryostat. Le fait est que la membrane ne mesure que  $1,4 \mu\text{m}$  d'épaisseur et si elle présente une très grande résistance mécanique à température ambiante, en revanche, elle devient, comme beaucoup d'autres matériaux, nettement moins résistante aux contraintes mécaniques à basse température. Dans ce cas précis, la contrainte mécanique vient de la grande différence entre les coefficients de dilatation thermique du cuivre et du silicium. En effet, le coefficient de dilatation thermique linéaire du cuivre est égal à  $16,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ , alors que celui du silicium n'est que de  $2,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  ; le fait de descendre la température de 300 K à 4,2 K provoque alors une importante dilatation différentielle pouvant conduire à la rupture de la membrane. Pour résoudre ce problème, nous avons décidé de coller la puce sur un matériau intermédiaire, lui-même vissé sur le miroir. Le matériau en question doit être à la fois un bon conducteur thermique et présenter un coefficient de dilatation thermique proche de celui du silicium. Notre choix s'est porté sur du nitrure d'aluminium (AlN) qui satisfait à ces deux conditions. Avec un coefficient de dilatation thermique de  $5,2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  et une conductivité thermique de l'ordre de  $100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  (à 300 K) c'est un bon conducteur thermique, même s'il est environ quatre fois moins bon que le cuivre. De plus, le nitrure d'aluminium que nous avons choisi est dit "usinable" (qualité *Shapal<sup>TM</sup> -M soft*, qui est en fait un alliage AlN + Bore), ce qui nous permet de le découper et de le percer relativement facilement par rapport à de l'AlN pur.

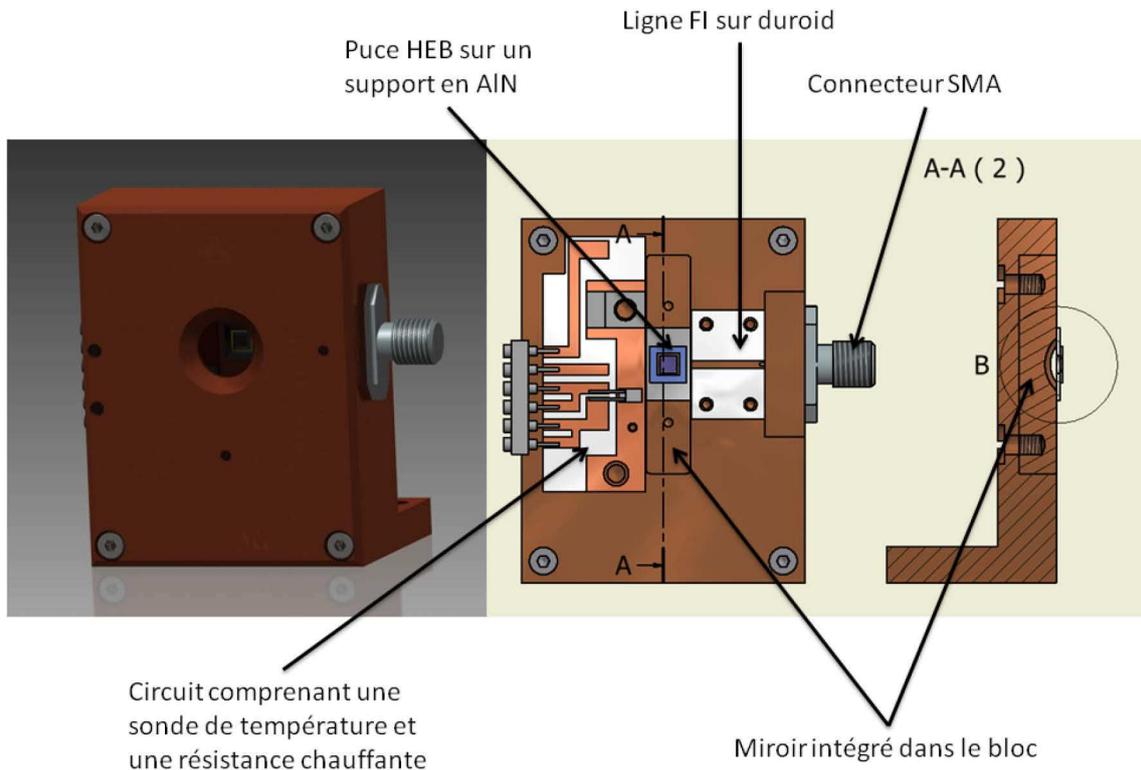


Figure 4-27 : Schéma du bloc mélangeur axial.

Au final, la puce est collée sur une plaque d'AlN percée en son centre afin de laisser passer le rayonnement, puis cette plaque est fixée sur le miroir. Le trou dans l'AlN ne peut pas être trop grand, car il faut laisser suffisamment de surface de contact entre la puce et la plaque pour que le collage et le refroidissement de la puce soient efficaces. La puce faisant 5 mm de côté, nous optons pour un trou de 3 mm de diamètre, ce qui est suffisant pour ne pas écranter le signal traversant la membrane. Le positionnement de l'antenne à la distance focale du miroir est déterminé par la profondeur d'usinage de la sphère, puis par les épaisseurs de la puce de silicium et de la plaque d'AlN (figure 4-28). Les épaisseurs du silicium et de l'AlN sont connues à moins d'un micron près et valent respectivement 402,8  $\mu\text{m}$  et 600  $\mu\text{m}$ . En revanche, l'incertitude sur la profondeur d'usinage du miroir est plus grande, de l'ordre de quelques dizaines de microns. Le miroir a une profondeur de 1,5 mm. Ainsi, lorsque la plaque d'AlN est vissée sur le miroir et que la puce est collée sur l'AlN, l'antenne est à la focale du miroir : à 2,5 mm du fond du miroir.

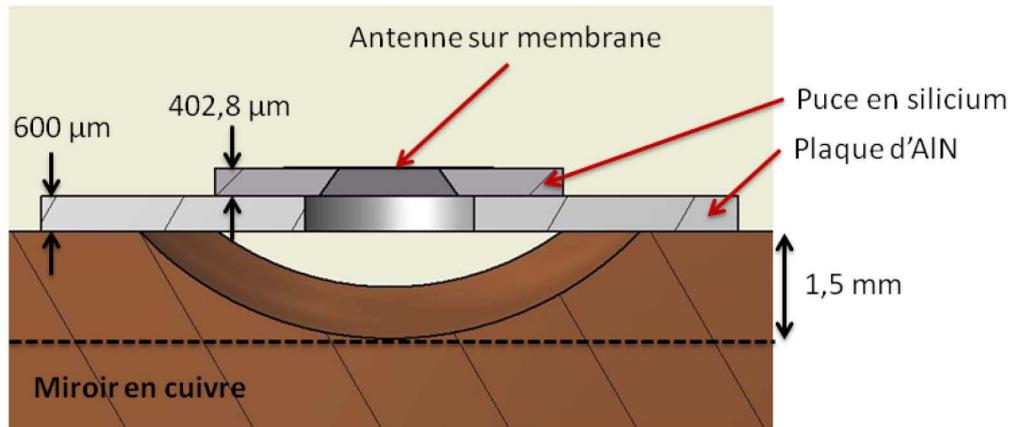


Figure 4-28 : Vue en coupe de l'ensemble miroir sphérique, plaque d'AlN et puce HEB. Le positionnement de l'antenne dans le plan focal du miroir est défini par les épaisseurs de la puce et de la plaque d'AlN.

Le positionnement latéral de l'antenne n'est pas aisé. Nous réalisons le centrage sous une loupe binoculaire à fort grossissement. La difficulté est d'abord de trouver le centre du miroir ; heureusement, nous pouvons utiliser la transparence de la membrane pour voir le miroir derrière la puce. Ensuite, il faut pouvoir garder la référence puis refocaliser sur l'antenne pour l'aligner. Une autre étape délicate est le positionnement du plan réflecteur à une distance de  $\lambda/4$  par-dessus l'antenne. Le plan réflecteur est un carré d'or de la même dimension que le plan de masse de l'antenne ; dans le cas de l'antenne à 618 GHz, le plan réflecteur mesure 450 μm de côté. L'or est déposé sur un substrat de silicium identique à celui utilisé pour les HEB, ce qui nous permet d'appliquer le même procédé de gravure du silicium vu dans le paragraphe (4.1.2.4) afin d'obtenir le plan réflecteur sur une membrane en  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ . Cette puce est ensuite collée sur une plaque d'AlN identique à celle utilisée pour la puce HEB. Enfin, l'ensemble est retourné puis posé sur deux cales disposées de part et d'autre de la puce HEB afin de suspendre le plan réflecteur à la bonne distance au-dessus de l'antenne (figure 4-29). Dans le cas présenté ici, la distance est proche de 125 μm, cette distance est suffisante pour laisser passer les fils de micro câblage (*bonding*). Les fils de *bonding* ont un diamètre de 18 μm : il faut faire en sorte que le fil ne soit pas trop relevé et soit bien tendu sur la surface de la puce pour qu'il ne soit pas écrasé et ne se replie pas sur un autre fil en provoquant un court-circuit. L'ajustement final de la position du plan réflecteur se fait optiquement, sous la loupe binoculaire, en recouvrant l'antenne par le plan réflecteur ; c'est ce qui est présenté en bas à gauche de la figure 4-29.

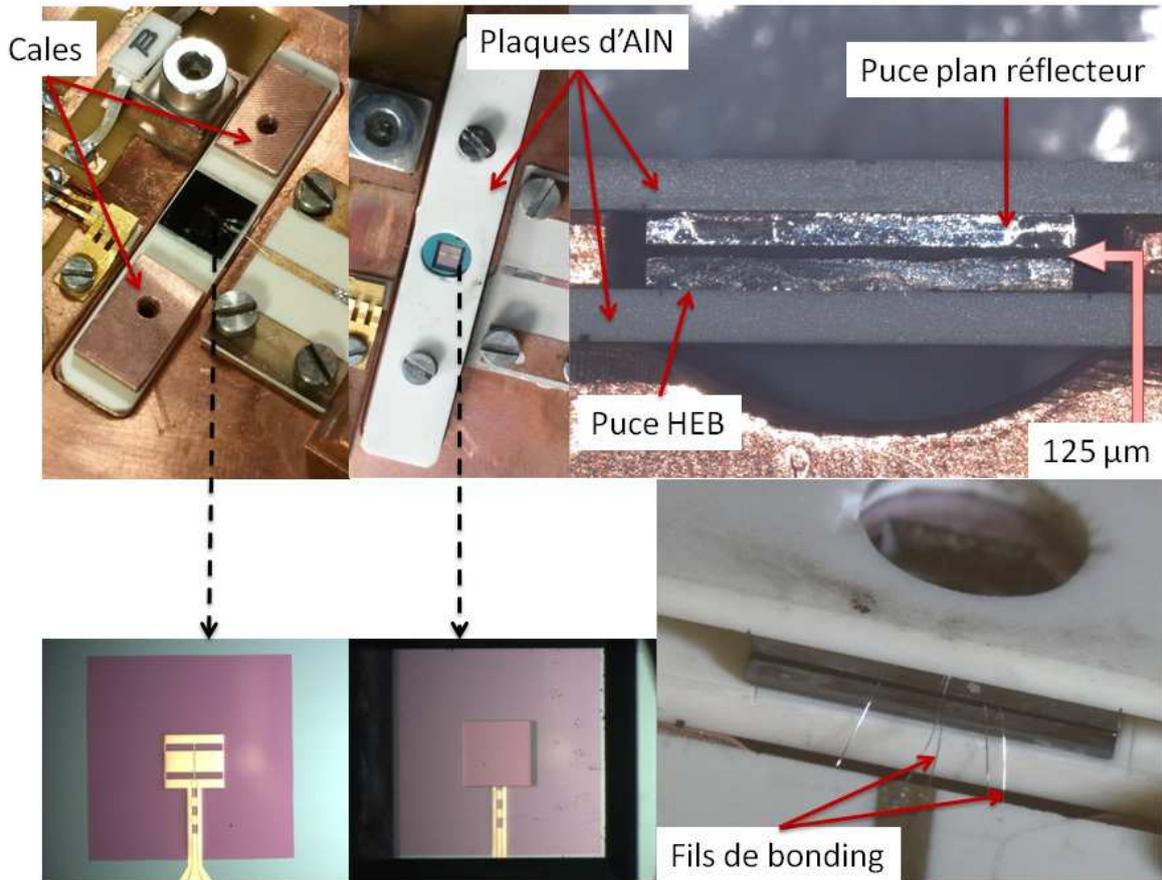


Figure 4-29 : Montage de la puce HEB et du plan réflecteur dans le bloc mélangeur "on axis". Voir texte pour la description.

L'antenne est connectée à un circuit *FI* par des fils de *bonding*. Le circuit *FI* est une piste métallique sur un diélectrique faisant le lien vers le connecteur SMA. La largeur de la piste métallique est calculée en fonction du diélectrique pour être adaptée à  $50 \Omega$ . Nous utilisons des plaques de Rogers RT/Duroid 6010 pour réaliser nos circuits *FI* ; la constante diélectrique est de 10,7 et l'épaisseur du diélectrique est de  $635 \mu\text{m}$  ; la largeur du conducteur sur le Duroid est de  $0,6 \text{ mm}$  pour adapter la ligne avec le SMA à  $50 \Omega$ .

#### 4.2.2) Bloc mélangeur hors axe

Le concept du bloc mélangeur hors axe est décrit dans le paragraphe (3.1.2.2). Cette fois encore, une grande partie des éléments sont en cuivre pour garantir une bonne thermalisation. Le miroir hors axe a été acheté chez *Edmund Optics* : c'est un miroir

parabolique à  $90^\circ$ , la distance focale est de 25,7 mm (la focale est garantie à 1 % près). Le miroir et le HEB sont sur deux équerres différentes. L'alignement entre ces éléments est assuré par une plaque de cuivre, que nous appellerons "platine d'alignement", dans laquelle sont insérés des pions d'alignement. Chaque équerre est alors positionnée correctement en s'enfichant dans les pions. Ce système permet de respecter la distance focale précisément, seul reste un réglage de rotation du miroir à cause du léger jeu des vis de fixation du miroir sur l'équerre. Un mauvais réglage de la rotation du miroir peut engendrer une erreur importante sur l'alignement de l'antenne. En effet, une rotation de  $1^\circ$  introduit un écart de  $440\ \mu\text{m}$  au niveau de l'antenne. D'après la simulation, il nous faut une erreur de rotation inférieure à  $0,5^\circ$  pour que la perte relative ne dépasse pas les -7 dB (cf. paragraphe 3.3.3.2).

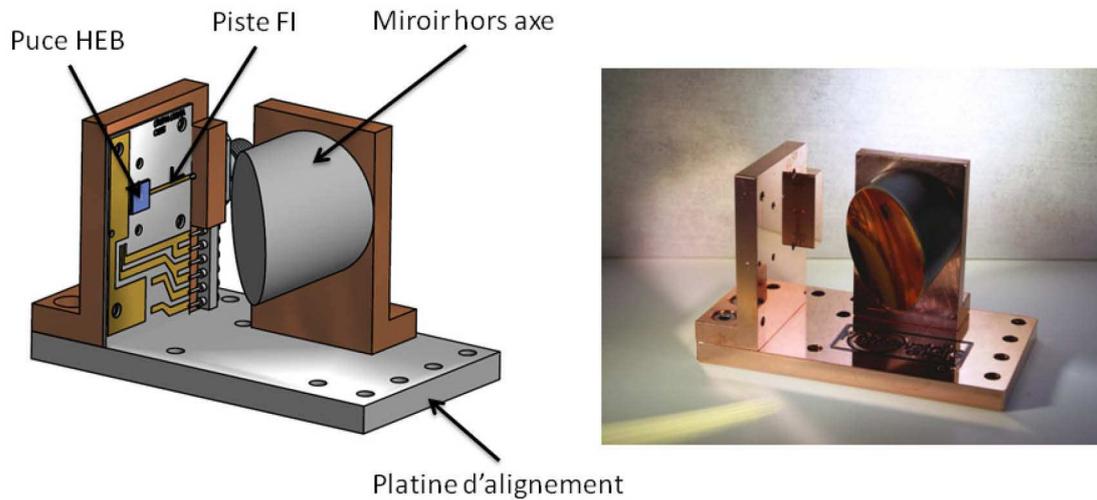


Figure 4-30 : A gauche, schéma du bloc mélangeur hors axe. A droite, photo du bloc mélangeur lors du premier test de montage.

Dans le cryostat, le contact thermique entre l'équerre de support du HEB et la platine à 4,2 K passe par la platine d'alignement, or les surfaces des éléments en cuivre ne sont pas parfaitement plates ; nous ajoutons donc des feuilles d'indium sous chaque équerre et sous la platine d'alignement pour optimiser la thermalisation du système.

La puce HEB est, comme précédemment, collée sur une plaque d'AIN mais cette fois l'AIN n'est pas percé sous la puce. Le plan réflecteur est positionné sous l'antenne. Nous utilisons la cavité sous la membrane pour placer le plan réflecteur à une distance de  $\lambda/4$  derrière l'antenne (figure 4-31). Le plan réflecteur est réalisé à partir d'un substrat de silicium que nous avons aminci pour être à la bonne hauteur sous la membrane. Le substrat est ensuite

découpé en plusieurs petits plots de 1 mm<sup>2</sup>, puis une couche d'or est déposée sur la surface afin de réfléchir le signal. Enfin, nous choisissons le plot le plus proche de la hauteur désirée.

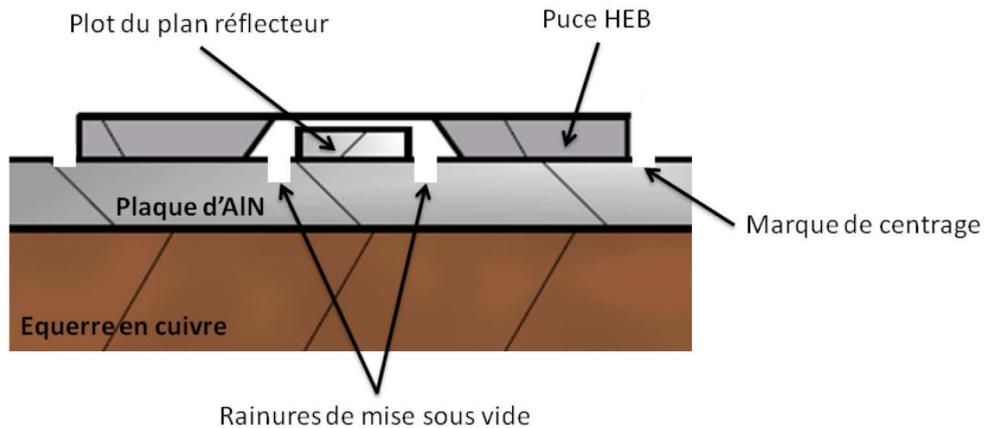


Figure 4-31 : Schéma du montage d'une puce HEB avec un plan réflecteur collé sous la membrane.

La puce étant collée sur une surface non percée, cela emprisonne de l'air sous la membrane et risquerait de casser celle-ci lors de la mise sous vide du cryostat. Des rainures d'environ 200 µm de profondeur sont réalisées à la micro scie pour permettre l'évacuation de l'air sous la membrane. Ces rainures servent également de marques de centrage pour le plot du plan réflecteur. Des marques de centrage, de quelques dizaines de microns de profondeur, sont également réalisées à la micro scie afin de positionner la puce HEB précisément. La figure 4-32 présente un exemple de montage d'une puce HEB dans le bloc hors axe : nous pouvons apercevoir le plan réflecteur situé sous la membrane.

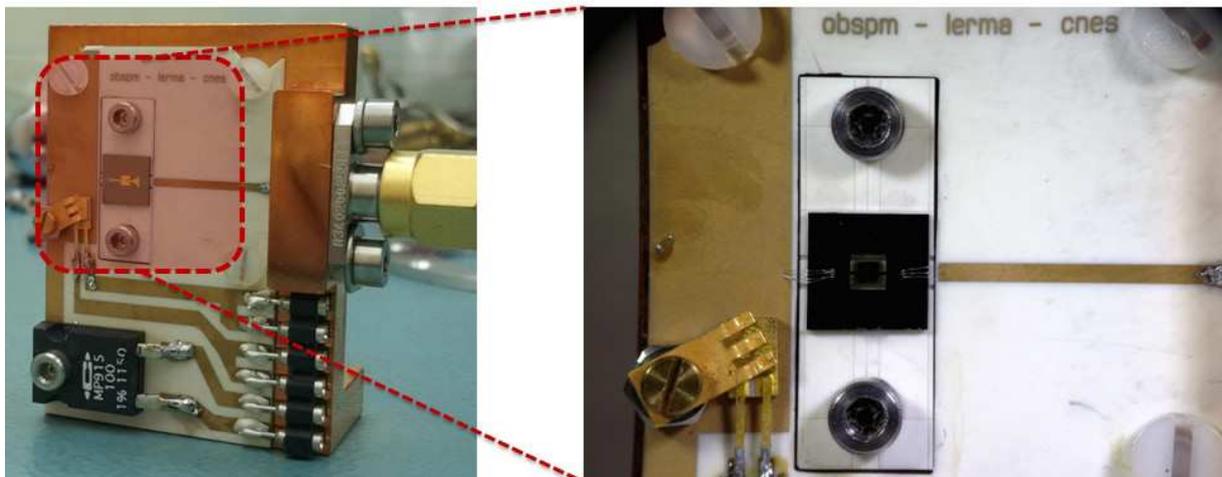


Figure 4-32 : Exemple de montage d'une puce HEB dans le bloc mélangeur hors axe.



## Chapitre 5 : Caractérisations des mélangeurs HEB

Dans ce chapitre nous allons présenter les différentes techniques de mesures et de caractérisations que nous avons effectuées sur nos composants. Dans un premier temps, nous présentons les mesures de caractérisations DC réalisées à température ambiante et à température cryogénique. Ces mesures nous offrent des informations sur la qualité du film supraconducteur en NbN et sur celle du procédé de fabrication. Dans un second temps, les mesures radiofréquences et hétérodynes seront détaillées.

### 5.1) Caractérisations DC

#### 5.1.1) Mesures sous pointes à température ambiante

La première mesure que nous effectuons après la fabrication d'un lot de HEB est la mesure sous pointes à température ambiante ; rappelons qu'un lot est un ensemble de 5 HEB intégrés à une antenne et d'une puce "techno" comportant 7 ponts HEB sans antenne (cf. chapitre 4.1.2). Les HEB sont des éléments sensibles aux chocs électrostatiques, il convient donc de prendre les précautions nécessaires lorsque nous les manipulons, comme par exemple l'utilisation de bracelets nous reliant à la masse. Le lot est placé sous la loupe binoculaire afin de positionner les pointes aux bornes de l'antenne puis nous envoyons un courant à travers le HEB pour mesurer sa résistance électrique. La résistance dépend directement de la géométrie du nano-pont. Ainsi, une simple mesure de résistance sous pointes permet déjà de savoir si le procédé de fabrication a respecté les dimensions désirées concernant le nano-pont HEB. En effet, la résistance est proportionnelle au rapport longueur/largeur du pont. La mesure sous pointes permet également de détecter de plus gros problèmes de fabrication tels que les courts-circuits ou les circuits ouverts.

La mesure de la puce "techno" (puce "F" dans notre nomenclature) permet d'extraire d'avantage d'informations sur les caractéristiques du film NbN et sur la qualité du procédé de fabrication. Les 7 ponts sont tous de largeur identique, seule leur longueur varie, allant du court-circuit à quelques centaines de nanomètres. Pour illustrer mon propos, prenons l'exemple d'un lot en particulier. La puce F mesurée ici est constituée d'un film NbN de

3,5 nm d'épaisseur et les ponts mesurent 2  $\mu\text{m}$  de large. La mesure sous pointes de chacun des ponts est présentée dans le tableau suivant et sur la figure 5-1 :

Pont	longueur ( $\mu\text{m}$ )	R (Ohms)
F1	Court-circuit (CC)	18
F2	0,12	56
F3	0,22	81
F4	0,32	111
F5	0,42	138
F6	0,96	275
F7	1,5	421

Tableau 5-1 : Mesure sous pointes des ponts HEB d'une puce F.

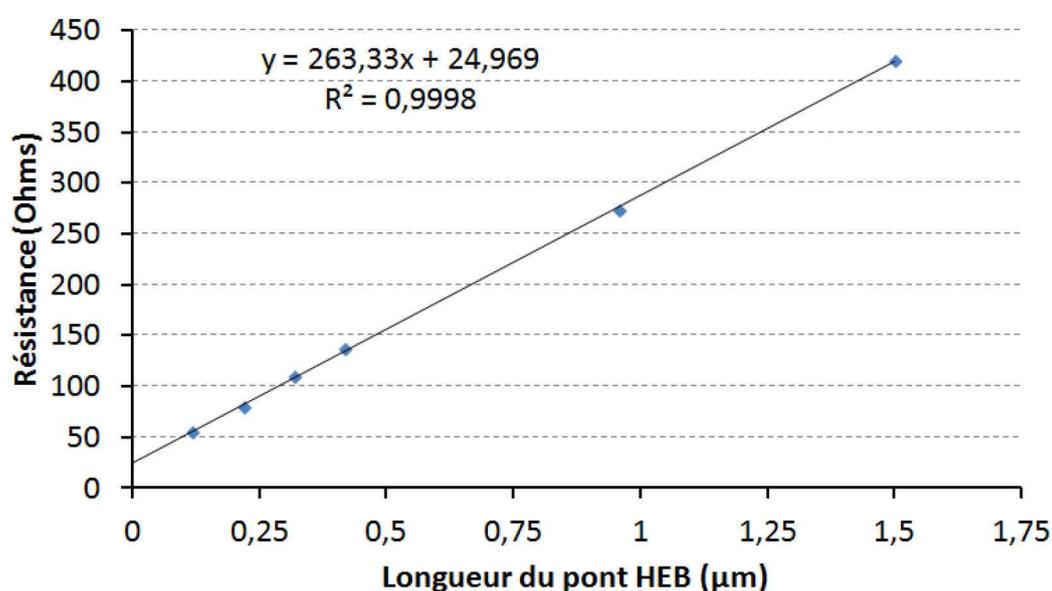


Figure 5-1 : Résistance en fonction de la longueur du pont HEB.

La droite ci-dessus est tracée à partir des mesures des ponts F2 à F7 ; le pont F1 sert de référence pour la valeur du court-circuit. L'ordonnée à l'origine de cette droite est égale à  $(2R_c + CC)$ , avec  $R_c$  la résistance de contact entre la couche d'or de l'antenne et le NbN du HEB : cette résistance est multipliée par 2 car il y a deux électrodes, et avec  $CC$  représentant la valeur du court-circuit. Ainsi, avec un  $CC$  de  $18 \Omega$  la résistance de contact est égale à  $3,5 \Omega$ . La pente de la droite est proportionnelle à la résistance carré du NbN. En multipliant la pente par la largeur du pont HEB (exprimée en ici  $\mu\text{m}$ ), on obtient une résistance par carré de  $527 \Omega/\square$  pour ce film NbN.

### 5.1.2) Mesures à la canne cryogénique

Une deuxième étape dans la caractérisation du comportement DC des HEB sont les mesures à basse température dans de l'hélium liquide à 4,2 K. Pour ces mesures, la puce HEB est collée sur un support 28 broches en céramique puis elle est installée au bout d'une canne de mesure cryogénique. La canne est plongée directement dans le bidon d'hélium liquide assurant ainsi une thermalisation optimale de la puce à 4,2 K. La canne de mesure comporte à son extrémité une carte électronique pour intégrer le support 28 broches ainsi qu'une sonde de température. La carte est connectée à un circuit de polarisation qui est dans le boîtier situé à la tête de la canne et un switch mécanique permet de changer de voie. Nous pouvons ainsi connecter plusieurs puces et switcher entre chacune d'elles pendant la plongée dans le bidon d'hélium. Cette méthode de mesure nous donne un aperçu rapide des caractéristiques DC d'un lot de HEB et permet également de faire des mesures de résistance en fonction de la température.

La figure 5-2 présente la courbe caractéristique courant-tension de la puce RL334 C, qui est une puce HEB avec une antenne double fente à 618 GHz. Cette courbe est obtenue par une mesure avec la canne cryogénique. La courbe en trait plein est la caractéristique courant-tension du HEB, elle nous donne de nombreuses informations sur la qualité du film NbN ainsi que sur la fabrication. Nous relevons principalement 4 paramètres :

- Le courant critique  $I_c$  qui ici est de l'ordre de 190  $\mu\text{A}$
- La tension à partir de laquelle le HEB entre dans l'état normal, que nous notons  $V_s$  proche de 5 mV
- La résistance normale  $R_n = 97 \Omega$
- La résistance série  $R_s = 7 \Omega$

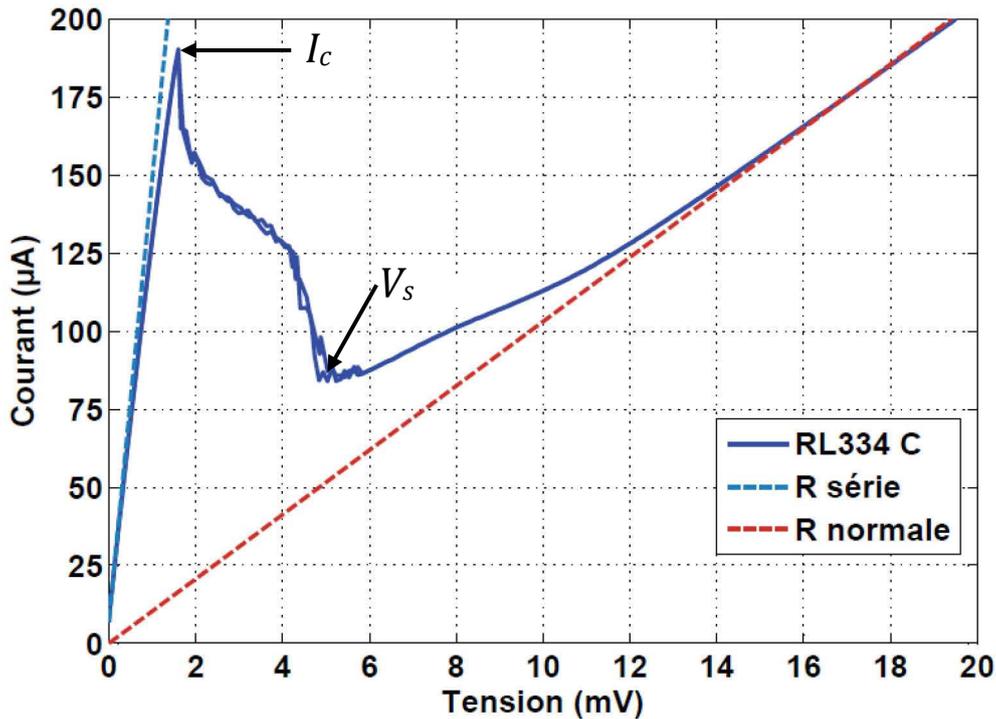


Figure 5-2 : Courbe  $I(V)$  de la puce RL334 C en trait plein. Les pointillés bleus représentent la résistance série. Les pointillés rouges représentent la résistance normale.

Le courant critique marque la fin de l'état purement supraconducteur du matériau ; nous devrions d'ailleurs plutôt parler de densité de courant critique, car c'est bien la densité de courant qui détermine dans quel état doit se trouver le HEB (cf. paragraphe 2.3.4.1). D'après la théorie de Ginzburg-Landau [48], la densité de courant critique ne dépend que de la température critique du matériau et de la température des quasiparticules ; nous pouvons donc légitimement considérer que la densité de courant dépend de la nature du matériau supraconducteur. Ainsi, pour un même film de NbN la valeur du courant critique doit être une constante. Dans ces conditions, la valeur du courant critique donne donc une information sur la géométrie du pont HEB, puisque :

$$I_c = j_c S \quad 5-1$$

Avec  $S$  la surface traversée par le courant qui est égale à l'épaisseur du film NbN multipliée par la largeur du pont HEB,  $j_c$  étant la densité de courant critique du supraconducteur à 4,2 K. Ainsi si nous considérons que l'épaisseur du NbN est constante le long du pont, le courant critique ne dépend alors que de la largeur du HEB. Une fois que le courant critique est atteint, le supraconducteur devient peu à peu résistif, il s'en suit une diminution du courant traversant le HEB, ce qui provoque une résistance dynamique négative. Ce

processus se poursuit jusqu'à atteindre une certaine tension, que nous appellerons la tension  $V_S$ , à partir de laquelle le supraconducteur passe dans son état dit "normal". La résistance mesurée au-delà de cette tension  $V_S$  est très proche de la résistance mesurée à température ambiante. Pour observer la caractéristique du HEB avec sa partie de résistance négative, il est nécessaire de balayer en tension et de lire le courant qui traverse le HEB. Si nous faisons un balayage en courant, nous ne pourrions pas voir la partie où la résistance dynamique est négative, car une fois arrivée au courant critique, la tension "sauterait" directement vers 18 mV dans ce cas précis. Enfin, nous observons une résistance série de quelques ohms avant que le courant critique ne soit atteint. Cette résistance peut être due à la résistance de contact et à la géométrie de l'antenne.

Nous mesurons à nouveau la puce F (7 ponts HEB), précédemment mesurée à température ambiante. La mesure des 7 ponts HEB est représentée sur la figure 5-3 et les paramètres extraits de cette mesure sont répertoriés dans le tableau 5-2.

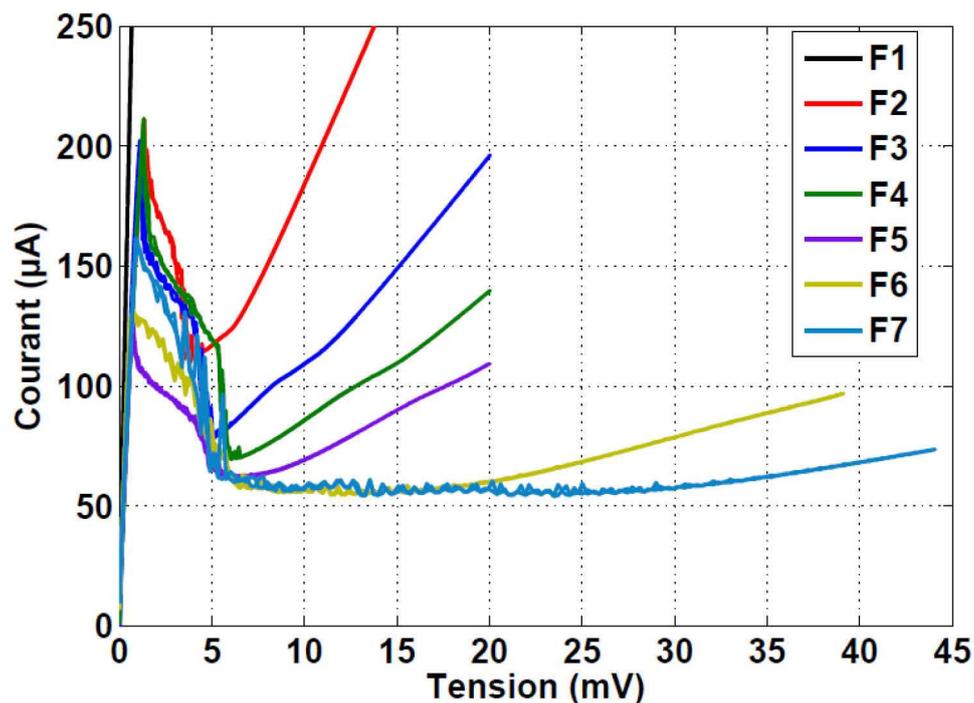


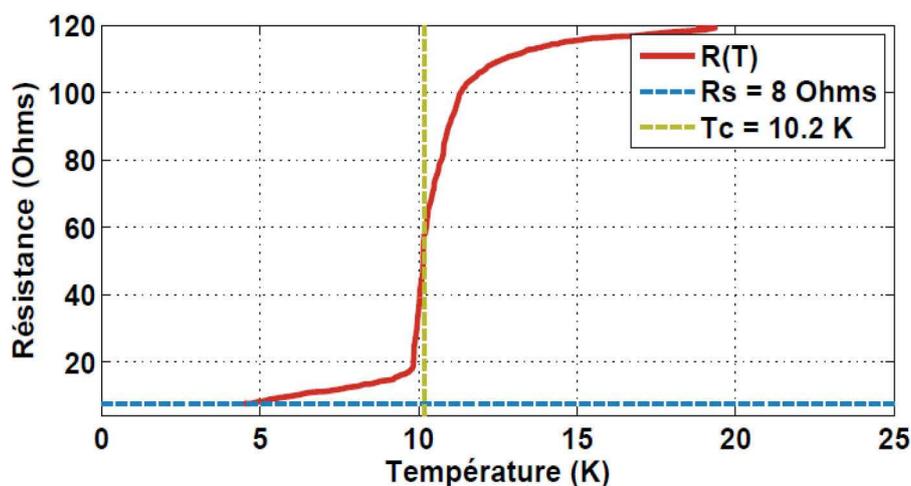
Figure 5-3 : Courbes  $I(V)$  des 7 ponts HEB de la puce RL334 F.

Pont	longueur ( $\mu\text{m}$ )	$R_n$ (Ohms)	Courant critique ( $\mu\text{A}$ )	Tension de seuil (mV)
F1	C.C.	2,73	/	/
F2	0,12	55,1	211	3,65
F3	0,22	100,3	202	5
F4	0,32	137,3	211	5,9
F5	0,42	170,6	130	5,5
F6	0,96	389,2	130	6
F7	1,5	575,3	161	5,7

Tableau 5-2 : Paramètres extraits de la mesure de RL334 F à 4,2 K.

Si les ponts F2, F3 et F4 ont des courants critiques similaires, nous voyons que ce n'est pas le cas des ponts les plus longs. En effet, l'observation de plusieurs lots différents indique que lorsque la longueur du pont approche ou est supérieure à  $0,5 \mu\text{m}$ , les valeurs du courant critique deviennent assez dispersées d'une réalisation à une autre.

Enfin, la canne cryogénique nous permet aussi d'effectuer la mesure de résistance en fonction de la température :  $R(T)$ . La canne est équipée d'une sonde de température située à la même hauteur que la puce. Ainsi, lors de la plongée dans le bidon d'hélium, nous relevons la température à intervalles de temps réguliers tout en envoyant un courant dans le HEB pour en mesurer la résistance. La figure 5-4 présente la mesure  $R(T)$  effectuée sur une puce avec une antenne double fente (RL318E). La résistance normale de ce HEB est de  $117 \Omega$  et sa résistance série est de  $8 \Omega$ . La température critique mesurée ici est proche de  $10,2 \text{ K}$  ce qui correspond à la valeur attendue pour un film de NbN de  $3,5 \text{ nm}$  d'épaisseur [49].

Figure 5-4 : Mesure  $R(T)$  de la puce RL318E.

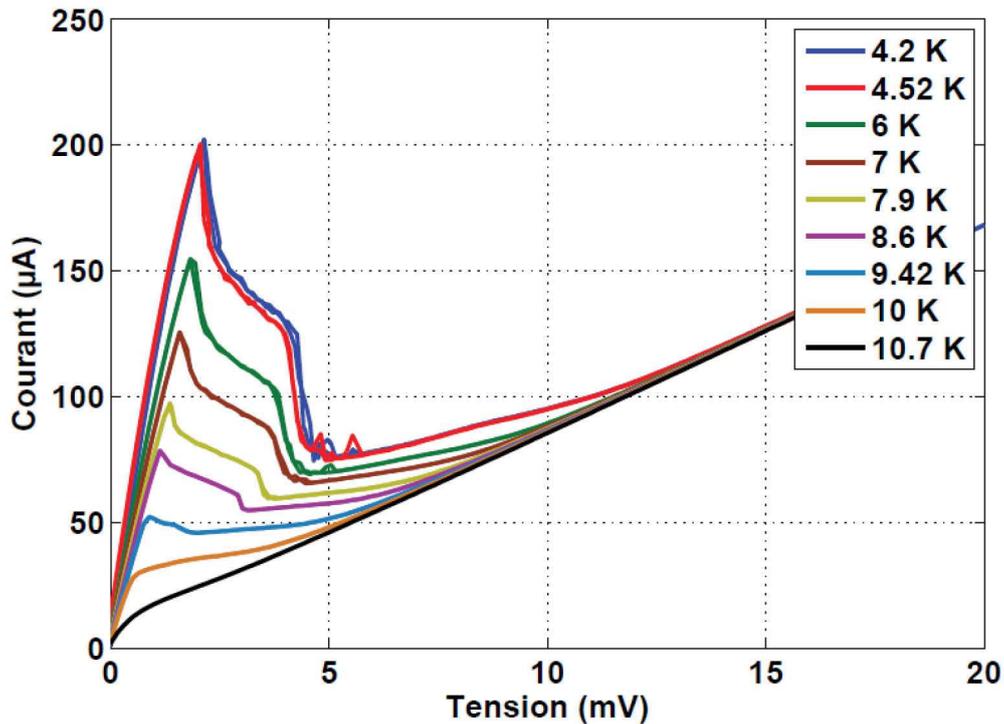


Figure 5-5 : Evolution de la caractéristique I(V) en fonction de la température de la puce HEB.

En positionnant la canne à une certaine hauteur dans le bidon d'hélium nous pouvons stabiliser la température et ainsi mesurer la caractéristique courant-tension pour différentes températures de la puce HEB (figure 5-5). Le courant critique diminue avec l'augmentation de la température du HEB et la partie de résistance négative s'atténue peu à peu pour complètement disparaître autour de la température critique. Lors des mesures hétérodynes, nous chercherons à pomper le HEB avec la source d'OL à un niveau proche de la courbe à 10 K de la figure ci-dessus. C'est en effet dans cette zone que le HEB est le plus sensible pour mélanger les signaux d'OL et RF.

## 5.2) Caractérisations RF et mesures hétérodynes

Dans cette section nous allons présenter les différentes mesures hétérodynes et radiofréquences que nous avons réalisées, incluant les mesures de température de bruit du mélangeur, les mesures de bande passante FI et une mesure de la réponse en fréquence de l'antenne à l'aide du banc de mesure FTS.

### 5.2.1) Présentation du cryostat

Le cryostat que nous avons utilisé pour effectuer les mesures a été fabriqué par la société Infrared Laboratories ; il est composé de deux réservoirs. Le premier réservoir est rempli d'azote liquide et refroidit par contact une paroi constituant un écran à 77 K. Le second réservoir est rempli d'hélium liquide (4,2 K) ; le fond de ce réservoir est directement en contact avec une platine de fixation (nous l'appellerons la platine 4 K dans la suite du texte) sur laquelle est fixée notre instrumentation (figure 5-6).

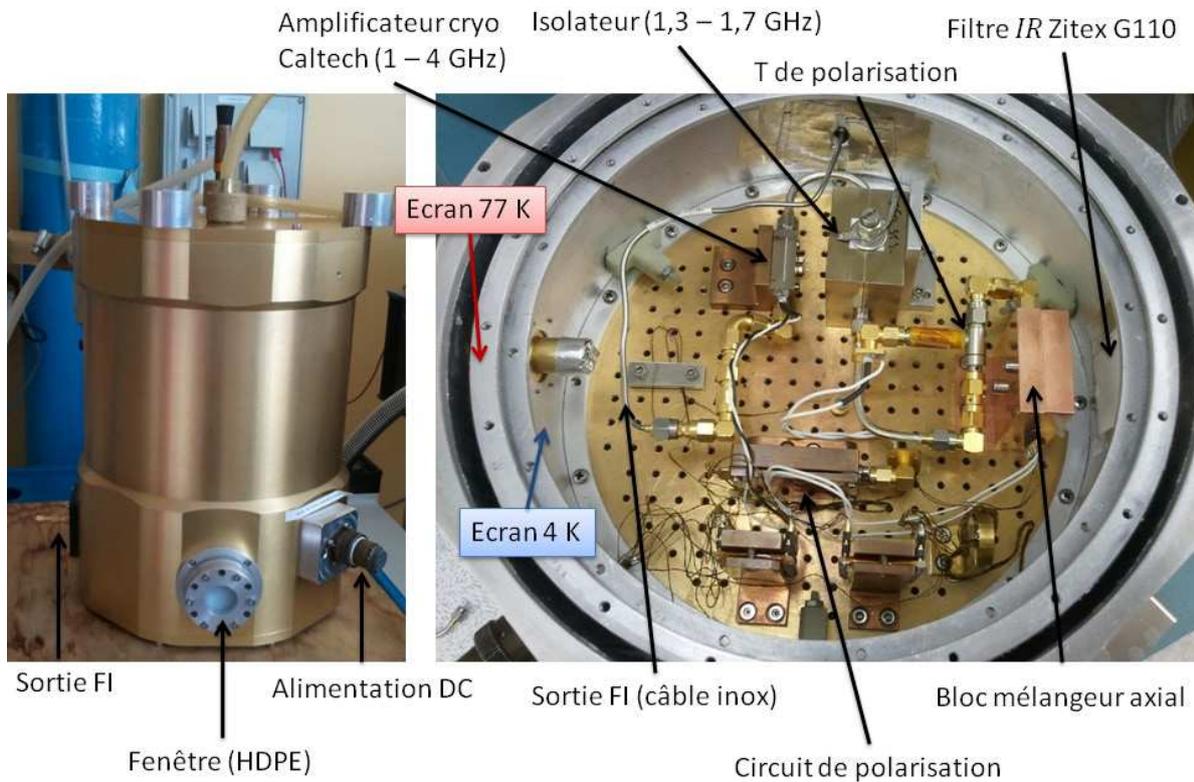


Figure 5-6 : Exemple de configuration du cryostat.

Une fenêtre en HDPE (*High-Density PolyEthylene*) de 2,54 cm de diamètre et de 2 mm d'épaisseur permet de faire entrer le rayonnement THz à l'intérieur du cryostat. Cette fenêtre en HDPE transmet plus de 80 % du rayonnement entre 175 et 700  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde et filtre une bonne partie du rayonnement infrarouge. Les courbes de transmission en infrarouge, infrarouge moyen et térahertz sont présentées dans la figure 5-7.

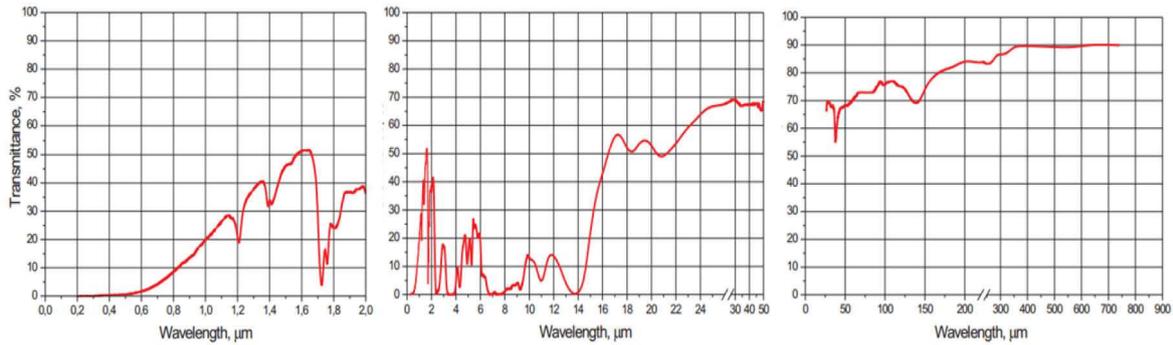


Figure 5-7 : Transmittance d'une fenêtre en HDPE de 2 mm d'épaisseur [97].

Le rayonnement traverse ensuite un (ou plusieurs) filtre infrarouge (*IR*) avant d'atteindre le mélangeur. En effet, le filtrage des radiations *IR* est indispensable à la bonne thermalisation du HEB. Nous utilisons des films de Zitex® G110 pour filtrer le rayonnement *IR*. Les propriétés optiques dans l'*IR* et le submillimétrique des films de Zitex® ont été mesurées par D. J. Benford [98] ; la figure 5-8 représente la transmission et le coefficient d'absorption du G110. Les longueurs d'ondes de plus de 100  $\mu\text{m}$  sont transmises à plus de 80 %, alors que les longueurs d'ondes inférieures à 30  $\mu\text{m}$  sont complètement absorbées.

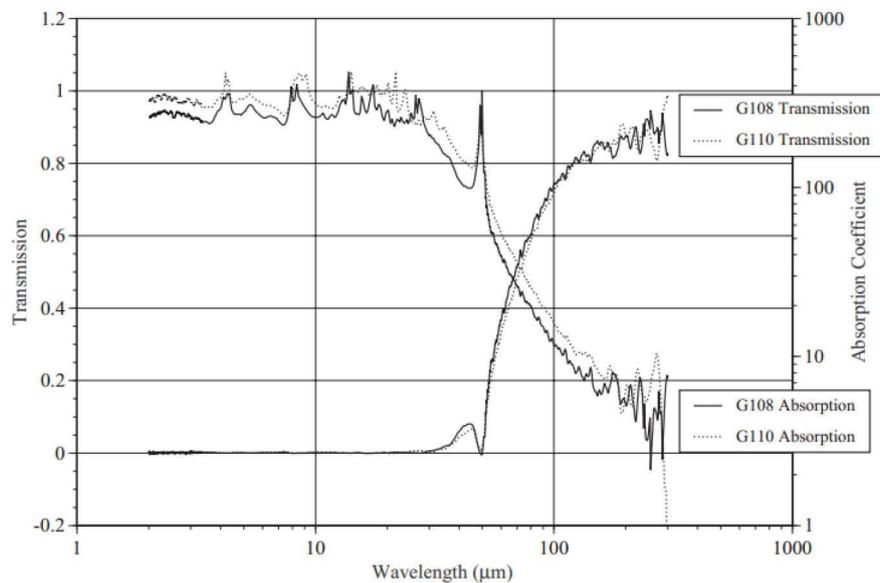


Figure 5-8 : Transmission et coefficient d'absorption du Zitex G110 [98].

Le bloc mélangeur est fixé sur la platine 4 K en face de la fenêtre du cryostat. Sur la platine 4 K nous trouvons également le circuit de polarisation du HEB, un isolateur PAMTECH (1,3 - 1,7 GHz) et un amplificateur cryogénique bas bruit de Caltech. L'amplificateur fonctionne dans la bande de 1 à 4 GHz avec un gain de l'ordre de 30 dB et une température de bruit de

5 K. Enfin, le signal sort du cryostat par l'intermédiaire d'un câble coaxial. Ce câble passe directement de l'intérieur du cryostat à 4 K vers l'extérieur à 300 K, c'est pourquoi ce câble est gainé d'inox afin d'isoler thermiquement l'amplificateur auquel il est connecté.

### 5.2.2) Préparation du banc de mesure hétérodyne

Plusieurs aspects sont à prendre en compte lors de la mise en œuvre d'un mélangeur pour la détection hétérodyne, surtout lorsque le mélangeur est à base de supraconducteur, la situation n'est que plus complexe. Avant de pouvoir passer à la détection hétérodyne, certaines difficultés ont dû être surmontées. Tout d'abord, le problème de la thermalisation du HEB dans le bloc mélangeur a nécessité quelques expériences avant d'obtenir un résultat satisfaisant. En effet, contrairement à un HEB classique sur substrat épais où le dit substrat sert de réservoir de température à 4 K, dans notre cas le HEB repose sur une membrane qui n'est en aucun cas un réservoir de température mais un lien thermique vers le réservoir à 4 K. La membrane a alors tendance à isoler thermiquement le HEB du réservoir à 4 K ; Le faible rayonnement infrarouge entrant dans le cryostat suffit alors à empêcher la thermalisation du HEB à 4 K. Lors de nos premières expériences la caractéristique  $I(V)$  indiquait que le HEB était comme pompé alors qu'aucun signal d'OL n'était envoyé. L'ajout d'un second filtre IR de Zitex G110 à l'intérieur du cryostat nous permettra d'atteindre une caractéristique  $I(V)$  identique à celle obtenue avec la canne cryogénique dans l'hélium liquide, prouvant ainsi que le HEB est correctement refroidi.

Un autre point important est le couplage de la source d'OL avec le mélangeur. Il est nécessaire de bien comprendre la façon dont se propage le signal de la source d'OL afin de pouvoir transmettre la puissance le plus efficacement possible vers le détecteur. Nous considérons que la source d'OL émet un faisceau gaussien : nous utiliserons donc les lois de l'optique gaussienne pour déterminer la puissance transmise de la source d'OL vers le cryostat. Rappelons simplement que l'intensité d'un signal se propageant selon un axe  $z$ , a un profil gaussien (figure 5-9), défini par l'équation suivante :

$$I(r, z) = I_0(z) e^{\frac{-2r^2}{w^2(z)}} \quad 5-2$$

où  $r$  est la coordonnée cylindrique ( $r^2 = x^2 + y^2$ ) dans le plan perpendiculaire à la propagation du signal,  $I_0$  est l'intensité à l'origine et  $w$  est le waist du faisceau. Le waist est défini comme étant la demi-largeur du faisceau lorsque l'intensité relative est égale à  $1/e^2$ , ou, en d'autres termes, lorsque l'intensité du signal vaut 13,5 % de l'intensité maximum, soit une atténuation de -8,7 dB.

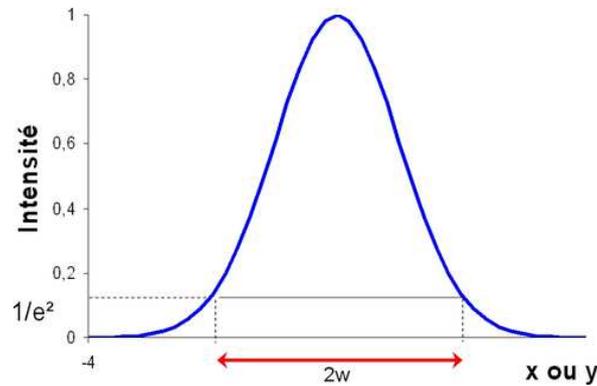


Figure 5-9 : Profil d'intensité d'un faisceau gaussien.

Un signal se propageant en espace libre va naturellement diverger (figure 5-10) : la taille du waist va donc augmenter. Le waist a une taille minimale à l'origine ( $w_0$ ) : à cet endroit le front d'onde est plan et il conserve cette caractéristique sur une certaine longueur  $Z_R$ , appelée longueur de Rayleigh (ou de cohérence).

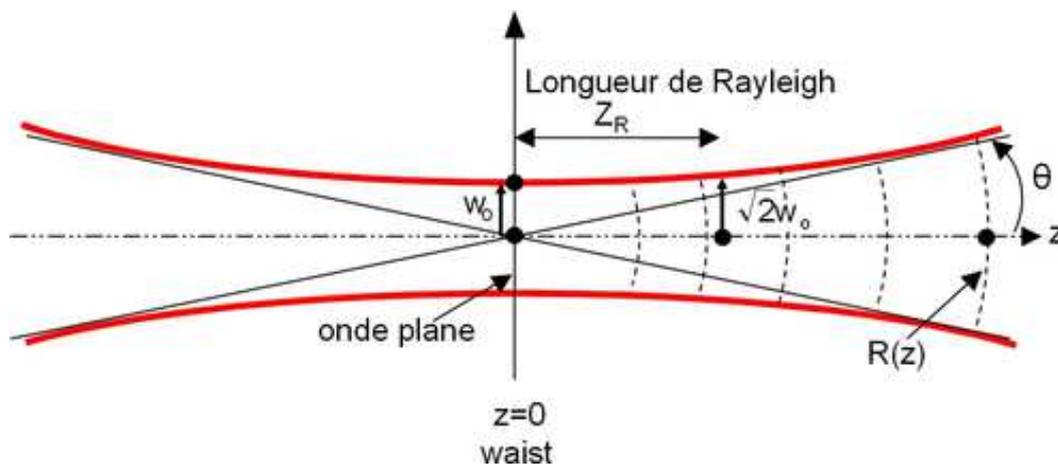


Figure 5-10 : Divergence d'un faisceau gaussien.

La longueur de Rayleigh dépend de  $w_0$  et de la longueur d'onde du rayonnement :

$$Z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad 5-3$$

Au-delà de la longueur de Rayleigh le faisceau diverge de manière tangentielle selon un angle  $\theta$  et la taille du waist augmente :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{Z_R}\right)^2} \quad 5-4$$

L'angle  $\theta$  est donné par :

$$\tan(\theta) = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad 5-5$$

Nous avons utilisé une source d'OL à 600 GHz, constituée d'une diode Gunn émettant un signal autour de 100 GHz, suivie d'un doubleur puis d'un tripleur de fréquence afin d'arriver à 600 GHz. Cette source fournit une puissance de 260  $\mu$ W maximum à 618 GHz. Le profil de puissance de la source est représenté sur la figure 5-11. A partir de l'angle à -8,7 dB nous pouvons calculer la taille du waist à l'origine. Nous trouvons ainsi un waist de 0,7 mm.

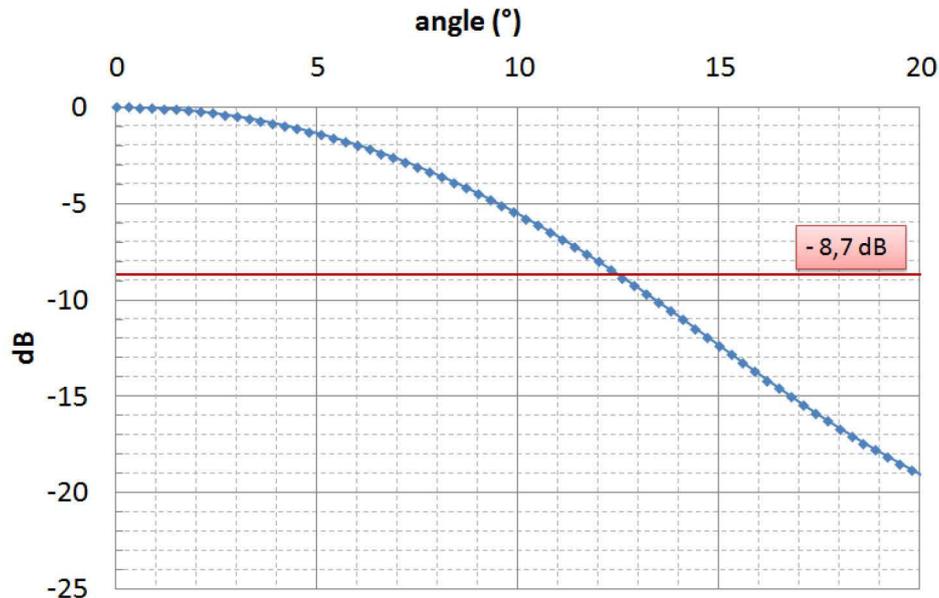


Figure 5-11 : Profil de puissance de la source à 600 GHz en fonction de l'angle de visée.

Le faisceau émis par la source d'OL diverge rapidement, nous utilisons alors deux miroirs paraboliques à l'extérieur du cryostat afin de préserver un niveau de puissance suffisant pour pomper le HEB et réaliser une mesure hétérodyne. La source est positionnée au foyer du premier miroir de distance focale  $f_1$  : le faisceau est alors collimaté et le waist image du miroir 1 ( $w_1$ ) est égal à :

$$w_1 = \frac{\lambda f_1}{\pi w_0} \quad 5-6$$

Le second miroir refocalise ensuite le faisceau, le waist image du miroir 2 est égal à :

$$w_2 = \frac{\lambda f_2}{\pi w_1} \quad 5-7$$

En conséquence, le waist du faisceau entrant dans le cryostat dépend du rapport entre les distances focales des miroirs :

$$w_2 = \frac{f_2}{f_1} w_0 \quad 5-8$$

Enfin, nous pouvons estimer la puissance entrant dans le cryostat en calculant la puissance réfléchiée par chacun des miroirs et en prenant en compte les coefficients de transmission de tous les éléments optiques présents sur le chemin entre la source et le mélangeur. Les miroirs utilisés pour notre banc de mesure ont des distances focales de 100 mm pour le premier et 200 mm pour le second, leur diamètre est de 38 mm. Chaque miroir réfléchit 99 % de la puissance qu'il reçoit. Du point de vue du faisceau chaque miroir est perçu comme un disque de rayon  $r = 19 \text{ mm}$  et le pourcentage de puissance traversant un tel disque est donné par :

$$\frac{P(r, z)}{P_0} = 1 - e^{\frac{-2r^2}{w^2(z)}} \quad 5-9$$

$P_0$  est la puissance à la sortie de la source et  $P(r, z)$  la puissance contenue dans un cercle de rayon  $r$  à une distance  $z$  de la source. Le signal d'OL est ensuite réfléchi par une lame semi-transparente afin d'être mis sur le même chemin optique que le signal RF ; cette lame semi-transparente est une feuille de mylar de 50  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Pour finir, le rayonnement traverse la fenêtre en HDPE du cryostat puis les deux filtres *IR* avant d'atteindre le bloc mélangeur. Le tableau 5-3 présente une estimation de la puissance entrant dans le cryostat ainsi que la taille du waist "image". Ainsi, avec la source à 600 GHz près de 30  $\mu\text{W}$  sont envoyés vers le bloc mélangeur. Ensuite c'est l'optique du bloc mélangeur qui assure la transmission du signal dans le cryostat.

Chaîne à 600 GHz		
Sortie de la source	$P_0$ ( $\mu\text{W}$ )	$w_0$ (mm)
	260	0,7
Après le miroir 1	$P_1$ ( $\mu\text{W}$ )	$w_1$ (mm)
	196	22,7
Après le miroir 2	$P_2$ ( $\mu\text{W}$ )	$w_2$ (mm)
	148	1,4
Réflexion sur mylar	37 $\mu\text{W}$	
Transmis par HDPE	33 $\mu\text{W}$	
Après 2 filtres Zitex G110	27 $\mu\text{W}$	

Tableau 5-3 : Estimation de la puissance transmise à travers chaque élément optique.

Nos mesures avec les blocs mélangeurs (axial et hors axe) nous montrent que la source à 600 GHz fournit suffisamment de puissance afin de pomper le HEB pour la détection hétérodyne. La puissance est suffisante pour saturer le HEB, il faut alors atténuer la puissance de l'OL pour que le HEB soit en état de mélanger les signaux pour une détection hétérodyne.

### 5.2.3) Caractérisation hétérodyne

La chaîne de réception hétérodyne est composée de plusieurs éléments : optiques, mélangeur et chaîne FI (figure 5-12). Chacun de ces éléments peut être vu comme une boîte caractérisée par une température équivalente de bruit et un gain.

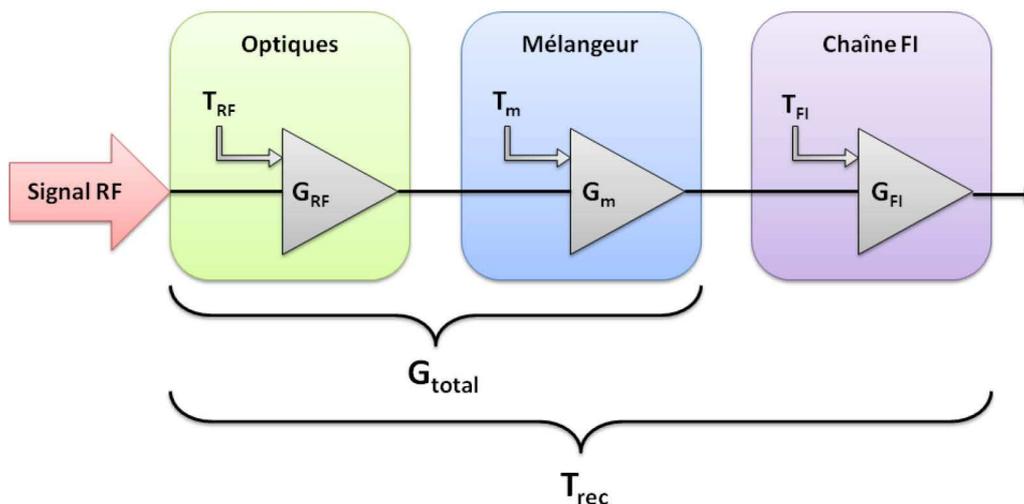


Figure 5-12 : Chaîne de réception hétérodyne avec les différentes températures de bruit et les gains.

La partie "optiques" comprend tous les éléments disposés en amont du mélangeur, dans notre cas précis cela inclut : la lame semi-transparente en mylar, la fenêtre du cryostat en HDPE, les 2 filtres Zitex G110 et le miroir du bloc mélangeur. La partie "mélangeur" est ici le HEB couplé à son antenne. La "chaîne FI" comprend l'isolateur, l'amplificateur cryogénique bas bruit et le câblage dans le cryostat.

La notion de température de bruit vient de la puissance équivalente de bruit qu'émet un corps noir à la température  $T$ , cette puissance dépend de la largeur de la bande de fréquence  $B$  et s'exprime selon la loi de Planck :

$$P_{bruit} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} B \quad 5-10$$

$h$  et  $k_B$  sont les constantes de Planck et de Boltzmann et  $\nu$  est la fréquence considérée. Dans le cas de l'approximation de Rayleigh-Jeans, où  $h\nu/k_B T$  est petit, la puissance est alors directement proportionnelle à la température du corps :

$$P_{bruit} = k_B T B \quad 5-11$$

Les éléments de la chaîne de détection ont chacun leur propre température équivalente de bruit et ils vont tous contribuer à la température de bruit totale du récepteur. La température de bruit du récepteur ramenée en entrée s'écrit :

$$T_{rec} = T_{RF} + \frac{T_m}{G_{RF}} + \frac{T_{FI}}{G_{RF} G_m} \quad 5-12$$

$T_{rec}$ ,  $T_{RF}$ ,  $T_m$ ,  $T_{FI}$ ,  $G_{RF}$  et  $G_m$  sont les températures de bruit du récepteur, de l'optique, du mélangeur, de la chaîne FI et les gains de conversion de l'optique et du mélangeur. La méthode la plus commune pour mesurer la température de bruit d'un récepteur hétérodyne est la technique dite du facteur  $Y$ . Le mélangeur est pompé par une source d'OL afin d'être en état de détection hétérodyne (figure 5-13). Ensuite, nous disposons consécutivement deux sources de rayonnement devant la fenêtre du cryostat (figure 5-14). Les sources de rayonnement sont des corps noirs à 300 K et à 80 K nommées respectivement charge chaude et charge froide. Nous mesurons alors les puissances de sortie de la chaîne de détection pour chacune des charges ; ces puissances "chaude" et "froide" peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$P_{chaud} = Gk_B T_{rec} B + Gk_B T_{chaud} B \quad 5-13$$

$$P_{froid} = Gk_B T_{rec} B + Gk_B T_{froid} B \quad 5-14$$

G est le gain du récepteur.

Le facteur  $Y$  est défini comme étant le rapport entre les puissances de bruit du récepteur avec la charge chaude et la charge froide :

$$Y = \frac{P_{chaud}}{P_{froid}} = \frac{Gk_B T_{rec} B + Gk_B T_{chaud} B}{Gk_B T_{rec} B + Gk_B T_{froid} B} = \frac{T_{rec} + T_{chaud}}{T_{rec} + T_{froid}} \quad 5-15$$

La mesure du facteur  $Y$  nous permet de remonter à la température de bruit du récepteur :

$$T_{rec} = \frac{T_{chaud} - Y T_{froid}}{Y - 1} \quad 5-16$$

Cette température de récepteur inclut le bruit de tous les éléments de la chaîne de détection. Nous verrons plus loin comment remonter à la température de bruit du mélangeur.

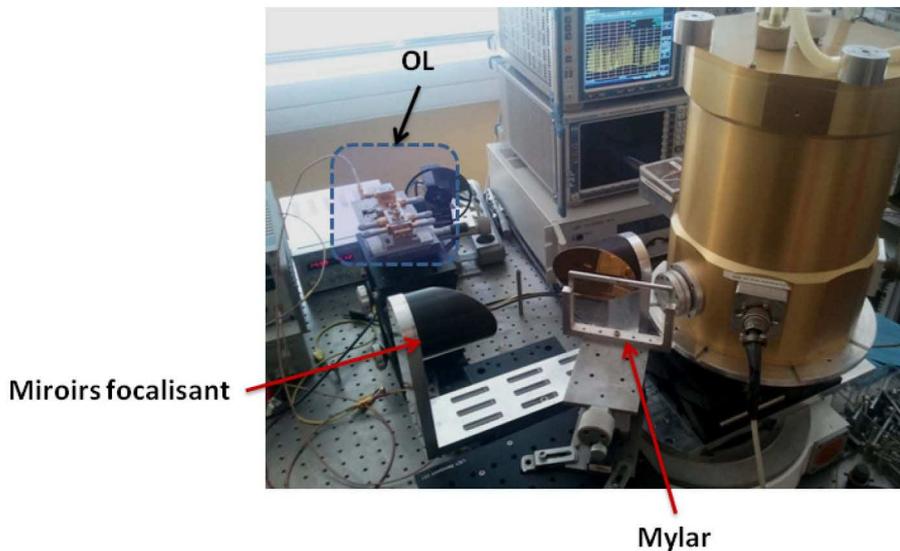


Figure 5-13 : Banc de mesure hétérodyne. Le signal d'OL est focalisé par deux miroirs à l'extérieur du cryostat. La lame semi-transparente en mylar réfléchit une partie du signal d'OL dans le cryostat.

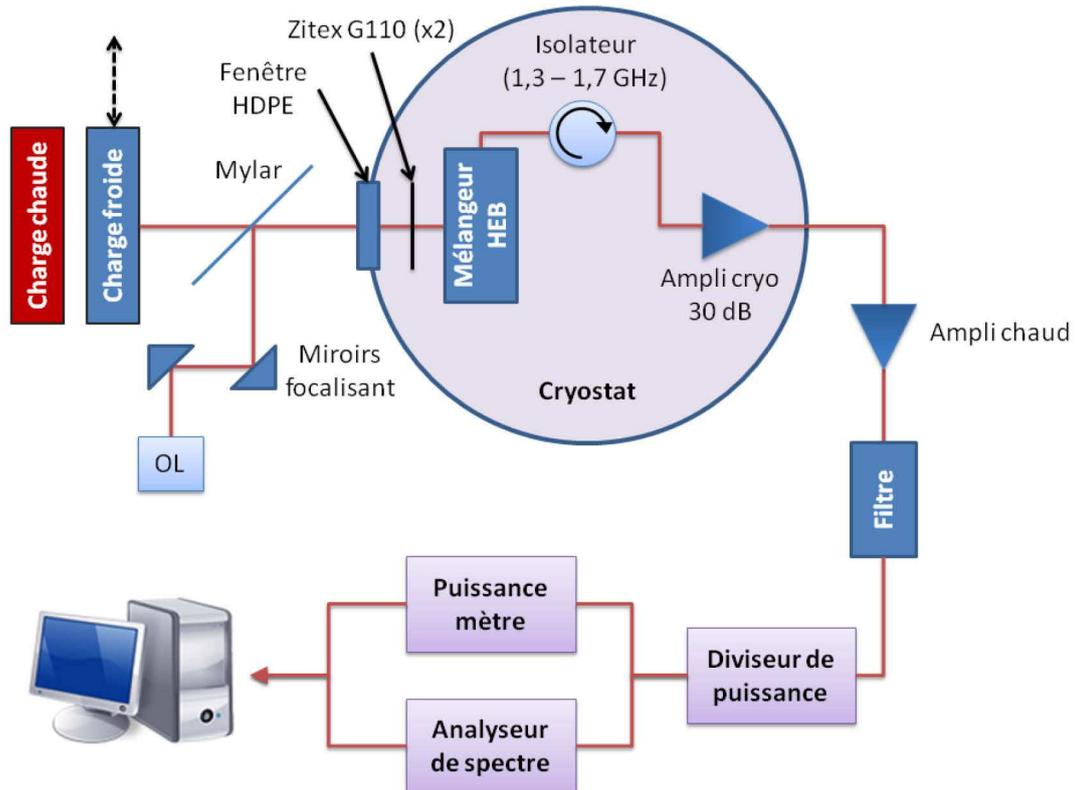


Figure 5-14 : Schéma de principe de la mesure de température de bruit de la chaîne de détection hétérodyne.

Le gain de conversion total  $G_{total}$  peut être déterminé par la mesure du facteur  $U$ . Cette mesure s'effectue de la manière suivante : le mélangeur est polarisé et exposé à la source d'oscillateur local puis la charge chaude est placée en entrée, nous mesurons alors la puissance de sortie  $P_{chaud}$ . Ensuite, nous coupons l'OL et mettons la tension de polarisation du HEB à 0 mV, le mélangeur est alors vu comme un court circuit par l'amplificateur FI et nous mesurons la puissance de sortie, notée  $P_{CC}$  :

$$P_{CC} = kB(T_{bain} + T_{FI}) \quad 5-17$$

Le facteur  $U$  est déterminé par le rapport entre ces deux puissances :

$$U = \frac{P_{chaud}}{P_{CC}} = G_{total} \frac{T_{chaud} + T_{rec}}{T_{bain} + T_{FI}} \quad 5-18$$

La température notée  $T_{bain}$  représente la température de la puce HEB ; normalement celle-ci est proche de 4,2 K, mais en réalité la puce est collée sur un substrat d'AlN : la température effective du HEB est alors souvent comprise entre 5 et 7 K, suivant la configuration du bloc mélangeur. Les pertes de conversion  $G_{total}$  sont alors extraites :

$$G_{total} = \frac{U(T_{bain} + T_{FI})}{T_{chaud} + T_{rec}} \quad 5-19$$

### 5.2.3.1) Mesures de la température de bruit $T_{rec}$

Des mesures de température de bruit de récepteur ont été réalisées avec les deux blocs mélangeurs ainsi qu'avec différentes antennes ; nous ne présentons ici que les mesures les plus marquantes. Nos mesures avec le bloc axial nous ont permis de démontrer que le concept du HEB sur membrane est fonctionnel. Une de nos meilleures mesures avec ce bloc a été réalisée avec un HEB intégré à une antenne de type log-spirale. Le bloc mélangeur est monté sur la platine 4 K du cryostat, juste devant la fenêtre vers l'extérieur (figure 5-15). Le HEB présente une résistance normale de  $97 \Omega$  et un courant critique de  $66 \mu\text{A}$ . Le HEB est pompé avec la source à 618 GHz ; la figure 5-16 présente le meilleur niveau de pompage utilisé pour faire la mesure de bruit de récepteur. Nous estimons la puissance absorbée par le HEB grâce à la méthode de calcul isotherme présentée dans le chapitre 2.3.6 ; pour cela nous traçons la droite d'une résistance de  $50 \Omega$  (droite en pointillés) puis nous calculons la puissance instantanée aux deux points d'intersection de la droite avec les courbes pompées et non-pompées. Nous estimons ainsi que le HEB a absorbé environ 40 nW. Ensuite, nous disposons consécutivement la charge chaude et la charge froide en entrée et nous faisons un balayage en tension pour enregistrer les courbes de puissance de la sortie  $FI$  (figure 5-17). A partir de ces tracés, nous déterminons le facteur  $Y$  en chaque point de polarisation, puis la température de bruit du récepteur (courbe en points violets). La meilleure température de bruit enregistrée avec le bloc axial est de 3800 K pour une tension de polarisation de 0,41 mV et un courant de  $27 \mu\text{A}$ . Cette mesure est obtenue pour une fréquence intermédiaire de 1,5 GHz avec un filtre de largeur de bande de 100 MHz placé à l'extérieur du cryostat.

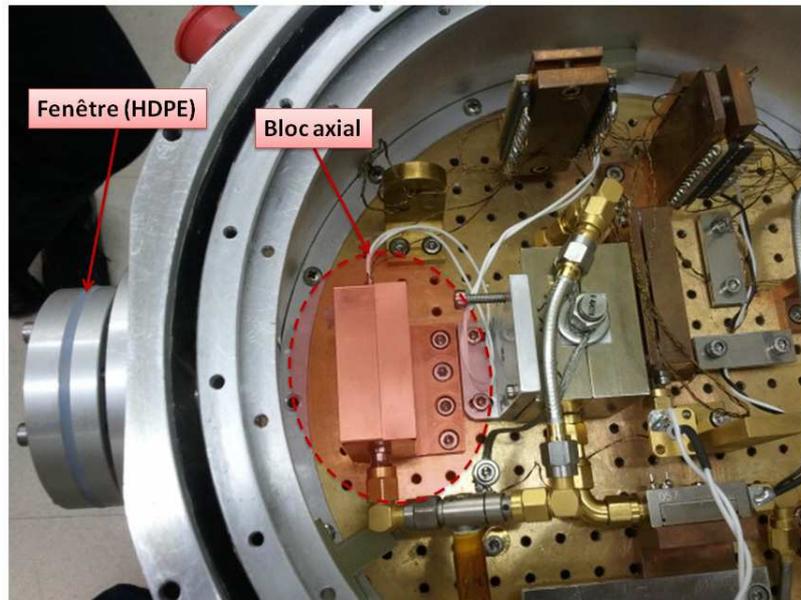


Figure 5-15 : Montage du bloc axial sur la platine 4 K.

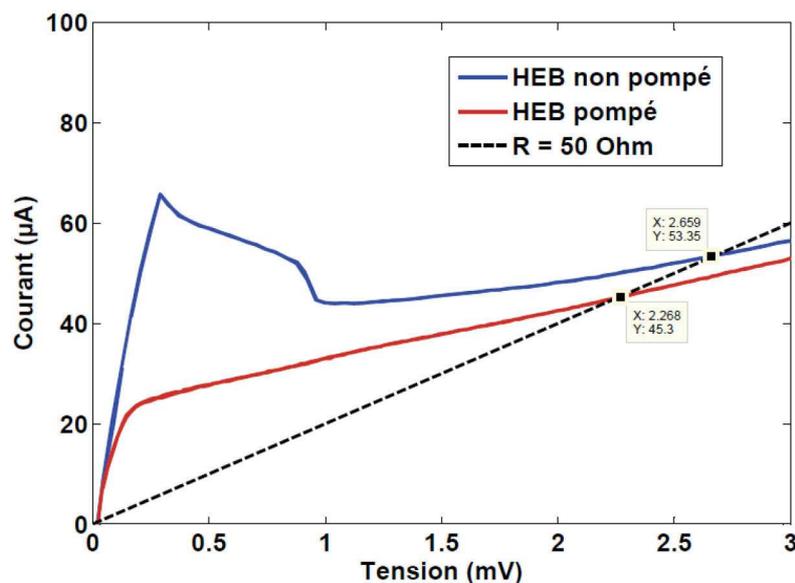


Figure 5-16 : Caractéristique I(V) du HEB sans OL, en bleu et pompé par l'OL à 618 GHz, en rouge. La droite en pointillés sert à déterminer la puissance absorbée par le HEB.

Cette mesure a été obtenue sans le plan réflecteur devant l'antenne log-spirale. En effet, il ne nous a pas été possible d'obtenir une mesure hétérodyne satisfaisante avec le plan réflecteur. A 600 GHz, ce dernier a une taille relativement importante par rapport à la membrane, il cache alors une grande partie du signal au miroir. C'est bien là le point faible du bloc axial : à cette fréquence, les dimensions de l'antenne, et donc du plan réflecteur, sont trop importantes par rapport à la membrane ce qui réduit la surface collectrice du

miroir. Ce concept serait certainement mieux adapté à de plus hautes fréquences puisque les dimensions du plan réflecteur s'en trouveraient amoindries.

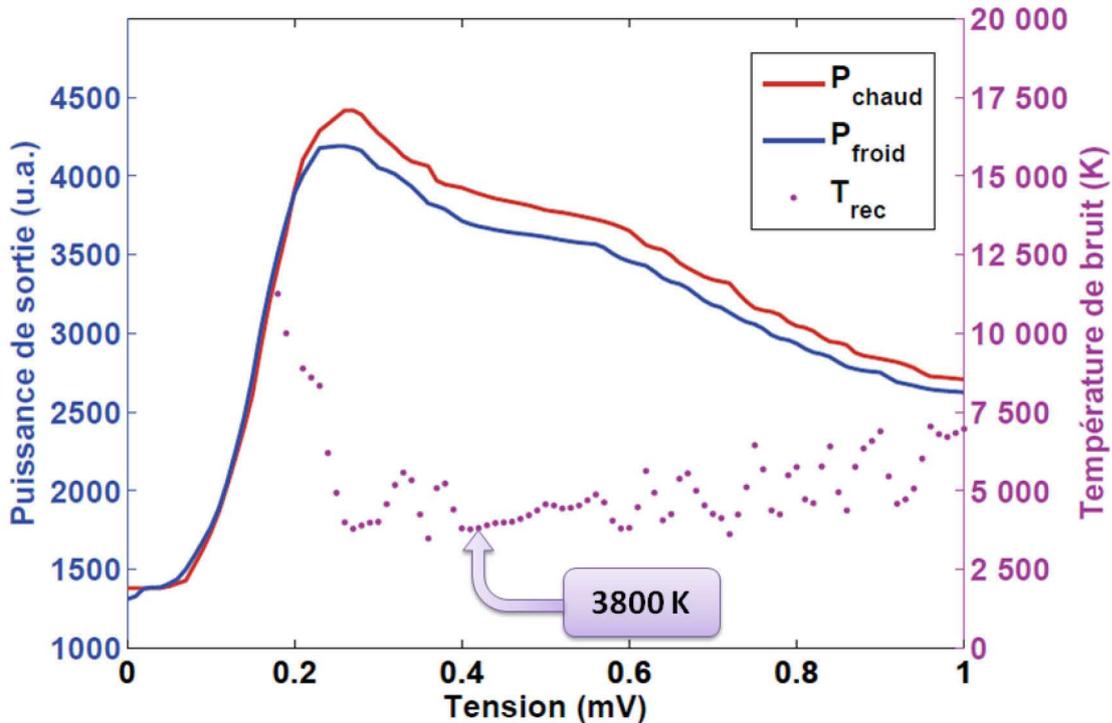


Figure 5-17 : Courbe de puissance FI de la charge chaude et de la charge froide. Les points violets représentent la température de bruit non-corrigée du mélangeur. La meilleure température de bruit enregistrée avec le bloc axial est de 3800 K.

Le bloc hors axe présente l'avantage de ne pas écranter le signal vu par le miroir ; de plus, ce concept nous permet d'utiliser des miroirs de plus grand diamètre. Le montage du bloc hors axe sur la platine 4 K se fait de la même manière que pour le bloc axial, c'est à dire, au plus près de la fenêtre du cryostat (figure 5-18). La meilleure mesure de température de bruit obtenue avec le bloc hors axe a été faite avec une antenne de type double fente à 618 GHz et un plan réflecteur placé à une distance de  $\lambda/4$  derrière l'antenne.

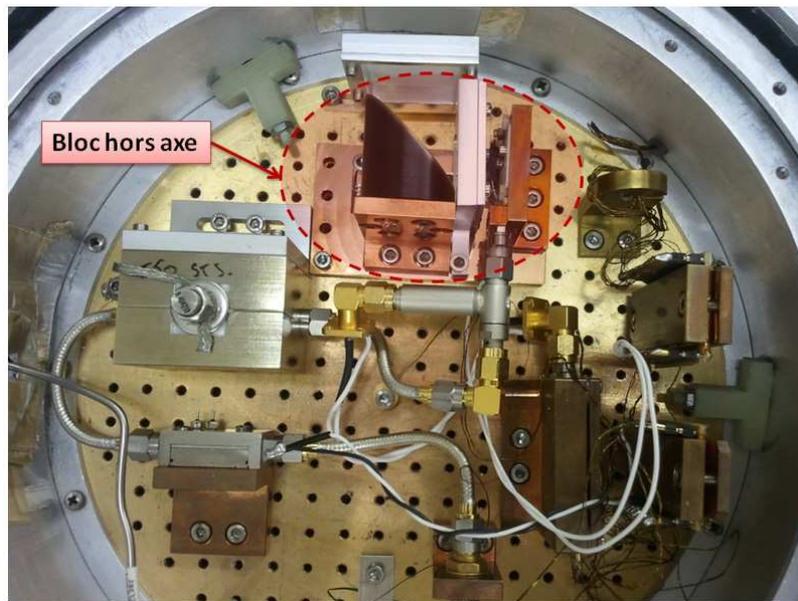


Figure 5-18 : Montage du bloc hors axe sur la platine 4 K.

La caractéristique  $I(V)$  du HEB est présentée sur la figure 5-19. La résistance normale de ce HEB est de  $82 \Omega$ , ce qui est très proche de l'impédance de l'antenne à 618 GHz ( $75 \Omega$ ). Le courant critique du HEB est de  $188 \mu\text{A}$ . Nous effectuons des mesures de température de bruit à différents niveaux de pompage par l'OL. Les meilleurs résultats sur la mesure de la température de bruit sont obtenus pour des puissances d'OL absorbées de 145 et 152 nW.

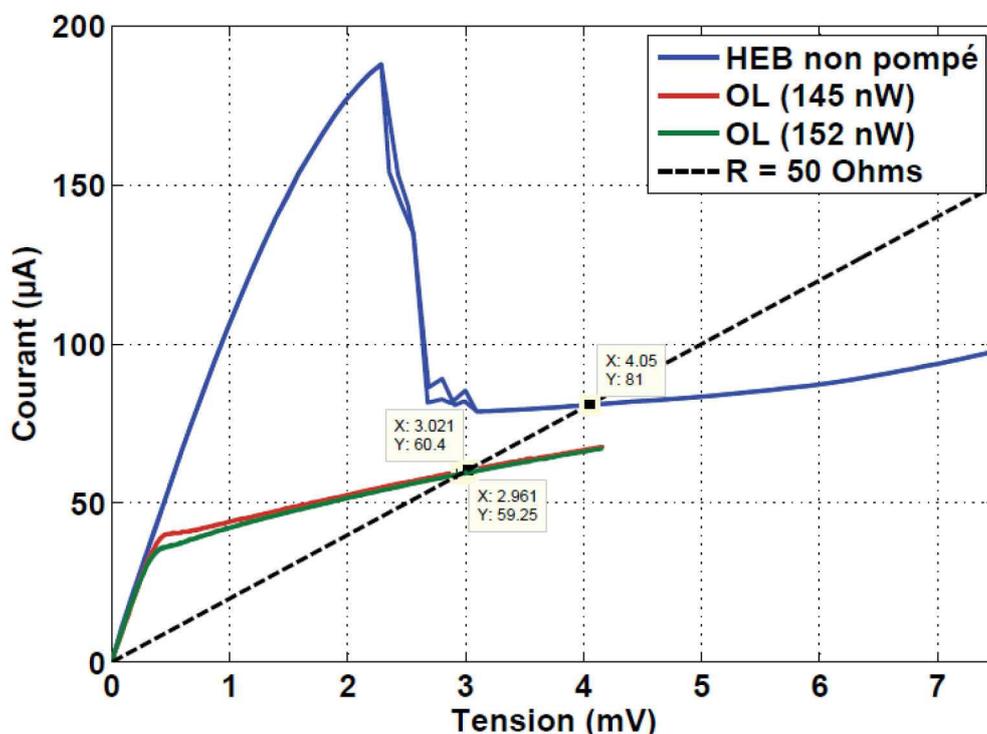


Figure 5-19 : Caractéristique non pompée (bleue) et pompée (rouge et vert) avec deux puissances d'OL différentes. La droite de résistance 50 Ohms sert à calculer la puissance d'OL absorbée par le HEB.

Ces mesures de température de bruit sont réalisées dans la bande *FI* autour 650 MHz avec un filtre d'une largeur de bande de 250 MHz.

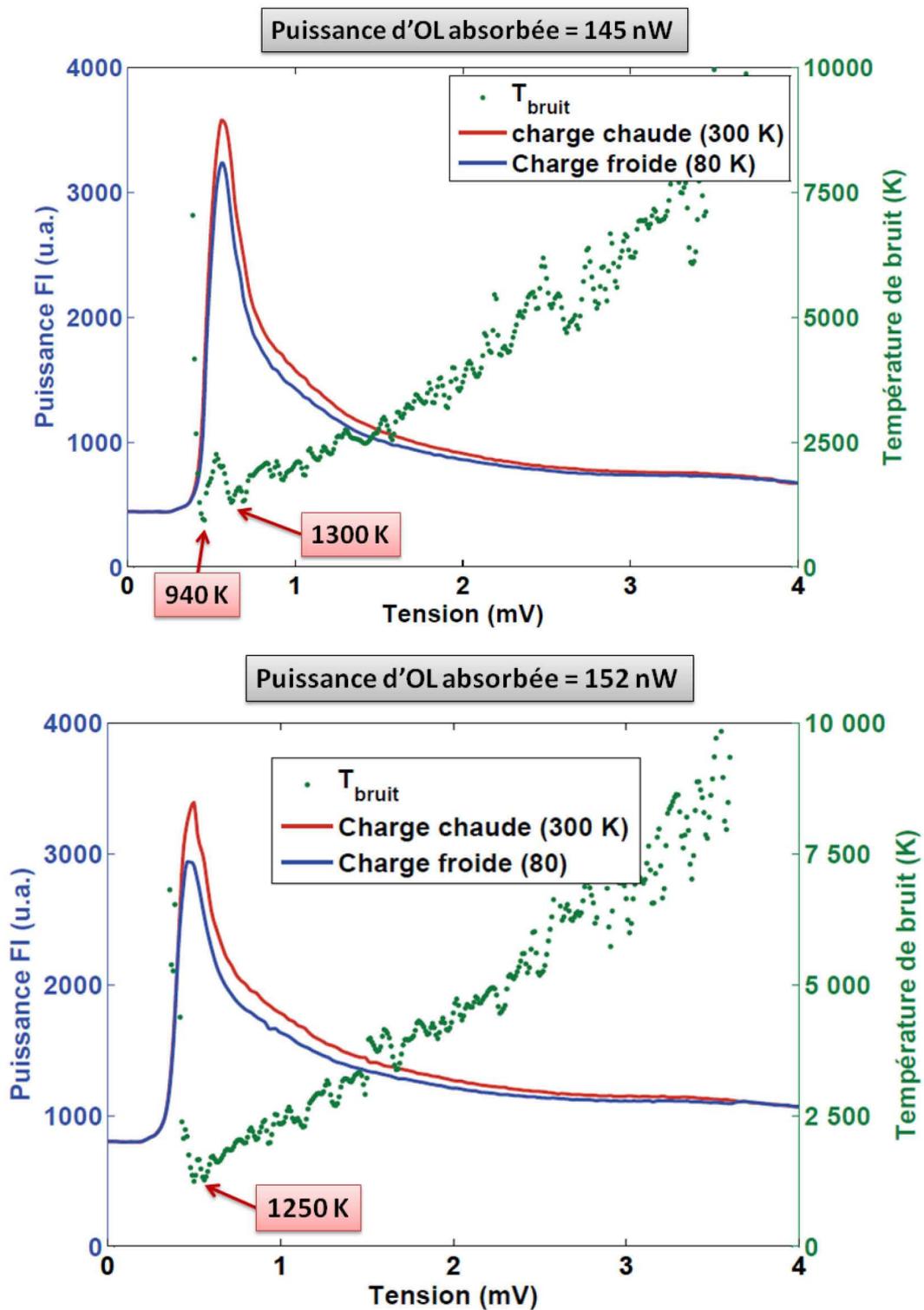


Figure 5-20 : Mesures de la température de bruit du mélangeur pour des puissances d'OL absorbées de 145 nW (en haut) et 152 nW (en bas).

La figure 5-20 présente les résultats obtenus pour les deux puissances d'OL absorbées. Pour la première mesure nous obtenons une température de bruit de 1300 K (stable) avec un pic à 940 K, mais ce dernier semble être dû à une instabilité puisqu'il se situe dans une zone peu stable du HEB. Avec la seconde mesure donnant 1250 K, nous confirmons une température de bruit du récepteur proche de 1300 K. Ces derniers résultats prouvent l'amélioration apportée par le concept du bloc mélangeur hors axe. Cette mesure de température de bruit avec un HEB sur membrane est une première victoire. Des améliorations sont d'ores et déjà envisagées par la modification de notre procédé de montage de la puce dans le bloc afin d'accroître la précision de centrage par rapport au miroir.

### 5.2.3.2) Gain de conversion et correction de la température de bruit

Les mesures de température de bruit sont non-corrigées : cela signifie qu'elles incluent toutes les pertes sur le chemin optique en amont du HEB. La mesure du facteur  $U$  nous permet de remonter au gain total et ainsi d'avoir une estimation des pertes causées par les éléments optiques et le mélangeur. Lors de la mesure avec le bloc hors axe, nous mesurons les puissances  $P_{chaud}$  et  $P_{CC}$  (voir paragraphe 5.2.3) et nous en déduisons la valeur du facteur  $U$ , qui est égal à 2,26. En appliquant l'équation 5-19 :

$$G_{total} = \frac{U(T_{bain} + T_{FI})}{T_{chaud} + T_{rec}}$$

Nous obtenons le gain de conversion total de détecteur et du chemin optique. Pour cette expérience la température  $T_{bain}$  est mesurée à 6 K, la température  $T_{FI}$  a été mesurée autour de 8 K,  $T_{chaud}$  est la température ambiante (300 K) et la température du récepteur est celle mesurée plus haut, soit 1250 K. Le gain de conversion  $G_{total}$  est alors de - 16,9 dB.

Nous avons la possibilité d'estimer la température de bruit  $T_{RF}$  (voir figure 5-12) à partir de la connaissance des coefficients de transmission et de la température physique des éléments placés sur le chemin optique. Rappelons que la température équivalente de bruit d'un élément est déterminée à partir de la loi de Planck avec l'approximation de Rayleigh-Jeans ; cependant cette approximation n'est pas valable pour les basses températures et les hautes fréquences. Nous appliquons donc une correction à la température physique des éléments

placés dans le cryostat. Leur température est alors déterminée par la loi du rayonnement de Callen-Welton [99] :

$$T_{CW} = T \frac{\frac{h\nu}{k_B T}}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} + \frac{h\nu}{2k_B} \quad 5-20$$

La température équivalente de bruit est déterminée par :

$$T_{eq\_bruit} = T_{CW} \frac{1 - G}{G} \quad 5-21$$

G est le gain de l'élément considéré.

Le tableau 5-4 donne la liste de tous les éléments contribuant à la température de bruit de la partie optique ( $T_{RF}$ ), avec les gains et les températures associés. Le signal  $RF$  traverse donc une feuille de mylar de 50  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, la fenêtre du cryostat en HDPE de 2 mm d'épaisseur, deux filtres Zitex G110 puis est réfléchi par le miroir dans le cryostat. La contribution de l'optique dans la température de bruit est d'environ 149 K et une grande partie de ce bruit est causée par le mylar. L'utilisation d'un mylar plus fin, ou d'un autre matériau, pour la lame séparatrice devrait améliorer de manière notable la température de bruit. Enfin, on note que  $G_{RF}$  est égale à -2,66 dB ; en comparant cette valeur avec le gain de conversion total calculé précédemment, nous constatons que l'optique ne suffit pas à expliquer une grande partie des pertes. Nous avons :  $G_{total}(dB) = G_{RF}(dB) + G_m(dB)$ , ce qui nous donne un gain de conversion du mélangeur d'environ -14,2 dB, ce qui reste très élevé. Des analyses complémentaires seront nécessaires pour bien comprendre ce phénomène, je pense en particulier à l'adaptation de l'impédance de l'antenne avec le HEB, à l'amélioration de l'alignement optique de la puce avec le miroir et également à l'adaptation du signal avec la ligne de sortie  $FI$ . Néanmoins une correction de la température de bruit du récepteur est obtenue à partir de l'équation 5-12 ; nous obtenons alors une température de bruit du mélangeur :  $T_m = 386 \text{ K}$ .

Élément	Transmission	Gain (dB)	Température physique (K)	Température de Callen-Welton (K)	Température de bruit (K)
<b>Mylar (50 µm)</b>	0,75	-1,25	300		100
<b>HDPE (2 mm)</b>	0,9	-0,45	300		33
<b>Zitex G110</b>	0,9	-0,45	4,2	14,85	1,65
<b>Zitex G110</b>	0,9	-0,45	4,2	14,85	1,65
<b>Miroir</b>	0,99	-0,044	4,2	14,85	0,15
<b>Total (optique)</b>	0,54	-2,66			149,24

Tableau 5-4 : Récapitulatif des différents éléments traversés par le rayonnement RF. Chaque élément contribue à la température de bruit RF totale.

#### 5.2.4) Mesures FTS

Afin de mesurer la réponse fréquentielle d'un mélangeur, ou plus particulièrement celle de l'antenne, nous utilisons une technique basée sur la spectrométrie par transformée de Fourier (FTS : *Fourier Transform Spectrometer*). Le banc de mesure FTS est un interféromètre de Michelson éclairé par une lampe à vapeur de mercure, qui émet du rayonnement dans le domaine THz. La figure 5-21 illustre le principe de la mesure FTS. Un faisceau provenant de la source est divisé par une lame séparatrice en deux faisceaux d'égale intensité. Chacun des faisceaux suit alors un chemin optique de longueur différente : l'un est réfléchi par un miroir fixe, l'autre par un miroir mobile. Enfin, ils sont recombinaés pour arriver sur le détecteur : ici, notre mélangeur HEB. Le déplacement "pas à pas" du miroir mobile génère des interférences entre les deux faisceaux. Nous mesurons la réponse en courant du détecteur à chaque pas, ce qui nous donne un interférogramme (figure 5-22) qui nous permet de déterminer la réponse fréquentielle de notre détecteur grâce à une transformée de Fourier.

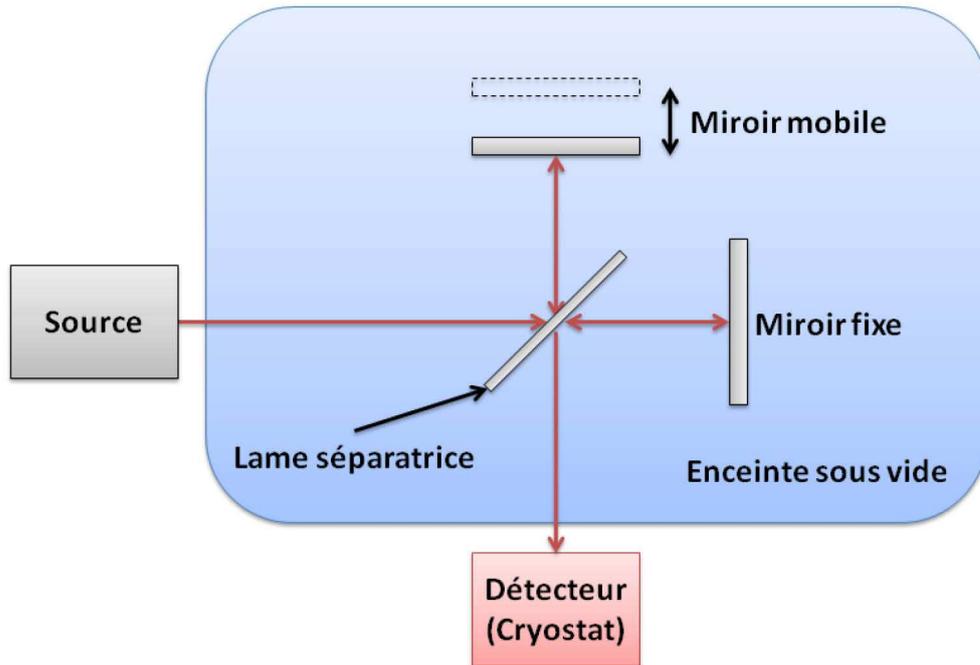


Figure 5-21 : Principe de la mesure FTS.

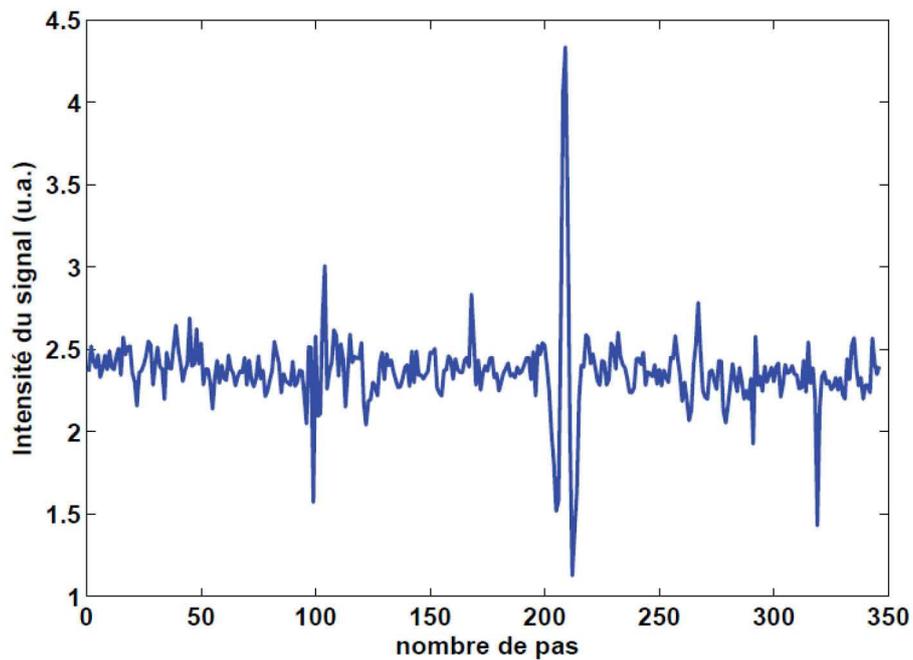


Figure 5-22 : Exemple d'interférogramme obtenu avec le banc de mesure FTS.

Des caractérisations par FTS ont pu être réalisées avec deux mélangeurs : l'un comprenant une antenne log-spirale et l'autre une antenne double fente à 618 GHz. La figure 5-23 présente le résultat de la mesure réalisée avec l'antenne log-spirale ; la bande est relativement large comme nous pouvions nous y attendre avec ce type d'antenne.

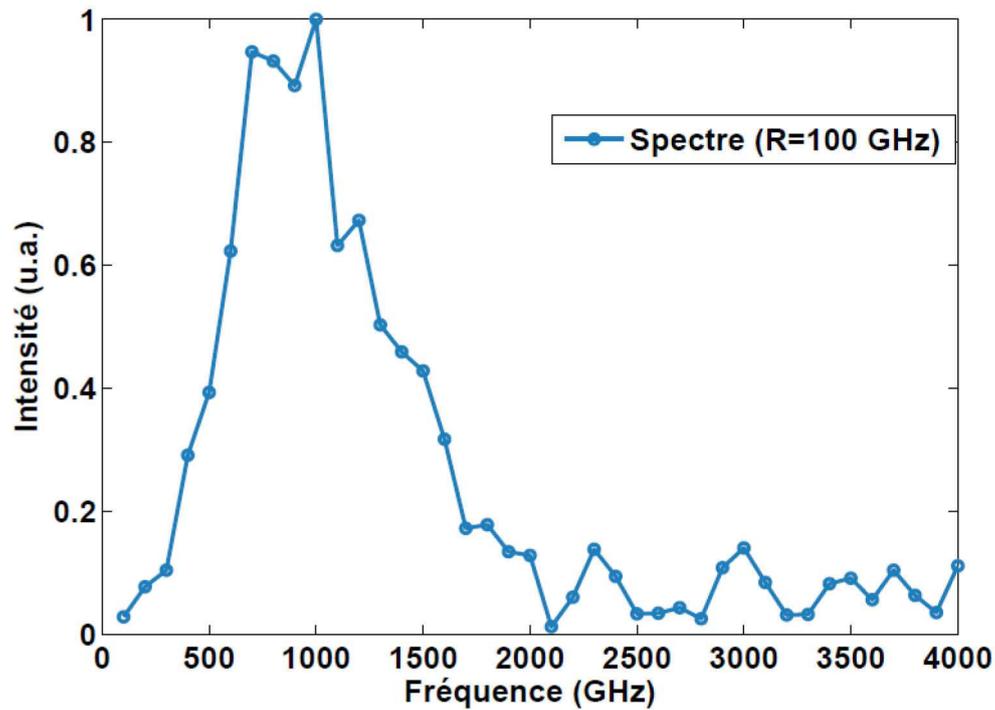


Figure 5-23 : Réponse fréquentielle de l'antenne log spirale sur membrane. Entre parenthèse est indiquée la résolution fréquentielle de la courbe.

La figure 5-24 présente le résultat obtenu de la mesure FTS avec une antenne double fente à 618 GHz ; il s'agit ici de la première version de l'antenne double fente (cf. chapitre 3.3.2). Le spectre est centré autour d'une fréquence comprise entre 600 et 650 GHz et la bande passante de l'antenne est très proche de 40 % de la fréquence centrale. Cette mesure tend à confirmer la bonne conception de l'antenne double fente sur membrane à l'aide du logiciel CST. Il serait intéressant d'affiner la résolution en fréquence de la mesure afin de mieux définir la fréquence de résonance de l'antenne, cette mesure sera réalisée prochainement.

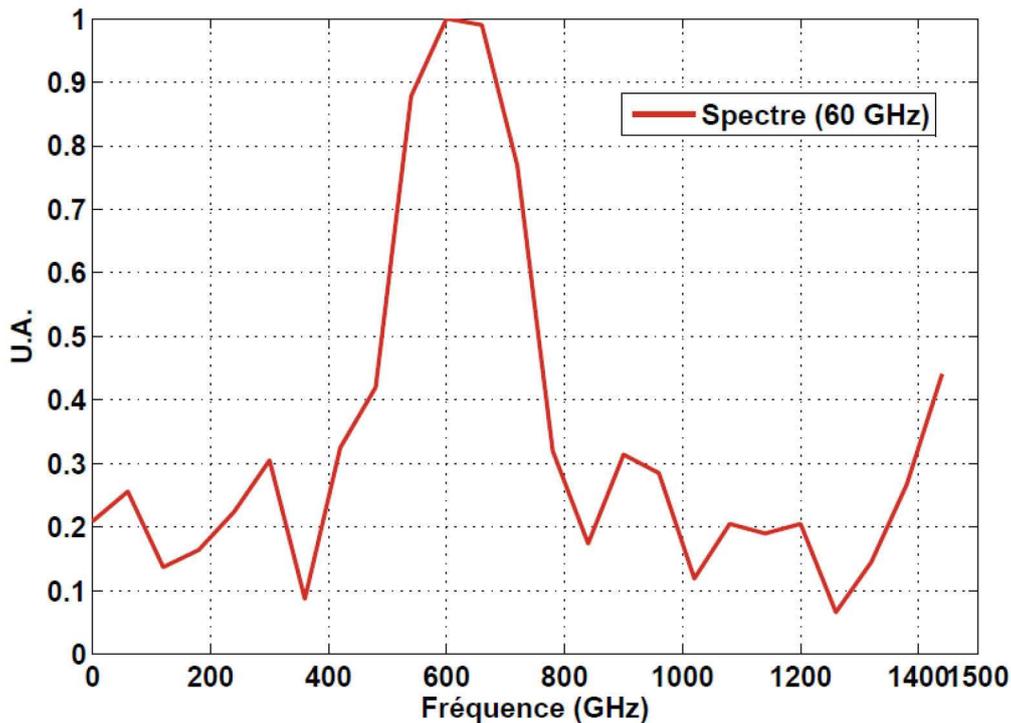


Figure 5-24 : Réponse fréquentielle de l'antenne double fente à 618 GHz.

### 5.2.5) Mesure de la bande passante *FI*

Un autre critère important dans la caractérisation d'un mélangeur hétérodyne est sa bande passante de fréquence intermédiaire. Comme expliqué dans le chapitre 2.3.8, la bande passante *FI* peut être limitée par la qualité du contact, donc par le refroidissement, entre le supraconducteur et le substrat. Des mesures de bande passante *FI* ont déjà été réalisées avec des HEB sur membrane en  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$  similaires à celle que nous avons ici. Les mesures de V. Drakinskiy [100] et de S. Cherednichenko [101] font état d'une bande passante *FI* absolue comprise entre 0,6 et 0,9 GHz, alors que P. Muñoz [35] a mesuré des HEB sur des membranes en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  dans la bande de 1,2 à 1,7 GHz sans constater de différence par rapport à un substrat épais de Si. Nous avons donc souhaité faire notre propre mesure de la bande passante de nos HEB sur membrane.

Pour réaliser la mesure de la bande passante du mélangeur, nous devons commencer par modifier plusieurs éléments qui sont susceptibles de couper certaines fréquences et donc de fausser notre mesure. Nous mesurons, à l'aide de l'analyseur réseau, le circuit *FI* à l'intérieur du cryostat reliant le bloc mélangeur à l'amplificateur cryogénique. Le résultat de la mesure

est représenté par la courbe bleue de la figure 5-25, seules passent les fréquences entre 1,3 et 2 GHz, la transmission sur le reste de la bande est inférieure à -5 dB. Nous avons donc supprimé tous les éléments susceptibles de couper la bande *FI*, le bloc mélangeur est alors relié simplement au T de polarisation puis à un câble coaxial sortant directement du cryostat ; ce nouveau circuit *FI* est mesuré avec l'analyseur réseau (courbe rouge de la figure 5-25) et nous constatons une atténuation proche de -5 dB autour de 4 GHz : cela est dû au T de polarisation. A l'extérieur du cryostat, nous connectons deux amplificateurs fonctionnant entre 0,1 et 4 GHz et ayant chacun un gain de 30 dB ; ces amplificateurs sont indispensables pour voir le signal sortant du mélangeur qui est très faible.

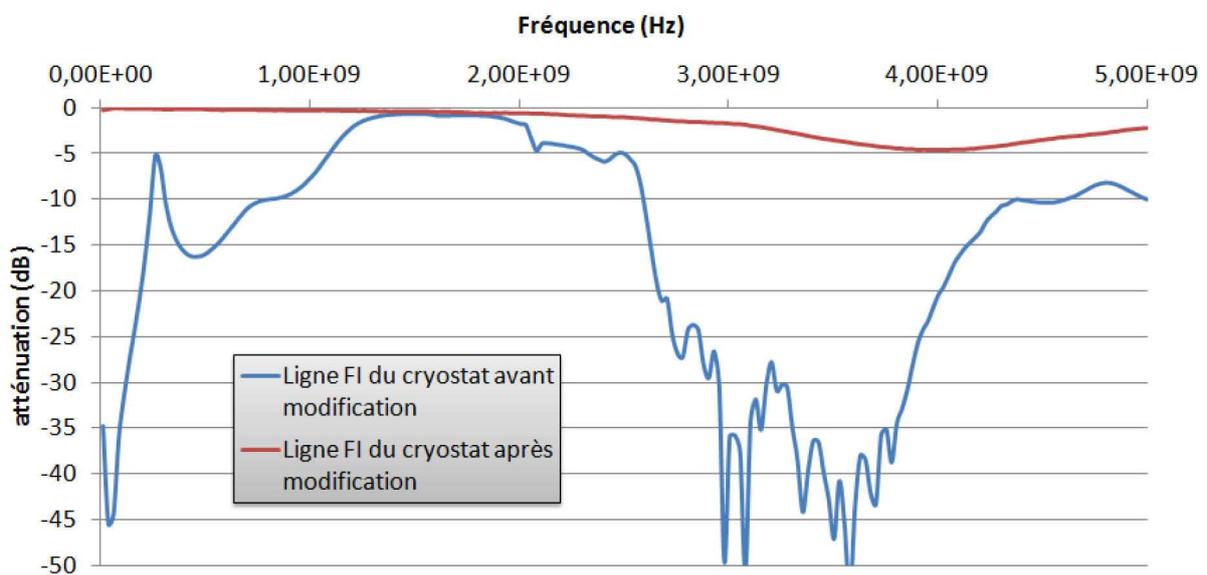


Figure 5-25 : Coefficient de transmission de la chaîne *FI* à l'intérieur du cryostat avant les modifications (courbe bleue) et après les modifications (courbe rouge).

Pour la mesure de la bande passante *FI*, nous utilisons le bloc mélangeur hors axe et un HEB associé à une antenne log-spirale. Les signaux d'*OL* et *RF* sont générés par deux chaînes d'oscillateurs dont les fréquences sont contrôlées par des synthétiseurs. Afin d'envoyer toujours la même puissance *RF* vers le HEB nous fixons sa fréquence à 618 GHz. Ensuite, nous faisons varier la fréquence de l'*OL* autour de 618 GHz pour balayer les fréquences de la bande *FI* sur quelques GHz. A chaque point de mesure nous ajustons la puissance de l'*OL* pour que le HEB soit toujours au même niveau de pompage, donc au même point de polarisation. Le schéma de la figure 5-26 représente le banc de caractérisation de la bande passante *FI* du mélangeur.

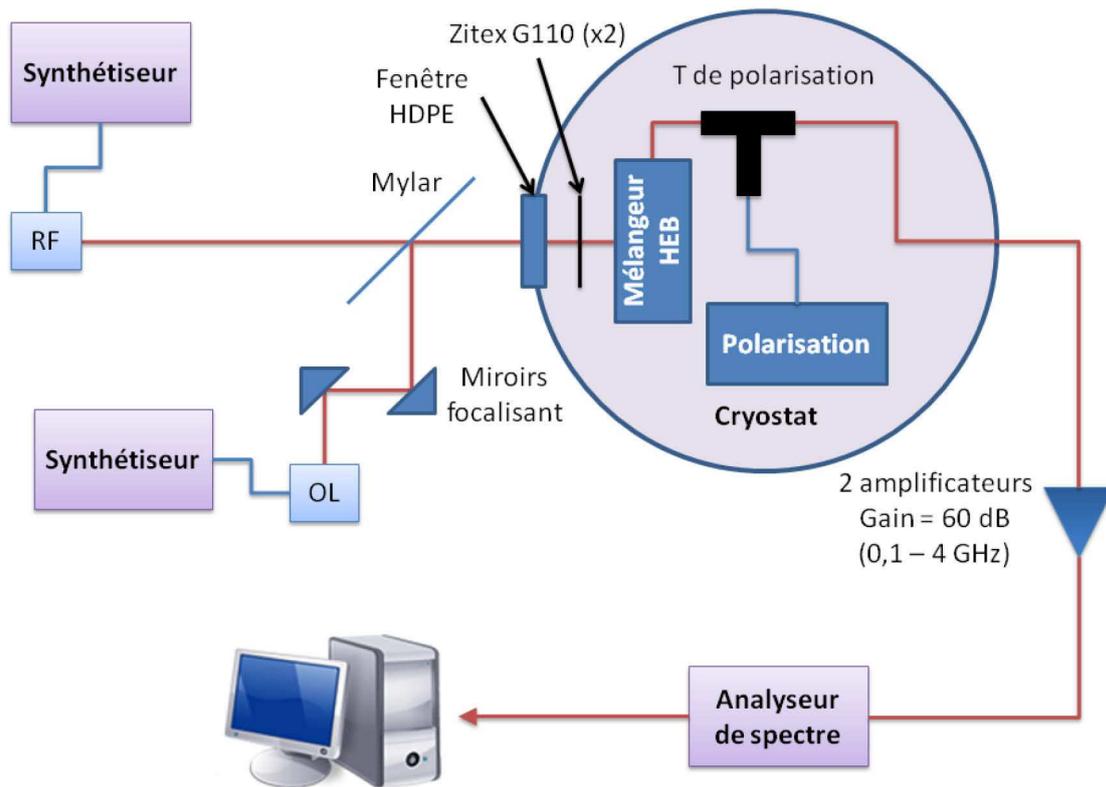


Figure 5-26 : Schéma du banc de mesure de la bande passante FI du mélangeur.

A chaque mesure de la bande *FI*, nous soustrayons la composante des amplificateurs et du circuit *FI* du cryostat qui a été précédemment mesurée, il ne reste alors que la réponse du mélangeur. Le résultat de la mesure est présenté sur la figure 5-27. Le mélangeur présente une fréquence de coupure à -3 dB de 750 MHz. Cela correspond aux mesures présentées dans [101]. Le fait que la bande passante soit inférieure à 1 GHz est probablement due au désaccord entre les paramètres de maille du NbN et du  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , respectivement de 0,44 et 0,76 nm [102]. Une solution pour augmenter la bande passante *FI* des mélangeurs HEB sur membrane pourrait être d'intercaler, entre le NbN et la membrane, une couche d'un matériau comme le MgO, qui présente une bonne conductivité thermique et surtout a un paramètre de maille très proche de celui du NbN [102]. Il serait intéressant de poursuivre l'étude des HEB sur membrane dans ce sens.

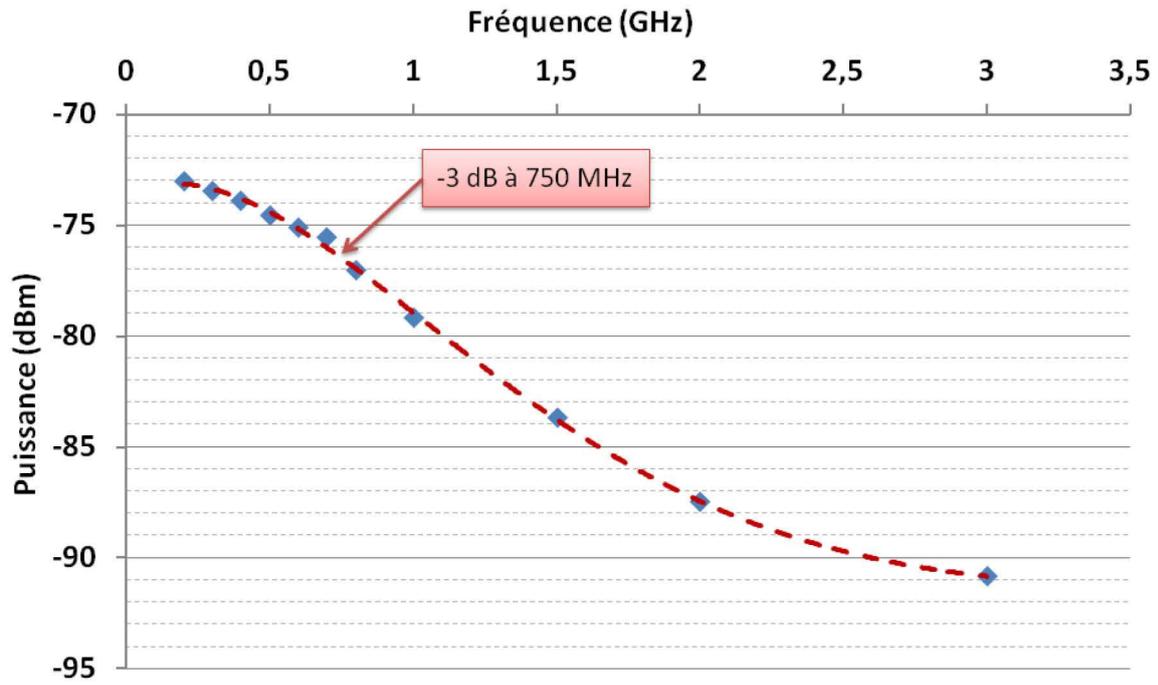


Figure 5-27 : Mesure de la bande passante *FI* du mélangeur. Les points bleus représentent les valeurs mesurées et les pointillés rouges représentent la tendance générale.



## Chapitre 6 : Conclusions et perspectives

Les détecteurs hétérodynes à base de mélangeur à bolomètres supraconducteurs à électrons chauds (HEB) sont actuellement les plus sensibles dans le domaine du THz. Un grand nombre de laboratoires à travers le monde ont porté leur intérêt au développement de mélangeur HEB en NbN qui présente le double avantage d'être très sensible aux rayonnements THz et d'offrir une bande passante *FI* pouvant couvrir plusieurs GHz. Les principaux enjeux dans le développement de cette technologie sont : l'amélioration de la sensibilité, l'élargissement de la largeur de la bande passante *FI* et la montée en fréquence de détection.

L'axe de développement choisi pour cette thèse est de concevoir le HEB intégré à une antenne sur une membrane diélectrique de  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$  de  $1,4 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Le signal est focalisé par un miroir à la place des lentilles qui sont utilisées de manière conventionnelle. Ce concept présente plusieurs avantages. Le premier est de ne pas provoquer de pertes du signal THz dans le substrat. Le second avantage est que le diélectrique sous l'antenne est si fin que nous pouvons considérer l'antenne comme suspendue dans l'air, permettant ainsi de garder les dimensions de l'antenne relativement grande lors de la montée en fréquence.

Durant cette thèse, une part importante du travail a été consacrée au développement et à la fiabilisation du procédé de fabrication des HEB sur membrane. Ce procédé de fabrication repose principalement sur la réalisation d'une gravure profonde du silicium dans une solution de KOH à  $60^\circ\text{C}$ . Pour cela nous avons utilisé des techniques de photolithographie et de gravure ionique réactive afin de réaliser les masques de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  pour la gravure humide du silicium. L'ensemble du procédé de fabrication a été fiabilisé et présente une très bonne reproductibilité.

Nous avons établi le modèle et avons effectué la conception du mélangeur HEB sur membrane en configuration quasi-optique à l'aide du logiciel de simulation électromagnétique 3D Microwave Studio - CST. Plusieurs types de designs d'antennes ont été étudiés à 600 GHz et à 1,4 THz. Les dimensions des antennes spirale et double fente ont été optimisées pour fonctionner sur la membrane diélectrique. La modélisation en 3D des miroirs nous a permis d'étudier les configurations des blocs mélangeurs axial et hors axe.

A l'aide des deux types de bloc mélangeur conçus et réalisés pendant la thèse, nous avons effectué des caractérisations des mélangeurs HEB selon différentes configurations en détection directe et hétérodyne. La mesure FTS que nous avons réalisée avec une antenne double fente a montré un très bon accord de la fréquence de résonance autour de 600 GHz avec la simulation. Des mesures de température de bruit de récepteur encourageantes, de l'ordre de 1300 K à 618 GHz, ont été obtenues avec le bloc mélangeur hors axe. La bande passante *FI* absolue de nos mélangeurs a été caractérisée et est de l'ordre de 750 MHz. L'ajout d'une couche tampon d'un matériau comme le MgO entre le substrat et le NbN devrait permettre d'accroître la bande passante *FI*.

Nous avons réussi à démontrer le bon fonctionnement de notre concept de bloc mélangeur avec HEB sur membrane. Des efforts supplémentaires seront nécessaires afin d'améliorer les performances du récepteur et nous pensons qu'il y a encore une bonne marge de progression pour augmenter la sensibilité du mélangeur. En particulier, selon la simulation, l'amélioration de l'alignement optique entre le miroir et l'antenne planaire permettra de diminuer considérablement la température de bruit.

L'étape suivante de cette étude sera de monter la fréquence de fonctionnement bien au-delà du THz. Nous avons déjà réalisé la conception de deux mélangeurs sur membrane fonctionnant respectivement à 1,4 et 2,7 THz. Les composants sont à présent fabriqués mais n'ont pas encore été testés. Un autre enjeu important pour les futures missions dans le domaine THz est le développement de matrices de HEB. Le concept du HEB sur membrane est particulièrement intéressant pour l'imagerie THz car il permet de simplifier la montée en fréquence et de réaliser des structures compactes par rapport aux structures utilisant des lentilles ou des guides d'ondes.





## Chapitre 7 : Bibliographie

- [1] J. D. Mollon, «History of Optics: John Elliot MD,» *Nature*, vol. 329, n° 16134, pp. 19-20, 1987.
- [2] W. Herschel, «Experiments on the refrangibility of the invisible rays of the sun,» *Philosophical Trans. Royal Soc. London*, p. 284, 1800.
- [3] E. J. Nichols et J. D. Tear, «Joining the infrared and electric wave spectra,» *Astrophys. Journal*, vol. 61, pp. 17-37, 1925.
- [4] J.-L. Coutaz, *Optoélectronique térahertz*, EDP Sciences, 2008.
- [5] D. E. Spence, P. N. Kean et W. Sibbett, «60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:Sapphire laser,» *Opt. Lett.*, vol. 16, p. 42, 1991.
- [6] I. Hosako, N. Hiromoto, Y. Doi, M. Patrashin et P. Merken, «Recent developments of quantum detectors in the terahertz range,» *Proceedings of the SPIE*, n° 16038, p. 82, 2006.
- [7] «CSO atmospheric transmission interactive plotter,» [En ligne]. Available: <http://www.submm.caltech.edu/cso/weather/>.
- [8] J. R. Pardo, J. Cernicharo et E. Serabyn, «Atmospheric transmission at microwaves (ATM): an improved model for millimeter/submillimeter applications,» *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 49, n° 112, pp. 1683-1694, 2001.
- [9] «ALMA Observatory,» [En ligne]. Available: <http://www.almaobservatory.org/en/home>.
- [10] C. Kulesa, «Terahertz Spectroscopy for Astronomy: From Comets to Cosmology,» *IEEE Trans. on Terahertz Science and Technology*, vol. 1, n° 11, 2011.
- [11] T. Graauw, H. Feuchtgruber, B. Bezard, P. Drossart, T. Encrenaz, D. A. Beintema, M. Griffin, A. Heras, M. Kessler, K. Leech, E. Lellouch, P. Morris, P. R. Roelfsema, M. Roos-Serote, A. Salama, B. Vandenbussche, E. A. Valentijn, G. R. Davis et D. A. Naylor, «First results of ISO-SWS observations of Saturn: Detection of CO<sub>2</sub>, CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H, C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> and tropospheric H<sub>2</sub>O,» *Astro. Astrophys.*, vol. 321, pp. L13-L16, 1997.
- [12] S. W. Squyres, R. T. Reynolds et P. M. Cassen, «Liquid water and active resurfacing on Europa,» *Nature*, vol. 301, p. 225, 1983.
- [13] T. G. Phillips et J. Keene, «Submillimeter Astronomy,» *Proc. of the IEEE*, vol. 80, n° 111, pp. 1662-1678, 1992.
- [14] J. Zmuidzinas et P. L. Richards, «Superconducting Detectors and Mixers for Millimeter and Submillimeter Astrophysics,» *Proc. of the IEEE*, vol. 92, pp. 1597-1616, 2004.
- [15] C. M. Bradford, B. J. Naylor, J. Zmuidzinas, J. J. Bock, J. Gromke, H. Nguyen, M. Dragovan, M. Yun, L. Earle, J. Glenn, H. Matsuhara, P. A. R. Ade et L. Duband, «WaFIRS: A waveguide far-IR spectrometer: Enabling spectroscopy of high-z galaxies in the far-IR and submillimeter,» *Proc. SPIE, IR Space Telescopes Instrum.*, vol. 4850, pp. 1137-1148, 2003.
- [16] A. Poglitsch, C. Waelkens et N. Geis, «The Photodetector array camera and spectrometer (PACS) for the Herschel Space Observatory,» *Proc. SPIE, IR Space Telescopes Instrum.*, vol. 4850, pp. 662-673, 2003.
- [17] N. R. Erickson, «Low noise 500 to 700 GHz receivers using single-diode harmonic mixers,» *Proc. 1st ISSTT*, pp. 399-408, 1990.

- [18] B. N. Ellison, B. J. Maddison, C. M. Mann, D. N. Matheson, M. L. Oldfield, S. Marazita, T. W. Crowe, P. Maaskant et W. M. Kelly, «First results for a 2.5 THz Schottky diode waveguide mixer,» *Proc. of 7th International Symposium on Space Terahertz Technology*, pp. 494-502, 1996.
- [19] Y. Delorme, M. Salez, B. Lecomte, I. Péron, F. Dauplay, A. Féret, J. Spatazza, J.-M. Krieg et K. Schuster, «Space-qualified SIS mixers for Herschel Space Observatory's HIFI Band 1 instrument,» *Proc. 16th ISSTT*, pp. 444-448, 2005.
- [20] Y. Delorme, R. Lefèvre, W. Miao, A. Féret, W. Zhang, T. Vacelet, F. Dauplay, L. Pelay, J. Spatazza, M. Ba Trung, J.-M. Krieg, Y. Jin, P. Khosropanah, J. R. Gao et S. C. Shi, «A quasi-optical NbN HEB mixer with 800K DSB noise temperature at 2.5 THz,» *Proc. 22nd ISSTT*, pp. 135-138, 2011.
- [21] W. Meissner et R. Ochsenfeld, «Naturwissenschaften,» vol. 21, p. 787, 1933.
- [22] J. Bardeen, L. N. Cooper et J. R. Schrieffer, «Theory of superconducting,» *Phys. Rev.*, vol. 108, p. 1175, 1957.
- [23] J. G. Bednorz et K. A. Müller, «Possible high T<sub>c</sub> superconductivity in the Ba-La-Cu-O system,» *Zeitschrift für Physik B*, vol. 64, pp. 189-193, 1986.
- [24] A. Schilling, M. Cantoni, J. D. Guo et H. R. Ott, «Superconductivity above 130 K in the Hg-Ba-Ca-Cu-O system,» *Nature*, vol. 363, pp. 56-58, 1993.
- [25] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani et J. Akimitsu, «Superconductivity at 39 K in magnesium diboride,» *Nature*, vol. 410, pp. 63-64, 2001.
- [26] Schklovski, *Sov. Phys.-Solid State FTT*, vol. 17, p. 3076, 1975.
- [27] M. Kaganov, I. Lifshitz et L. Tanatarov, *Sov. Phys.-JETP*, vol. 4, p. 173, 1957.
- [28] A. D. Semenov, G. N. Golt'sman et R. Sobolewski, «Hot-electron effect in superconductors and its applications for radiation sensors,» *Superconductors Sc. Techn.*, vol. 15, pp. 134-152, 2002.
- [29] D. Prober, «Superconducting terahertz mixer using a transition-edge microbolometer,» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, pp. 2119-2121, 1993.
- [30] A. Skalare, W. R. Mc Grath, B. Bumble et H. G. LeDuc, «A heterodyne receiver at 533 GHz using a diffusion-cooled superconducting hot-electron bolometer mixer,» *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 5, pp. 2236-2239, 1995.
- [31] R. Wyss, B. Karasik, W. McGrath, B. Bumble et H. LeDuc, «Noise and bandwidth measurements of diffusion cooled Nb hot electron bolometer mixers at frequencies above the superconductive energy gap,» in *Proceedings of the 10th ISSTT Univ. of Virginia*, pp. 215-228, 1999.
- [32] E. M. Gershenson, G. N. Golt'sman, I. G. Gogidze, Y. P. Gusev, A. I. Elant'ev, B. S. Karasik et A. D. Semenov, «Millimeter and submillimeter range mixer based on electronic heating of superconducting films in the resistive state,» *Superconductivity*, vol. 3, pp. 1592-1597, 1990.
- [33] B. Karasik, G. N. Golt'sman, B. M. Voronov, S. I. Svechnikov, E. M. Gershenson, H. Ekström, S. Jacobsson, E. Kollberg et K. S. Yngvesson, «Hot electron quasioptical NbN superconducting mixer,» *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 5, pp. 2232-2235, 1995.
- [34] M. Kroug, S. Cherednichenko, H. Merkel, E. Kollberg, B. Voronov, G. Golt'sman, H. Huebers et H. Richter, «NbN hot electron bolometric mixers for terahertz receivers,» *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 11, pp. 962-965, 2001.

- [35] P. P. Muñoz, S. Bedorf, M. Brandt, T. Tils, N. Honingh et K. Jacobs, «THz waveguide mixers with NbTiN HEBs on silicon nitride membranes,» *IEEE Microwave and Components Letters*, vol. 16, pp. 606-608, 2006.
- [36] M. Lindgren, M. Currie, C. Williams, T. Y. Hsiang, P. M. Fauchet et R. Sobolewski, «Intrinsic picosecond response times of YBaCuO superconducting photodetectors,» *Applied Physics Letters*, vol. 74, pp. 853-855, 1999.
- [37] D. Wilms Floet, E. Miedema, J. Gao et T. Klapwijk, «Hot spot mixing: a new principle of heterodyne mixing in a superconducting hot-electron bolometer,» *In Proc. of IEEE 6th Int. Conf. On Terahertz Electronics*, pp. 9-12, 1998.
- [38] D. Wilms Floet, J. Gao, T. Klapwijk et P. de Korte, «Comparison between electronic hot spot model and current-voltage characteristics of superconducting hot-electron bolometers,» *In Proc. 10th Int. Symposium on Space Terahertz Technology*, pp. 583-591, 1999.
- [39] H. Merkel, P. Khosropanah, P. Yagoubov et E. Kollberg, «A hot-spot mixer model for phonon-cooled NbN hot electron bolometric mixers,» *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 9, pp. 4201-4204, 1999.
- [40] S. Cherednichenko, P. Yagoubov, K. Il'in, G. Gol'tsman et E. Gershenzon, «Large bandwidth of NbN phonon-cooled hot-electron bolometer mixers on sapphire substrates,» *8th International Symposium on Space Terahertz Technology*, pp. 245-252, 1997.
- [41] P. Khosropanah, H. Merkel, S. Yngvesson, A. Adam, S. Cherednichenko et E. Kollberg, «A distributed device model for phonon-cooled HEB mixers predicting IV characteristics gain, noise and IF bandwidth,» *Proc. of 11th ISSTT*, 2000.
- [42] A. Semenov, R. Nebosis, Y. Gousev, M. Heusinger et K. Renk, «Analysis of the nonequilibrium photoresponse of superconducting films to pulsed radiation by use of a two temperature model,» *Physical Review B (Condensed Matter)*, vol. 52, p. 581, 1995.
- [43] P. Gousev, G. N. Gol'tsman, A. Semenov, E. M. Gershenzon, R. Nebosis, M. Heusinger et K. Renk, «Broadband ultrafast superconducting NbN detector for electromagnetic radiation,» *Journal of Applied Physics*, vol. 75, pp. 3695-3697, 1994.
- [44] H. Merkel, P. Khosropanah, P. Yagoubov et E. Kollberg, «A hot spot mixer model for superconducting phonon-cooled HEB far above the quasiparticle bandgap,» *Proc. in ISSTT*, pp. 592-606, 1999.
- [45] H. Merkel, «A Hot Spot Model for HEB Mixers Including Andreev,» *Proc. ISSTT*, pp. 404-415, 2005.
- [46] A. F. Andreev, «Thermal conductivity of the intermediate state of superconductors,» *Sov.Phys.-JETP*, vol. 19, pp. 1228-1231, 1964.
- [47] N. W. Ashcroft et N. D. Mermin, *Solid state physics*, New York, 1976.
- [48] C. P. Poole, H. A. Farah et R. J. Creswick, «Superconductivity,» *Academic press*, 1995.
- [49] A. D. Semenov, H.-W. Hübers, H. Richter, M. Birk, M. Krocka, U. Mair, Y. B. Vachtomin, M. I. Finkel, S. V. Antipov, B. M. Voronov, K. V. Smirnov, N. S. Kaurova, V. N. Drakinski et G. N. Gol'tsman, «Superconducting Hot-Electron Bolometer Mixer for terahertz heterodyne receivers,» *IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY*, vol. 13, pp. 168-171, 2003.
- [50] J. Baubert, M. Salez et H. Merkel, «A hot-spot model for membrane based HEB

- mixers,» *Proc. 13th ISSTT*, pp. 393-404, 2002.
- [51] H. Ekström, B. Karasik, E. Kollberg et K. Yngvesson, «Conversion gain and noise of niobium superconducting hot electron mixers,» *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vols. %1 sur %243-4, pp. 938-947, 1995.
- [52] M. Brandt, «Superconducting Hot Electron Bolometers on Silicon Nitride Membranes for Terahertz Waveguide Mixers,» *PhD. Thesis*, 2004.
- [53] H. Ekstrom et B. S. Karasik, «Electron temperature fluctuation noise in hot-electron superconducting mixers,» *Applied Physics Letters*, vol. 66, pp. 3212-3214, 1995.
- [54] P. Khosropanah, W. Zhang, E. L. Kollberg, K. S. Yngvesson, J. R. Gao, T. Bansal et M. Hajenius, «Analysis of NbN hot electron bolometer receiver noise temperatures above 2 THz with a quantum noise model,» *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, vol. 19, pp. 274-277, 2009.
- [55] E. L. Kollberg et K. S. Yngvesson, «Quantum-noise theory for terahertz hot electron bolometer mixers,» *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 54, pp. 2077-2089, 2006.
- [56] H. Ekstrom, E. K. P. Yagoubov, G. Gol'tsman, E. Gershenzon et S. Yngvesson, «Gain and noise bandwidth of NbN hot-electron bolometer mixers,» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, 1997.
- [57] P. Santhanam et D. E. Prober, «Inelastic electron scattering mechanism in clean aluminium films,» *Physical Review B*, vol. 29, pp. 3733-3736, 1984.
- [58] A. V. Sergeev et M. Y. Reizer, «Photoresponce mechanisms of thin superconducting films and superconducting detectors,» *International Journal of Modern Physics B*, vol. 10, pp. 635-667, 1996.
- [59] P. Pütz, K. Jacobs, M. Justen, F. Schomaker, M. Schultz, S. Wulff et C. E. Honingh, «NbTiN Hot Electron Bolometer Waveguide Mixers on Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> Membranes at THz Frequencies,» *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, vol. 21, pp. 636-639, 2011.
- [60] D. B. Rutledge et M. S. Muha, «Imaging antenna arrays,» *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 30, pp. 535-540, 1982.
- [61] M. Ji, C. Musante, S. Yngvesson, A. J. Gatesman et J. Waldman, «Study of parylene as anti-reflection coating for silicon optics at THz frequencies,» *Proc. ISSTT*, pp. 398-406, 2000.
- [62] D. R. Grischkowsky, S. R. Keiding, M. P. Van Exter et C. Fattinger, «Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors,» *Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics*, vol. 7, pp. 2006-2015, 1990.
- [63] D. B. Rutledge, D. P. Neikirk et D. P. Kasilingam, «Integrated circuit antennas,» *Infrared and Millimeter-Waves*, vol. 10, pp. 1-90, 1983.
- [64] G. M. Rebeiz, «Millimeter-wave and terahertz integrated circuit antenna,» *Proc. IEEE*, vol. 80, pp. 1748-1770, 1992.
- [65] D. F. Filipovic, S. S. Gearhart et G. M. Rebeiz, «Double-slot antennas on extended hemispherical and elliptical silicon dielectric lenses,» *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. 41, pp. 1738-1749, 1993.
- [66] A. J. Gatesman, R. H. Giles et J. Waldman, «High-precision reflectometer for submillimeter wavelenghts,» *Journal of the Optical Society of America B: Optical*

- Physics*, vol. 12, pp. 212-219, 1995.
- [67] J. Baubert, P. Khosropanah, V. Desmaris, V. Drakinskiy, P. Pons, P. Calmon, H. Merkel et M. Salez, «FTS measurements of a 2.5 THz double-slot antenna on SiO<sub>2</sub>/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> membrane,» *Proc. ISSTT*, pp. 260-264, 2005.
- [68] T. H. Buttgenbach, H. G. Leduc, P. D. Maker et T. G. Phillips, «A fixed tuned broadband matching structure for submillimeter SIS receivers,» *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, vol. 2, pp. 165-175, 1992.
- [69] Q. Hu, C. A. Richards et F. L. Lloyd, «MM wave quasi-optical SIS mixers,» *IEEE Trans. on Magnetics*, vol. 25, pp. 1380-1383, 1989.
- [70] A. Skalare, H. Vandestadt, T. Degrauw, R. A. Panhuyzen et M. M. T. M. Dierichs, «Double dipole antenna SIS receivers at 100 and 400 GHz,» *Proc. of 3th ISSTT*, pp. 222-233, 1992.
- [71] F. Ronnung, S. Cherednichenko, D. Winkler et G. N. Gol'tsman, «A nanoscale YBCO mixer optically coupled with a bow-tie antenna».
- [72] J. D. Dyson, «The equiangular spiral antenna,» *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 7, pp. 181-187, 1959.
- [73] A. D. Semenov, H. W. Hübers, J. Schubert, G. N. Gol'tsman et A. I. Elantiev, «Design and performance of the lattice-cooled hot-electron terahertz mixer,» *Journal of Applied Physics*, vol. 88, pp. 6758-6767, 2000.
- [74] M. Mc Fadden et W. R. Scott, «Analysis of the equiangular spiral antenna on a dielectric substrate,» *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 55, pp. 3163-3171, 2007.
- [75] G. V. Eleftheriades et G. M. Rebiez, «Self and mutual admittance of slot antennas on a dielectric half space,» *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, vol. 14, pp. 1925-1946, 1993.
- [76] W. Miao, «Investigation of hot electron bolometer mixers for submillimeter multi-pixel receiver applications,» *PhD Thesis*, 2010.
- [77] M. Kominami, D. M. Pozar et D. H. Schaubert, «Dipole and slot elements and arrays on semi-infinite substrate,» *IEEE Trans. on antenna and propagation*, vol. 33, pp. 600-607, 1985.
- [78] «CST Microwave Studio,» [En ligne]. Available: <http://www.cst.com/Content/Products/MWS/Overview.aspx>.
- [79] «ANSYS HFSS,» [En ligne]. Available: [http://www.ansys.com/fr\\_fr/Produits/Flagship+Technology/ANSYS+HFSS](http://www.ansys.com/fr_fr/Produits/Flagship+Technology/ANSYS+HFSS).
- [80] «FEKO,» [En ligne]. Available: <http://www.feko.info/>.
- [81] H. Seidel, L. Csepregi, A. Heuberger and H. Baumgartel, "Anisotropic etching of crystalline silicone in alkaline solutions," *Journal of the Electrochemical Society*, vol. 137, no. 11, pp. 3612-3632, 1990.
- [82] H. Seidel, «The mechanism of anisotropic silicon etching and its relevance for micromachining.,» chez *Rec. of the 4th Int. Conf. on Solid-State Sensors and Actuators*, Tokyo, 1987.
- [83] Q.-B. Vu, D. A. Stricker et P. M. Zavracky, «Surface characteristics of (100) silicon anisotropically etched in aqueous KOH.,» *Journal of the Electrochemical Society*, vol. 143, n° 14, pp. 1372-1375, 1996.

- [84] E. Palik, O. J. Glembocki, I. Heard, P. S. Burno et L. Tenerz, «Etching roughness for (100) silicon surfaces in aqueous KOH.,» *Journal of Applied Physics*, vol. 70, n° 16, pp. 3291-3300, 1991.
- [85] K. Williams, K. Gupta et M. Wasilik, «Etch rates for micromachining processing - Part II,» *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 12, n° 16, pp. 761-778, 2003.
- [86] P. Yagoubov, G. Gol'tsman, B. Voronov, L. Seidman, V. Siomash, S. Cherednichenko et E. Gershenzon, «The bandwidth of HEB mixers employing ultrathin NbN films on sapphire substrate,» *7th International Symposium on Space Terahertz Technology*, pp. 290-302, 1996.
- [87] «JEOL,» [En ligne]. Available: <http://www.jeol.co.jp/en/>.
- [88] R. Lefèvre, Y. Jin, A. Féret, T. Vacelet, W. Miao, L. Pelay, F. Dauplay, M. Ba-Trung, G. GAY, J.-C. Villégier, J. Spatazza, J.-M. Krieg et Y. Delorme, «Terahertz NbN hot electron bolometer fabrication process with a reduced number of steps,» *23rd International Symposium on Space Terahertz Technology*, pp. 127-130, 2012.
- [89] Y. B. Vachtomin, M. I. Finkel, S. V. Antipov, B. M. Voronov, K. V. Smimov, N. S. Kaurova, V. N. Drakinski et G. N. Gol'tsman, «Gain bandwidth of phonon-cooled HEB mixer made of NbN thin film with MgO buffer layer on Si,» *Proc. 13th Int. Space THz Technology*, pp. 259-270, 2002.
- [90] M. Kroug, P. Yagoubov, G. Gol'tsman et E. Kollberg, «NbN quasioptical phonon cooled hot electron bolometric mixers at THz frequencies,» *Proc. 3rd European Conf. on Appl. Supercond.*, pp. 405-408, 1997.
- [91] T. Lehnert, H. Rothermel et K. H. Gundlach, «Low-noise heterodyne mixing with NbN microbolometers at 800 GHz,» *Journal of Applied Physics*, vol. 83, p. 3892, 1998.
- [92] S. Miki, Y. Uzawa, A. Kawakami et Z. Wang, «IF bandwidth and noise temperature measurements of NbN HEB Mixers on MgO Substrates,» *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 11, pp. 175-178, 2001.
- [93] D. Meledin, C.-Y. Tong, R. Blundell, N. Kaurova, K. Smirnov, B. Voronov et G. Gol'tsman, «Study of the IF bandwidth of NbN HEB mixers based on crystalline quartz substrate with an MgO buffer layer,» *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 13, pp. 164-167, 2003.
- [94] A. Semenov, K. Il'in, M. Siegel, A. Smirnov, S. Pavlov, H. Richter et H.-W. Hübers, «Intermediate frequency bandwidth of a hot-electron mixer: comparison with bolometric models,» *Proc. 17th Int. Space THz Technology, Paris*, 2006.
- [95] «Résine PMMA A7,» [En ligne]. Available: [http://microchem.com/pdf/PMMA\\_Data\\_Sheet.pdf](http://microchem.com/pdf/PMMA_Data_Sheet.pdf).
- [96] «Refractive Index Database,» [En ligne]. Available: <http://refractiveindex.info/>.
- [97] Tydex. [En ligne]. Available: [http://www.tydexoptics.com/en/products/thz\\_optics/thz\\_materials/](http://www.tydexoptics.com/en/products/thz_optics/thz_materials/).
- [98] D. J. Benford, M. C. Gaidis et J. W. Kooi, «Optical properties of Zitex in the infrared to submillimeter,» *Applied Optics*, vol. 42, pp. 5118-5122, 2003.
- [99] A. R. Kerr, «Suggestions for revised definitions of noise quantities, including quantum effects,» *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, pp. 325-329, 1999.
- [100] V. Drakinskiy, J. Baubert et S. Cherednichenko, «Gain bandwidth of NbN Heterodyne Hot Electron Bolometer Superconducting Mixers made on thin SiO<sub>2</sub>/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> membrane,» *ISSTT Proc.*, pp. 64-67, 2006.

- 
- [101] S. Cherednichenko, V. Drakinskiy, J. Baubert, J.-M. Krieg, B. Voronov, G. Gol'tsman et V. Desmaris, «Gain bandwidth of NbN hot electron bolometer terahertz mixers on 1.5  $\mu\text{m}$  Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub> membranes,» *Journal of Applied Physics*, vol. 101, 2007.
- [102] B. Guillet, V. Drakinskiy, R. Gunnarsson, O. Arthursson, L. Méchin, S. Cherednichenko, Y. Delorme et J. Krieg, «Influence of substrates and buffer layers on the quality of NbN ultrathin film for THz HEB,» *18th ISSTT*, 2007.





## Mélangeurs à bolomètre à électrons chauds sur membranes fonctionnant au-delà du THz pour l'instrument post-Herschel

### Résumé

Nous avons développé un concept original de mélangeur à bolomètre supraconducteur en structure quasi-optique destiné à la détection hétérodyne dans le domaine térahertz. Le détecteur est un bolomètre à électron chaud (HEB) en nitrure de niobium (NbN) sur une membrane diélectrique de  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$  de  $1,4 \mu\text{m}$  d'épaisseur. La membrane est obtenue par une gravure du substrat de silicium. Un miroir focalise le signal THz et une antenne planaire assure le couplage du rayonnement au HEB. Deux blocs mélangeurs ont été développés pendant cette thèse, l'un en configuration axiale et l'autre avec un miroir hors axe. Des antennes planaires de type spirales et double fente ont été conçues pour fonctionner sur la membrane de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  à des fréquences de 0,6 et 1,4 THz. Une caractérisation FTS réalisée avec une antenne double fente à 0,6 THz a démontré un très bon accord entre la fréquence de résonance mesurée et celle simulée. Une bande passante RF de 40% de la fréquence centrale a été mesurée. Les premières mesures de sensibilité du bloc mélangeur hors axe ont donné des résultats encourageants avec une température de bruit de récepteur de 1300 K à 0,6 THz. La bande passante absolue de la fréquence intermédiaire a été mesurée à 750 MHz. Les travaux à venir sont la montée en fréquence bien au-delà du THz, l'amélioration de la sensibilité du récepteur et le développement de matrice de HEB. Le concept de mélangeur HEB sur membrane pourrait être une solution intéressante pour l'imagerie THz.

Mots Clés : Hétérodyne, bolomètre à électrons chauds, térahertz, supraconducteur

### Résumé en anglais

We have developed an original concept of a quasi-optical mixer based on a superconducting bolometer for heterodyne detection in the terahertz domain. The detector is a membrane based hot electron bolometer (HEB) and the superconducting material is niobium nitride (NbN) on a dielectric membrane of  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ , 1.4 microns thick. The membrane is obtained by etching of the silicon substrate. A mirror is used to focus the THz signal and a planar antenna couples the radiation to the HEB. Two mixers blocks have been developed during this thesis : one in the on-axis configuration and another one with an off-axis mirror. Planar antennas spiral and double slot were designed to run on the silicon nitride membrane at frequencies of 0.6 and 1.4 THz. A FTS characterization performed with a double slot antenna at 0.6 THz showed a very good match between the resonance frequency measured and the simulated one. A RF bandwidth of 40% of the center frequency was measured. The first measures of sensitivity with the off-axis mixer block yielded encouraging results with a receiver noise temperature of 1300 K at 0.6 THz. The intermediate frequency bandwidth was measured at 750 MHz. Future works are the increase of the RF frequency beyond the THz, improving the receiver sensitivity and the development of a matrix of HEB. The concept of membrane based HEB could be an interesting solution for THz imaging.

Key words: Heterodyne, hot electron bolometer, terahertz, superconducting