



**HAL**  
open science

# Développement d'un système de microscopie en champ proche térahertz

Jean-Paul Guillet

► **To cite this version:**

Jean-Paul Guillet. Développement d'un système de microscopie en champ proche térahertz. Electro-magnétisme. Université de Montpellier, 2010. Français. NNT: . tel-01316243

**HAL Id: tel-01316243**

**<https://theses.hal.science/tel-01316243v1>**

Submitted on 19 May 2016

**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.

**T H È S E**

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER II

DISCIPLINE : Électronique

FORMATION DOCTORALE : Électronique - composants et systèmes

ÉCOLE DOCTORALE : Information, Structures et Systèmes

**Développement d'un système de microscopie en champ  
proche térahertz**

Présentée publiquement par

**Jean-Paul GUILLET**

Sous la direction de Laurent CHUSSEAU et Annick PLAGELLAT-PÉNARIER

Soutenue le 14 décembre 2010 devant le jury composé de :

|                           |                                      |                        |
|---------------------------|--------------------------------------|------------------------|
| Tahsin AKALIN             | Maître de Conférence, IEMN UMR 8520  | Examineur              |
| Fadi BAIDA                | Professeur, FEMTO-ST UMR 6174        | Rapporteur             |
| Laurent CHUSSEAU          | Directeur de Recherche, IES UMR 5214 | Directeur de Thèse     |
| M'Hamed DRISSI            | Professeur, IETR UMR 6164            | Examineur              |
| Samuel GRESILLON          | Maître de Conférence, ESPCI UMR 7587 | Rapporteur             |
| Philippe MAURINE          | Maître de Conférence, LIRMM UMR 5506 | Examineur              |
| Annick PLAGELLAT-PÉNARIER | Maître de Conférence, IES UMR 5214   | Co-directrice de Thèse |
| Pascal VAIRAC             | Professeur, FEMTO-ST UMR 6174        | Examineur              |



*"Le scotch a joué un rôle capital dans la physique des hautes  
énergies."*

Georges Charpak (1924-2010)



---

# Remerciements

Ce travail a été effectué à l'Institut d'Électronique du Sud de l'Université Montpellier 2 au sein du Groupe d'Étude des Hautes Fréquences. Je tiens tout d'abord à remercier Daniel Gasquet de m'avoir accueilli au sein de ce laboratoire qu'il a dirigé jusqu'à la fin de cette thèse.

Mes remerciements vont en premier lieu à mes encadrants, Laurent Chusseau, directeur de thèse et Annick Plagellat-Pénarier, codirectrice de thèse, pour avoir su encadrer ce travail de thèse dans la durée, me permettant de progresser tant sur le plan théorique qu'expérimental et d'aboutir aux résultats présents dans cette thèse.

Merci également aux membres du jury, Fadi Baida, Samuel Gresillon, M'Hamed Drissi, Tahsin Akalin, Pascal Vairac et Philippe Maurine pour leur intérêt porté à ce travail.

Je remercie différentes personnes des laboratoires, à commencer par tous les membres permanents du Groupe d'Étude des Hautes Fréquences (GEHF) que je n'ai pas cités par ailleurs, à savoir Luca Varani, Philippe Nouvel, Christophe Palermo, Stéphane Blin, Jérémie Torres, mais aussi d'autres membres du laboratoire avec qui j'ai travaillé durant cette thèse ou pendant mon parcours universitaire : Sylvie Jarrix, Jean-Michel Gosalbes.

J'aimerais aussi remercier tous nos collègues de Besançon à FEMTO-ST avec qui j'ai collaboré, et plus particulièrement Thierry Grosjean, Laurent Billot et Sofiane M'Barek avec qui nous avons réalisé des expériences en commun.

Je tiens à dire également un grand merci à Ronan Adam avec qui j'ai collaboré tout au long de ce travail avec de nombreux échanges scientifiques qui m'ont permis d'avancer autant sur le plan expérimental que théorique.

Je remercie enfin mes collègues doctorants Jérémy Pousset, Hugues Marinchio, Jason Gyani, Thibault Laurent, Giulio Sabatini, Tristan Dubois et Alexandre Penot pour la très bonne ambiance qui a régné durant ces trois années ainsi que pour les discussions scientifiques et échanges d'idées.

---

Je terminerai en remerciant mes parents qui m'ont permis d'arriver jusque là et par dessus tout ma femme, Yuan, pour son soutien notamment lors de longues soirées de rédaction, à qui j'exprime tout mon amour.

# TABLE DES MATIÈRES

|  |          |
|--|----------|
| <b>Introduction</b>  | <b>1</b> |
| <b>Chapitre 1 Etat de l'art: rayonnement térahertz et microscopie champ proche</b> | <b>5</b> |
| 1.1 Le rayonnement térahertz . . . . .   | 6        |
| 1.2 Applications des rayonnements térahertz . . . . .                              | 8        |
| 1.2.1 Spectroscopie . . . . .  | 8        |
| 1.2.2 Astrophysique . . . . .  | 8        |
| 1.2.3 Sécurité . . . . .   | 9        |
| 1.2.4 Biologie et médecine . . . . .   | 11       |
| 1.2.5 Télécommunications . . . . .   | 11       |
| 1.3 Sources térahertz . . . . .  | 13       |
| 1.4 Détection d'ondes térahertz . . . . .  | 14       |
| 1.5 Guides d'onde térahertz . . . . .  | 15       |
| 1.6 Etat de l'art de la microscopie champ proche THz . . . . .                     | 16       |
| 1.6.1 Motivations pour le champ proche THz . . . . .                               | 16       |
| 1.6.2 Pointe diffusante . . . . .  | 18       |
| 1.6.3 Sonde à ouverture . . . . .  | 18       |
| 1.6.4 Illumination locale . . . . .  | 20       |
| 1.6.5 Mode collection autour d'un guide plasmonique . . . . .                      | 20       |



# I Microscopie champ proche en collection avec une ouverture

23

## Chapitre 2 Matériel utilisé et expériences préliminaires 27

|       |   |    |
|-------|---|----|
| 2.1   | Sources et détecteurs utilisés . . . . .                              | 28 |
| 2.1.1 | Sources électroniques . . . . .                                       | 28 |
| 2.1.2 | Diode Schottky . . . . .  | 29 |
| 2.1.3 | Analyseur de spectre . . . . .  | 29 |
| 2.1.4 | Bolomètre . . . . .   | 31 |
| 2.2   | Expériences préliminaires utilisant des faisceaux térahertz . . . . . | 32 |
| 2.2.1 | Propagation en espace libre . . . . .                                 | 32 |
| 2.2.2 | Polarisation radiale . . . . .  | 36 |
| 2.3   | Caractérisation de micro-bolomètres à température ambiante . . . . .  | 40 |
| 2.3.1 | Principe de fonctionnement . . . . .                                  | 40 |
| 2.3.2 | Caractérisation des grilles absorbantes . . . . .                     | 40 |
| 2.3.3 | Caractérisation des micro-bolomètres . . . . .                        | 45 |
| 2.4   | Conclusion . . . . .  | 45 |

## Chapitre 3 Champ proche terahertz en collection avec une ouverture 49

|       |  |    |
|-------|--|----|
| 3.1   | Microscopie en mode collection à ouverture en transmission . . . . . | 50 |
| 3.2   | Sonde métal-diélectrique pyramidale . . . . .                        | 50 |
| 3.2.1 | Superfocalisation d'une ligne biplaque . . . . .                     | 51 |
| 3.2.2 | Polarisation . . . . .   | 51 |
| 3.2.3 | Sonde adaptée à un guide rectangulaire . . . . .                     | 53 |
| 3.2.4 | Réalisation . . . . .  | 54 |
| 3.3   | Résultats expérimentaux . . . . .                                    | 55 |
| 3.3.1 | Echantillons utilisés . . . . .                                      | 55 |
| 3.3.2 | Caractérisation de la résolution . . . . .                           | 55 |
| 3.3.3 | Expériences d'imagerie . . . . .                                     | 56 |
| 3.4   | Conclusion . . . . .   | 60 |

|   |  |           |
|---|--|-----------|
| <b>II</b>   | <b>Guides d'ondes de surface cylindriques</b>                            | <b>61</b> |
| <b>Chapitre 4 Définition et caractérisation des modes de Sommerfeld</b> |  | <b>65</b> |
| 4.1   | Rappels d'électromagnétisme . . . . .                                    | 66        |
| 4.1.1   | Équations de Maxwell dans la matière . . . . .                           | 66        |
| 4.1.2   | Propagation des champs . . . . .   | 67        |
| 4.2   | Ondes de Sommerfeld guidées à la surface d'un fil métallique cylindrique | 67        |
| 4.2.1   | Composantes du champ guidé . . . . .                                     | 67        |
| 4.2.2   | Condition de continuité . . . . .  | 70        |
| 4.2.3   | Quelques illustrations . . . . .   | 71        |
| 4.3   | Comparaison expérimentale . . . . .                                      | 73        |
| 4.3.1   | Polarisation . . . . .   | 73        |
| 4.3.2   | Extension spatiale du mode . . . . .                                     | 76        |
| 4.3.3   | Pertes de propagation des ondes de Sommerfeld . . . . .                  | 81        |
| 4.3.4   | Pertes de courbure . . . . .   | 81        |
| 4.4   | Conclusion . . . . .   | 86        |
| <b>Chapitre 5 Excitation d'un mode de Sommerfeld</b>                    |  | <b>89</b> |
| 5.1   | Techniques d'excitation d'un mode de Sommerfeld . . . . .                | 90        |
| 5.2   | Couplage à partir d'un faisceau en espace libre . . . . .                | 94        |
| 5.2.1   | Calcul du couplage . . . . .   | 94        |
| 5.2.2   | Résultat expérimental . . . . .  | 97        |
| 5.3   | Couplage à partir d'un guide rectangulaire . . . . .                     | 98        |
| 5.3.1   | Guide rectangulaire ouvert sur un fil . . . . .                          | 98        |
| 5.3.2   | Guide rectangulaire fermé et transition coaxiale vers un fil . . . . .   | 99        |
| 5.3.3   | Simulation du dispositif . . . . .                                       | 100       |
| 5.3.4   | Résultat expérimental . . . . .  | 103       |
| 5.4   | Aspects expérimentaux de ces deux transitions réalisées . . . . .        | 104       |
| 5.4.1   | Couplages indésirés . . . . .  | 104       |
| 5.4.2   | Fabrication et mise en place . . . . .                                   | 105       |
| 5.4.3   | Bilan des transitions étudiées . . . . .                                 | 106       |
| 5.5   | Excitation par couplage à partir d'un autre fil . . . . .                | 106       |
| 5.5.1   | Séparateur en Y . . . . .  | 107       |
| 5.5.2   | Couplage des modes de Sommerfeld . . . . .                               | 108       |

|   |            |
|---|------------|
| 5.6 Conclusion . . . . .  | 109        |
| <b>III Microscopie champ proche utilisant des ondes de surface cylindrique</b>        | <b>111</b> |
| <b>Chapitre 6 Microscopie champ proche utilisant des ondes de surface cylindrique</b> | <b>115</b> |
| 6.1 Sonde de champ proche à pointe métallique . . . . .                               | 115        |
| 6.1.1 Focalisation du champ électromagnétique sur une pointe . . .                    | 116        |
| 6.1.2 Comportement de la composante $E_r$ . . . . .                                   | 116        |
| 6.1.3 Comportement de la composante $E_z$ . . . . .                                   | 120        |
| 6.2 Résultats expérimentaux de microscopie champ proche . . . . .                     | 123        |
| 6.2.1 Configuration expérimentale . . . . .   | 123        |
| 6.2.2 Résultats expérimentaux . . . . .   | 125        |
| 6.2.3 Conclusion . . . . .  | 128        |
| <b>Conclusion générale</b>  | <b>129</b> |

# INTRODUCTION

Depuis l'invention du microscope au début du XVII<sup>e</sup>, les systèmes d'imagerie n'ont cessé de proposer des images avec toujours de meilleures qualités. Ces nouveaux moyens mis à la disposition de la communauté scientifique ont permis de nombreuses avancées comme la découverte de la cellule par Robert Hooke en 1665 ou du parasite responsable du paludisme par Alphonse Laveran qui lui vaut le prix Nobel de médecine en 1907. Les techniques d'imagerie se sont diversifiées et permettent d'atteindre des résolutions nanométriques avec la microscopie en champ proche. Les systèmes d'imagerie se sont en outre enrichis des découvertes scientifiques comme la découverte des rayons X. La maîtrise des techniques de rayonnement et de détection de ces rayons a permis l'émergence des applications de la radiographie.

Depuis quelques années, une partie du spectre électromagnétique attire l'attention de la communauté scientifique. Il s'agit du domaine térahertz qui est situé entre les micro-ondes et l'infrarouge. La disponibilité de sources et détecteurs à ces fréquences a logiquement induit des travaux pour des applications d'imageries et plus précisément de microscopie. L'expérience du domaine optique pouvant se transposer dans le domaine térahertz, il apparaît nécessaire de développer la microscopie en champ proche térahertz pour obtenir des images de meilleure résolution.

C'est dans ce contexte que s'inscrit mon travail dans le cadre de l'ANR TERA-SCOPE qui a eu cours de 2006 à 2009. Cette ANR a mis en commun des compétences des laboratoires IES à Montpellier et FEMTO-ST à Besançon.

Ce manuscrit est divisé en trois parties principales qui sont la microscopie en champ proche à ouverture, les guides d'ondes de surface cylindriques et la microscopie en champ proche térahertz utilisant ces guides d'ondes. Les parties sont ensuite divisées en chapitres. Les deux expériences de microscopie étant très différentes, il a

été choisi d'en séparer l'étude et les résultats. Il y aura donc pour chaque partie une étude théorique, une présentation expérimentale et des résultats.

Avant la première partie, un chapitre présente l'état de l'art sur les rayonnements térahertz et leurs interactions dans les secteurs de la physique, de l'infiniment petit avec les fréquences de vibration des molécules ou la biologie jusqu'à l'infiniment grand en astrophysique. Ce chapitre permet également de passer en revue différentes techniques propres au domaine térahertz, avec les sources et détecteurs, ainsi que les guides d'ondes. Un état de l'art de la microscopie en champ proche térahertz est aussi dressé.

Le seconde chapitre introduit un certain nombre d'éléments préliminaires sur le plan expérimental. C'est également l'occasion de présenter des résultats d'expériences dans le domaine térahertz qui ont été faites dans le cadre de l'ANR TERASCOPE. Un micro-bolomètre à température ambiante ainsi qu'un polariseur radial ont été développés à Besançon et ont ensuite été caractérisés expérimentalement à Montpellier.

Le troisième chapitre concerne la première expérience de microscopie en champ proche térahertz. Ce premier travail a été réalisé conjointement avec Mr Ronan ADAM [Adam 09] avec qui j'ai partagé deux années de travail (thèse soutenue à l'IES en novembre 2009). Ce premier travail utilisait des sondes de champ proche spécifiques basées sur des guides d'ondes rectangulaires. La sonde y était particulièrement étudiée, et les premiers résultats expérimentaux de l'expérience de champ proche y étaient présentés.

La deuxième partie du manuscrit concerne les guides d'onde plasmonique cylindriques. Ce type de guide térahertz est utilisé dans le système de microscopie développé au cours de cette thèse. Le quatrième chapitre présente la forme théorique de ces modes de propagation ainsi que des expériences originales permettant de caractériser leurs propriétés. Les propriétés de propagation avec les pertes de propagation sont étudiées, ainsi que les pertes par courbure. Toujours dans cette partie, un cinquième chapitre s'intéresse à la problématique de l'excitation du mode de propagation caractéristique de ces guides d'ondes. Plusieurs voies ont été expérimentées pour obtenir la propagation d'une onde THz sur un fil. Cette étude sur le couplage est cruciale pour le travail expérimental sur le système de microscopie en champ proche.

La troisième partie de ce travail utilise les guides d'ondes étudiés dans la partie 2

pour un système de microscopie en champ proche utilisant une pointe. Elle présente en un seul chapitre l'effet d'une pointe sur le comportement d'une onde se propageant sur un fil, le but étant l'utilisation de ce dispositif comme sonde de champ proche. Enfin, la mise en place expérimentale de cette expérience et les résultats qui en ont découlé sont présentés.



# CHAPITRE 1

## ETAT DE L'ART : RAYONNEMENT TÉRAHERTZ ET MICROSCOPIE CHAMP PROCHE

### Sommaire

|            |   |           |
|------------|---|-----------|
| <b>1.1</b> | <b>Le rayonnement térahertz</b>                         | <b>6</b>  |
| <b>1.2</b> | <b>Applications des rayonnements térahertz</b>          | <b>8</b>  |
| 1.2.1      | Spectroscopie   | 8         |
| 1.2.2      | Astrophysique   | 8         |
| 1.2.3      | Sécurité  | 9         |
| 1.2.4      | Biologie et médecine                                    | 11        |
| 1.2.5      | Télécommunications                                      | 11        |
| <b>1.3</b> | <b>Sources térahertz</b>                                | <b>13</b> |
| <b>1.4</b> | <b>Détection d'ondes térahertz</b>                      | <b>14</b> |
| <b>1.5</b> | <b>Guides d'onde térahertz</b>                          | <b>15</b> |
| <b>1.6</b> | <b>Etat de l'art de la microscopie champ proche THz</b> | <b>16</b> |
| 1.6.1      | Motivations pour le champ proche THz                    | 16        |
| 1.6.2      | Pointe diffusante                                       | 18        |
| 1.6.3      | Sonde à ouverture                                       | 18        |
| 1.6.4      | Illumination locale                                     | 20        |
| 1.6.5      | Mode collection autour d'un guide plasmonique           | 20        |



## 1.1 Le rayonnement térahertz

Les rayonnements térahertz se définissent dans la gamme du spectre électromagnétique entre les domaines des hyperfréquences et de l'infrarouge, pour des fréquences allant de 100 GHz à 30 THz, soient des longueurs d'onde allant de 10  $\mu\text{m}$  à 3 mm. La limite basse en fréquence varie selon les auteurs dans la littérature et se définit également à  $\sim 300$  GHz [Siegel 02] [Tonouchi 07]. Le domaine térahertz fait la jonction entre les deux communautés optique et électronique ce qui se retrouve dans les approches et techniques qui sont issues de ces deux domaines.

Cette partie du spectre électromagnétique a pendant longtemps été surnommée "gap térahertz" en raison du manque de sources et de détecteurs disponibles. Toutefois, de nombreux travaux sont actuellement en cours comme en témoigne la figure 1.1 avec l'augmentation sensible du nombre d'articles contenant le mot térahertz ces dernières années. Cet essor s'explique à la fois par la disponibilité de sources et d'instruments depuis quelques années, mais aussi par les propriétés des rayons térahertz. Ces propriétés qui seront utilisées en spectroscopie découlent des différentes interactions entre la matière et le rayonnement THz. La figure 1.2 classe différentes interactions telles que la rotation de molécules, la présence de phonons dans un crystal, les vibrations et torsions de liaisons hydrogène en fonction de la fréquence [Pickwell 06].

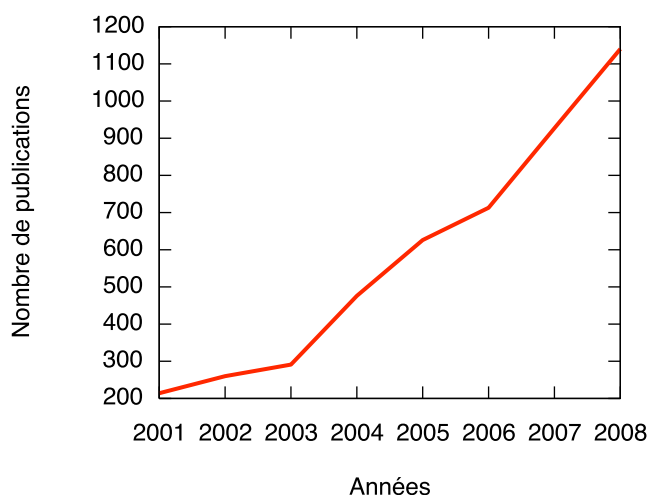


FIGURE 1.1 – Nombre de publications contenant le mot "térahertz" dans leur titre par année. Données issues des publications référencées sur la base de donnée ISI Web of Knowledge de Thomson Reuters en avril 2010.

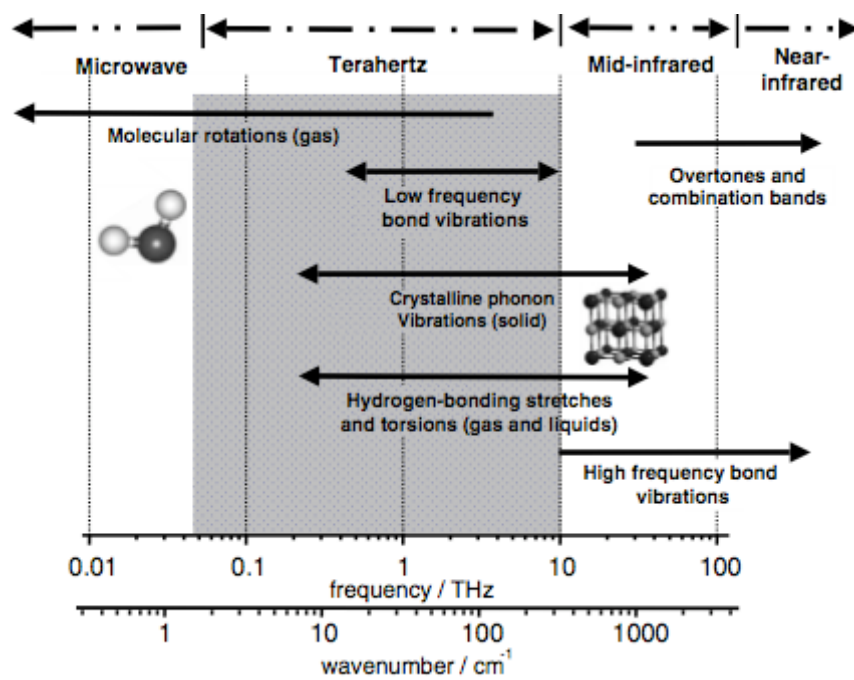


FIGURE 1.2 – La portion du spectre électromagnétique correspondant au domaine térahertz est impliquée dans des phénomènes physiques liés aux rotations de molécules, aux phonons dans un crystal, aux vibrations et torsion de liaisons comme les liaisons hydrogènes, etc.

Une onde à une fréquence  $f = 1$  THz a une longueur d'onde de  $300 \mu\text{m}$  et une énergie de photon de  $4.1 \text{ meV}$ . Ce faible niveau d'énergie rend les ondes térahertz non ionisantes et à priori non invasives. Toutefois, peu d'études ont approfondi les éventuels effets nocifs des rayonnements térahertz sur les organismes vivants et plus précisément les humains. Une première étude portant sur les effets d'une exposition térahertz de lymphocytes humains n'a mis évidence aucun effet [Scarfì 03]. Plus récemment, une étude tend à suspecter un risque de détérioration de l'ADN en présence d'un rayonnement térahertz [Alexandrov 10]. Cette étude théorique reste toutefois à démontrer sur le plan expérimental. Une autre approche est d'étudier les effets thermiques induits par l'échauffement de l'eau [Kristensen 10]. Enfin, sur le plan réglementaire, la directive européenne 2004/40/CE fixe à  $137 \text{ V/m}$  l'intensité de champ électrique limite pour des fréquences jusqu'à  $300 \text{ GHz}$ .

## **1.2 Applications des rayonnements térahertz**

Les rayons THz sont utilisables dans de nombreuses applications pour faire de l'imagerie, transmettre de l'information ou analyser les propriétés de la matière. Nous présentons ici quelques applications classées par domaine.

### **1.2.1 Spectroscopie**

La spectroscopie dans le domaine térahertz est l'une des applications les plus intéressantes car de nombreuses molécules ont des signatures spectrales identifiables dans cette gamme de fréquence. Cette propriété est à la base de bon nombre d'applications cités par la suite, comme l'astrophysique ou la biologie. Il devient ainsi possible de distinguer différents isomères comme le montre la figure 1.3 qui présente l'absorption de différents isomères du paracétamol [Taday 04]. Dans cet exemple, les THz permettent de connaître le pourcentage de principe actif dans un composé chimique ce qui est capital dans le domaine pharmaceutique.

### **1.2.2 Astrophysique**

La spectroscopie appliquée en astrophysique est utile pour étudier la composition chimique d'atmosphères planétaires ou d'étoiles. Le télescope spatial européen Herschel lancé le 12 février 2009 permet de réaliser des images et faire de la spectroscopie

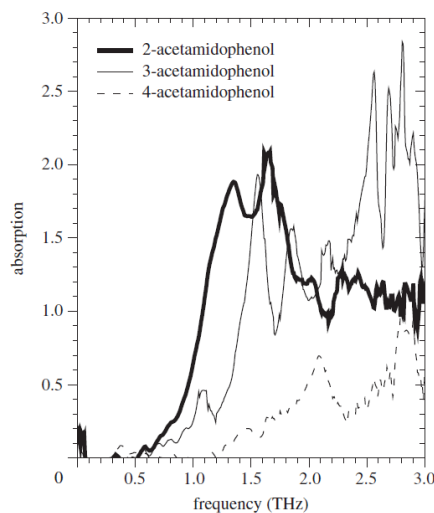


FIGURE 1.3 – Absorption de différents isomères de l'acétamidophénol (paracétamol) [Taday 04].

dans le domaine térahertz. La figure 1.4 présente un résultat préliminaire publié par l'agence spatiale européenne<sup>1</sup>. Il s'agit du spectre de la galaxie Arp 220 située à 250 million d'années lumières obtenu par l'instrument Spire de la sonde Herschel. On distingue des raies caractéristiques de l'eau, du carbone et du monoxyde de carbone. L'image 1.4(b) est également un résultat préliminaire issu de l'ESA<sup>2</sup>. Il s'agit d'une image composite d'une région de la constellation de l'Aigle obtenue à partir d'observations de plusieurs instruments opérant dans la gamme térahertz. On sait en outre que la moitié de la lumière émise dans l'espace et 98% du rayonnement du Big Bang sont dans le domaine térahertz [Mueller 03]. Ces résultats préliminaires montrent tout l'intérêt de cette discipline, qui devrait connaître de nouvelles avancées avec le projet d'interferomètre ALMA<sup>3</sup> fonctionnant dans le domaine térahertz et qui est en cours de construction au Chili.

### 1.2.3 Sécurité

La sécurité est un domaine d'application de la spectroscopie térahertz pour la détection d'explosifs [Chan 07] ou de drogues [Federici 05]. Cette possibilité couplée à la propriété de nombreux emballages d'être transparents dans le domaine térahertz

1. <http://www.sci.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=45978>

2. <http://sci.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=46394>

3. Atacama Large Millimeter Array



permet par exemple de détecter la présence de certaines substances dans le contenu d'enveloppes sans même les ouvrir [Kawase 03]. Lors de cette expérience, qui est présentée sur la figure 1.5, trois substances ont été insérées dans une lettre. Des images THz ont ensuite été réalisées en combinant une analyse spectrale. Chaque substance ayant une absorption différente selon la fréquence, il est possible de déterminer la nature de ces substances en utilisant une base de donnée.

Une autre application désormais connue du grand public est la détection d'armes ou d'explosifs avec des systèmes d'imagerie d'ores et déjà présents dans certains aéroports.



FIGURE 1.5 – Détection de drogue à travers une enveloppe. [Pickwell 06]

### 1.2.4 Biologie et médecine

Les propriétés de spectroscopie du domaine térahertz sont source d'espoir pour bon nombre d'applications en biologie et en médecine. Au-delà des applications de spectroscopie biochimique, comme l'exemple déjà cité sur la figure 1.3, il existe des applications dans le vivant telle que la détection de cancer [Pickwell 06]. La figure 1.6 présente une photographie d'un carcinome sur un tissu mammaire. L'image réalisée dans le domaine térahertz permet de voir clairement la présence de ce carcinome. D'autres travaux ont utilisé des rayons THz pour la détection de caries [Siegel 02] ou l'analyse d'ADN [Markelz 00].

### 1.2.5 Télécommunications

Le secteur des télécommunications demande continûment une augmentation des bandes passantes en raison des usages toujours plus demandeurs de haut débit et de

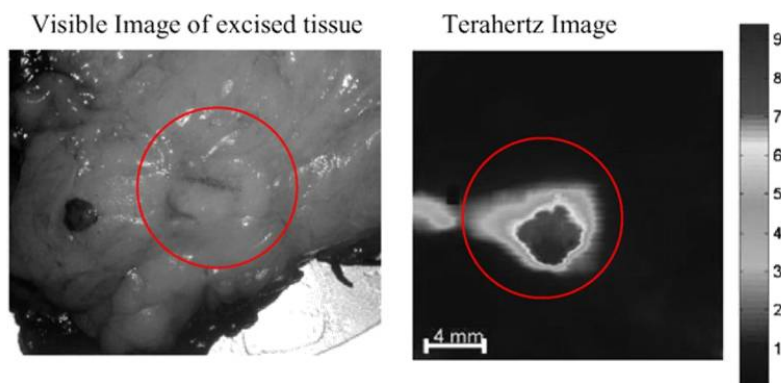


FIGURE 1.6 – Photographie et image THz d'un tissu [Pickwell 06]

l'augmentation du nombre d'utilisateurs. La montée en fréquence vers le domaine térahertz est donc intéressante car cela permet théoriquement d'avoir des bandes passantes plus élevées qu'en hyperfréquence. Toutefois, la forte absorption du rayonnement térahertz dans l'atmosphère semble être un frein à son utilisation pour de longues distances comme le montre la figure 1.7. Néanmoins, il existe des applications pour lesquelles cette atténuation n'est pas un problème. On peut citer les communications entre satellites qui pourraient avoir un débit supérieur à celui utilisé en micro-ondes. Une autre application concerne les transmissions à courte portée dans le cadre d'un réseau local [Koch 07]. Une transmission avec un débit de 8 GBits/s a été réalisée avec une fréquence porteuse à 250 GHz [Song 09]. Enfin, la forte absorption de l'atmosphère peut être un avantage pour la confidentialité d'une communication tactique à courte portée en limitant le risque d'interception [Jennifer 05].

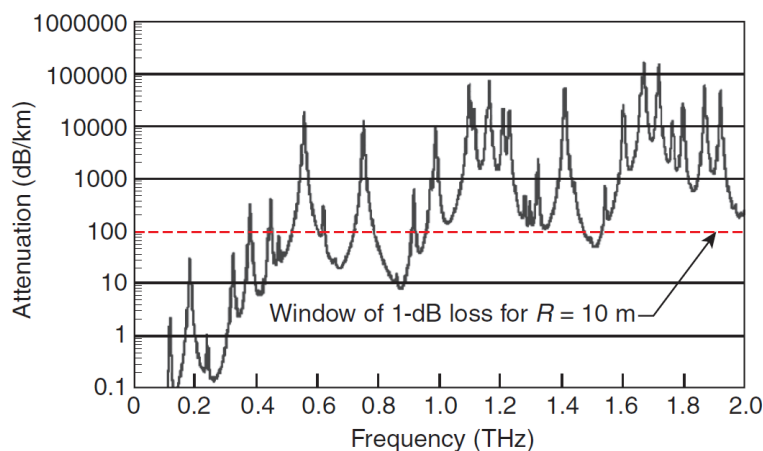


FIGURE 1.7 – Atténuation de l'atmosphère dans le domaine THz [Fitch 04].

## 1.3 Sources térahertz

Plusieurs types de sources de rayonnement térahertz continu existent, certaines étant plus proches du domaine micro-ondes ou de l'optique. Au plus proche des micro-ondes se trouve les diodes Gunn. La présence d'une résistance négative dans une partie de la caractéristique courant-tension rend possible des oscillations montant dans le domaine THz. On peut ainsi obtenir  $283 \mu\text{W}$  à  $412 \text{ GHz}$  en extrayant la troisième harmonique [Eisele 10]. À partir de sources électroniques, il est possible d'utiliser des multiplieurs de fréquences. Il s'agit de diodes en régime saturé qui produisent des harmonique que l'on sélectionne ensuite avec un filtre. Plusieurs étages doubleur ou tripleurs de fréquences peuvent s'ajouter ce qui permet aujourd'hui de monter à  $2.2 \text{ THz}$  avec une source commerciale (Virginia Diodes). Ce type de source, qui a été utilisé dans le cadre de ce travail, sera présenté plus en détail au §2.1. D'autres sources existent comme la génération par photomélangement qui convertit un battement optique en un rayonnement électromagnétique de plus basse fréquence à l'aide d'une antenne photoconductrice. Le battement optique est réalisé avec deux lasers dont on contrôle les longueurs d'ondes de manière à ce que la différence de celles-ci corresponde à une fréquence térahertz.

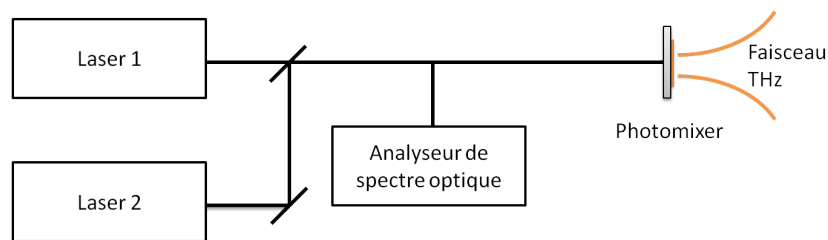


FIGURE 1.8 – Les faisceaux issus de deux laser sont combinés pour être envoyés sur le photomélangeur. La différence de longueur d'onde est contrôlée par un analyseur de spectre optique. Cela permet ensuite de réguler la température et le courant injecté dans le laser pour avoir une différence de battement à la fréquence désirée.

Une autre source THz est le laser à cascade quantique. Ce laser semiconducteur émet du moyen infrarouge jusqu'au domaine térahertz en utilisant des transitions intersousbandes dans des hétérostructures. La longueur d'onde émise, qui dépend de la structure du composant, se situe au-delà de  $1.39 \text{ THz}$  [Scalari 06]. L'inconvénient majeur de ce système est qu'il fonctionne à basse température.



## 1.4 Détection d'ondes térahertz

La détection d'ondes térahertz peut se faire comme en hyperfréquence avec une détection hétérodyne. On transpose un signal THz vers des fréquences micro-ondes. Le signal est multiplié par un autre signal issu d'un oscillateur local de manière à transposer la différence de fréquence vers un appareil de détection tel qu'un analyseur de spectre. Ce type de détection peut monter jusqu'à 3 THz [Richter 08].

Un autre détecteur est le bolomètre qui a été inventé en 1881 par S. Langley. Ce système permet de mesurer la quantité d'énergie électromagnétique en absorbant ce rayonnement et en mesurant l'élévation de température. Il est constitué d'un absorbeur dont la température va augmenter proportionnellement à l'énergie venant du rayonnement incident et d'un pont thermique permettant à la chaleur de s'évacuer vers un radiateur. Un thermomètre mesure l'élévation de température et génère une tension qui peut ensuite être amplifiée pour être mesurée. Le principe du bolomètre peut être appliqué à toutes les gammes de fréquences du spectre électromagnétique ce qui signifie qu'un bolomètre peut détecter aussi bien un faisceau térahertz qu'un rayonnement infrarouge. Un système de filtres ne laissant passer que le rayonnement térahertz est donc nécessaire pour travailler dans cette bande de fréquence. L'intérêt du bolomètre est d'avoir une très bonne sensibilité et un faible niveau de bruit. Le niveau équivalent de bruit NEP<sup>4</sup> est typiquement de l'ordre de  $10e^{-11}W/\sqrt{(Hz)}$  pour un bolomètre refroidi à l'Hélium liquide. Les recherches se concentrent désormais sur les bolomètres à température ambiante ainsi que sur leur miniaturisation. De tels bolomètres intégrables permettent de créer des grilles de micro bolomètre et donc de l'imagerie en temps réel pour créer une véritable camera THz [Lee 05].

Enfin, d'autres détecteurs existent comme la diode Schottky qui peut détecter un signal à 100 GHz . Il y a également les systèmes basés sur l'effet Pockels qui exploite l'apparition d'une biréfringence d'un crytal électro-optique lorsque celui-ci est illuminé par un faisceau THz. La mesure de cet effet de biréfringence permet de connaître l'intensité du signal THz.

---

4. Noise Equivalent Power

| Nom     | a( $\mu\text{m}$ ) | b     | fc(GHz) | fmin(GHz) | fmax(GHz) |
|---------|--------------------|-------|---------|-----------|-----------|
| WM-2540 | 2540               | 1270  | 59.014  | 75        | 110       |
| WM-2032 | 2032               | 1016  | 73.767  | 90        | 140       |
| WM-1651 | 1651               | 825.5 | 90.790  | 110       | 170       |
| WM-1295 | 1295               | 647.5 | 115.75  | 140       | 220       |
| WM-1092 | 1092               | 546   | 137.27  | 170       | 260       |
| WM-864  | 864                | 432   | 173.49  | 220       | 330       |
| WM-710  | 710                | 355   | 211.12  | 260       | 400       |
| WM-570  | 570                | 285   | 262.97  | 330       | 500       |
| WM-470  | 470                | 235   | 318.93  | 400       | 600       |
| WM-380  | 380                | 190   | 394.46  | 500       | 750       |
| WM-310  | 310                | 155   | 483.53  | 600       | 900       |
| WM-250  | 250                | 125   | 599.58  | 750       | 1100      |
| WM-200  | 200                | 100   | 749.48  | 900       | 1400      |
| WM-164  | 164                | 82    | 913.99  | 1100      | 1700      |
| WM-130  | 130                | 65    | 1153.0  | 1400      | 2200      |
| WM-106  | 106                | 53    | 1414.1  | 1700      | 2600      |
| WM-86   | 86                 | 43    | 1743.0  | 2200      | 3300      |

TABLE 1.1 – Proposition de normalisation des guides d'ondes rectangulaires dans le domaine térahertz avec les dimensions des guides et les bandes de fréquences [N. Ridler 10].

## 1.5 Guides d'onde térahertz

La disponibilité de sources et détecteurs THz permet aujourd'hui d'envisager le guidage d'onde à ces fréquences. Plusieurs solutions existent comme les guides d'ondes rectangulaires THz qui sont analogues à ceux utilisés en hyperfréquences. Les dimensions de ces guides sont normalisées jusqu'à 325 GHz par les standards EIA mais sont déjà utilisés dans la recherche ainsi que dans l'industrie à des fréquences supérieures. La construction de l'interféromètre radiotélescopique ALMA<sup>5</sup> utilise par exemple des guides d'ondes allant jusqu'à 0,95 THz ce qui a abouti à des propositions de normalisation [J.L. Hesler 07]. Par ailleurs, la société VDI<sup>6</sup> qui commercialise des sources fonctionnant jusqu'à 2.2 THz basées sur des guides d'ondes rectangulaires a fait également des propositions de normalisation [N. Ridler 10] (voir Table 1.1).

Un autre type de guide utilise des plasmons de surface ce qui correspond à la propagation d'une excitation collective des électrons au voisinage de la surface d'un métal couplée à un champ électromagnétique. Ce champ électromagnétique évanes-

5. Atacama Large Millimeter/submillimeter Array

6. Virginia Diodes

cent existe des deux côtés de l'interface. Des expériences de propagation sur des surfaces planes ont été réalisées dans le domaine THz. La solution qui se rapproche le plus d'un guide est d'utiliser une géométrie cylindrique aussi appelé guide de Sommerfeld. Plusieurs expériences ont montré l'intérêt de ce type de guide d'onde [Mittleman 03] [Jeon 05]. Ce type de guide d'onde a été étudié, caractérisé et utilisé dans le cadre de cette thèse et fait l'objet de la deuxième partie de ce document.

D'autres type de guides existent comme des guides diélectriques qui ont des pertes de  $0,01$  à  $1 \text{ cm}^{-1}$  [Coutaz 08] [Gallot 00].

## 1.6 Etat de l'art de la microscopie champ proche THz

### 1.6.1 Motivations pour le champ proche THz

Un des critères les plus importants pour évaluer un système d'imagerie est la résolution spatiale qu'il permet d'obtenir. Plusieurs éléments expérimentaux peuvent dégrader la résolution d'un microscope comme les aberrations dues aux systèmes optiques. Il y a toutefois une limite à la résolution qui ne dépend pas des conditions expérimentales mais plutôt d'un phénomène physique qui est la diffraction. Cette limitation a été constatée dès la fin du XIXe par Abbe [Abbe 73] et Rayleigh [Rayleigh 79]. Afin de définir la limite de résolution, Rayleigh a proposé un critère qui définit la résolution par la possibilité de distinguer deux sources ponctuelles. En raison de la diffraction, l'image d'une source ponctuelle est une tache circulaire également nommé disque d'Airy. En se rapprochant, deux taches se chevauchent ce qui empêche de les distinguer. Le critère de Rayleigh permet de définir la distance minimale entre les deux points par :

$$d_{min} = \frac{1.22 \lambda}{2 \text{ ON}} = \frac{1.22 \lambda}{2 n \sin \alpha} \quad (1.1)$$

avec  $\text{ON} = 2 n \sin \alpha$  qui est l'ouverture numérique du système et  $\lambda$  la longueur d'onde.

Il s'agit d'une limite de résolution pour un système de microscopie classique. Plusieurs autres critères existent afin de caractériser la résolution d'un microscope. Il y a par exemple le critère de Schuster qui décrit la limite de résolution comme étant

la distance entre deux points de manière à ce qu'il y ait aucun recouvrement des lobes centraux [den Dekker 97]. Il existe également le critère de Houston qui détermine la résolution à partir d'une seule source en mesurant la largeur à mi-hauteur du lobe central de la tache de diffraction [Houston 27]. Un autre critère parfois nommé critère 10/90 ou critère de la marche, évalue la résolution en prenant la distance entre 10% et 90% du signal au bord d'un objet [Mitrofanov 00] [Mittleman 99]. C'est ce dernier critère qui sera utilisé dans la partie expérimentale pour évaluer la résolution.

Si on applique le critère de Rayleigh pour évaluer la limite de résolution pour un microscope fonctionnant à  $f=1$  THz, la longueur d'onde est de  $\lambda = 300 \mu\text{m}$  et donc une plus petite séparation en deux objets distinguables sera au mieux de  $150 \mu\text{m}$ . Cette limite de résolution est inadéquate pour bon nombre d'applications de microscopie. Par exemple, en biologie, on ne peut pas distinguer des cellules. De même, des petits détails ne pourront pas être vus lors de caractérisation de matériaux. La solution pour s'affranchir de cette limite de résolution est la microscopie en champ proche. La solution consiste à exploiter l'effet de la diffraction en collectant les ondes évanescentes qui sont confinées à la surface d'un objet. Cette idée date de 1928 avec Synge qui a proposé de faire de la microscopie en balayant un échantillon avec une source de lumière créée par une ouverture sub-longueur d'onde [Synge 28]. Cette solution n'a pas pu être appliquée car les instruments de l'époque n'avaient pas une résolution suffisante pour faire de la microscopie optique. Ce n'est qu'en 1972 qu'une première expérience de microscopie champ proche de Ash et Nichols a obtenu une résolution de  $\frac{\lambda}{60}$  [Ash 72] dans le domaine micro-ondes en utilisant une ouverture de 1,5 mm. Le premier microscope optique en champ proche ou SNOM<sup>7</sup> date de 1984 [Pohl 84]. Dans cette expérience, une ouverture de dimension sub-longueur d'onde utilisée comme source de lumière est placée à proximité d'un échantillon. Une configuration réciproque a également été développée, en illuminant en champ lointain un échantillon et en collectant en champ proche des ondes évanescentes. Enfin, une autre approche dépourvue d'ouverture permet de réaliser de l'imagerie en champ proche optique. La présence d'une pointe dans le champ évanescent à la surface d'un échantillon provoque la diffusion d'une partie de la lumière qui peut ensuite aller dans un détecteur placé en champ lointain. On parle dans ce cas de technique ASNOM<sup>8</sup>. La microscopie en champ proche térahertz s'est inspirée des travaux précédents dans

---

7. SNOM : Scanning Near Field Optical Microscope

8. ASNOM : Apertureless Scanning Near Field Optical Microscope

le domaine optique. Les deux principales approches de l'optique se retrouvent ainsi dans le THz.

### 1.6.2 Pointe diffusante

L'utilisation d'une pointe diffusante pour faire de la microscopie sans ouverture (ASNOM THz) se retrouve dans différents travaux.

Dans l'expérience de l'équipe de Planken, une pointe parcourt la surface d'un échantillon avec un faisceau térahertz [van der Valk 02]. L'effet en champ proche de la pointe change localement les propriétés du cristal GaP. Cet effet est ensuite mesuré à l'aide d'un système optique.

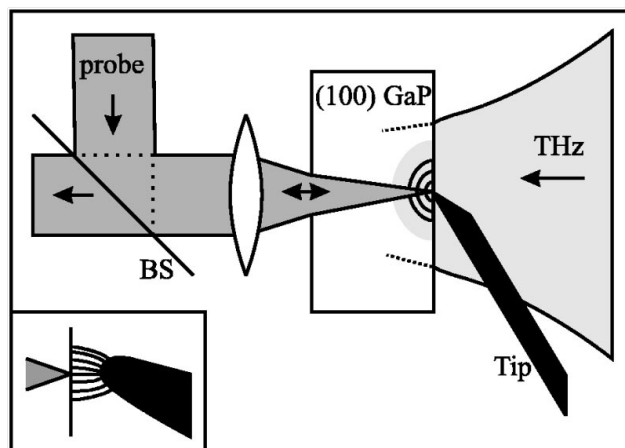


FIGURE 1.9 – Expérience de Planken [van der Valk 02].

La seconde expérience de Chen et Kersting est plus proche du SNOM dans le domaine de l'optique [Chen 03]. Une impulsion térahertz est envoyée sur un échantillon. Une partie du signal diffracté par la pointe est mesuré par un détecteur placé hors du faisceau réfléchi. L'échantillon étudié est constitué de marches ce qui permet de mesurer la résolution qui est évaluée ici à 150 nm. Cette technique permet donc d'avoir une très bonne résolution, de l'ordre de  $\lambda/2000$ . Cependant, cette solution a toutefois des inconvénients, car elle reste complexe à mettre en place et à utiliser.

### 1.6.3 Sonde à ouverture

Une autre solution pour faire de la microscopie en champ proche THz est d'utiliser une technique à ouverture. Cela permet de collecter le champ proche avec une

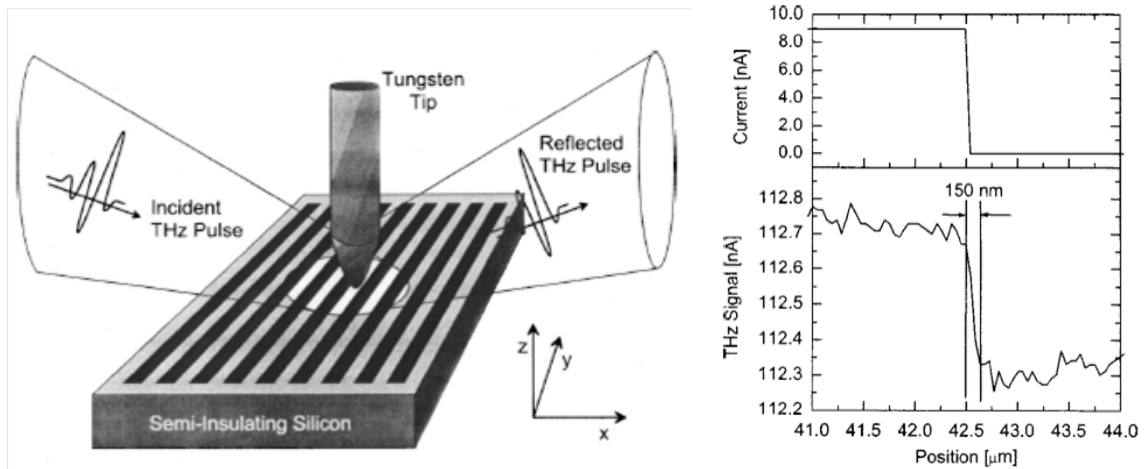


FIGURE 1.10 – Expérience de Kersting [Chen 03].

sonde qui peut être un trou, une micro-antenne comme une antenne nœud papillon ou deux plans métalliques se focalisant sur une petite surface. L'équipe de Mitrofanov a appliqué cette technique dans le régime impulsionnel en plaçant l'antenne photoconductrice pour la détection devant une ouverture [Mitrofanov 01b]. La résolution dépend donc de la taille de l'ouverture ce qui a permis dans ce cas d'obtenir une résolution de  $10 \mu\text{m}$ . Le niveau de signal détecté à travers un trou étant dramatiquement bas, des travaux ont été fait pour obtenir une meilleure transmission. L'équipe d'Ishihara a ainsi proposé une ouverture bow-tie entourée d'anneaux concentriques ce qui a pour effet de concentrer le ondes de surface sur l'ouverture et de permettre une transmission dans l'ouverture de plusieurs ordres de grandeurs plus élevée [Ishihara 06]. Ce dispositif, illustré sur la figure 1.11, permet d'obtenir une résolution de  $\lambda/17$  à 1.45 THz.

Une autre possibilité est d'utiliser une ouverture dynamique [Chen 00]. Cette solution permet de créer une ouverture en utilisant un laser modulé par un hacheur illuminant un wafer de GaAs qui créent des porteurs dans la zone illuminée. Un faisceau térahertz est envoyé au même endroit. Lorsque le laser illumine le wafer, les porteurs qui sont présents empêchent localement la transmission du faisceau THz. Une fois le laser éteint, le faisceau térahertz peut traverser le wafer. La taille de cette ouverture étant de l'ordre du spot du laser, il est possible d'obtenir une ouverture de  $16 \mu\text{m}$ . C'est une solution qui a l'avantage de ne nécessiter aucune pièce ayant des dimensions micrométriques mais la nature du wafer qui est semiconducteur limite le

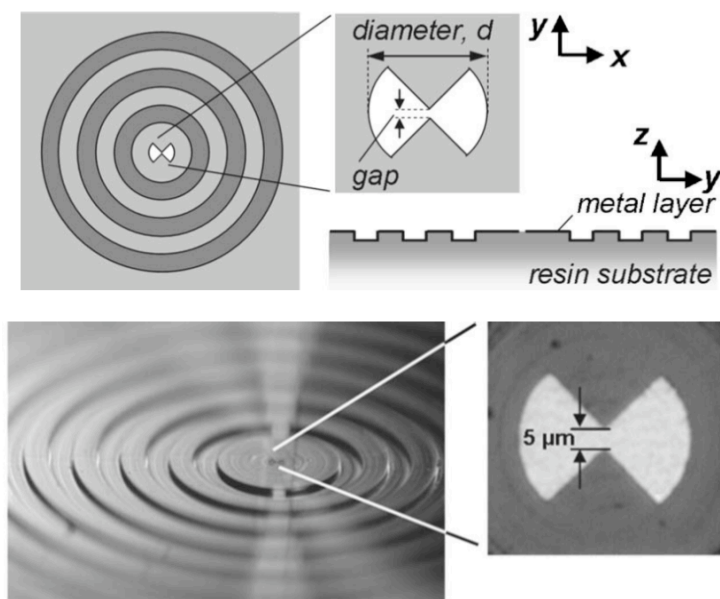


FIGURE 1.11 – Microscopie en champ proche térahertz utilisant une ouverture [Ishihara 06]. Schéma (a) et photographie (b).

type d'échantillon qu'il peut supporter.

#### 1.6.4 Illumination locale

Cette méthode utilise une illumination en champ proche et une détection en champ lointain. La source de dimension sub-longueur d'onde peut être un cristal non linéaire. Les dimensions de la zone émettant le rayonnement térahertz sont de l'ordre de la taille du spot infrarouge utilisé pour exciter le cristal. Cette solution qui a été employée par Lecaque est illustrée sur la figure 1.12 [Lecaque 06]. La taille du spot infrarouge utilisée est ici de  $1 \mu\text{m}$  et la résolution qui a été obtenue expérimentalement est de  $75 \mu\text{m}$ .

#### 1.6.5 Mode collection autour d'un guide plasmonique

Une troisième solution est de collecter le champ proche avec une pointe comme l'a montré Awad en 2009 [Awad 09]. Cette technique, présentée sur la figure 1.13 n'utilise pas de pointe diffusante car la sonde est utilisée pour collecter le champ et le guider autour du fil. On ne peut pas non plus parler de sonde à ouverture puisque le signal est guidé à l'extérieur d'un fil. Le faisceau incident est guidé par une onde

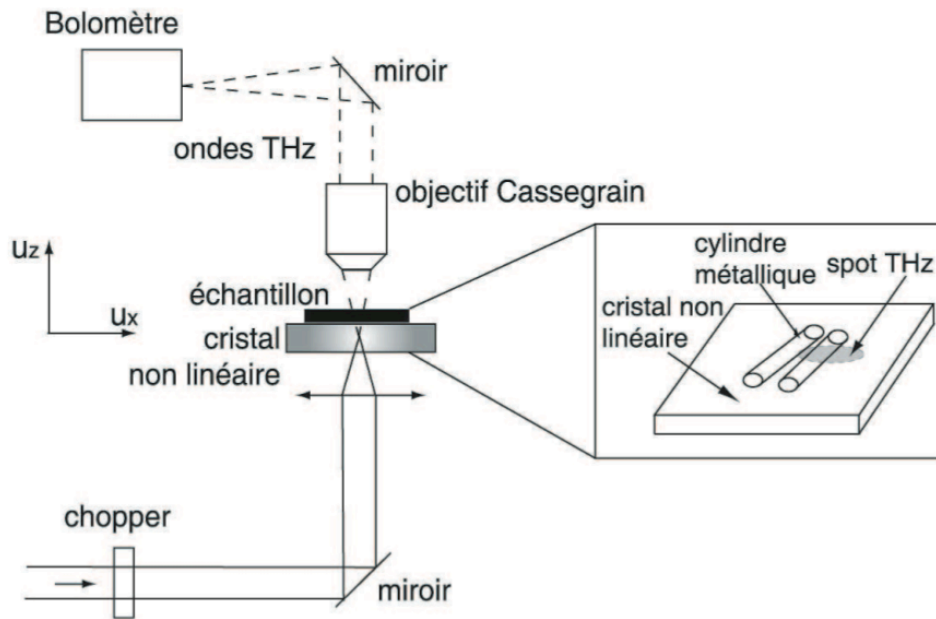


FIGURE 1.12 – Schéma de l'expérience utilisée par Lecaque [Lecaque 06]

de surface sur un fil et focalisé à la pointe du fil. Le signal réfléchi est ensuite collecté par la pointe et guidé jusqu'à la détection.

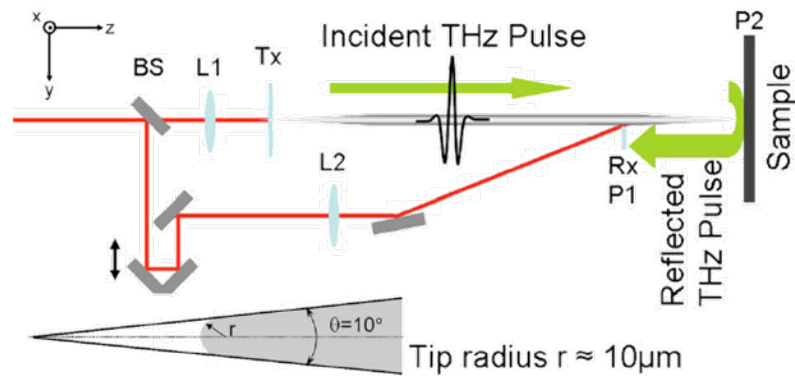


FIGURE 1.13 – Expérience d'Awad [Awad 09].





# Première partie

## Microscopie champ proche en collection avec une ouverture



---

Cette première partie concerne les travaux réalisés en première partie de thèse. La première configuration étudiée est un système de microscopie en champ proche en collection utilisant une ouverture.

Cette partie contient un premier chapitre présentant l'environnement de travail avec les différentes sources et détecteurs présents. Plusieurs expériences préliminaires permettant d'appréhender les faisceaux térahertz ont été menées. On y retrouve également des résultats issus de la collaboration avec le laboratoire FEMTO-ST à Besançon dans le cadre de l'ANR Terascope. Ces travaux, qui ne sont pas directement des expériences de champ proche, sont rassemblés ici car ils ont participé à la calibration des différents instruments, la maîtrise des faisceaux térahertz et la définition de différentes méthodes de travail. On y trouve des expériences de caractérisation de bolomètres et d'un système passif générant une polarisation radiale.

Un second chapitre présente la première expérience de champ proche réalisée durant cette thèse qui fonctionne en mode collection ainsi que la sonde utilisée dans ce cadre.



# CHAPITRE 2

## MATÉRIEL UTILISÉ ET EXPÉRIENCES PRÉLIMINAIRES

### Sommaire

|            |   |           |
|------------|---|-----------|
| <b>2.1</b> | <b>Sources et détecteurs utilisés . . . . .</b>                             | <b>28</b> |
| 2.1.1      | Sources électroniques . . . . .   | 28        |
| 2.1.2      | Diode Schottky . . . . .  | 29        |
| 2.1.3      | Analyseur de spectre . . . . .  | 29        |
| 2.1.4      | Bolomètre . . . . .   | 31        |
| <b>2.2</b> | <b>Expériences préliminaires utilisant des faisceaux térahertz</b>          | <b>32</b> |
| 2.2.1      | Propagation en espace libre . . . . .                                       | 32        |
| 2.2.2      | Polarisation radiale . . . . .  | 36        |
| <b>2.3</b> | <b>Caractérisation de micro-bolomètres à température ambiante . . . . .</b> | <b>40</b> |
| 2.3.1      | Principe de fonctionnement . . . . .  | 40        |
| 2.3.2      | Caractérisation des grilles absorbantes . . . . .                           | 40        |
| 2.3.3      | Caractérisation des micro-bolomètres . . . . .                              | 45        |
| <b>2.4</b> | <b>Conclusion . . . . .</b>   | <b>45</b> |

## 2.1 Sources et détecteurs utilisés

### 2.1.1 Sources électroniques

Les sources THz utilisées dans le cadre de cette thèse sont des sources électroniques commerciales provenant de la société VDI<sup>1</sup> contenant plusieurs étages de multiplieurs de fréquence à base de diodes. Elles sont alimentées par un synthétiseur de fréquence délivrant une puissance de 13 à 18 dBm selon le modèle. On peut ainsi parcourir la gamme de fréquence des sources en faisant varier la fréquence d'entrée de 10 à 15 GHz.

Trois sources électroniques qui ont équipé le laboratoire au fil de la thèse sont aujourd'hui disponibles. La première source fonctionnant de 75 à 110 GHz était disponible en début de thèse, la source 220-330 GHz a été livrée en cours de 2ieme année de thèse tandis que la source 750-1100 GHz est arrivée en fin de thèse. La principale part du travail a donc été réalisé à des fréquences autour de 100 GHz puis 300 GHz. Les principales caractéristiques de ces sources sont présentées sur le tableau 2.1.1 et leurs photos sont sur les figures 2.1 (a) (b) et (c).

| Bande de fréquence en GHz | Puissance délivrée | Harmonique |
|---------------------------|--------------------|------------|
| 75 - 110                  | 1 mW               | 6          |
| 220 - 330                 | 1 mW               | 18         |
| 750 - 1100                | 15 $\mu$ W         | 81         |

TABLE 2.1 – Principales caractéristiques des 3 sources électroniques disponibles au laboratoire.

Ces sources présentent de nombreux avantages sur le plan expérimental. Tout d'abord, elles fonctionnent en régime continu et à température ambiante. Comparées à d'autres types de sources THz, leur mise en route est simple. En outre, leur pureté spectrale est très intéressante, cette caractéristique étant due à la pureté du synthétiseur de fréquence utilisé en amont. On obtient ainsi un signal à 1 THz avec une largeur spectrale de quelques Hz. Ce type de source peut donc être intéressant pour faire de la spectroscopie ou pour toute autre application demandant de la précision dans le domaine fréquentiel. De plus, ces sources sont guidées et utilisent des antennes cornet ce qui permet de maîtriser la forme du faisceau émis.

La puissance de sortie de la source 220 à 330 GHz en fonction de la fréquence

---

1. Virginia Diodes [www.virginiadiodes.com](http://www.virginiadiodes.com)

fournie par le constructeur est indiquée sur la figure 2.1(d). Bien que le guide d'onde de référence WR-3 associé à cette source soit normalisé de 225 GHz à 325 GHz, cette source est référencée<sup>2</sup> par le constructeur comme fonctionnant de 220 à 330 GHz et sa caractérisation montre qu'elle peut en réalité frôler les 340 GHz. On observe également des fluctuations de la puissance émise proche d'un facteur 10 ce qui constitue le principal inconvénient de ce type de source. Cela est dû aux non linéarités des différents étages et aboutit à des variations de puissance parfois abruptes. Cet inconvénient n'est pas gênant dans le cadre de cette thèse car nous travaillerons à fréquence fixe, mais doit être pris en compte précisément pour faire de la spectroscopie avec un étalonnage précis.

### 2.1.2 Diode Schottky

Le laboratoire dispose également d'une diode Schottky montée sur un guide d'onde qui permet de détecter un signal entre 75 GHz et 110 GHz avec une sensibilité comprise entre 1000 et 2000 mV/mW selon la fréquence. Ce système proposé par la société Spaceklabs<sup>3</sup> présente de nombreux avantages en étant léger, compact et passif. En pratique, le niveau de bruit est cependant trop élevé pour bon nombre d'applications comme la microscopie champ proche. Cela reste toutefois utile pour les travaux préliminaires comme la caractérisation d'un faisceau.

### 2.1.3 Analyseur de spectre

L'analyseur de spectre présent au laboratoire de marque Tektronix<sup>4</sup> est équipé de différents mélangeurs qui permettent une détection hétérodyne, transposant le signal térahertz dans la gamme 0-20 GHz caractéristique de l'appareil. Les mélangeurs disponibles permettent d'aller jusqu'à 325 GHz en 4 gammes : 60-90 GHz, 90-140 GHz, 140-220 GHz et 220-325 GHz. Le niveau de puissance minimum détectable est  $\sim -100$  dBm à 0,1 THz. Les sources utilisées dans ce travail étant continues, l'analyse spectrale n'a pas d'intérêt. Toutefois, cet appareil permet d'afficher un écartement en fréquence (span) jusqu'à 50 Hz et possède un mode "zero span". Dans ce mode, l'analyseur est utilisé comme un appareil de mesure de puissance à une fréquence fixe.

---

2. Modèle VDI-AMC-S163

3. Modèle DW-2-P <http://www.spaceklabs.com/>

4. Modèle 494P <http://www.tex.com/>



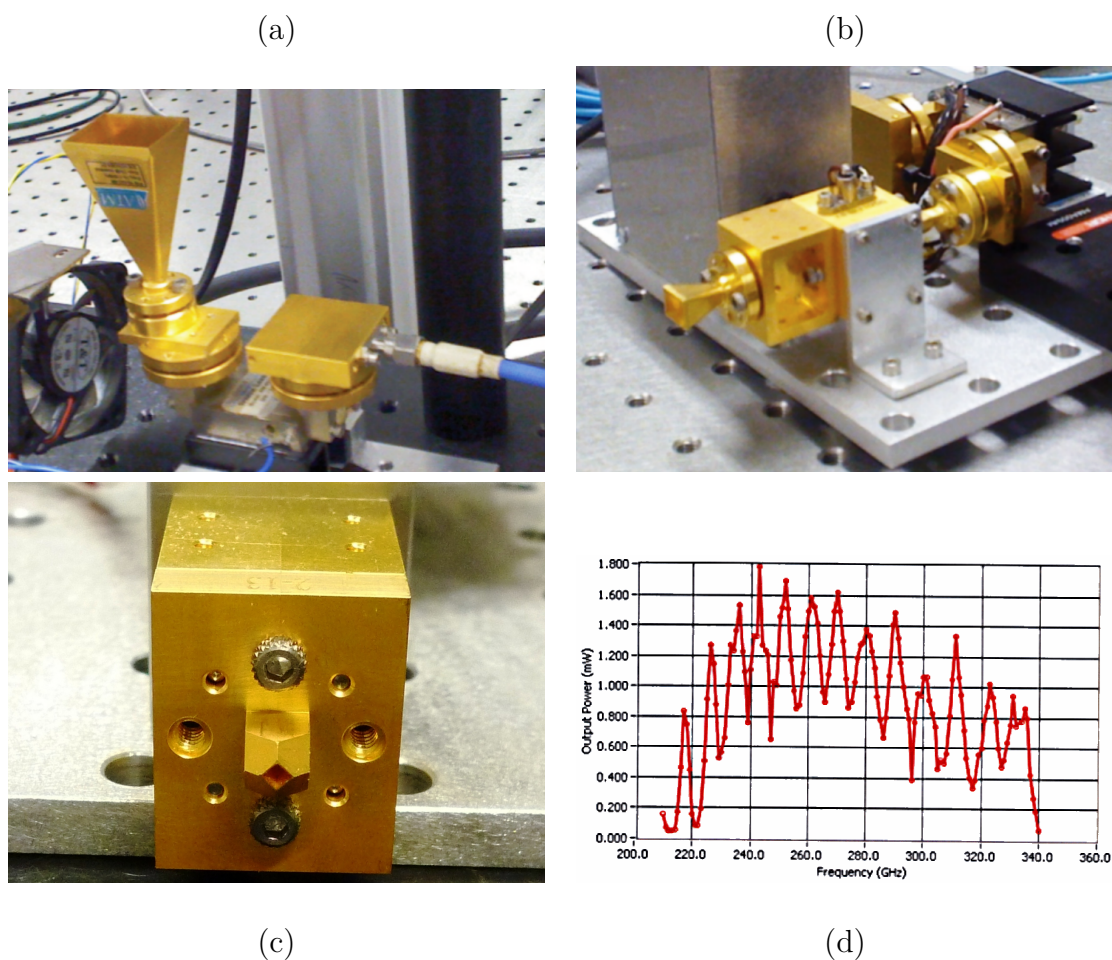


FIGURE 2.1 – Photographies des différentes sources électroniques présentes au laboratoire.

(a) Source à base d'un sextupleur de fréquence ayant en sortie un guide d'onde WR-10 pour une fréquence de fonctionnement de 75 GHz à 110 GHz

(b) Source à base d'un sextupleur et d'un tripleur de fréquence ayant en sortie un guide d'onde WR-3 pour une fréquence de fonctionnement de 0.22 THz à 0.33 THz

(c) Source contenant plusieurs étages de multiplication de fréquence pour un facteur de multiplication final de 81. La fréquence de fonctionnement est entre 0.75 THz et 1.1THz

(d) Caractérisation en puissance en fonction de la fréquence pour la source 220-330 GHz.

### 2.1.4 Bolomètre

Le laboratoire dispose d'un bolomètre silicium de la société IRLabs<sup>5</sup> fonctionnant à 4 K représenté sur la photographie 2.2. Il est à l'intérieur d'un cryostat refroidi avec de l'hélium liquide. Une fenêtre circulaire permet d'y injecter le faisceau THz en passant par une première plaque en polyéthylène blanc qui ne laisse passer que le rayonnement térahertz et infrarouge lointain. D'autres filtres passe-bas additionnels sont placés à l'intérieur, permettant de choisir une gamme de fréquence dans le domaine térahertz.

- Filtre 1 : Fréquence de coupure de  $600\text{ cm}^{-1}$  soit environ 18 THz
- Filtre 2 : Fréquence de coupure de  $100\text{ cm}^{-1}$  soit environ 3 THz
- Filtre 3 : Fréquence de coupure de  $35\text{ cm}^{-1}$  soit environ 1 THz



FIGURE 2.2 – Photographie du bolomètre.

Un pré-amplificateur à faible bruit est ensuite utilisé avec deux niveaux de gain qui peuvent être choisis : 200 ou 1000. Ce détecteur présente l'avantage d'être utilisable dans l'ensemble de la gamme de fréquence du domaine térahertz mais présente des inconvénients sur le plan expérimental du fait de l'utilisation de l'hélium liquide

5. Modèle LN-6/C <http://www.infraredlaboratories.com/>

et du volume de l'appareil. Le temps de démarrage d'une manipulation est de plus d'une heure si l'on compte la procédure de pompage, le remplissage d'azote puis d'hélium et le temps d'utilisation est d'environ 3 heures.

## 2.2 Expériences préliminaires utilisant des faisceaux térahertz

La réalisation d'un microscope en champ proche térahertz nécessite de maîtriser la propagation de faisceaux, de savoir comment les guider et les collimater. Cela implique également d'en contrôler la polarisation. Cette partie présente quelques points sur la propagation et la polarisation de faisceaux térahertz et permettra également d'introduire l'outil de simulation qui a été utilisé à plusieurs reprises durant ce travail.

### 2.2.1 Propagation en espace libre

Les différentes sources électroniques présentes au laboratoire utilisent des cornets associés à des guides d'ondes rectangulaires rayonnant un faisceau polarisé linéairement. Ce faisceau est divergent et doit donc être collimaté pour obtenir un faisceau gaussien. Cette opération peut se faire en utilisant une lentille convergente ou un miroir semi-parabolique hors axe. Il existe des lentilles dans le domaine térahertz, la plupart étant basées sur des matériaux transparents tels que le PTFE. Cependant, il existe des pertes résiduelles et il est préférable d'opter pour la solution utilisant un miroir. On utilise pour cela un miroir semi-parabolique hors axe dont le schéma est présenté sur la figure 2.3 afin d'obtenir en première approximation un faisceau parallèle que l'on considèrera gaussien. Dans ce calcul, nous ne prenons pas encore compte de la diffraction.

Le positionnement des éléments dans un montage de ce type dans le domaine de l'optique visible est relativement facile car il suffit de déplacer une feuille de papier dans le faisceau sortant du miroir pour vérifier visuellement que le faisceau est parallèle. Il en est tout autrement dans le domaine térahertz qui est bien évidemment invisible et sans détecteur mobile facile à utiliser. Ce problème demande donc de faire des pré-réglages optiques en calculant les paramètres de propagation de l'onde afin de placer ensuite de la manière la plus précise possible les éléments du chemin optique térahertz. Pour le montage présenté sur la figure 2.4, il faut déterminer quelle

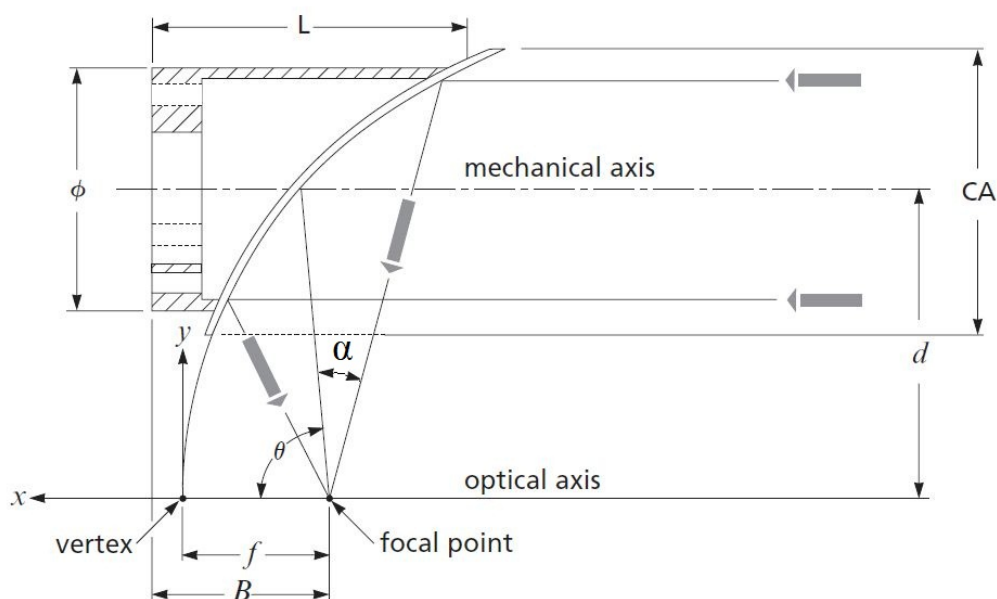


FIGURE 2.3 – Schéma du miroir semi-parabolique hors axe utilisé pour collimater le faisceau divergent provenant de la source.

est la distance à choisir entre le cornet et le miroir.

Il faut également s'assurer que l'ouverture numérique du miroir est suffisante et qu'il n'y aura pas une partie du faisceau perdue autour du miroir. Pour cela, il faut prendre en compte le diagramme de rayonnement du cornet utilisé. Ce paramètre est généralement fourni mais n'ayant pas la documentation de ce cornet, nous proposons de calculer le diagramme de rayonnement du cornet par une méthode numérique. Plusieurs simulations de ce type égrainent ce travail de thèse. Cela a été utile pour comparer des résultats tant théoriques qu'expérimentaux ou pour prévoir un comportement des ondes électromagnétiques là où aucun modèle ne pouvait le décrire. Ce premier exemple permettra également de présenter l'outil choisi pour ces calculs numériques. La simulation se porte donc sur le cornet de la source 220-330 GHz visible sur la figure 2.1(d) en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD<sup>6</sup>. Cette méthode, qui a été proposée par Kane S. Yee en 1966 [Yee 66], est l'une des trois techniques permettant d'étudier des distributions de champ de manière numérique, les deux autres étant les méthodes des éléments finis et des volumes finis. La méthode FDTD utilise un maillage élémentaire dans lequel les champs électriques et magnétiques sont calculés en discrétisant les équations de

6. Finite difference time domain

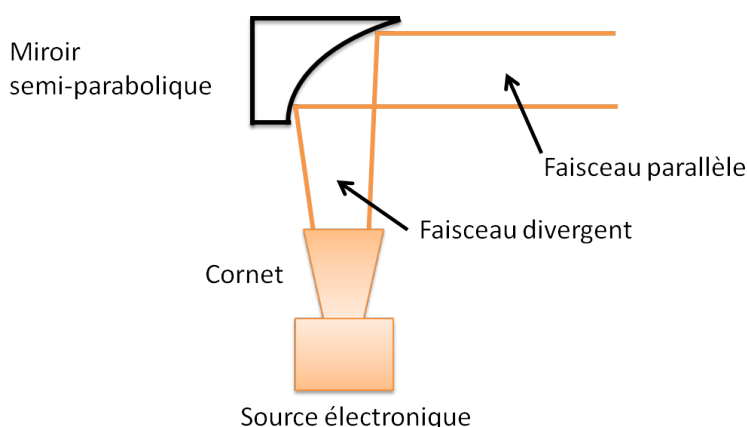


FIGURE 2.4 – Chemin optique térahertz permettant d’obtenir un faisceau collimaté avec un miroir semi-parabolique hors axe.

Maxwell.

Le logiciel utilisé, CST Microwave Studio<sup>7</sup> propose un ensemble de fonctions assistant la conception, la simulation d’un système et l’analyse des résultats. Les signaux d’excitation peuvent être de différents types : le logiciel propose de calculer les modes propres aux guides d’ondes ou de définir les caractéristiques d’une onde plane. Un point important à contrôler concerne le choix du maillage. Le maillage est défini en nombre de mailles par longueur d’onde, le minimum proposé par le logiciel étant 3. Cette valeur est trop faible dans la plupart des cas et le maillage choisi est généralement d’environ 10 mailles par longueur d’onde. En outre, il peut être judicieux d’imposer localement un maillage plus serré lorsque les dimensions d’un dispositif présentent des particularités géométriques de dimension sub-longueur d’onde. C’est notamment le cas lors de l’étude du comportement en champ proche. Il faut donc s’assurer de choisir un maillage qui permettra de simuler correctement le système tout en évitant une charge trop importante qui prendrait trop de temps de calcul. En terme de performance, ces simulations prenaient par exemple 5 h pour un maillage de 3 millions de points avec l’ordinateur double coeur disponible en début de thèse et sont ensuite passées à 1 h pour un maillage avec 10 millions de points en utilisant une grappe de serveurs contenant des processeurs quadricoeurs.

Le cornet a donc été simulé et le diagramme de rayonnement est présenté sur la figure 2.5. On obtient un demi-angle  $\alpha = 8.5^\circ$  correspondant à une atténuation de 3 dB. Nous considérons que la source est placée de manière à ce que la base du cornet

7. Computer Simulation Technology <http://www.cst.com>

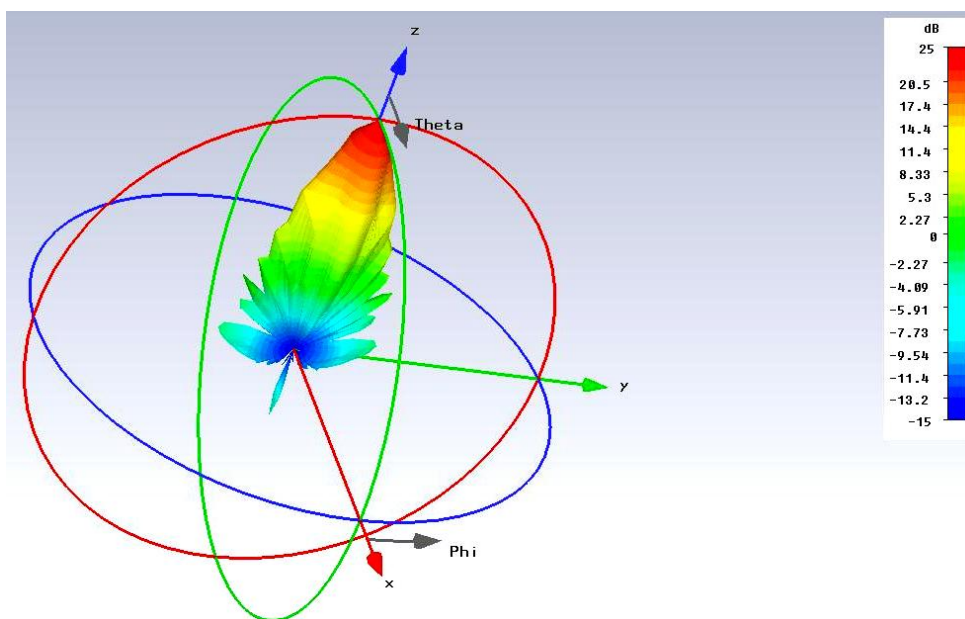


FIGURE 2.5 – Diagramme de rayonnement associé à la source 220-330 GHz tel que calculé par simulation FDTD avec le logiciel CST Microwave Studio. Le diagramme est ici donné pour une fréquence de 300 GHz ce qui permet d'évaluer le demi angle à  $8.5^\circ$ .

soit au point focal du miroir. Le miroir utilisé provient de la société Melles Griot<sup>8</sup> (voir figure 2.3). On peut calculer géométriquement à partir de ce schéma l'angle maximum acceptable  $\alpha_{max}$  afin que le signal soit entièrement réfléchi sur le miroir :

$$\alpha_{max} = \arctan\left(\frac{\frac{L}{2}}{d + \frac{CA}{2}}\right) \quad (2.1)$$

Avec une distance focale  $d = 76.2$  mm, une ouverture libre  $CA = 50.8$  mm et une hauteur  $L = 64.5$  mm, nous obtenons  $\alpha_{max} = 17.5^\circ$ . Ce miroir pourra donc collecter l'ensemble de la puissance émise par le cornet puisque celle-ci a un angle  $\alpha = 8.5^\circ$ .

Afin de vérifier la forme du faisceau, le champ en sortie de miroir a été cartographié pour une fréquence  $f = 100$  GHz. La mesure se fait en utilisant un guide d'onde que l'on déplace dans un plan qui coupe le faisceau en sortie du miroir. La figure 2.6 présente l'évolution de la largeur à mi-hauteur du faisceau après le miroir. On observe ici l'effet de la diffraction avec une largeur de faisceau qui est multipliée par deux pour un faisceau propagé sur 50 cm. Ce résultat a été comparé au modèle

8. <http://www.cvimellesgriot.com/>

de faisceau gaussien [Arnaud 76] :

$$E(r, z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} e^{-\frac{r^2}{\omega(z)^2}} \text{ avec } \omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}\right)^2} \quad (2.2)$$

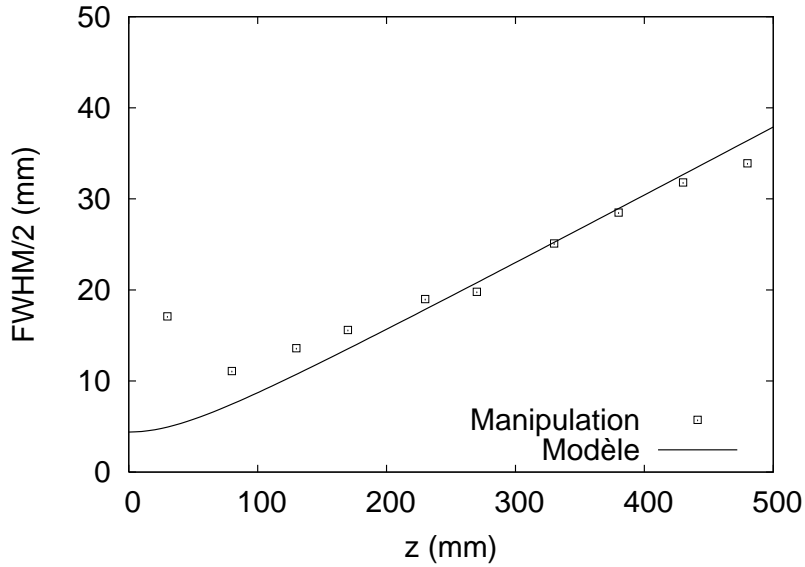


FIGURE 2.6 – Largeur à mi-hauteur du faisceau collimaté par le miroir.

On notera que plus la longueur d’onde est grande, plus la diffraction sera importante. Ce phénomène est donc beaucoup plus marqué que dans le domaine optique.

### 2.2.2 Polarisation radiale

La plupart des sources térahertz produisent un faisceau polarisé linéairement. Or, il a été montré dans le domaine optique qu’un faisceau polarisé radialement pouvait présenter de l’intérêt dans différents domaines tels que la focalisation à grande ouverture numérique [Grosjean 07] [Quabis 00] et la microscopie champ proche [Descrovi 04]. Il est donc utile de pouvoir générer un faisceau avec une telle polarisation en utilisant des sources fréquemment utilisées dans le domaine térahertz.

Pour cela un nouveau type de polariseur radial térahertz a été conçu [T. Grosjean 08] [Guillet 08] en transposant dans le domaine térahertz des techniques utilisées

dans le domaine optique avec des fibres [Grosjean 02]. Ce travail s'est fait en collaboration avec le laboratoire FEMTO-ST de Besançon pour les calculs théoriques et la fabrication, tandis que les résultats expérimentaux ont été obtenus à l'IES.

Ce polariseur radial est basé sur la sélection de mode dans un guide circulaire. Un guide d'onde circulaire peut en effet supporter différents modes selon son diamètre. La figure 2.7(a) présente les premiers modes qui sont supportés sur un tel guide, le mode  $TM_{01}$  correspondant à la polarisation radiale désirée. Ces différents modes apparaissent lorsque l'on augmente le diamètre ou la fréquence de fonctionnement. La figure 2.7(a) présente l'ordre d'apparition de ces modes pour un guide circulaire. Il est donc possible de choisir le rayon du guide de manière à ce que seuls les modes  $TE_{11}$  et  $TM_{01}$  soient supportés. En supprimant le premier mode fondamental il restera uniquement un mode radial.

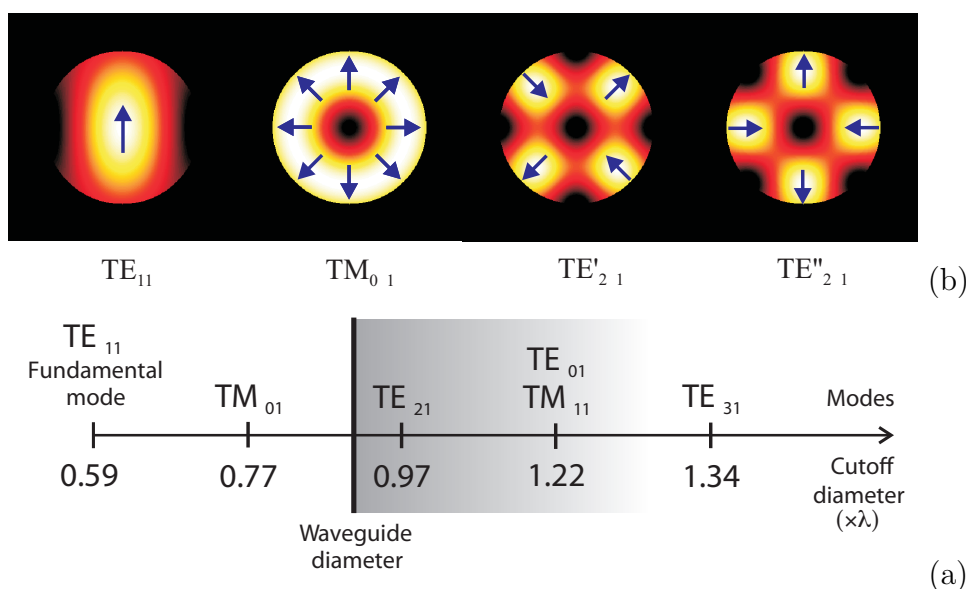


FIGURE 2.7 – Modes supportés par un guide d'onde circulaire. Plus le diamètre du guide est grand, plus nombreux sont les modes qui peuvent coexister dans le guide.

La solution consiste à injecter une onde polarisée linéairement dans le guide d'onde circulaire puis à exciter le mode  $TM_{01}$  en déphasant de  $\pi$  l'onde sur une moitié du guide [Grosjean 05]. On utilise pour cela un élément de phase que l'on nomme DPE<sup>9</sup> qui est un pièce de PTFE. Le DPE est constitué d'une marche d'une hauteur  $h = \lambda/2(n - 1)$  calculée de manière à obtenir un déphasage de  $\pi$  dans deux demi-plans. Cela permet à la fois d'annuler le mode  $TE_{11}$  et d'obtenir uniquement le

9. Differential Phase Element



mode  $TM_{01}$ . Ce système ne peut fonctionner qu'à une fréquence précise déterminée par l'épaisseur du DPE. De même, le diamètre du guide circulaire doit être choisi pour couper les modes d'ordre supérieur pour la fréquence choisie.

Un polariseur radial a été construit pour une fréquence de fonctionnement  $f = 0.1$  THz. L'épaisseur du DPE est calculée pour un indice optique du PTFE  $n = 1.43$  à 0.1 THz ce qui correspond à une épaisseur de 3.49 mm. Par ailleurs, le guide d'onde a un rayon de 22.7 mm et une longueur de 6 mm. Un cornet cylindrique est placé à l'entrée et à la sortie du guide. Le cornet d'entrée présente une ouverture de 40 mm et un angle de  $80^\circ$ . Ces valeurs ont été obtenues par simulation FDTD pour optimiser la conversion de mode. L'efficacité attendue est de 22% dans cette configuration. Enfin, un cornet de sortie est présent afin de rayonner en espace libre le mode guidé. Ce dispositif a été testé en utilisant en entrée un faisceau gaussien dans la configuration schématisée sur la figure 2.8. Une sonde sensible à une composante transverse du champ électrique été utilisée pour cartographier le champ en sortie du polariseur. Cette sonde sera présentée plus précisément dans le prochain chapitre. En tournant cette sonde de  $90^\circ$ , il est possible de cartographier les deux composantes  $E_x$  et  $E_y$ . Le résultat de ces expériences est présenté sur les figures 2.9(a) et (b). Ces deux images en "grain de cafés" sont la signature d'une polarisation radiale du mode  $TM_{01}$  qui a ensuite été reconstruite à partir de ces deux images sur la figure 2.9(c). La figure 2.9(d) correspond au champ présent en sortie en l'absence de DPE. Dans ce cas, nous obtenons uniquement le mode  $TE_{11}$

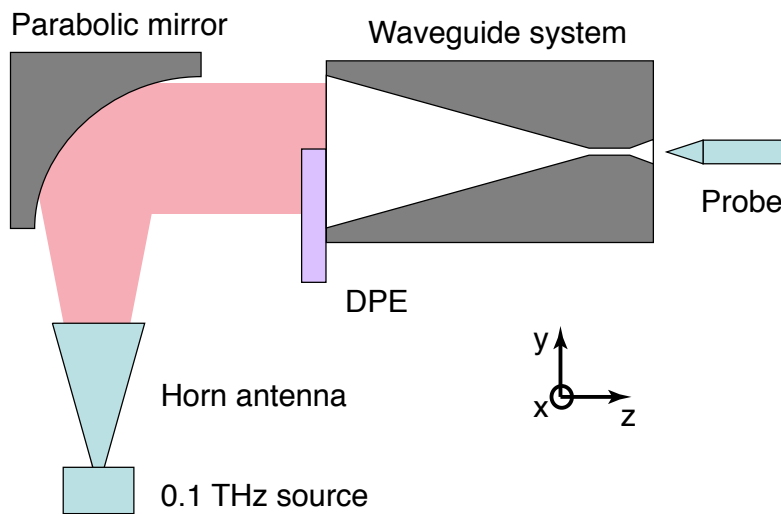


FIGURE 2.8 – Schéma du montage de caractérisation du polariseur radial.

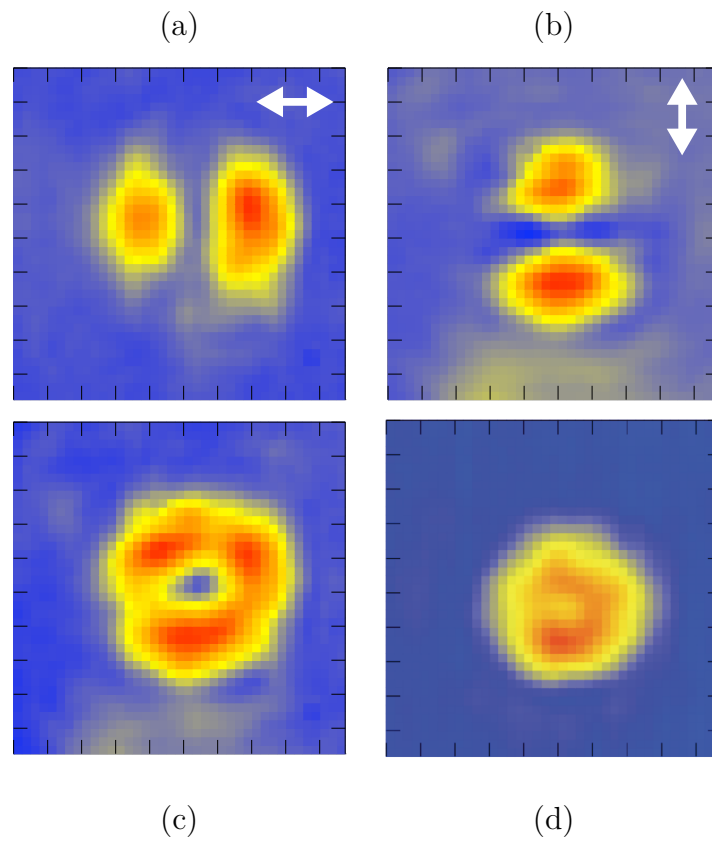


FIGURE 2.9 – Cartographies de l'intensité du champ à la sortie du polariseur radial.  
(a) Composante  $e_x$   
(b) Composante  $e_y$   
(c) Reconstruction du mode radial à partir des composantes  $e_x$  et  $e_y$   
(d) Composante  $e_x$  en l'absence de DPE

## 2.3 Caractérisation de micro-bolomètres à température ambiante

Une collaboration avec FEMTO-ST dans le cadre du projet ANR TERASCOPE a permis de mettre au point des micro-bolomètres à température ambiante, permettant d'éviter l'utilisation coûteuse de l'hélium liquide pour le refroidissement. Le design et la fabrication de ces bolomètres était sous la responsabilité du département LPMO de FEMTO-ST à Besançon tandis que la caractérisation THz de la couche absorbante et le test du système complet ont été fait à l'IES à Montpellier.

### 2.3.1 Principe de fonctionnement

Un micro-bolomètre doit cumuler deux principales fonctions : la conversion en chaleur de l'énergie présente dans le faisceau incident par un matériau absorbant puis la conversion de cette variation de température en signal électrique.

Des films métalliques peuvent être utilisés comme absorbant [Hilsum 54]. Pour avoir la meilleure absorption dans le domaine THz, ces films doivent être les plus fins possible, typiquement de quelques nanomètres ce qui est très complexe à réaliser. Une autre solution est d'utiliser une couche métallique structurée sous forme de grille [Bock 95] [Mbarek 09]. C'est cette solution qui a été choisie. L'absorption d'une telle grille est liée à sa résistance équivalente, qui dépend de la géométrie de la grille. Une étude a été faite pour optimiser l'absorption dans le domaine térahertz en vue de cette application bolométrique.

La seconde fonction du bolomètre permettant d'obtenir un signal électrique passe par l'utilisation de thermocouples. Deux types de thermocouples ont été réalisés : le premier est obtenu par microfabrication en utilisant deux métaux (Ti/Al) tandis que le second utilise du silicium dopé et du métal (bismuth). La photo 2.3.3 présente des photos des bolomètres réalisés avec 6 thermocouples en parallèle.

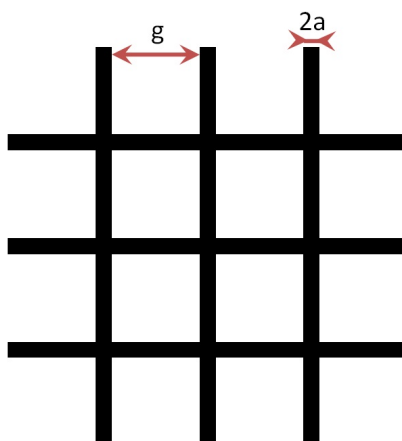
### 2.3.2 Caractérisation des grilles absorbantes

Plusieurs grilles absorbantes ont été simulées ce qui a permis d'étudier l'influence de deux principaux paramètres :  $g$  le pas de la grille et  $2a$  la largeur des traits de la grille comme indiqué sur la figure 2.10. Ces grilles ont ensuite été réalisées par un dépôt de titane sur une lame de verre avec une épaisseur de métal comprise entre

| Numéro d'échantillon | $2a$ ( $\mu m$ ) | $g$ ( $\mu m$ ) |
|----------------------|------------------|-----------------|
| 1                    | 1                | 20              |
| 2                    | 1                | 100             |
| 3                    | 2.5              | 50              |
| 4                    | 4                | 200             |
| 5                    | 10               | 200             |
| 6                    | 2                | 200             |
| 7                    | 2                | 200             |
| 8                    | 4                | 200             |
| 9                    | 20               | 400             |

TABLE 2.2 – Paramètres des 9 grilles caractérisées (cf figure 2.10).

155 nm et 165 nm avec des paramètres géométriques indiqués dans le tableau 2.2. Ces grilles en titane mesurant 1,2 cm par 1,2 cm, présentées sur les photos 2.11, ont été caractérisées à Montpellier afin de déterminer leur absorption et de la comparer aux simulations réalisées au LPMO.

FIGURE 2.10 – Schéma de la grille des micro-bolomètres avec le pas  $g$  et la largeur des traits  $2a$ .

La mesure de l'absorption ne peut pas être faite directement. Il a donc fallu faire des mesures de transmission et de réflexion pour en déduire l'absorption.

### 2.3.2.1 Caractérisation de la réflexion

Le banc expérimental permettant de caractériser la réflexion est présenté sur la figure 2.12. Le faisceau 0,3 THz provenant de l'antenne cornet est réfléchi sur un premier miroir semi-parabolique pour obtenir un faisceau quasi-parallèle qui passe dans un chopper. Ce chopper n'est pas totalement perpendiculaire à la direction de

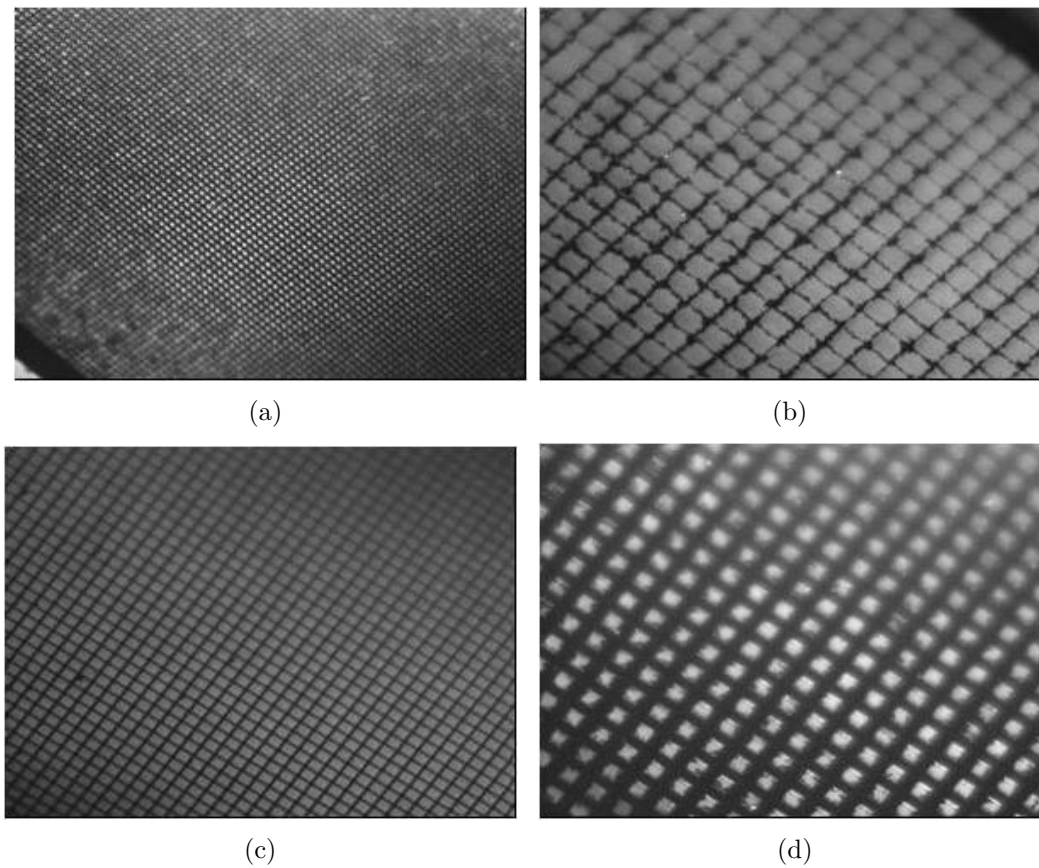


FIGURE 2.11 – Images de grilles métalliques caractérisées.

- (a) Lame 6 :  $g = 100 \mu\text{m}$   $a = 20000 \text{ nm}$
- (b) Lame 5 :  $g = 200 \mu\text{m}$   $a = 20000 \text{ nm}$
- (c) Lame 7 :  $g = 200 \mu\text{m}$   $a = 40000 \text{ nm}$
- (d) Lame 8 :  $g = 400 \mu\text{m}$   $a = 20000 \text{ nm}$

propagation afin d'éviter que le signal réfléchi sur les pales du chopper ne retourne vers la source. Le faisceau est focalisé sur la grille à l'aide d'un second miroir semi-parabolique et part ensuite vers la lame séparatrice qui est ici un wafer d'arséniure de gallium non dopé. Cette séparatrice envoie une partie du signal vers le bolomètre. De la mousse absorbante habituellement utilisée dans le domaine hyperfréquence, mais qui absorbe également dans le domaine térahertz, est utilisée autour de l'échantillon pour prévenir une réflexion sur le support d'échantillon. De même, de la mousse absorbante est placée proche de la lame séparatrice pour absorber la partie du signal provenant de la source qui se propage à l'opposé du bolomètre. Cela évite des multiples réflexions de ce faisceau qui pourraient apporter du bruit dans les mesures.

Pour évaluer la réflexion des grilles, il faut préalablement déterminer la réflexion d'une lame de verre sans grille. Une lame de verre a donc été placée sur le porte échantillon de manière à fixer le niveau de réflexion étalon. Le niveau mesuré par cette expérience correspondra à une réflexion de 0% pour les grilles. Une seconde expérience a ensuite été faite avec un miroir à la place de l'échantillon ayant une réflexion connue de 90%. Les grilles ont ensuite été placées une à une et les valeurs de réflexion obtenues ont été converties en pourcentage de réflexion par une règle de trois à partir de ces mesures d'étalonnage.

### 2.3.2.2 Caractérisation de la transmission

L'expérience permettant de mesurer la transmission est très proche du montage précédent. La mesure de transmission se fait avec le même faisceau et les mêmes réglages. Seule la détection est modifiée : le bolomètre est ainsi placé derrière la grille à caractériser. Cette mesure a également été étalonnée en utilisant une lame de verre sans grille afin de mesurer le niveau de signal correspondant à une transmission de 100%. Idem avec le miroir qui correspond ici à une transmission de 0%.

L'évaluation de l'absorption se déduit à partir du signal manquant entre la transmission et la réflexion. Les deux expériences étant normalisées en pourcentage, on peut évaluer l'absorption par une simple soustraction.

$$\text{Absorption} = 1 - \text{Réflexion} - \text{Transmission} \quad (2.3)$$

La figure 2.13(a) présente les valeurs de réflexion, transmission, et absorption

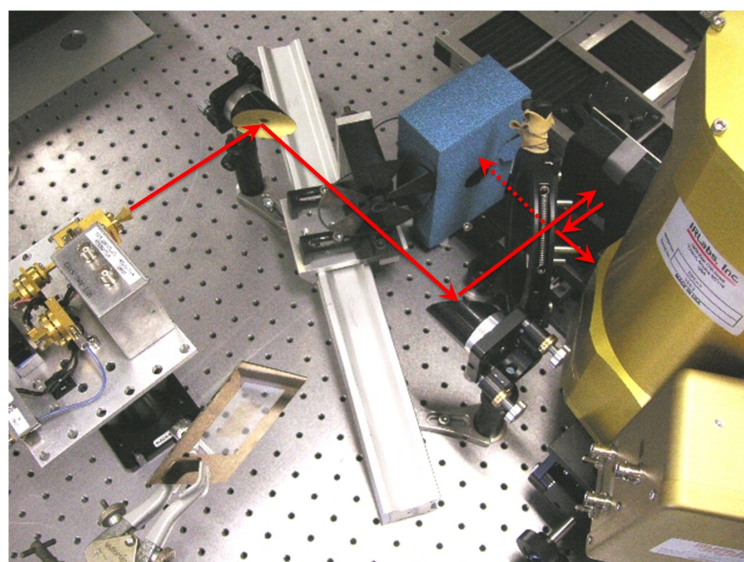
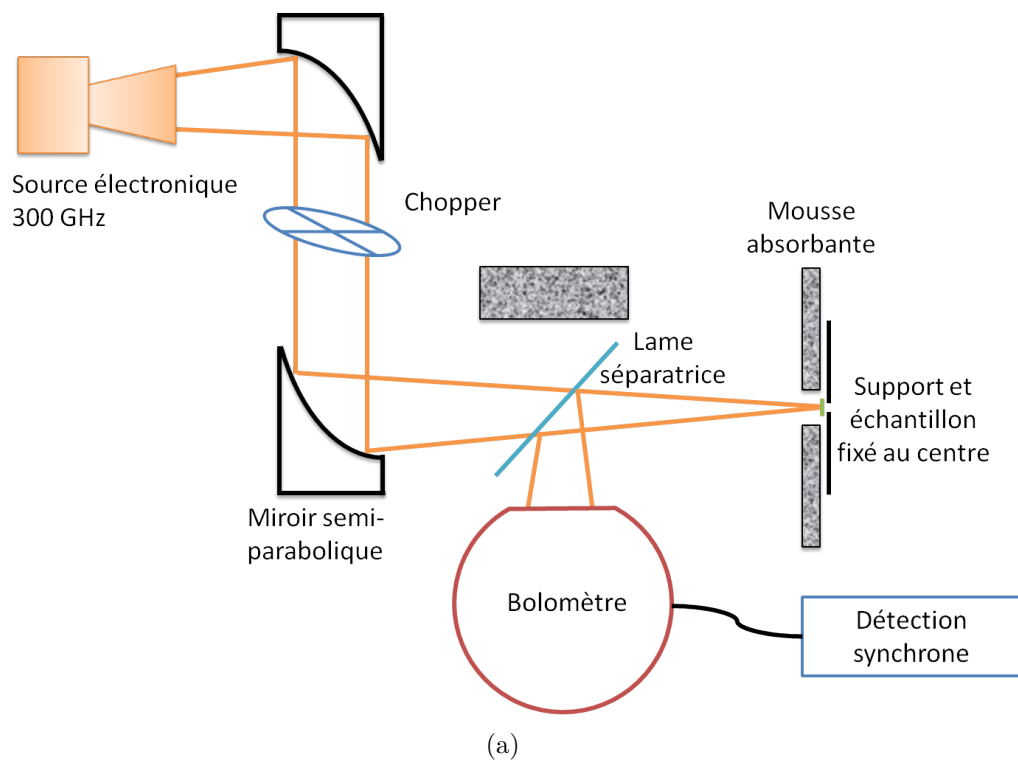


FIGURE 2.12 – (a) Schéma et (b) photo de l'expérience en réflexion.

obtenues à Montpellier. Ces valeurs sont comparées aux valeurs prédites par simulation. On obtient globalement un bon accord sauf pour les grilles 1 et 9. Cet accord entre valeurs mesurées et prédites se voit plus facilement sur la figure 2.13(b) où sont tracées ces trois informations en fonction du paramètre de grille 2a. Les points expérimentaux ont la même allure que les courbes théoriques.

### 2.3.3 Caractérisation des micro-bolomètres

Les bolomètres ont été testés en les illuminant avec un faisceau à 300 GHz et en utilisant une détection synchrone. Le chopper associé à la détection synchrone n'a pas été utilisé car celui-ci apportait du bruit. La distance entre source et détecteur étant inférieure à 10 cm, le chopper mécanique induisait probablement un "souffle d'air" qui perturbait le micro-bolomètre. Il a donc été choisi de hacher électriquement la source ce qui a permis de baisser le bruit du système.

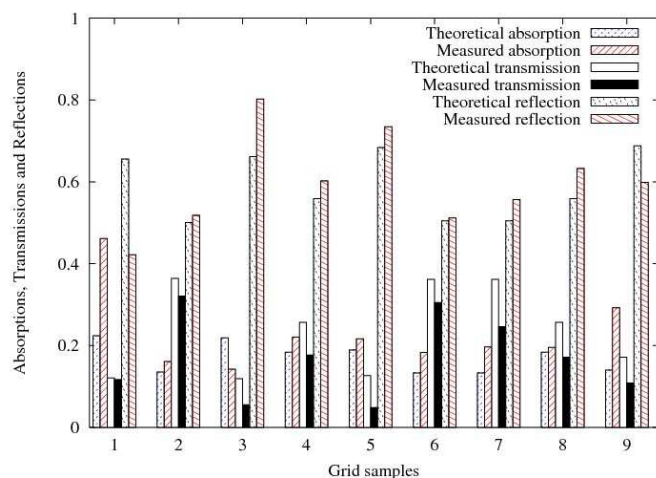
Pour le premier type de bolomètre, la sensibilité mesurée est  $\sim 87$  nV/(W m<sup>2</sup>). Le niveau de bruit est  $\sim 50$  nV et le champ électrique minimum mesuré est  $\sim 50$  V/m.

Le second type de bolomètre a été caractérisé de manière similaire. La sensibilité mesurée est  $\sim 17$   $\mu$ V/(W m<sup>2</sup>). Le niveau de bruit est  $\sim 50$  nV et le champ électrique minimum mesuré est  $\sim 35$  V/m.

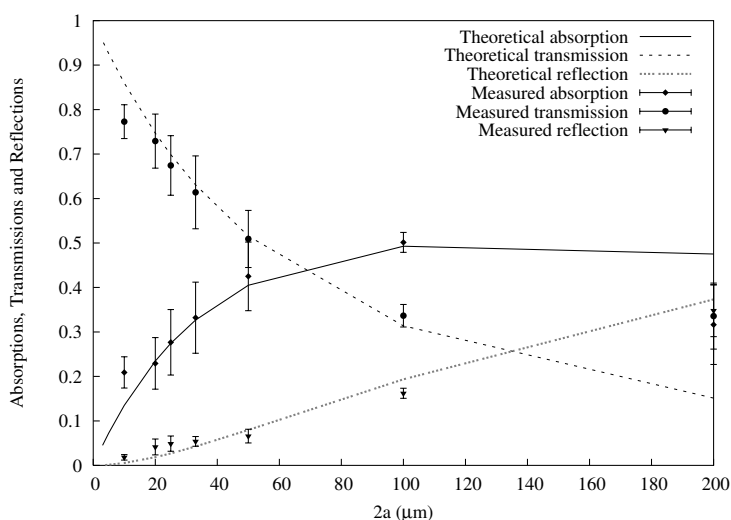
## 2.4 Conclusion

Ces premières expériences ont permis de mieux maîtriser les faisceaux THz ce qui sera utile dans la suite. Le partenariat avec FEMTO dans le cadre de l'ANR TERASCOPE a été fructueux avec l'étude, la réalisation et le test du polariseur radial ainsi que des micro-bolomètres à température ambiante qui ont tous deux abouti à des systèmes fonctionnels et à des publications communes citées page 231.





(a)



(b)

FIGURE 2.13 – Résultats expérimentaux et comparaison avec les valeurs prédites par simulation [Mbarek 09].

(a) Valeurs expérimentales et prédites de l'absorption, la réflexion et la transmission pour les 9 grilles testées.

(b) Ces valeurs sont cette fois présentées en fonction du paramètre de grille  $a$ . Les points correspondent aux résultats expérimentaux et les courbes sont les données de simulation. Les valeurs mesurées suivent la même allure que les courbes de simulation.

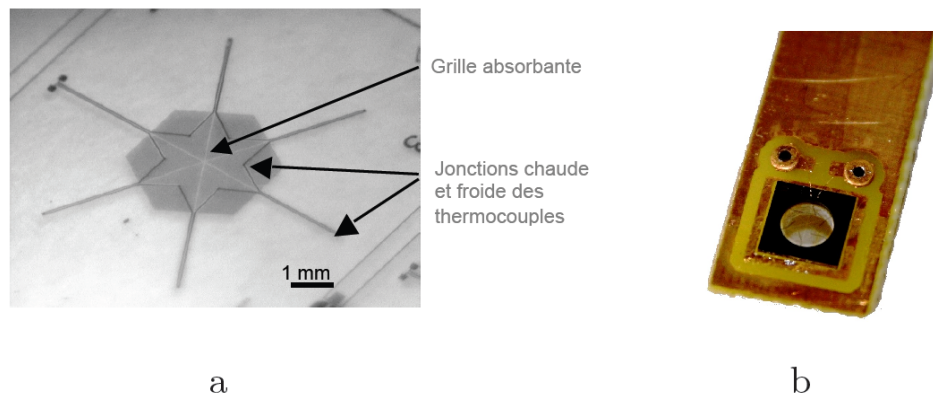


FIGURE 2.14 – Photographies d'un micro-bolomètre réalisé.  
(a) Vue détaillée de la grille absorbante et des thermocouples.  
(b) Vue d'ensemble du micro-bolomètre final.



# CHAPITRE 3

## CHAMP PROCHE TERAHERTZ EN COLLECTION AVEC UNE OUVERTURE

### Sommaire

|            |   |           |
|------------|---|-----------|
| <b>3.1</b> | <b>Microscopie en mode collection à ouverture en transmission . . . . .</b> | <b>50</b> |
| <b>3.2</b> | <b>Sonde métal-diélectrique pyramidale . . . . .</b>                        | <b>50</b> |
| 3.2.1      | Superfocalisation d'une ligne biplaque . . . . .                            | 51        |
| 3.2.2      | Polarisation . . . . .  | 51        |
| 3.2.3      | Sonde adaptée à un guide rectangulaire . . . . .                            | 53        |
| 3.2.4      | Réalisation . . . . .   | 54        |
| <b>3.3</b> | <b>Résultats expérimentaux . . . . .</b>                                    | <b>55</b> |
| 3.3.1      | Echantillons utilisés . . . . .   | 55        |
| 3.3.2      | Caractérisation de la résolution . . . . .                                  | 55        |
| 3.3.3      | Expériences d'imagerie . . . . .  | 56        |
| <b>3.4</b> | <b>Conclusion . . . . .</b>   | <b>60</b> |

Ce chapitre présente la première des deux principales configurations de microscopie en champ proche terahertz qui ont été utilisés au cours de cette thèse. Le travail s'est porté tout d'abord sur une expérience en transmission en mode collection avec une ouverture et ensuite sur une expérience utilisant une pointe métallique.

### 3.1 Microscopie en mode collection à ouverture en transmission

La première expérience réalisée fonctionne en transmission avec la source électronique 0.1 THz et une détection utilisant l'analyseur de spectre. Le schéma de l'expérience est présenté figure 3.1. Le faisceau émis par la source 0.1 THz est focalisé sur un échantillon à l'aide de deux miroirs semi-paraboliques. La sonde de champ proche est placée de l'autre coté de l'échantillon.

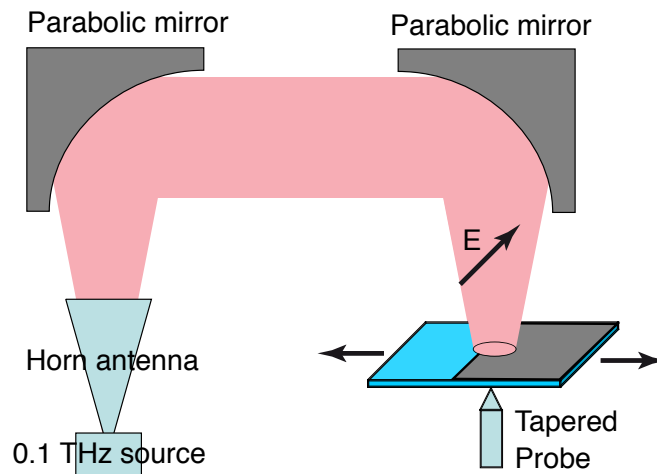


FIGURE 3.1 – Schéma de l'expérience de microscopie en transmission.

### 3.2 Sonde métal-diélectrique pyramidale

Le schéma expérimental choisi étant un mode de collection, il est nécessaire d'utiliser une ouverture pour collecter le champ évanescent à la surface de l'échantillon. Différents travaux déjà cités dans le premier chapitre utilisent des ouvertures. Ces différents travaux ont confirmé expérimentalement que la puissance transmise dépend de la géométrie de l'ouverture. Mitrofanov a montré avec des expériences dans

le domaine THz en régime impulsionnel que l'amplitude du champ électrique transmis dans un trou circulaire est inversement proportionnelle au cube du diamètre de l'ouverture [Mitrofanov 01a] [Mitrofanov 01a]. Dans le cadre de notre expérience, avec une source délivrant 1 mW à 100 GHz, une ouverture de  $\frac{\lambda}{10}$  pourrait collecter au mieux 1 nW. Un tel niveau de signal n'est pas envisageable expérimentalement et une autre solution est nécessaire.

### 3.2.1 Superfocalisation d'une ligne biplaque

Dans la mesure où bon nombre de sources et détecteurs présents au laboratoire utilisent des guides d'ondes rectangulaires, il serait judicieux d'avoir une sonde de champ proche directement connectable sur un guide d'onde sans passer par une propagation en espace libre. Pour cela, une solution simple serait de réduire adiabatiquement les dimensions d'un guide pour obtenir une ouverture sub-longueur d'onde. Cette technique n'est absolument pas possible en raison de la fréquence de coupure basse des guides d'onde rectangulaires qui interdit la propagation dans un guide de largeur inférieure à  $\frac{\lambda}{2}$  [Combes 96] [Vassalo 85].

La solution pour focaliser une onde est d'utiliser un guide d'onde sans fréquence de coupure basse. Le candidat idéal est une ligne biplaque, qui a déjà été étudiée pour cette propriété [Rusina 08]. Si on considère une ligne microruban, on peut démontrer que l'impédance caractéristique dépend uniquement du rapport entre la largeur et la hauteur de la ligne [Combes 96]. Il est donc possible de réduire ces dimensions adiabatiquement sans que cela n'empêche la propagation d'une onde. Cela permet d'envisager une concentration de l'onde dans des dimensions sub-longueur d'onde sous réserve de ne pas aller en-deçà de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de peau. Rusina et al. ont ainsi montré que les pertes deviennent importantes pour des dimensions de guide sub-micrométrique.

### 3.2.2 Polarisation

Le dispositif permettant de focaliser une onde entre deux plans schématisé sur la figure 3.2(d) a été simulé avec le logiciel CST afin de déterminer la polarisation du champ électrique sur la micro-facette vers laquelle converge les deux plans. L'intensité des trois composantes  $E_x$ ,  $E_y$  et  $E_z$  a été calculée sur deux lignes suivant les axes X et Y sur cette micro-facette. Les résultats de ces calculs présentés sur les figures

3.2(a) et (b) montrent que la composante  $E_x$  est très majoritaire. La composante  $E_z$  existe à proximité des plans métalliques et la composante  $E_y$  est quasi-nulle. Cette prédominance de la composante  $E_x$  se retrouve également en analysant les lignes de champ créées au bout des deux plans qui sont principalement dans la direction X. Ce résultat est en accord avec d'autres résultats publiés en 2010 [Zhan 10].

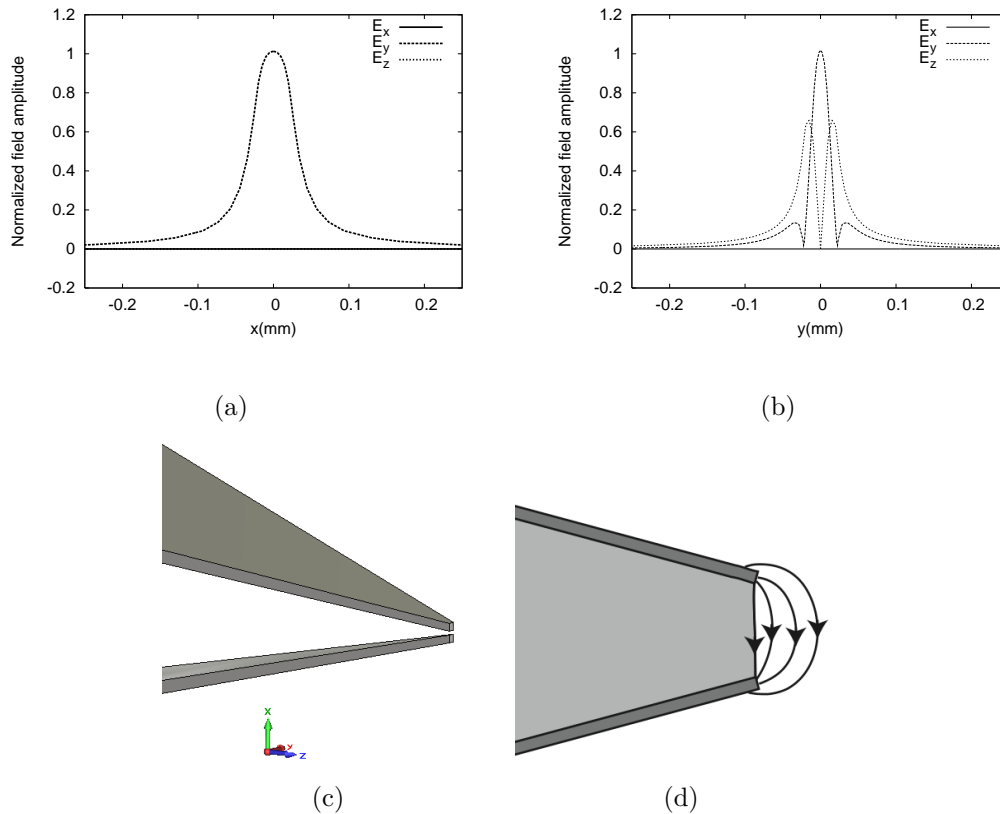


FIGURE 3.2 – Polarisation du champ à l'extrémité des deux plans.

- (a) Amplitude des composantes  $E_x$ ,  $E_y$  et  $E_z$  suivant l'axe X.
- (b) Amplitude des composantes  $E_x$ ,  $E_y$  et  $E_z$  suivant l'axe Y.
- (c) Schéma du dispositif simulé en 3D
- (d) Lignes de champ électrique bout de la sonde

L'analyse de cette distribution de champ est primordiale pour l'évaluation de la réponse impulsionnelle de ce dispositif utilisé en tant que sonde de champ proche. Il est montré que ce champ réciproque calculé numériquement permet de conclure que la réponse impulsionnelle de la sonde permettra de collecter principalement la composante  $E_x$  [Adam 09].

### 3.2.3 Sonde adaptée à un guide rectangulaire

Le système de détection étant basé sur un guide d'onde, il est nécessaire d'adapter la sonde étudiée précédemment à un guide d'onde rectangulaire. La transition d'un guide rectangulaire vers une ligne microruban se fait en créant deux plans dans la continuité des deux grands côtés du guide rectangulaire comme présenté sur la figure 3.3. Une simulation a été faite de ce dispositif de couplage avec une longueur du guide biplaque de 29 mm. En examinant les paramètres  $S^1$  obtenus par simulation, il en ressort une transmission totale  $S_{21} = -4.5\text{dB}$ .

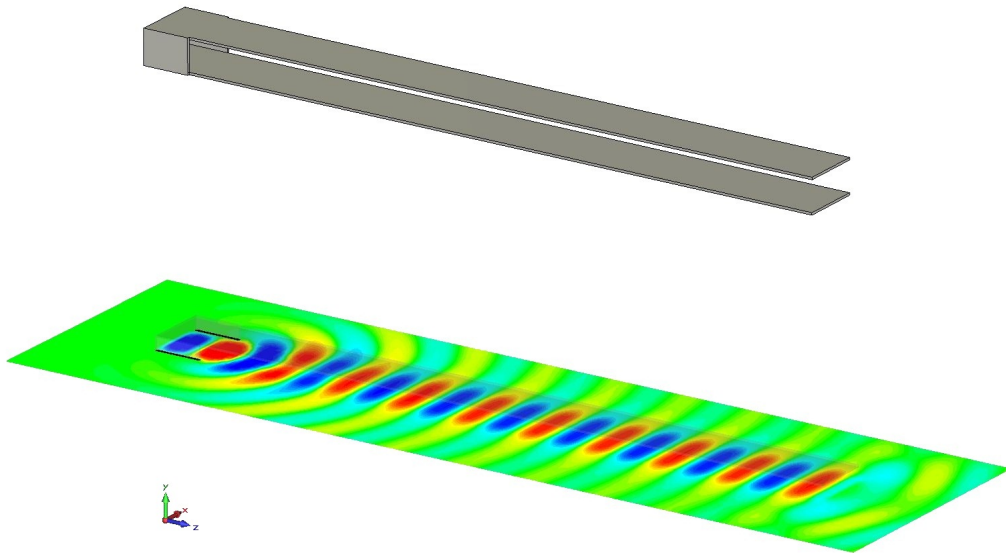


FIGURE 3.3 – Transition d'un guide rectangulaire WR-10 vers une ligne biplaque. En haut, schéma du dispositif. En bas vue en coupe de la composante  $E_y$  du champ électrique issue d'une simulation FDTD à 100 GHz.

Dans la pratique, les deux plaques sont maintenues par un matériau diélectrique. La transmission du système complet avec la transition et la pyramide dépend donc de plusieurs critères tels que la nature de ce matériau, la longueur des faces métallisées et la taille de la micro-facette qui constitue l'ouverture de la sonde en champ proche. Cette optimisation a été étudiée dans la thèse de Ronan Adam [Adam 09]. Il en résulte un meilleur compromis pour obtenir une sonde avec une hauteur de la pyramide de 3 mm et une ouverture de  $40 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ .

1. de l'anglais Scattering parameters, coefficients de diffraction ou de répartition utilisés en hyperfréquence



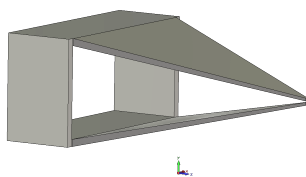


FIGURE 3.4 – Schéma de la sonde de champ proche avec une transition d'un guide rectangulaire vers un guide biplaque qui se focalise sur une micro-facette..

### 3.2.4 Réalisation

La fabrication de la sonde repose sur un cœur de guide diélectrique avec deux faces métallisées. Le diélectrique choisi est le polytétrafluoréthylène (PTFE) aussi appelé Teflon™. Ce matériau est intéressant car il offre à la fois une faible absorption et une faible permittivité électrique ce qui se traduit par une faible perte par réflexion [Coutaz 08]. Ce matériau présente toutefois des inconvénients tels que la difficulté de le coller ou d'y faire accrocher un dépôt. C'est d'ailleurs cette propriété qui l'a rendu célèbre pour les ustensiles de cuisine. Un autre inconvénient est le manque de rigidité qui rend difficile son usinage à de petites dimensions.

La sonde a été fabriquée grâce à une fraiseuse numérique destinée à l'horlogerie de précision. Le process de métallisation des deux faces a été mis au point après plusieurs tests sur des morceaux de PTFE. La solution qui a fonctionné utilise un procédé de pulvérisation de nickel. La figure 3.5 montre une photo de la sonde et la figure 3.6 la sonde en place sur le montage de microscopie.



FIGURE 3.5 – Photographie de la sonde.

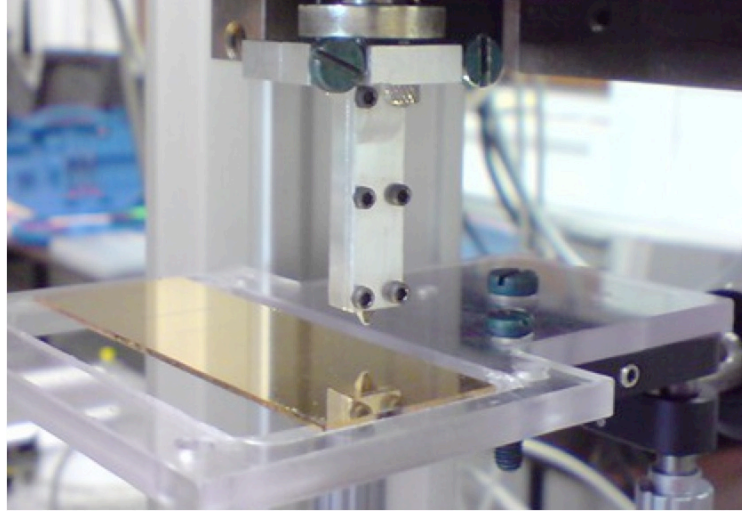


FIGURE 3.6 – Photographie de la sonde montée dans le système de microscopie. On voit la sonde en réflexion sur la fine couche d’or déposée sur une lame de verre qui fait ici office d’échantillon.

## 3.3 Résultats expérimentaux

### 3.3.1 Échantillons utilisés

Plusieurs échantillons ont été réalisés afin de tester le système de microscopie. Il s’agit de lamelles de verre de dimension  $7.62 \text{ cm} \times 2.54 \text{ cm} \times 1 \text{ mm}$  sur lesquelles a été déposé par un procédé de lift-off une couche d’or de  $300 \text{ nm}$  d’épaisseur avec une couche de fixation de  $10 \text{ nm}$  de chrome. Différents motifs ont été créés, tels que des ouvertures ou des marches.

### 3.3.2 Caractérisation de la résolution

Le critère qui détermine la qualité d’un système de microscopie champ proche est bien sûr la résolution. Pour déterminer expérimentalement la résolution obtenue, nous utilisons un échantillon en verre avec une marche. Cette expérience, qui est schématisée sur la figure 3.8, consiste à déplacer la sonde dans une dimension et à mesurer en chaque point la puissance collectée. La polarisation de l’onde incidente est parallèle à la marche. Cette expérience a été faite pour deux hauteurs différentes entre la sonde et l’échantillon :  $100 \mu\text{m}$  et  $0.5 \text{ mm}$ . Le résultat présenté sur la figure 3.8 montre la puissance détectée en fonction de la position. En utilisant le critère

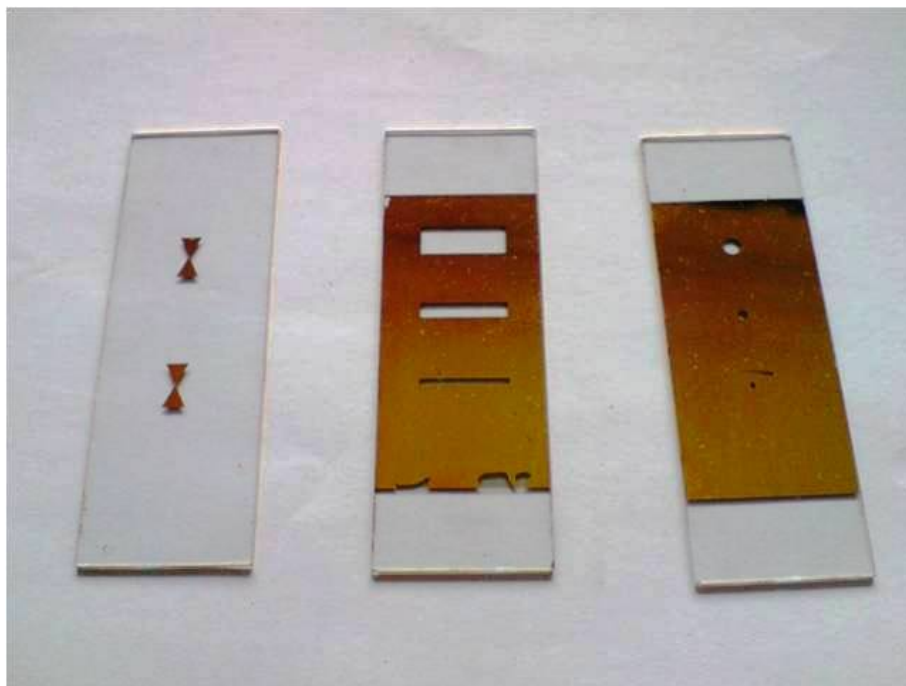


FIGURE 3.7 – Echantillons en or déposé sur du verre utilisés pour tester le système de microscopie.

10%-90%, nous obtenons une résolution de 0.6 mm soit  $\frac{\lambda}{5}$  quand la sonde est au plus proche de l'échantillon, et une résolution de 1 mm soit  $\frac{\lambda}{3}$  lorsque l'on s'éloigne à 0.5 mm de l'échantillon. Ce résultat est logique pour une expérience de champ proche dont la résolution dépend de la sonde et de la hauteur sonde-échantillon. A ce moment de la thèse, aucun système de contrôle de hauteur n'étant disponible, il n'a pas été possible de s'approcher plus précisément de l'échantillon.

### 3.3.3 Expériences d'imagerie

Le premier échantillon étudié pour les expériences d'imagerie est issu du lot d'échantillons en or déposé sur du verre. Le motif est un disque de diamètre 0.5 mm non métallisé entouré du dépôt d'or. Le faisceau à une fréquence  $f = 100$  GHz illumine l'échantillon par le substrat en verre afin d'obtenir une distance sonde-échantillon la plus courte possible. L'épaisseur du verre (1 mm) rend en effet impossible la réalisation d'images de champ proche sur la face opposée à la métallisation. N'ayant pas pour cette configuration de contrôle de la distance sonde-échantillon, elle ne peut pas être inférieure à 200  $\mu\text{m}$  sans quoi une erreur de planéité risquerait

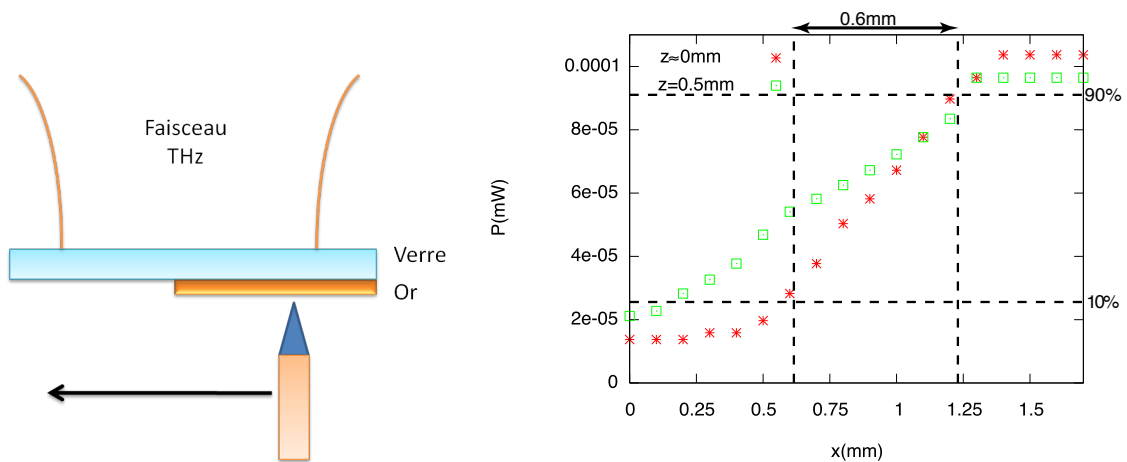


FIGURE 3.8 – Expérience permettant d’évaluer la résolution avec une marche.  
 (a) Schéma de l’expérience.  
 (b) Caractérisation de la résolution avec une marche à deux hauteurs différentes.

de créer un impact sur la sonde. Le résultat de cette expérience qui est présenté sur la figure 3.9 nous permet d’observer un étalement du champ qui va au delà de la dimension de l’ouverture.

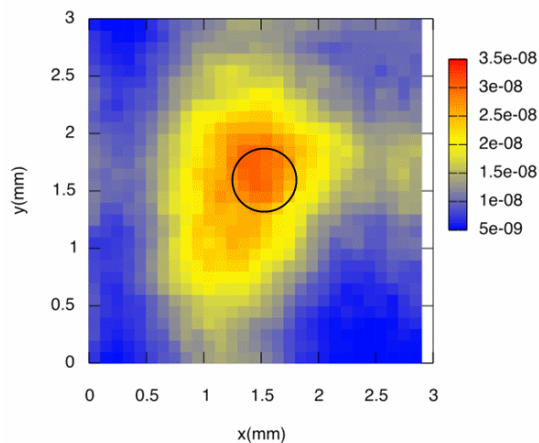


FIGURE 3.9 – Image en champ proche d’un trou. Le cercle noir correspond à l’empreinte du trou qui a été sur-imprimée.

Le deuxième échantillon étudié est une antenne nœud papillon (Bow-Tie) réalisée en or déposé sur du verre. Les dimensions de cette antenne ont été choisies de manière à la rendre résonnante à 100 GHz. Cette antenne est illuminée par la face arrière

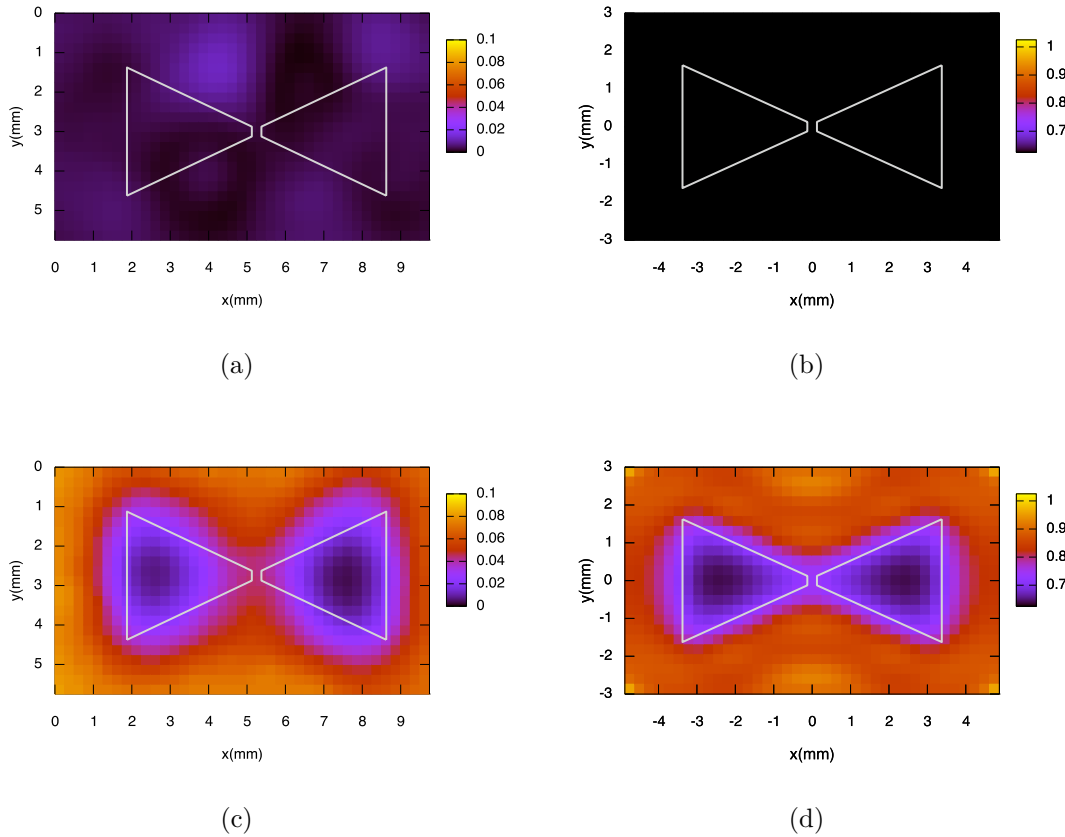


FIGURE 3.10 – Simulation et cartographie du champ proche d’une antenne Bow-Tie pour deux polarisation  $E_x$  et  $E_y$ .

(a) Cartographie  $E_x$ . (b) Simulation  $E_y$   
(c) Cartographie  $E_x$ . (d) Simulation  $E_y$

avec le faisceau à 100 GHz avec une polarisation parallèle à l’axe du dipôle entre les deux antennes. La distance entre la sonde et l’échantillon est de  $250 \mu\text{m}$ . Une première expérience a été faite en plaçant la sonde perpendiculairement au faisceau incident de manière à collecter la composante  $E_x$  du champ électrique. Le résultat de cette expérience est présenté sur la figure 3.10(a). Une seconde image a ensuite été faite en tournant la sonde de  $90^\circ$  de manière à capter la composante  $E_y$  ce qui a abouti au résultat sur la figure 3.10(c). Des simulations FDTD de cette antenne ont été faites à titre de comparaison. Les résultats présentés sur les figures 3.10(a) et (d) pour respectivement les polarisations  $E_x$  et  $E_y$  montrent une bonne concordance entre ces simulations et les résultats.

Une autre expérience a été faite en utilisant cette fois une feuille végétale. Cette feuille a été plaquée sur une lame de verre identique aux lames utilisées pour les

échantillons précédents avec à la surface un film plastique afin de la maintenir le plus plat possible. Une zone de  $1 \text{ cm}^2$  a été cartographiée correspondant au bout de la feuille comme présenté sur la figure 3.11.

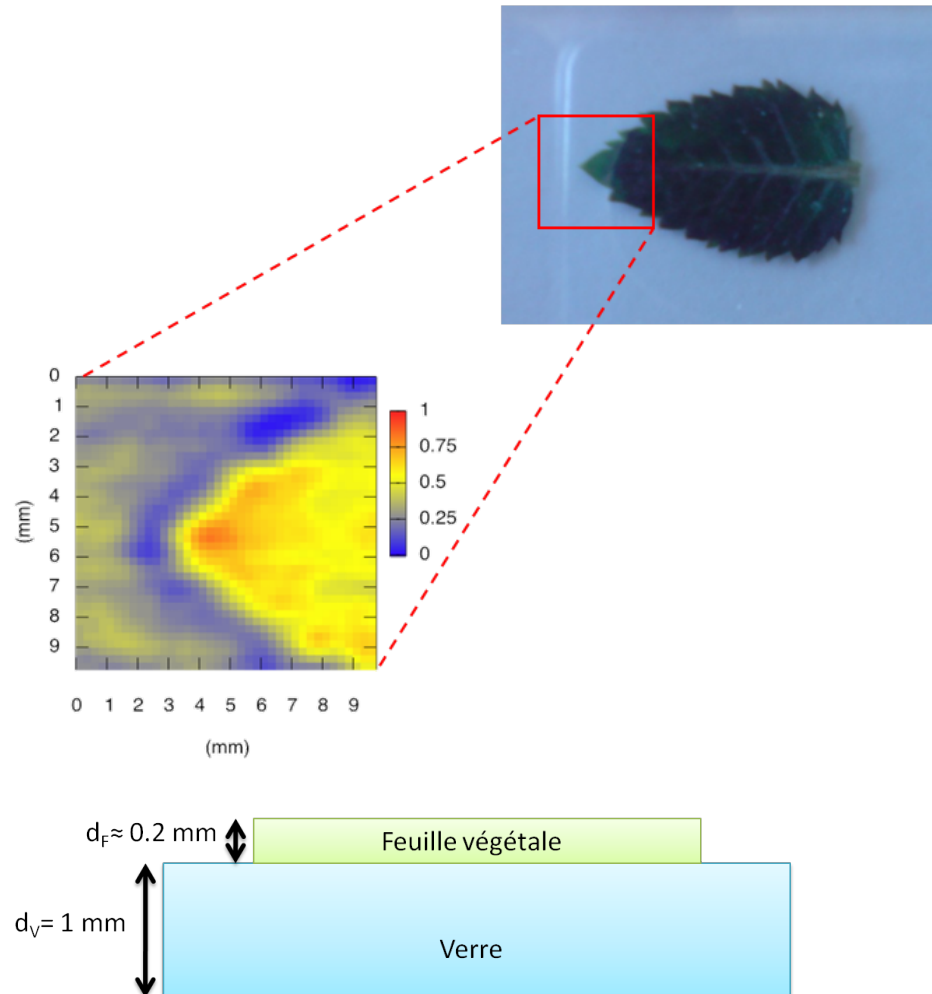


FIGURE 3.11 – Image d'une feuille réalisée à 100 GHz.

Cette expérience a permis de réaliser une image mais nous constatons de manière surprenante qu'il y a plus de signal lorsque la sonde est sur la feuille. Cela peut s'expliquer en considérant que la lame de verre forme une cavité Fabry-Perrot. Il y a donc des interférences et la puissance transmise dépend de l'épaisseur. On peut supposer que la feuille se comporte comme un diélectrique d'un indice voisin de celui du verre ( $\sim 2$ ) ce qui augmente l'épaisseur de la cavité et change ses propriétés de résonance. Cette explication est la plus plausible que nous ayons expliquant le fait d'avoir plus de signal sur la feuille. Elle a été confirmée par des calculs séparés sur

la transmission d'une lame qui ont montré la possibilité d'une transmission accrue d'un facteur 2 dans ce cas. En poussant plus loin ce raisonnement, les variations de densité observées dans l'image à 100 GHz de la feuille peuvent tout aussi bien être dues à des variations d'épaisseur locale qu'à des variations d'absorption locale.

### **3.4 Conclusion**

Nous avons obtenu des résultats de microscopie en champ proche à 100 GHz en utilisant une sonde à ouverture associée à un guide d'onde rectangulaire. Ceci a été réalisé durant la première partie de thèse, où aucun dispositif de contrôle de hauteur n'était disponible, ce qui explique en partie que la résolution soit limitée à  $\frac{\lambda}{5}$ . Nous avons toutefois obtenus des résultats conformes aux espérances quant à la sélectivité en polarisation de la sonde, ouvrant ainsi la voie à de la microscopie en champ proche à contraste de polarisation.

Deuxième partie

Guides d'ondes de surface  
cylindriques





UN plasmon polariton de surface est un mode électromagnétique qui existe à l'interface entre un métal et un matériau diélectrique. Il résulte du couplage du champ électrique avec une oscillation collective de charges. Ce phénomène peut être utilisé pour guider un signal et porte alors différents noms suivant la topologie du guide [Barlow 53]. Par exemple sur une surface plane, on parle de mode de Zenneck [Zenneck 07]. Dans le cas d'un guide avec une symétrie cylindrique, on parle de mode de Sommerfeld si le guide est dans de l'air ou de mode de Goubau si le guide est entouré de diélectrique.

Nous nous intéressons ici à la propagation d'une onde de surface le long d'un fil métallique. Chronologiquement, la démonstration théorique d'une telle propagation a été faite par le physicien allemand Sommerfeld en 1899 mais n'a été ensuite appliquée que 50 ans plus tard avec une ligne de transmission à fil unique avec Goubau dans le domaine des hyperfréquences [Sommerfeld 98] [Goubau 50b]. Les travaux de Goubau montrent qu'il est possible de propager une onde de surface sur un fil avec une très faible atténuation, mais avec une extension du champ autour du fil très étendue. Plusieurs publications et brevets datant des années 50 et 60 portent donc sur ces modes de propagation mais n'ont pas beaucoup été utilisés en raison de l'extension du champ à l'extérieur du fil qui est trop grande et rend donc cette ligne de transmission difficile à utiliser [Reinhold 64] [Goubau 50a]. Deux solutions ont toutefois été proposées par Goubau pour mieux confiner le champ autour du fil : l'ajout d'une couche de diélectrique autour du fil ou une corrugation du fil.

Plus récemment, ce type de transmission sur un fil dans le domaine hyperfréquence a toutefois été réutilisé dans le contexte de la guerre électronique dans un but de déception de radar<sup>2</sup>. L'objectif est de rendre un avion "ventriloque" selon le terme du brevet [Buehler 06] déposé pour le compte de Boeing. L'idée, schématisée sur la figure 3.12, est de tirer une antenne attachée par un fil à l'avion en utilisant le fil pour transmettre le signal hyperfréquence qui sera émis par l'antenne, afin de leurrer les radars sur la position réelle de l'avion.

Ce type de transmission a également suscité un regain d'intérêt ces dernières années car c'est l'un des modes de propagation possible pour une onde aux fréquences terahertz. Mittleman et son équipe ont montré expérimentalement qu'une impulsion terahertz peut se propager sur plusieurs dizaines de centimètres avec une faible

---

2. Ensemble de mesures permettant de brouiller un radar soit de manière mécanique avec par exemple des leurres ou de manière électronique avec par exemple l'émission de signaux perturbant le radar.

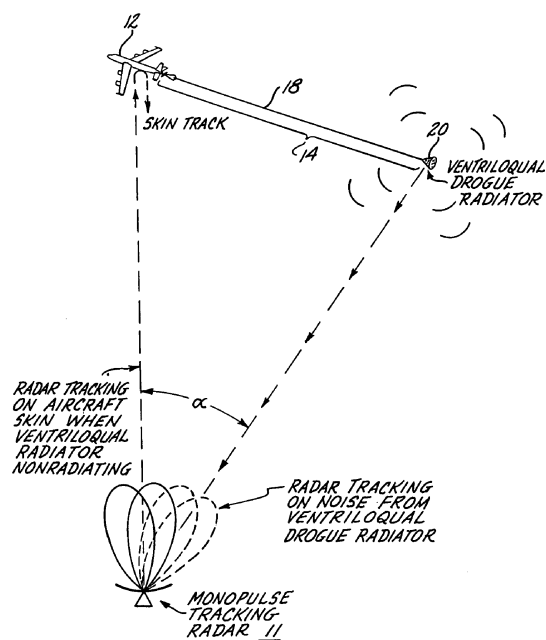


FIGURE 3.12 – Application d’une ligne de Goubau en hyperfréquences pour leurrer un radar [Buehler 06].

atténuation [Wang 04].

Nous allons nous intéresser dans cette partie aux modes de Sommerfeld dans le domaine terahertz car ils sont au cœur du système de microscopie en champ proche qui sera étudié dans la partie suivante. Dans un premier chapitre, nous allons présenter ce mode de propagation à partir avec sa forme théorique en le comparant à des caractérisations dans le domaine terahertz. Nous nous intéresserons à l’extension du champ autour du fil, aux pertes de propagation ainsi que l’effet d’une courbure. Un second chapitre se concentre plus précisément sur le problème de l’excitation de ces ondes de surface pour lequel plusieurs solutions seront proposées.

# CHAPITRE 4

## DÉFINITION ET CARACTÉRISATION DES MODES DE SOMMERFELD

### Sommaire

|            |  |           |
|------------|--|-----------|
| <b>4.1</b> | <b>Rappels d'électromagnétisme . . . . .</b>                 | <b>66</b> |
| 4.1.1      | Équations de Maxwell dans la matière . . . . .               | 66        |
| 4.1.2      | Propagation des champs . . . . .                             | 67        |
| <b>4.2</b> | <b>Ondes de Sommerfeld guidées à la surface d'un fil mé-</b> |           |
|            | <b>tallique cylindrique . . . . .</b>                        | <b>67</b> |
| 4.2.1      | Composantes du champ guidé . . . . .                         | 67        |
| 4.2.2      | Condition de continuité . . . . .                            | 70        |
| 4.2.3      | Quelques illustrations . . . . .                             | 71        |
| <b>4.3</b> | <b>Comparaison expérimentale . . . . .</b>                   | <b>73</b> |
| 4.3.1      | Polarisation . . . . .                                       | 73        |
| 4.3.2      | Extension spatiale du mode . . . . .                         | 76        |
| 4.3.3      | Pertes de propagation des ondes de Sommerfeld . . . . .      | 81        |
| 4.3.4      | Pertes de courbure . . . . .                                 | 81        |
| <b>4.4</b> | <b>Conclusion . . . . .</b>                                  | <b>86</b> |

## 4.1 Rappels d'électromagnétisme

Depuis la description de ce mode de propagation par Sommerfeld [Sommerfeld 98], plusieurs livres et articles ont traité ce problème mais avec des conventions qui diffèrent, notamment en raison des conventions pour les équations de Maxwell, tantôt dans le système international, tantôt au format CGS<sup>1</sup> [Jackson 98]. Afin de définir les équations régissant le mode de propagation d'une onde de surface sur un fil, nous proposons quelques rappels préliminaires d'électromagnétisme.

### 4.1.1 Équations de Maxwell dans la matière

Les équations de Maxwell sous leur forme la plus générale applicable au vide ou aux milieux matériels s'écrivent

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0\end{aligned}\tag{4.1}$$

Dans les domaines qui nous intéressent les réponses des matériaux  $\mathbf{D}$  et  $\mathbf{B}$  sont linéaires en fonction des champs excitateurs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$ . Les relations constitutives les lient par

$$\begin{aligned}\mathbf{D} &= \epsilon \mathbf{E} \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H}\end{aligned}\tag{4.2}$$

Pour un conducteur la loi d'Ohm s'écrit

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}\tag{4.3}$$

donc pour un champ harmonique de dépendance spatiotemporelle  $\exp(j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}))$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E} = j\omega \left( \epsilon - j \frac{\sigma}{\omega} \right) \mathbf{E}\tag{4.4}$$

---

1. Centimètre, Gramme, Seconde

qui définit la permittivité diélectrique équivalente du conducteur en régime harmonique en fonction de sa conductivité

$$\epsilon_{\text{eq}} \equiv \epsilon - j \frac{\sigma}{\omega} \quad (4.5)$$

### 4.1.2 Propagation des champs

Si le milieu est uniforme et isotrope, les relations constitutives (4.2) sont scalaires. Alors en prenant le rotationnel ( $\nabla \times$ ) des deux premières équations de Maxwell et grâce à l'identité  $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \Delta \mathbf{A}$ , on obtient

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{E} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} &= \nabla \left( \frac{\rho}{\epsilon} \right) + \mu \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \\ \Delta \mathbf{H} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} &= -\nabla \times \mathbf{J} \end{aligned} \quad (4.6)$$

En l'absence des termes sources au second membre ces équations sont, pour un vecteur  $\mathbf{A}$  générique, les équations d'Helmholtz,  $\Delta \mathbf{A} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = \mathbf{0}$  dont les ondes planes  $\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 \exp(j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}))$  sont les solutions les plus usuelles pour un milieu infini. Alors  $|\mathbf{k}| = \omega \sqrt{\epsilon \mu}$ , formule que l'on peut utiliser avec un  $\epsilon_{\text{eq}}$  complexe pour rendre compte de l'absorption ( $\sigma > 0$ ) ou du gain ( $\sigma < 0$ ) dans le milieu considéré.

En remplaçant  $\nabla \times \mathbf{J} = \sigma \nabla \times \mathbf{E} = -\sigma \partial \mathbf{B} / \partial t = -\sigma \mu \partial \mathbf{H} / \partial t$ , les deux équations (4.6) prennent la même forme aux charges fixes près

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{E} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \sigma \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= \nabla \left( \frac{\rho}{\epsilon} \right) \\ \Delta \mathbf{H} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} - \sigma \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} &= \mathbf{0} \end{aligned} \quad (4.7)$$

## 4.2 Ondes de Sommerfeld guidées à la surface d'un fil métallique cylindrique

### 4.2.1 Composantes du champ guidé

Si on se place dans une géométrie de symétrie cylindrique d'axe  $z$ , les coordonnées pertinentes deviennent  $(r, \phi, z)$  comme le présente la figure 4.1. Supposons avoir une onde propagative suivant  $z$  de dépendance  $\exp(j(\omega t - hz))$ . Si notre système est un fil métallique alors nous devons trouver une solution aux équations de Helmholtz valable

dans le métal et à l'extérieur avec la même constante de propagation complexe  $h$  et la même pulsation  $\omega$ .

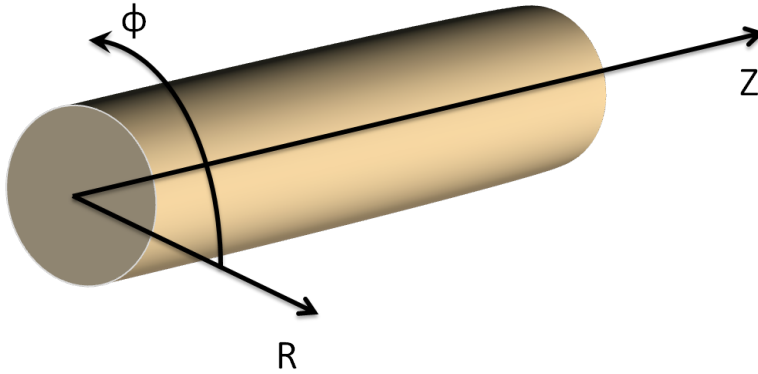


FIGURE 4.1 – Système géométrique à symétrie cylindrique associé aux modes de Sommerfeld.

On considère un fil circulaire soumis à un champ harmonique,  $E_z(r) \exp(j(\omega t - hz))$ . Si l'on se place soit dans le fil métallique où il ne peut y avoir de charges fixes ( $\rho = 0$ ), soit à l'extérieur de ce fil dans le vide ou dans un diélectrique non chargé, les champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$  obéissent donc strictement à la même équation différentielle (4.7). La symétrie de révolution du problème impose pour toutes les composantes  $\partial/\partial\phi = 0$  et Sommerfeld a montré que seules les composantes  $E_r$ ,  $E_z$  et  $H_\phi$  sont non nulles. Elles vérifient alors l'équation de Helmholtz scalaire

$$\left( \Delta - \epsilon\mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \sigma\mu \frac{\partial}{\partial t} \right) X = 0 \quad (4.8)$$

où  $X$  est l'une des composantes  $E_r$ ,  $E_z$  ou  $H_\phi$  et avec  $\epsilon = \epsilon_0$ ,  $\mu = \mu_0$ , et  $\sigma = 0$  à l'extérieur du fil.

On considère à présent la composante  $E_z$  et on écrit le laplacien en coordonnées cylindriques

$$\Delta E_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} \quad (4.9)$$

il vient donc

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) - h^2 E_z + \epsilon \mu \omega^2 E_z - j \omega \sigma \mu E_z &= 0 \\
 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) + (k^2 - h^2) E_z &= 0 \\
 \frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + (k^2 - h^2) E_z &= 0 \\
 (\gamma r)^2 \frac{\partial^2 E_z}{\partial (\gamma r)^2} + \gamma r \frac{\partial E_z}{\partial \gamma r} + (\gamma r)^2 E_z &= 0
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

où  $k^2 = \epsilon \mu \omega^2 \left( 1 - j \frac{\sigma}{\epsilon \omega} \right)$  et  $\gamma^2 = k^2 - h^2$ .

En vérifiant (4.10), la composante  $E_z$  vérifie donc l'équation de Bessel

$$x^2 \frac{d^2 y}{dx^2} + x \frac{dy}{dx} + (x^2 - \alpha^2) y = 0$$

dont les fonctions de Hankel  $H_\alpha^{(1)}(x) = J_\alpha(x) + jY_\alpha(x)$  et  $H_\alpha^{(2)}(x) = J_\alpha(x) - jY_\alpha(x)$ , avec  $J$  et  $Y$  les fonctions de Bessel de première et seconde espèce, sont les deux solutions générales linéairement indépendantes. Dans le cas pratique de l'Eq. (4.10) nous avons  $\alpha = 0$ .

À l'intérieur du fil de rayon  $a$ ,  $0 \leq r \leq a$  et la solution se réduit à  $H_0^{(1)} + H_0^{(2)} \propto J_0$  puisque le champ ne peut tendre à l'infini si  $r \rightarrow 0$  comme l'imposerait  $Y_0(0)$ , par contre à l'extérieur du fil c'est  $H_0^{(1)}$  qu'il faut choisir puisque  $\lim_{x \rightarrow \infty} H_0^{(1)}(jx) = 0$  alors que  $\lim_{x \rightarrow \infty} H_0^{(2)}(jx) = \infty$ . Donc

$$\boxed{E_z = \begin{cases} A J_0(\gamma r) \exp(j(\omega t - h z)) & \text{à l'intérieur du fil, } 0 \leq r \leq a, \\ A H_0^{(1)}(\gamma r) \exp(j(\omega t - h z)) & \text{à l'extérieur du fil, } r \geq a, \end{cases}} \tag{4.11}$$

avec  $A$  une constante multiplicative. Pour obtenir les autres composantes on écrit



d'abord  $\nabla \cdot \mathbf{D} = \mathbf{0}^2$  ce qui conduit à l'équation différentielle pour  $E_r$

$$\frac{E_r}{r} + \frac{\partial E_r}{\partial r} - jhE_z = 0 \quad (4.12)$$

qui admet comme solutions<sup>3</sup>

$$E_r = \begin{cases} jA \frac{h}{\gamma} J_1(\gamma r) \exp(j(\omega t - hz)) & \text{à l'intérieur du fil, } 0 \leq r \leq a, \\ jA \frac{h}{\gamma} H_1^{(1)}(\gamma r) \exp(j(\omega t - hz)) & \text{à l'extérieur du fil, } r \geq a, \end{cases} \quad (4.13)$$

Enfin on écrit  $\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\sigma\mathbf{H}$  et on obtient l'équation vérifiée par  $H_\phi$

$$j\omega\sigma H_\phi = jhE_r + \frac{\partial E_z}{\partial r} \quad (4.14)$$

qui donne directement

$$H_\phi = \begin{cases} jA \frac{k^2}{\omega\mu\gamma} J_1(\gamma r) \exp(j(\omega t - hz)) & \text{à l'intérieur du fil, } 0 \leq r \leq a, \\ jA \frac{k^2}{\omega\mu\gamma} H_1^{(1)}(\gamma r) \exp(j(\omega t - hz)) & \text{à l'extérieur du fil, } r \geq a, \end{cases} \quad (4.15)$$

## 4.2.2 Condition de continuité

Dans les equations. (4.11), (4.13) et (4.15), les paramètres  $\gamma$ ,  $k$  et  $\mu$  dépendent du matériau où se propage l'onde. Pour avoir la solution recherchée avec un vecteur d'onde  $h$  unique il faut faire intervenir la continuité des champs tangentiels  $E_z$  et  $H_\phi$  à la surface du fil (passage du milieu I au milieu II), ce qui conduit à écrire

$$\begin{cases} A_I J_0(\gamma_I a) = A_{II} H_0^{(1)}(\gamma_{II} a) & \text{pour } E_z \\ jA_I \frac{k_I^2}{\omega\mu_I \gamma_I} J_1(\gamma_I a) = jA_{II} \frac{k_{II}^2}{\omega\mu_{II} \gamma_{II}} H_1^{(1)}(\gamma_{II} a) & \text{pour } H_\phi \end{cases}$$

---

2. On rappelle ici les expressions du rotationnel et de la divergence en coordonnées cylindriques

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{A} &= \frac{1}{r} \frac{\partial (rA_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\phi}{\partial \phi} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \\ \nabla \times \mathbf{A} &= \left( \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \phi} - \frac{\partial A_\phi}{\partial z} \right) \mathbf{u}_r + \left( \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) \mathbf{u}_\phi + \frac{1}{r} \left( \frac{\partial (rA_\phi)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \phi} \right) \mathbf{u}_z \end{aligned}$$

3. Ce n'est pas trivial et fait intervenir l'identité  $r\gamma (Z_0(\gamma r) + Z_2(\gamma r)) - 2Z_1(\gamma r) = 0$  vérifiée autant pour  $Z = J$  fonction de Bessel de première espèce que pour  $Z = H^{(1)}$  fonction de Hankel du premier type.

où les  $A_i$  sont les constantes multiplicatives dans les milieux I et II, donc

$$\boxed{\frac{\mu_I \gamma_I J_0(\gamma_I a)}{k_I^2 J_1(\gamma_I a)} = \frac{\mu_{II} \gamma_{II} H_0^{(1)}(\gamma_{II} a)}{k_{II}^2 H_1^{(1)}(\gamma_{II} a)}} \quad (4.16)$$

avec  $\frac{A_I}{A_{II}} = \frac{H_0^{(1)}(\gamma_{II} a)}{J_0(\gamma_I a)}$  et où l'on a toujours les relations précédentes pour chaque milieu

$$\boxed{k_i^2 = \epsilon_i \mu_i \omega^2 \left( 1 - j \frac{\sigma_i}{\epsilon_i \omega} \right) \quad \text{et} \quad \gamma_i^2 = k_i^2 - h^2} \quad (4.17)$$

### 4.2.3 Quelques illustrations

À titre d'exemple, considérons un fil d'or (conductivité  $\sigma = 44.2 \cdot 10^6 \text{ S m}^{-1}$ ) de rayon  $a = 50 \text{ }\mu\text{m}$ . On calcule alors les champs qui sont les solutions des équations (4.11), (4.13), (4.15) et (4.16) et on les trace pour trois fréquences différentes,  $f = 100 \text{ GHz}$ ,  $f = 300 \text{ GHz}$  et  $f = 1 \text{ THz}$ . La Fig. 4.2 montre alors clairement que les champs sont très peu localisés dans le fil (et donc subissent de très faibles pertes par effet Joule) mais par contre que l'extension dans l'air environnant est très importante avec par exemple une intensité encore très notable à une distance de  $10a$  du fil.

Figure 4.2 montre aussi la continuité des composantes  $E_z$  et  $H_\phi$  mais par contre il apparaît que la composante  $E_r$  présente une forte discontinuité avec une composante dans le fil extrêmement petite.

Figure 4.3 montre deux autres caractéristiques de l'onde de Sommerfeld guidée sur le fil d'or pour les mêmes trois fréquences

- d'une part le rayon à mi-puissance du mode se propageant sur le fil,  $r_{-3\text{dB}}$ , défini en négligeant les composantes autres que  $E_r$  par

$$\int_a^{r_{-3\text{dB}}} 2\pi r |E_r(r)|^2 dr = \frac{1}{2} \int_a^\infty 2\pi r |E_r(r)|^2 dr \quad (4.18)$$

- d'autre part le rapport  $|E_z/E_r|$  de la composante longitudinale du champ électrique à la composante radiale calculée au point  $r_{-3\text{dB}}$ .

L'extension du mode dans l'air est donc sensiblement proportionnelle au rayon du fil et, pour les cas considérés ici, elle est sensiblement comprise dans la plage  $3a \lesssim r_{-3\text{dB}} \lesssim 10a$  suivant la fréquence et la valeur de  $a$ . À noter que c'est pour la

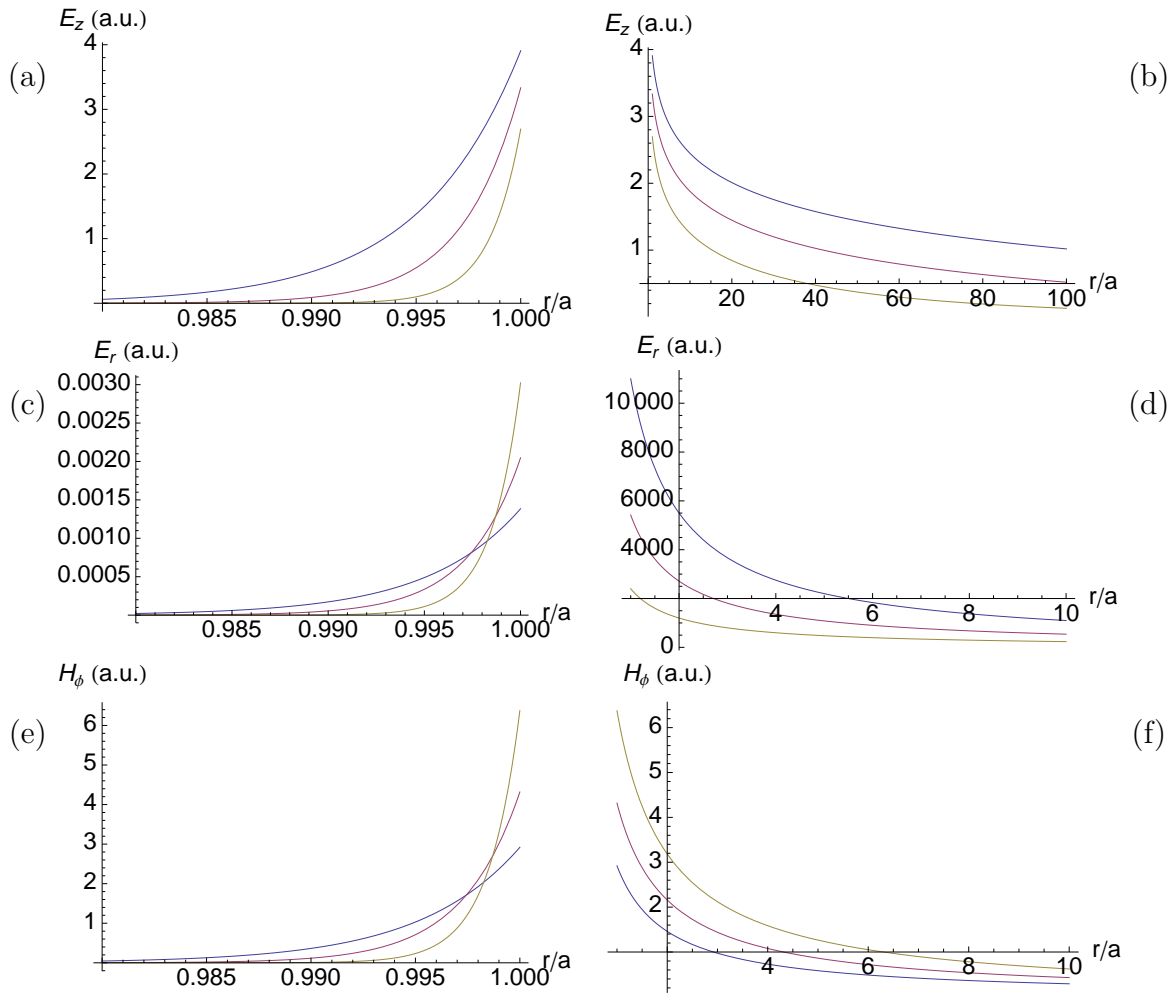


FIGURE 4.2 – Composantes des champs d’une onde de Sommerfeld se propageant sur un fil d’or cylindrique de rayon  $a = 50 \mu\text{m}$  pour les trois fréquences 100 GHz (bleu), 300 GHz (rouge) et 1 THz (brun). (a), (c) et (e) champ à l’intérieur du métal, (b), (d) et (f) champ à l’extérieur du métal. (a) et (b),  $E_z$ ; (c) et (d),  $E_r$ ; (e) et (f),  $H_\phi$ .

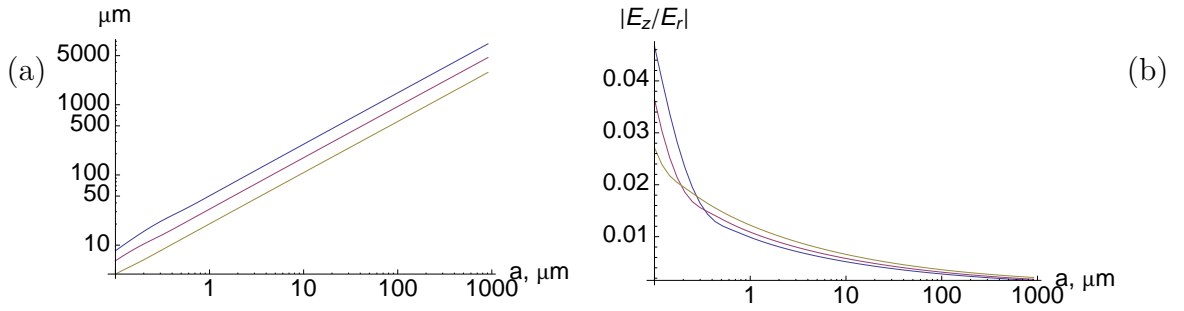


FIGURE 4.3 – Caractéristiques d’une onde de Sommerfeld se propageant sur un fil d’or en fonction du rayon de ce fil allant de  $a = 100$  nm à  $a = 1$  mm et pour les trois fréquences 100 GHz (bleu), 300 GHz (rouge) et 1 THz (brun). (a) rayon  $r_{-3dB}$  de l’extension spatiale dans l’air à mi-puissance du mode. (b) rapport  $|E_z/E_r|$  dans l’air pour cette même distance  $r_{-3dB}$ .

fréquence la plus faible que cette extension est la plus importante et que c’est pour les valeurs les plus faibles de  $a$  que le mode est le moins bien localisé.

Pour cette distance correspondant à la mi-puissance, le ratio  $|E_z/E_r|$  tracé sur la figure 4.3(b) reste toujours très petit et n’excède pas quelques %. Notre supposition de départ de négliger les composantes du champ autres que  $E_r$  est donc validée *a posteriori*. Une chose intéressante à extraire de ce graphique est que ce rapport  $|E_z/E_r|$  croît lorsque  $a$  décroît. Ceci est utile pour une sonde de champ proche de type pointe pour laquelle nous rechercherons la collection de  $E_z$  qui n’existe que dans le champ proche de l’objet et contient donc plus de fréquences spatiales élevées (cf §6.1).

## 4.3 Comparaison expérimentale

Les propriétés du mode de Sommerfeld telles que la polarisation, l’extension spatiale, les pertes de propagation et les pertes de courbures ont été caractérisées expérimentalement. Nous allons dans la suite nous servir du modèle précédent pour interpréter ou en déduire de nouveaux modèles globaux de comportement des ondes de Sommerfeld.

### 4.3.1 Polarisation

Une première expérience dont le schéma est présenté sur la figure 4.4 a été réalisée afin de vérifier la polarisation autour du fil. L’expérience consiste à exciter une onde

de Sommerfeld sur un coté d'un fil et à mesurer la polarisation de l'onde à l'autre extrémité. L'excitation se fait à partir d'une source électronique avec une fréquence  $f = 100$  GHz qui délivre 1 mW sur un fil de diamètre 0,6 mm. Cette source est associée à un cornet qui délivre un faisceau polarisé linéairement qui permet un mode de Sommerfeld via une pièce en PTFE assurant la transition entre ces deux modes. Nous ne rentrerons pas en détail sur la problématique de l'excitation d'une onde de surface sur un fil car ce sujet est traité au §5.2. Une fois le mode de Sommerfeld excité, l'onde se propage sur le fil et une cartographie du champ est réalisée au bout du fil. Pour cela, la sonde de champ proche sensible à la composante  $E_y$  présentée au §3.2 a été fixée sur un système motorisé avec deux axes. On peut ainsi réaliser des cartographies 2D sensibles à la polarisation.

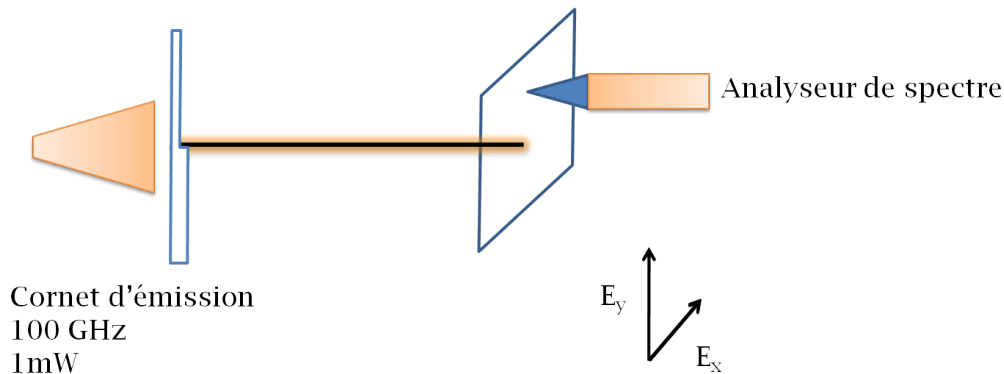


FIGURE 4.4 – Schéma de l'expérience permettant de mesurer la polarisation au bout du fil de tungstène. La sonde sensible à la composante  $E_y$  cartographie le plan XY.

Les figures 4.5(a) et 4.5(b) présentent les coupes de champ  $E_x$  et  $E_y$  expérimentales. La polarisation sur le fil étant radiale et le détecteur n'étant sensible qu'à la composante transverse, on obtient des images en grain de café caractéristiques dans cette situation, déjà connues en optique [Grosjean 02] ainsi que dans le domaine térahertz [T. Grosjean 08]. Cela correspond en outre à la simulation FDTD de la composante  $E_y$  présentée sur la figure 4.5(c). Cette première expérience montre un comportement en polarisation qui est donc en plein accord avec le modèle d'un mode de Sommerfeld.

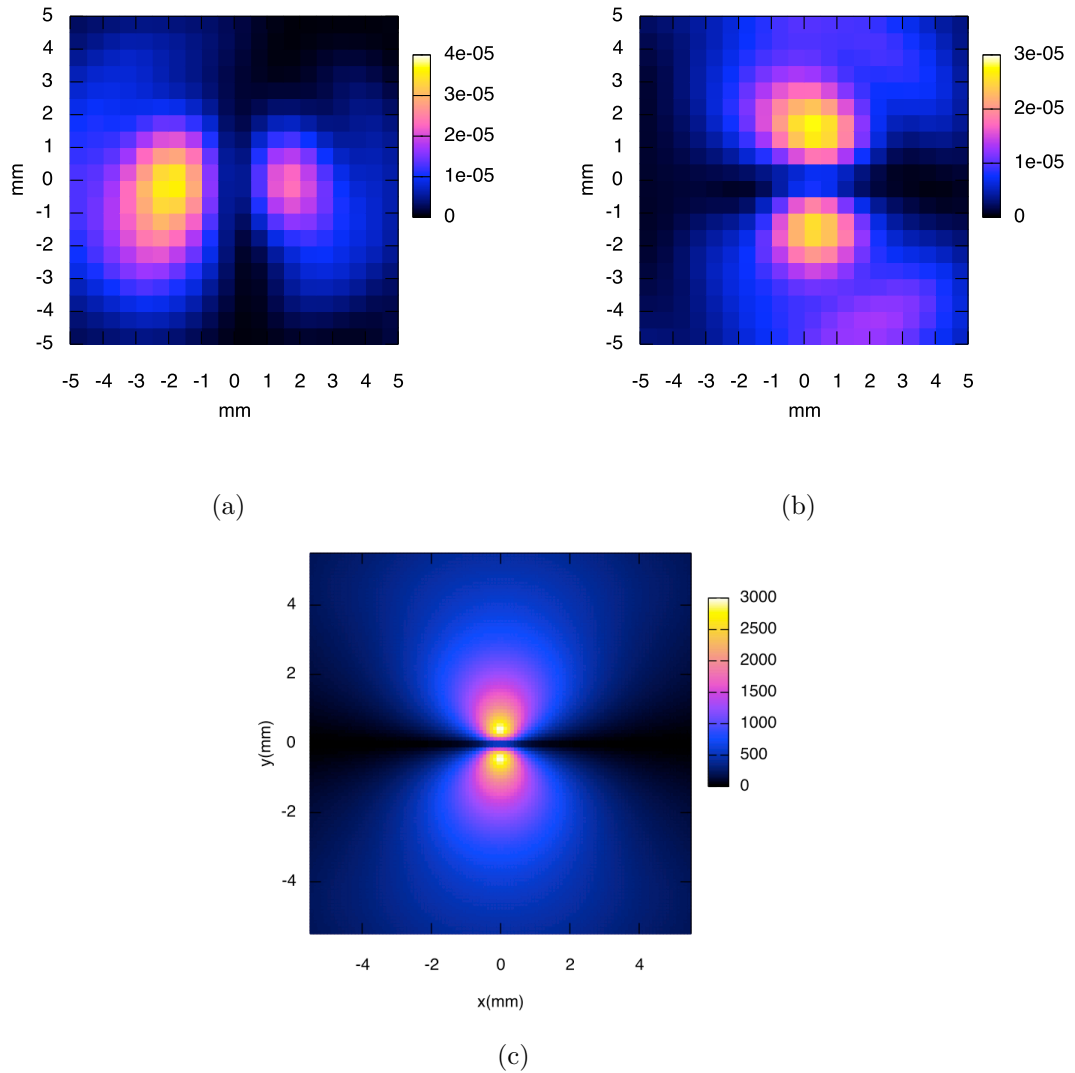


FIGURE 4.5 – Vue en coupe au bout du fil de l'amplitude du champ électrique.

(a) Expérience utilisant la sonde de champ proche sensible à une seule composante  $E_x$  du champ électrique.

(b) Expérience similaire en tournant de  $90^\circ$  la sonde présentant donc la composante  $E_y$

(c) Simulation de la composante  $E_y$  du champ électrique.

### 4.3.2 Extension spatiale du mode

Une seconde série d'expériences a été menée afin de mesurer l'extension du champ autour du fil. Nous mesurons la puissance transmise sur le fil pour différentes ouvertures  $r_\emptyset$  d'un diaphragme centré sur le fil comme présenté sur la figure 4.6. Plusieurs expériences ont été réalisées pour des fils avec différents métaux et à différentes fréquences.

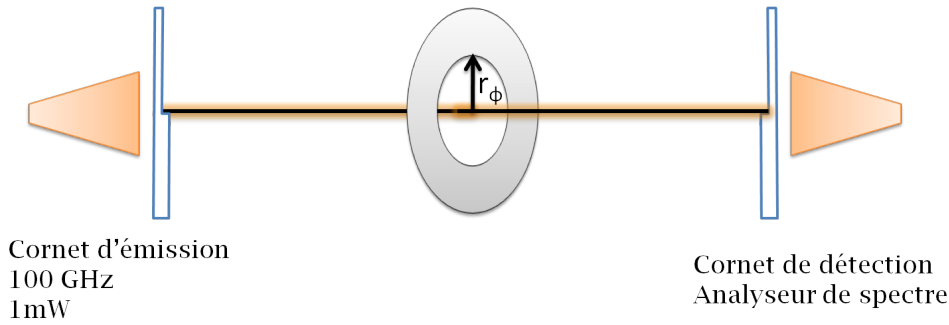


FIGURE 4.6 – Mesure de la puissance transmise sur un mode de Sommerfeld pour différentes ouvertures du diaphragme afin d'évaluer expérimentalement l'extension du mode autour du fil.

À titre de comparaison, l'extension théorique du champ électrique a été calculée pour ce cas précis suivant l'équation 4.13 vue précédemment. Nous ne considérons pas la composante longitudinale du champ électrique car celle-ci est négligeable comme le montre la figure 4.2. Parallèlement, l'outil de simulation CST a été utilisé pour simuler ce fil dans les mêmes conditions. Le résultat du calcul théorique et de la simulation sont présentés sur la figure 4.7. On observe un comportement similaire des deux méthodes.

Pour comparer le résultat de cette expérience avec l'extension de champ théorique, nous considérons donc que la puissance mesurée correspond au flux traversant le diaphragme. La puissance théorique passant par le diaphragme est simplement calculée par l'équation suivante :

$$\mathcal{P}(r_\emptyset) = \int_a^{r_\emptyset} 2\pi r |E_r(r)|^2 dr \quad (4.19)$$

Pour la première expérience, une onde est injectée sur un fil d'Inox de rayon  $r = 0,4$  mm à une fréquence  $f = 100$  GHz. La détection utilisée est ici l'analyseur de

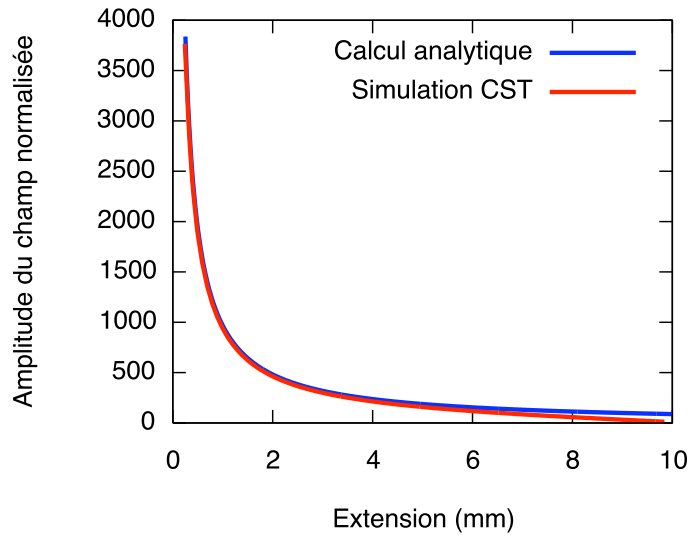


FIGURE 4.7 – Extension du champ calculée de manière analytique comparée au résultat obtenu par simulation FDTD avec le logiciel CST.

spectre. Le calcul de l’extension théorique pour ce fil est fait avec une conductivité  $\sigma_c = 1.32 \cdot 10^6 \text{ S.m}^{-1}$  correspondant à l’Inox 3162. Les extensions théoriques et expérimentales sont présentées sur la figure 4.8. La puissance est exprimée en dB avec pour référence la puissance transmise avec le diaphragme ouvert au maximum. Le niveau bas correspond à la puissance mesurée lorsque le diaphragme est entièrement obturé, le niveau de détection de l’appareil de mesure étant encore plus bas. Il y a donc une chute dramatique du signal si l’on se place près du fil. Nous obtenons donc un résultat en accord avec la théorie à quelques dixièmes de dB sur toute la plage.

Une seconde expérience avec ce même fil d’Inox a été conduite à une fréquence plus élevée. Pour cela nous utilisons la source électronique (220 - 330 GHz) et un mélangeur (140 - 220 GHz) pour la détection. Dans cette configuration, la seule fréquence de fonctionnement possible est  $f = 220 \text{ GHz}$ . Le résultat est présenté sur la figure 4.9, où la zone bleutée au bas correspond au niveau de détection de l’analyseur de spectre avec ce mélangeur. Cette expérience met en évidence la présence d’un mode de Sommerfeld mais la dynamique de puissance disponible n’était que de 3 dB, ce qui a rendu la mesure difficile et explique l’obtention de peu de points. Cette faible dynamique est due à un dysfonctionnement du mélangeur qui a été réparé au laboratoire mais présente des performances très dégradées et un niveau de puissance mesurée décalibré. Les quelques points mesurés ont cependant une allure semblable



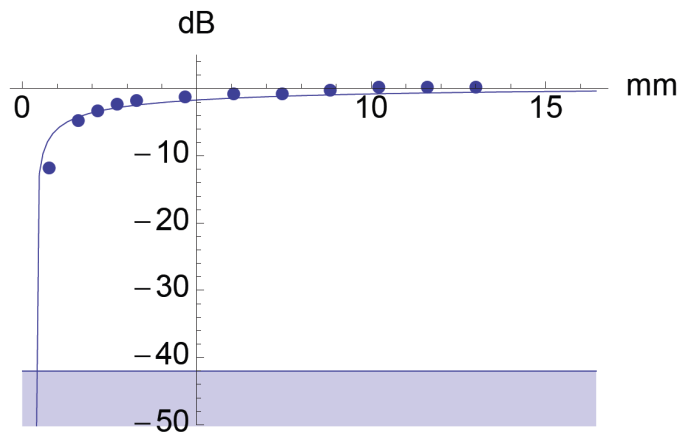


FIGURE 4.8 – Puissance mesurée pour différentes ouvertures du diaphragme (points) et puissance théorique (courbe). Le niveau bas correspond au seuil de détection lorsque le diaphragme est entièrement obturé.

à la courbe théorique.

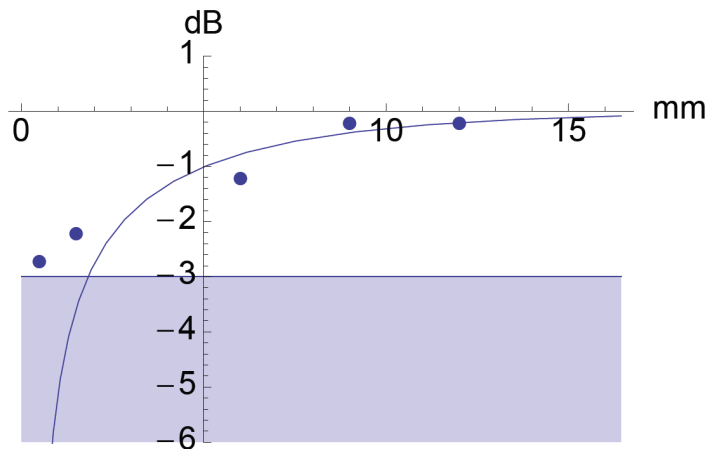


FIGURE 4.9 – Puissance mesurée pour différentes ouverture du diaphragme (points) et puissance théorique ( courbe) pour un fil de tungstène à une fréquence de 220 GHz

Une autre série de mesures a été faite avec un fil de tungstène de rayon  $r = 0.5$  mm. Connaissant la conductivité de ce métal  $\sigma_c = 1.32 \cdot 10^6$  S.m<sup>-1</sup>, nous pouvons calculer l'extension de champ théorique pour une fréquence  $f = 100$  GHz. Une expérience similaire aux précédentes a donc été faite avec ce fil ce qui a abouti au résultat présenté sur la figure 4.10. Le niveau bleu en bas de la figure correspond au niveau mesuré lorsque le diaphragme est complètement fermé. Nous obtenons encore

une bonne concordance entre calculs et expérience pour ce métal.

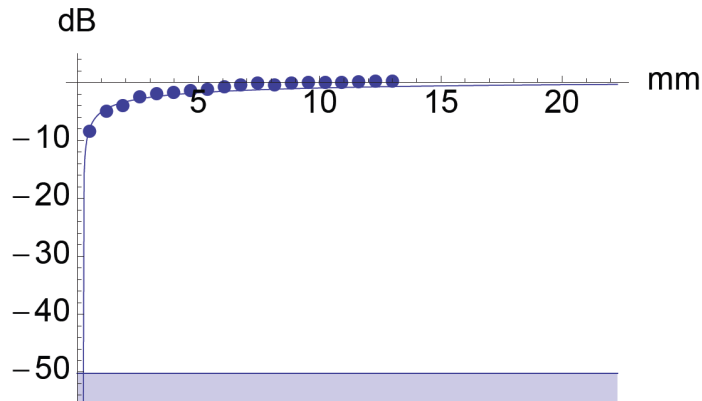


FIGURE 4.10 – Puissance mesurée pour différentes ouverture du diaphragme (points) et puissance théorique ( courbe) pour le fil en Tungstène à 100 GHz.

Une autre expérience a été réalisée plus haut en fréquence. Cette fois, la source est utilisée à une fréquence  $f = 300$  GHz et la détection est faite avec le bolomètre. L'extension théorique a donc été recalculée pour cette fréquence. En raison de la présence du bolomètre, cette expérience se fait en utilisant une détection synchrone. Le signal modulant est appliqué à la source sous forme d'une tension crête à crête de 0V à 5V et le signal mesuré est issu de la détection synchrone. Le résultat expérimental est comparé au calcul sur la figure 4.11. Nous obtenons là encore une très bonne concordance entre calculs et expérience.

Pour finir cette partie, on peut comparer les résultats obtenus avec le fil de tungstène et d'Inox. On a représenté sur la figure 4.12 les extensions de champ théoriques et mesurées pour ces deux fils à une fréquence  $f = 100$  GHz. Bien que la conductivité de ces métaux soit différente, on observe des résultats assez semblables en raison de la différence de diamètre des deux fils, qui a compensé en partie l'écart dû aux propriétés électriques des fils.

Ces expériences originales ont permis de trouver un excellent accord avec le modèle et montrent que nous avons bien à faire expérimentalement avec des modes de Sommerfeld se propageant sur la surface de nos fils métalliques cylindriques.

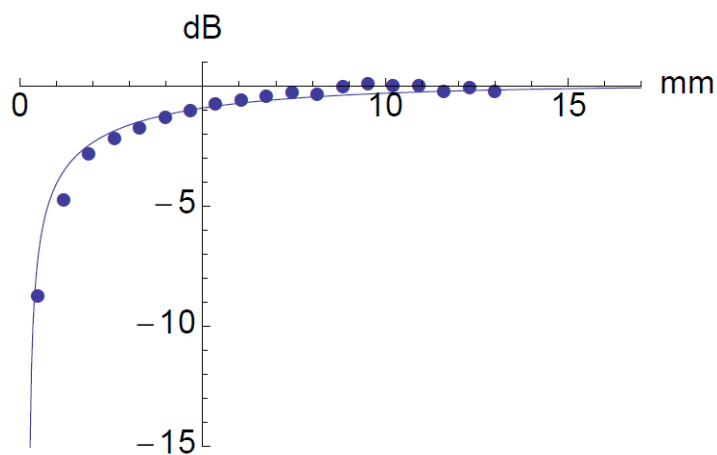


FIGURE 4.11 – Puissance mesurée pour différentes ouvertures du diaphragme (points) et puissance théorique correspondante (courbe) pour le fil en Tungstène à 300 GHz.

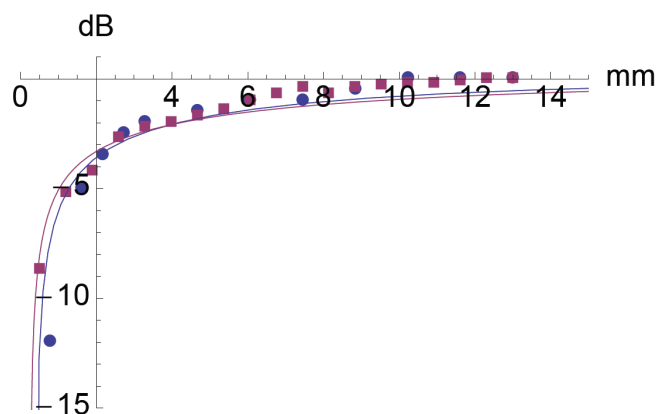


FIGURE 4.12 – Comparaison des puissances mesurées avec le diaphragme pour le fil d'inox de rayon 0.4 mm et le fil de tungstène de rayon 0.5 mm.

### 4.3.3 Pertes de propagation des ondes de Sommerfeld

Les pertes lors de la propagation linéaire d'un mode de Sommerfeld sur un fil cylindrique proviennent de la conductivité finie des fils utilisés qui est à l'origine du guidage. Ces pertes sont donc intrinsèques à ces modes et incluses dans la constante de propagation  $h$  déduite de la résolution de l'Eq. (4.16). Au vu de la dépendance spatio-temporelle choisie pour les ondes,  $E_z(r) \exp(j(\omega t - hz))$ , les pertes sont donc données par  $\Im\{h\}$  qui est négatif. La figure 4.13 donne ces pertes en fonction de la fréquence et pour plusieurs type de métaux : de l'or de conductivité  $\sigma = 44.2 \cdot 10^6$  S/m (figure 4.13(a)), du tungstène de conductivité  $\sigma = 8.9 \cdot 10^6$  S/m (figure 4.13(b)) et de l'acier Inox 3162 de conductivité  $\sigma = 1.32 \cdot 10^6$  S/m (figure 4.13(c)). Lorsque la fréquence augmente, les pertes augmentent. Ces pertes augmentent également lorsque le rayon du fil diminue.

Sur le plan expérimental, l'atténuation a été évaluée en mesurant la puissance transmise pour différentes longueurs de fil. Cette expérience s'est faite dans la même configuration que la figure 4.6 - mais sans diaphragme - et en faisant une série de coupes successives du fil. Les différentes coupes du fil ont permis d'observer l'atténuation sur une distance de 25 cm et ce résultat expérimental est présenté sur la figure 4.13d. Il en ressort une atténuation de  $0.13$  dB/cm  $\pm 0.04$ <sup>4</sup> qui a été retranscrite sous forme d'un point sur la figure 4.13(c). Nous constatons que l'atténuation mesurée est 2 fois plus élevée que les pertes calculées. Il faudrait une conductivité  $\sigma = 2 \cdot 10^5$  S/m pour obtenir de telles pertes avec le modèle. Cet excès de pertes pourrait être dû à un état de surface du fil dégradé là où le champ est le plus fort. On peut penser par exemple à une contamination avec des substances biologiques lors de la manipulation.

### 4.3.4 Pertes de courbure

Les pertes qui apparaissent à la courbure sont très importantes dans la propagation des modes de Sommerfeld comme nous allons le voir. Elles constituent, avec l'extension importante du champ loin du fil, et pour cette même raison d'extension importante, les facteurs limitatifs à l'utilisation des modes de Sommerfeld en pratique.

---

4. L'erreur est déterminée à 95 % de confiance par la regression linéaire

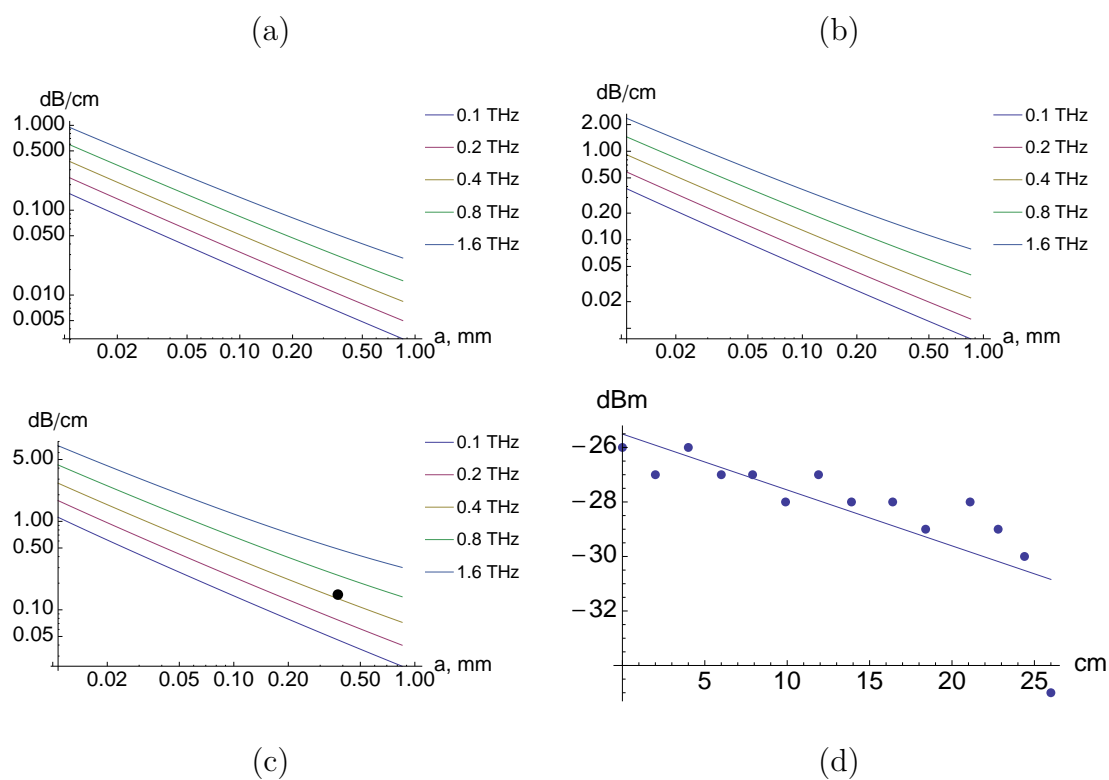


FIGURE 4.13 – Pertes de propagation calculées pour trois métaux différents (a) or, (b) tungstène, et (c) acier inox 3162, en fonction du rayon du fil et de la fréquence. Sur la courbe (c) le point représente la mesure réalisée à l’IES à 100 GHz et qui est donnée par la pente de la courbe (d) qui donne la transmission avec un fil de tungstène de rayon  $a = 250 \mu\text{m}$  coupé par étapes successives pour produire une mesure d’atténuation en fonction de la longueur.

#### 4.3.4.1 Mesure des pertes de courbure

Les pertes par courbure ont été mesurées expérimentalement en mesurant l'amplitude du signal transmis par le mode de Sommerfeld avec différentes courbures de 10 cm à 60 cm comme présenté sur la figure 4.14. Les expériences ont été réalisées à une fréquence  $f = 100$  GHz avec un fil d'acier de rayon  $a = 0.4$  mm et un fil de tungstène de rayon  $a = 0.25$  mm. Le résultat de ces expériences est présenté sur la figure 4.15 en comparaison avec des résultats de Wang [Wang 04]. Il n'a pas été possible de faire des expériences pour des rayons de courbure supérieurs car les données devenaient très bruitées. En effet, pour de grands rayons de courbure, la gravité crée une courbure naturelle sur le fil qui perturbe l'expérience et rend les mesures imprécises. Nous mesurons des valeurs dans le même ordre de grandeur que les résultats de Wang.

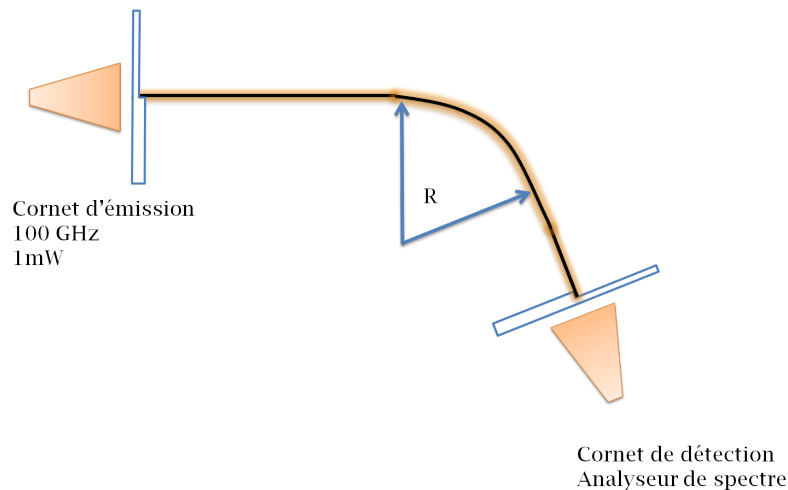


FIGURE 4.14 – Mesure de la puissance transmise sur un mode de Sommerfeld pour différentes courbure du fil.

#### 4.3.4.2 Modèle des pertes de courbure

Une simulation FDTD a été faite pour un fil de tungstène de rayon 0.2 mm avec un rayon de courbure de 10 mm. Le résultat de cette simulation présenté sur la figure 4.16 montre qu'une partie de l'onde s'échappe du mode guidé dans la zone de courbure et se propage ensuite en espace libre ce qui est à l'origine des pertes constatées. Pour cette simulation, la perte totale d'un bout à l'autre du fil est de 5.5 dB. Il n'a pas été possible de simuler le système dans des dimensions semblables

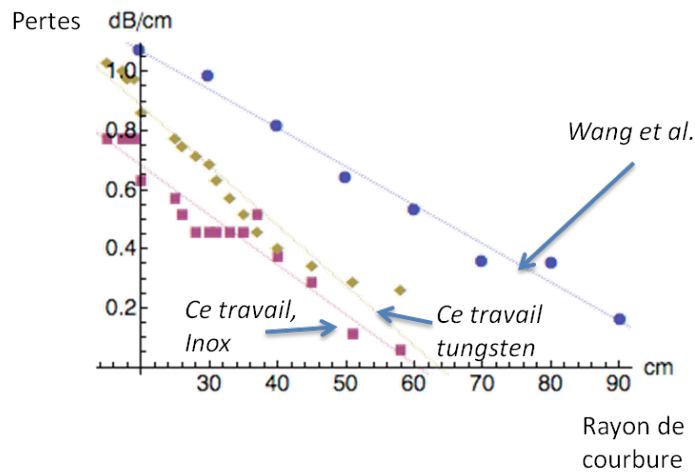


FIGURE 4.15 – Pertes par courbure mesurées à une fréquence  $f = 100$  GHz comparées aux mesures de Wang.

(●) fil d'acier de rayon  $a = 0.4$  mm

(■) fil de tungstène de rayon  $a = 0.25$  mm

(◆) Mesures des pertes de courbure en régime impulsionnel sur un fil d'acier de rayon  $a = 0.45$  mm [Wang 04]

à l'expérience car cela nécessiterait l'utilisation d'un maillage de quelques centaines de  $\mu\text{m}$  sur une extension de plusieurs dizaines de cm. Une telle simulation exigerait plusieurs dizaines de millions de mailles ce qui est trop important pour le système informatique utilisé, y compris en utilisant la grappe de serveurs quadricoeurs. On ne peut donc pas utiliser ce type de simulation pour aider au design d'une expérience utilisant des longs fils d'où l'intérêt d'un modèle analytique.

Un modèle rigoureux de pertes de courbure nécessite de calculer la projection du mode guidée par un fil courbe vers tous les modes rayonnants. De tels schémas ont été développés pour les fibres optiques [Arnaud 76] et pourraient s'appliquer ici mais ils sont compliqués. Néanmoins l'origine physique des pertes de courbure peut toujours être comprise comme l'impossibilité pour une partie du front d'onde supporté par le mode guidé de continuer à suivre la courbure sans que sa vitesse de propagation à ce point excède celle de lumière dans le milieu considéré. Nous utiliserons ici cette remarque pour bâtir un modèle heuristique des pertes de courbure.

Considérons la situation définie sur la Fig. 4.17 avec un guide de Sommerfeld bouclé sur lui-même de façon à réaliser un cercle de rayon  $R$ . Tant que les pertes de courbures restent suffisamment modérées pour que l'on puisse considérer qu'elles n'apportent qu'une perturbation adiabaticquement faible sur le mode de Sommerfeld,

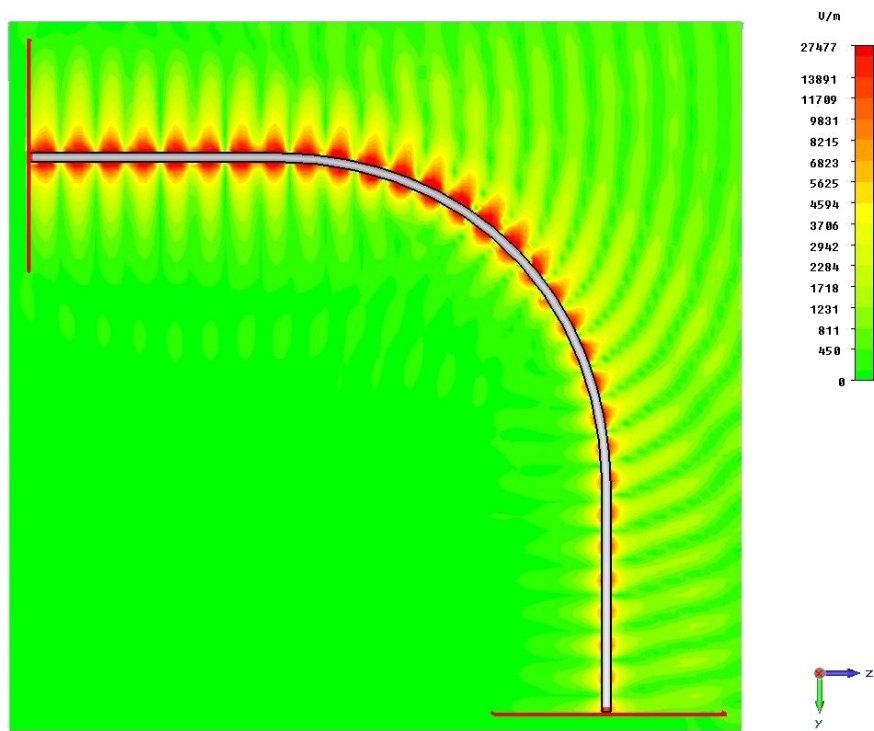


FIGURE 4.16 – Vue en coupe du champ électrique obtenu par simulation FDTD d’un fil de tungstène de rayon 0.2 mm.

le mode se propage sur le fil avec la constante de propagation  $h$  déduite de la résolution de l’Eq.(4.16). Alors pour un cercle de rayon  $R'$  la vitesse de phase doit atteindre  $c$ . Géométriquement nous en déduisons

$$\Re h 2\pi R = \frac{\omega}{c} 2\pi R'$$

donc

$$d = R' - R = \Re \left\{ \frac{hc}{\omega} - 1 \right\} R \quad (4.20)$$

Dans ces conditions on peut supposer que les pertes de courbures correspondent à l’écrantage du mode de Sommerfeld au-delà d’une distance  $d$  de la surface du fil. Comme  $R$  est la distance caractéristique du problème nous définissons les pertes de courbure par unité de longueur  $\alpha_C$  comme

$$\alpha_C = \frac{1}{R} \frac{\int_a^{a+d} 2\pi r |E_r(r)|^2 dr}{\int_a^\infty 2\pi r |E_r(r)|^2 dr} \quad (4.21)$$



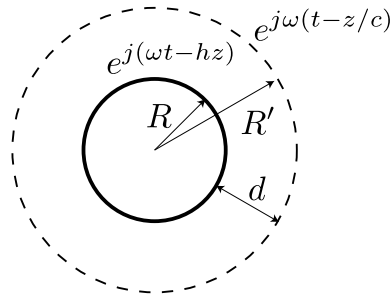


FIGURE 4.17 – Représentation schématique de la situation considérée dans le modèle heuristique de pertes de courbures. Le fil métallique supportant le mode de Sommerfeld est supposé faire un cercle de rayon  $R$ . Sur le cercle de rayon  $R'$  la vitesse de propagation atteint alors juste la vitesse de la lumière  $c$ .

La Fig. 4.18 donne les pertes de courbure obtenues expérimentalement ainsi que celles publiées par Wang et al. [Wang 04] et leurs comparaisons avec les résultats de (4.21). Il s'agit de pertes dues uniquement à la courbure, auxquelles il faut ajouter les pertes de propagation. À titre d'exemple, un coude à  $90^\circ$  avec un rayon de courbure de  $R = 40$  cm induit une perte de 25 dB plus les 7.8 dB de propagation sur les  $\approx 60$  cm de fil. Ces pertes sont donc très importantes.

Le modèle heuristique est en bon accord avec les mesures réalisées à l'IES, et un peu moins avec celle de Wang et al. [Wang 04] réalisées en impulsionnel pour lesquelles nous avons considéré que la fréquence était de 1 THz. Néanmoins, la tendance et l'ordre de grandeur des pertes de courbure sont bien décrites par le modèle qui peut être utilisé dans ce but pour le design initial de guides courbés qu'il sera nécessaire de caractériser plus finement ensuite. Un exemple de cet usage est donné en figure 4.19 pour prévoir les pertes totales apportées par des coudes d'angles variés pour lesquels on trouve un optimum très peu marqué en fonction du rayon de courbure choisi. En conséquence dans ce système,  $30^\circ$  coûte environ 12 dB,  $60^\circ$  coûte environ 22 dB, et  $90^\circ$  coûte environ 32 dB.

## 4.4 Conclusion

Nous avons mis en évidence la propagation d'onde sur un mode de Sommerfeld à des fréquences THz. L'étude des propriétés de ces modes nous permet de confirmer la nature de cette propagation. Nous avons en effet obtenu des extensions de champs, des pertes de propagation, et des pertes de courbure en très bon accord avec la

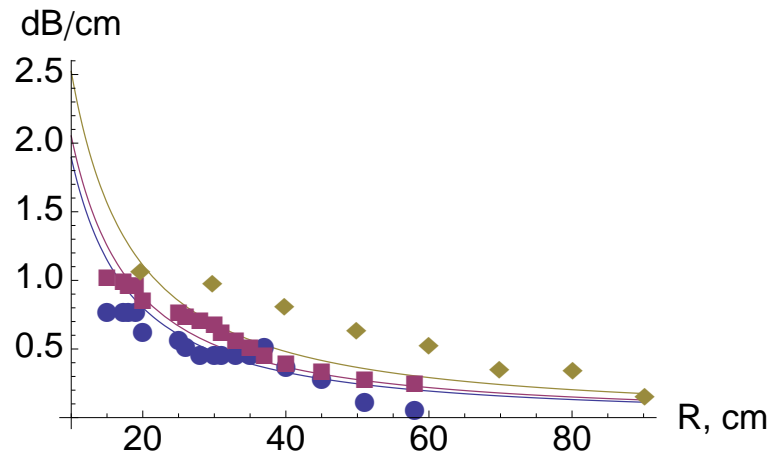


FIGURE 4.18 – Mesure des pertes de courbure en fonction du rayon de courbure pour un fil d’acier de rayon  $a = 0.4$  mm (●) et pour un fil de tungstène (■) de rayon  $a = 0.25$  mm. Dans ces deux cas la fréquence est de  $f = 100$  GHz. Mesure des pertes de courbure en régime impulsionnel sur un fil d’acier de rayon  $a = 0.45$  mm (◆). Les traits correspondent au modèle heuristique de l’Eq. (4.21) avec une fréquence moyenne considérée de  $f = 1$  THz dans le cas de la Ref. [Wang 04].

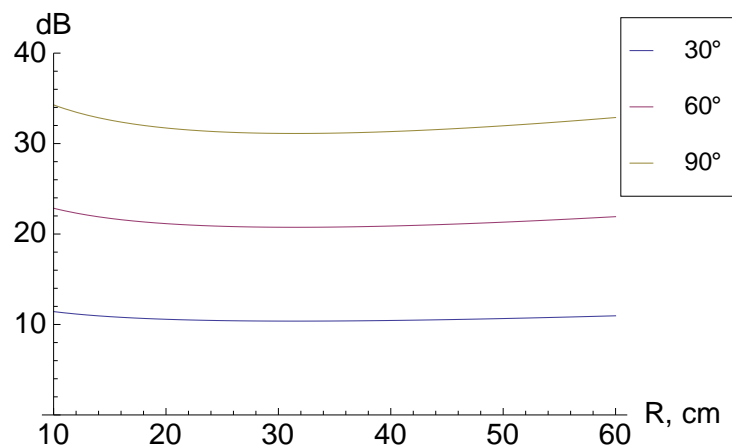


FIGURE 4.19 – Pertes totales (incluant les pertes linéiques à raison de  $0.13$  dB/cm) induites par des coudes dans un guide de Sommerfeld en fonction du rayon de courbure utilisé. Le fil considéré est en tungstène de rayon  $a = 250$   $\mu$ m et la fréquence est de  $100$  GHz.

théorie et la littérature, ou du moins dans le même ordre de grandeur pour les pertes de propagation. Ce point est essentiel pour le développement du microscope de champ proche qui sera étudié dans la troisième partie.

# CHAPITRE 5

## EXCITATION D'UN MODE DE SOMMERFELD

### Sommaire

|            |  |            |
|------------|--|------------|
| <b>5.1</b> | <b>Techniques d'excitation d'un mode de Sommerfeld . . .</b>     | <b>90</b>  |
| <b>5.2</b> | <b>Couplage à partir d'un faisceau en espace libre . . . . .</b> | <b>94</b>  |
| 5.2.1      | Calcul du couplage . . . . .                                     | 94         |
| 5.2.2      | Résultat expérimental . . . . .                                  | 97         |
| <b>5.3</b> | <b>Couplage à partir d'un guide rectangulaire . . . . .</b>      | <b>98</b>  |
| 5.3.1      | Guide rectangulaire ouvert sur un fil . . . . .                  | 98         |
| 5.3.2      | Guide rectangulaire fermé et transition coaxiale vers un fil     | 99         |
| 5.3.3      | Simulation du dispositif . . . . .                               | 100        |
| 5.3.4      | Résultat expérimental . . . . .                                  | 103        |
| <b>5.4</b> | <b>Aspects expérimentaux de ces deux transitions réalisées</b>   | <b>104</b> |
| 5.4.1      | Couplages indésirés . . . . .                                    | 104        |
| 5.4.2      | Fabrication et mise en place . . . . .                           | 105        |
| 5.4.3      | Bilan des transitions étudiées . . . . .                         | 106        |
| <b>5.5</b> | <b>Excitation par couplage à partir d'un autre fil . . . . .</b> | <b>106</b> |
| 5.5.1      | Séparateur en Y . . . . .  | 107        |
| 5.5.2      | Couplage des modes de Sommerfeld . . . . .                       | 108        |
| <b>5.6</b> | <b>Conclusion . . . . .</b>                                      | <b>109</b> |

## 5.1 Techniques d'excitation d'un mode de Sommerfeld

Avant de présenter les techniques d'excitation d'un mode de Sommerfeld utilisées dans le cadre de cette thèse, intéressons nous aux différentes méthodes décrites dans la littérature pour exciter ces modes dans le domaine terahertz. Une des premières transitions proposée par Goubau permet de passer d'un guide coaxial à un mode de Sommerfeld par un cornet conique [Goubau 50a]. Cette transition du mode TEM d'un câble coaxial vers un mode TE<sub>01</sub> est assez facile à mettre en œuvre du fait de la similitude des polarisations radiales de ces deux modes.

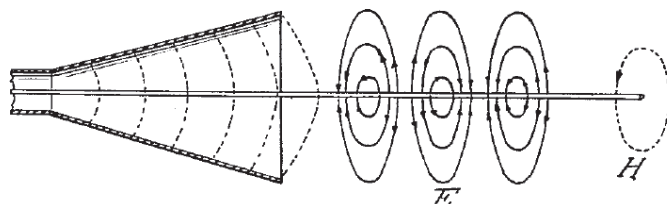


FIGURE 5.1 – Schéma d'excitation d'une ligne de Goubau à partir d'une ligne coaxiale en utilisant un cornet conique tiré du brevet présentant un système de transmission complet utilisant une ligne à ondes de surface [Goubau 50a].

Dans le domaine terahertz, l'utilisation des lignes coaxiales s'avère difficile pour deux principales raisons aisément compréhensibles à partir des formules classiques pour ces guides [Combes 96] [Jackson 98]. La première raison concerne les pertes qui augmentent avec la fréquence et atteignent plusieurs dizaines de dB/m au-delà de 100 GHz [Bagad 09]. Toutefois, dans le cadre d'un guide très court, des pertes linéiques importantes pourraient ne pas être un obstacle. Mais une deuxième raison liée aux règles de géométrie de ces guides est à prendre en compte. Pour un câble coaxial avec un conducteur intérieur de rayon  $a$  et un conducteur extérieur de rayon  $b$ , il est possible de calculer rayon maximal  $b_{max}$  pour que la propagation soit monomode par :

$$b_{max} = \frac{9,07}{f_{max}(1 + a/b)\sqrt{\epsilon_r}} \quad (5.1)$$

avec  $b_{max}$  la fréquence de coupure exprimée en GHz et  $a$  et  $b$  en centimètre [Combes 96].

Ainsi, pour une fréquence  $b_{max} = 1\text{THz}$  et un rapport  $a/b = 0.5$  et  $\epsilon_r = 1$ , on obtient un rayon maximal de  $b_{max} = 0,06\text{ cm}$ , soit  $60\ \mu\text{m}$  ce qui devient extrêmement fin pour un conducteur extérieur. Il n'est donc pas possible d'utiliser des câbles coaxiaux dans le domaine terahertz et cette solution proposée par Goubau est donc plutôt destinée au secteur des micro-ondes. D'autres solutions ont cependant été réalisées pour exciter des ondes de surfaces cylindriques sur un fil.

Une solution dans le domaine THz, utilisée par Wang et Mittleman et présentée sur la figure 5.2, consiste à focaliser un faisceau THz impulsionnel polarisé linéairement entre deux fils d'inox de diamètre  $0.9\text{ mm}$  espacés de  $0,5\text{ mm}$  et placés de manière perpendiculaire [Deibel 08] [Deibel 06a]. Une partie du rayonnement créé par un phénomène de diffusion induit par le métal est ensuite couplé sur le fil et guidé sur un mode de Sommerfeld. L'efficacité de ce type de couplage a été évaluée de manière expérimentale à moins de 1%, des simulations par la méthode des éléments finis ayant montré un couplage de 0.4%.

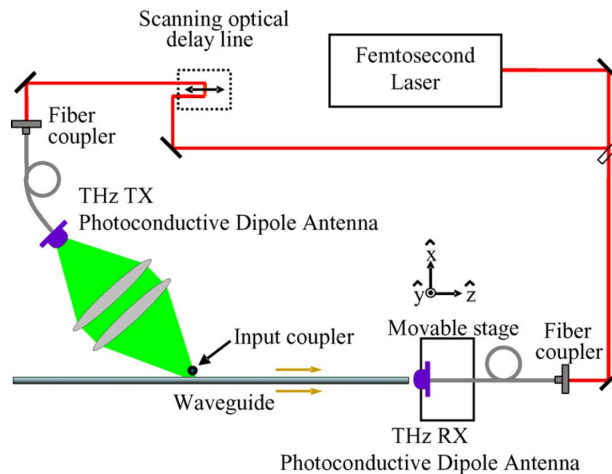


FIGURE 5.2 – Schéma expérimental utilisant un mode de Sommerfeld THz excité par un faisceau focalisé entre deux fils.

Une autre solution est d'utiliser un émetteur générant une polarisation radiale qui vient exciter directement un fil. On peut utiliser pour cela une antenne photoconductrice polarisée radialement [Jeon 05]. La figure 5.3 présente cette solution réalisée dans l'équipe de Mittleman qui a permis d'obtenir la transmission d'une impulsion terahertz sur un fil en inox [Deibel 06a]. La symétrie radiale de l'antenne photoconductrice 5.3(a) permet d'obtenir un faisceau polarisé radialement comme le montre la simulation de la figure 5.3(b). Cette solution, qui offre une efficacité de couplage

qui a été estimée par simulation à 56%, est cependant limitée en pratique par la nécessité de disposer d'une antenne photoconductrice spécifique.

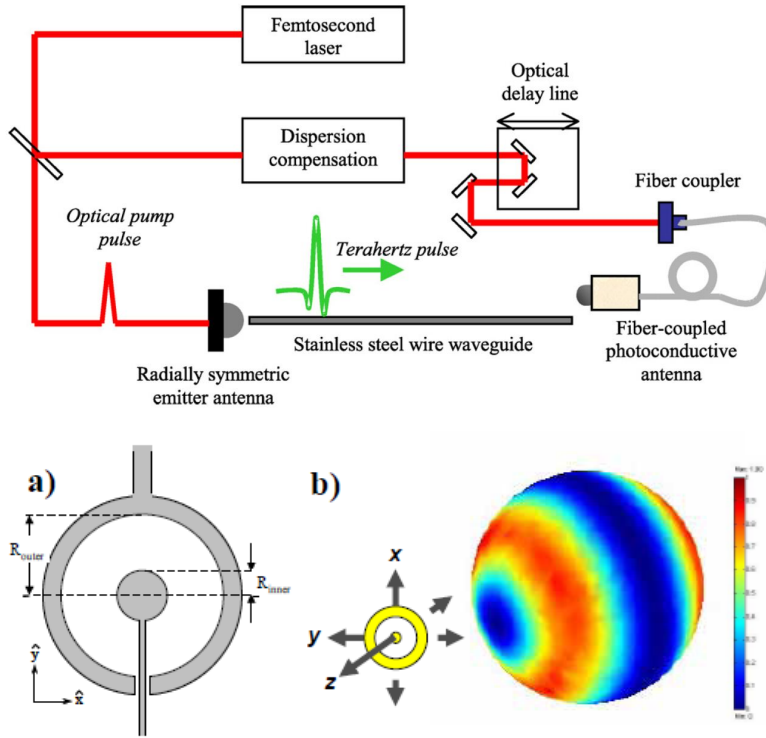


FIGURE 5.3 – Schéma expérimental utilisant un mode de Sommerfeld THz excité par une antenne photoconductrice à symétrie radiale.

Une autre technique d'excitation consiste à placer la pointe d'un fil au centre d'une ouverture circulaire sub-longueur d'onde réalisée sur un plan métallique [Agrawal 07]. Le schéma de ce montage est présenté sur la figure 5.4. Un faisceau terahertz est collimaté à l'aide d'un miroir semi parabolique sur l'ouverture qui est entourée de rainures circulaires. Cette géométrie permet d'augmenter l'efficacité de la méthode, de manière analogue aux ouvertures utilisées pour faire de microscopie en champ proche terahertz qui peuvent être entourées d'anneaux pour augmenter la transmission d'une ouverture [Ishihara 06].

D'autres méthodes ont également été décrites comme l'utilisation d'un fil contenant des micro-rainures [Cao 05]. Il suffit dans ce cas de focaliser un faisceau terahertz polarisé linéairement sur ces rainures pour injecter l'onde sur le fil, avec une bande de fréquence d'utilisation et une fréquence centrale contrôlables par l'espacement entre les rainures. Enfin, une autre méthode consiste à faire une transition d'un

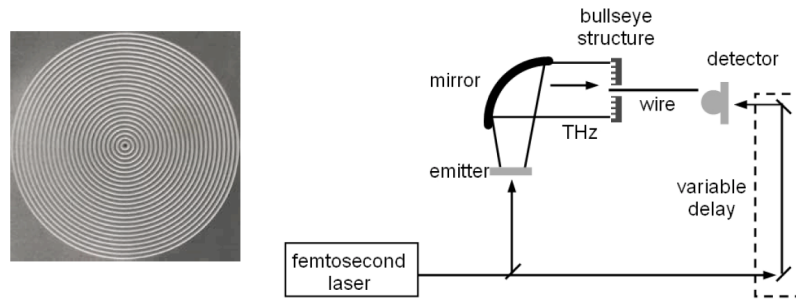


FIGURE 5.4 – Excitation d'un mode de Sommerfeld à partir d'une ouverture circulaire sub-longueur d'onde entourée de rainures [Agrawal 07].

guide coplanaire à trois ruban vers une ligne de Goubau planeaire [Akalin 06]. Cette transition, qui est représentée sur la figure 5.5, présente à gauche la ligne coplanaire dont la largeur  $W$  tend vers  $W_0$  avec un taper qui correspond à la largeur de la ligne de Goubau. L'efficacité de la transition est ensuite optimisée avec une ouverture progressive des plans de masse en forme de cornet. Ce type de transition offre un rendement très élevé (80%) mais la topologie planeaire induit des pertes élevées de 2.8 dB/mm à 140 GHz et 4 dB/mm à 220 GHz. Cette solution est donc intéressante pour des micro-systèmes tels que des bioMEMS [Akalin 05] mais ne peut pas être utilisée pour exciter un mode de Sommerfeld sur plusieurs dizaines de centimètres.

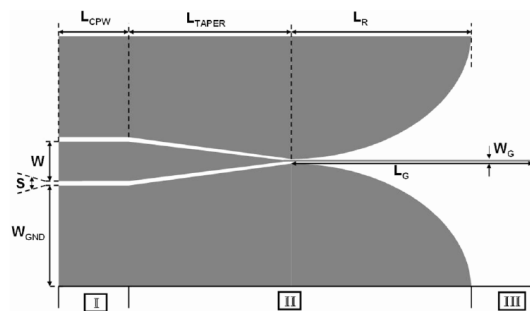


FIGURE 5.5 – Transition d'un guide coplanaire vers une ligne de Goubau planeaire [Akalin 06].

Au cours de cette thèse, deux transitions ont été utilisées, l'une à partir d'un faisceau en espace libre et l'autre avec un guide d'onde rectangulaire.



## 5.2 Couplage à partir d'un faisceau en espace libre

### 5.2.1 Calcul du couplage

La possibilité de coupler un faisceau en espace libre sur un mode de Sommerfeld s'avère une solution intéressante en pratique car l'ensemble des sources et détecteurs terahertz présents au laboratoire disposent d'un cornet qui leur permet de rayonner ou de détecter un faisceau en espace libre. En y associant un miroir semi-parabolique, on obtient un faisceau en espace libre polarisé linéairement que l'on considèrera ayant une distribution gaussienne du champ. La disponibilité de tels faisceaux et la nécessité de les coupler sur des modes de Sommerfeld crée la nécessité d'une transition entre ces deux modes de propagation. Nous proposons de calculer l'intégrale de recouvrement du champ présent dans le faisceau gaussien et du champ guidé sur le mode de Sommerfeld pour évaluer le couplage direct entre ces deux modes de propagation. On note  $\Psi_A(r)$  le champ associé au faisceau gaussien.

$$\Psi_A(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi}w} e^{-\frac{r^2}{2w^2}} \quad (5.2)$$

Cette onde est normée pour une intégration dans le plan transverse à la direction de propagation :

$$\int_0^\infty 2\pi r \Psi_A \Psi_A^* dr = 1 \quad (5.3)$$

On considère par ailleurs l'onde propagée sur le mode de Sommerfeld seulement par la composante radiale  $E_r$  à l'extérieur du fil car la composante à longitudinale est très faible comparée à la composante radiale comme nous l'avons vu au chapitre 4.2.3. On ne prend pas en compte le champ à l'intérieur du fil qui a une très faible extension comparé à l'extérieur du fil. On note  $R$  le rayon du fil,  $\gamma$  la constante de propagation du mode de Sommerfeld calculé au §4.2 et  $H_1^{(1)}$  correspond à la fonction de Hankel d'ordre 1.

$$\Psi_B(r) = \frac{1}{\mathcal{E}} \frac{h}{\gamma} H_1^{(1)}(\gamma r) \quad (5.4)$$

avec la constante  $\mathcal{E}$  obtenue par la normalisation 5.3

$$\mathcal{E}^2 = \int_a^\infty 2\pi r \frac{h}{\gamma} H_1^{(1)}(\gamma r) \left( \frac{h}{\gamma} H_1^{(1)}(\gamma r) \right)^\dagger dr \quad (5.5)$$

Le couplage entre ces distributions de champ se détermine théoriquement en calculant l'intégrale de recouvrement :

$$C_{AB} = \int \Psi_A \cdot \Psi_B^*, dS \quad (5.6)$$

Ce calcul donne un couplage nul. En effet, on peut remarquer que seule la composante du mode de Sommerfeld qui est colinéaire à la polarisation du faisceau Gaussien contribue au couplage. Mais comme cette composante est répartie de manière égale dans deux sens opposés, sa contribution finale est nulle. La solution passe donc un élément de phase, que l'on appellera DPE<sup>1</sup>, déjà utilisé pour créer un faisceau polarisé radialement [T. Grosjean 08]. Cet élément est schématisé sur la figure 5.6.

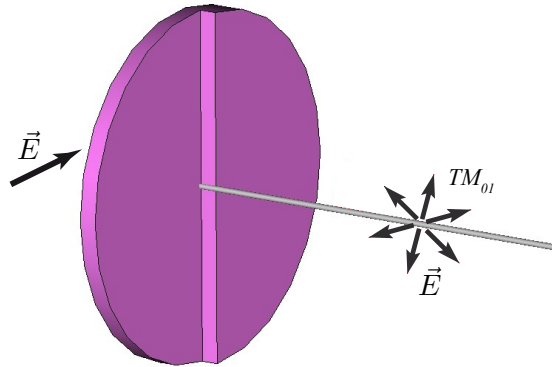


FIGURE 5.6 – Transition d'un faisceau Gaussien en espace libre vers un mode  $TM_{01}$  d'un mode de Sommerfeld.

Pour rappel, le DPE est constitué d'une marche d'une hauteur  $h = \lambda/2(n - 1)$  calculée de manière à obtenir un déphasage de  $\pi$  dans deux demi-plans. Ainsi, la composante du mode de Sommerfeld qui est colinéaire à la polarisation du faisceau Gaussien contribue de manière constructive au couplage dans les deux demi-plans. On note  $\Psi'_A$  la distribution de champ du faisceau en espace libre après avoir traversé la lame de phase.

1. Differential phase element

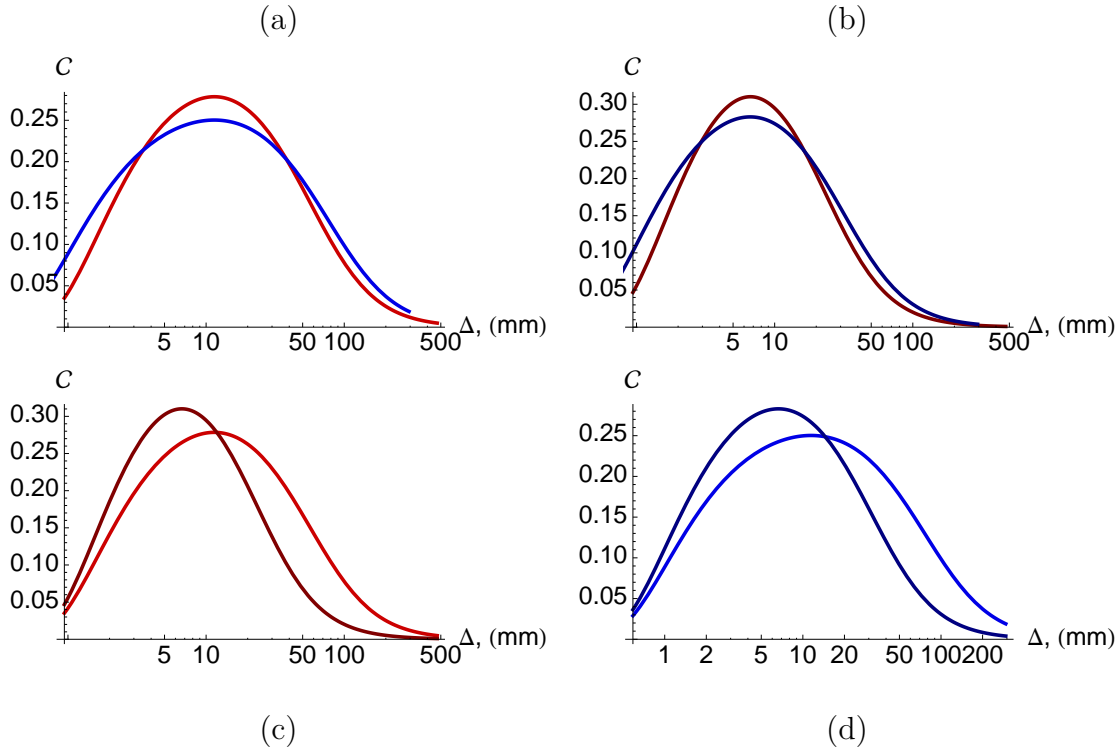


FIGURE 5.7 – Facteur de couplage en puissance  $\mathcal{C}$  entre un faisceau gaussien à polarisation linéaire de largeur à mi-puissance  $\Delta$  et un mode de Sommerfeld se propageant sur un fil métallique. Le couplage est réalisé selon le schéma de la figure 5.6 grâce à une lame de phase parfaitement axée avec le fil et le faisceau donnant un retard de  $\pi$  exactement entre les deux demi-espaces.

(a) Influence de la nature du fil  $f = 100$  GHz. acier  $a = 0.4$  mm, tungstène  $a = 0.25$  mm

(b) Influence de la nature du fil  $f = 300$  GHz. acier  $a = 0.4$  mm, tungstène  $a = 0.25$  mm

(c) Influence de  $f$ , fil d'acier 3164 de rayon  $a = 0.4$  mm.  $f = 100$  GHz,  $f = 300$  GHz

(d) Influence de  $f$ , fil de tungstène de rayon  $a = 0.25$  mm.  $f = 100$  GHz,  $f = 300$  GHz

$$\Psi'_A(r) = \text{sign}(x) \frac{1}{\sqrt{\pi}w} e^{-\frac{r^2}{2w^2}} \quad (5.7)$$

Pour faire le calcul de couplage, on considère un mode de Sommerfeld avec un fil en Inox de 0.4 mm de rayon puis avec un autre fil de tungstène de 0.25 mm de rayon. Le couplage est ensuite calculé pour différentes largeurs de faisceau gaussien  $w$  avec une fréquence de 100 GHz puis 300 GHz. Les résultats de ces calculs de couplage avec une lame de phase sont présentés sur la figure 5.7.

Les couplages obtenus diffèrent peu pour les différents fils étudiés, bien qu'ils aient

des rayons différents et des conductivités différentes. Comme les calculs d'extension du champ l'ont montré au chapitre précédent, les différentes valeurs de conductivité pour différents métaux ne changent que très peu l'extension du champ (et donc le couplage étudié ici), alors que le rayon du fil a une grande importance.

Dans le cas des fils étudiés, on obtient un couplage théorique qui peut monter à environ 30% avec le fil en acier de gros diamètre qui semble ici le plus intéressant. Ce couplage reste important autour de la valeur maximale, avec une valeur importante pour une taille de faisceau allant de 5 à 20 mm. Cela permet une certaine souplesse dans la mise en œuvre expérimentale.

### 5.2.2 Résultat expérimental

L'estimation expérimentale du facteur de couplage se fait par une transmission directe à 100 GHz sur un fil de tungstène d'une longueur de 40 cm placé entre deux lames de phases comme schématisé sur la figure 5.8. On constate une atténuation globale de 18 dB. Les pertes de propagation mesurées au chapitre précédent (voir figure 4.13) étant de 0.13 dB/cm, on considère qu'il y a une donc atténuation de 6 dB imputable à l'atténuation linéique. Il reste donc une atténuation de 12 dB qui correspond aux deux couplages pour l'excitation du mode de Sommerfeld et sa détection. On a ainsi 6 dB de perte de couplage pour chaque lame de phase, soit une efficacité légèrement plus faible que le calcul théorique (5 dB).



FIGURE 5.8 – Evaluation expérimentale des pertes par couplage se fait avec une transmission directe en déduisant l'atténuation le long du fil des pertes totales.

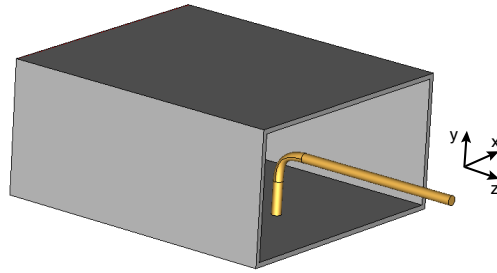


FIGURE 5.9 – Transition du mode  $TE_{01}$  du guide rectangulaire vers un mode  $TM_{01}$  sur un fil.

### 5.3 Couplage à partir d'un guide rectangulaire

Une grande partie du matériel présent au laboratoire utilise des guides d'ondes rectangulaires. C'est le cas des deux sources électroniques (75 GHz - 110 GHz et 220 GHz - 330 GHz), des différents mélangeurs hétérodynes utilisés avec l'analyseur de spectre et de la diode de détection. Au lieu d'utiliser des cornets pour rayonner en espace libre et faire ensuite un couplage avec une lame de phase, une autre excitation a été étudiée. Cette solution s'affranchit de la propagation en espace libre avec une transition entièrement guidée du mode  $TE_{01}$  du guide rectangulaire vers un mode  $TM_{01}$  sur un fil.

#### 5.3.1 Guide rectangulaire ouvert sur un fil

Le mode fondamental  $TE_{01}$  dans le guide rectangulaire peut être directement couplé sur un fil fixé à l'intérieur d'une des deux grandes faces du guide puis recourbé pour sortir du guide comme présenté sur les figures 5.9 et 5.10. Cette première transition à partir d'un guide a été utilisée en début de thèse et a été optimisée en terme de dimensionnement en collaboration avec Ronan Adam [Adam 09].

Cette transition a été difficile à utiliser en raison de la difficulté de placer le fil en pratique. Le fil doit en effet être placé précisément et courbé, position qui est difficile à maintenir pour un fil de faible diamètre qui a tendance à se courber par la gravité ou en cas de tension. La taille du guide utilisé (guide rectangulaire WR-10 2.54 mm par 1.27 mm) semble être la limite pour la fabrication. Pour des guides plus petits, il faudrait envisager un cœur de guide diélectrique avec un fil piégé et maintenu dans le diélectrique.

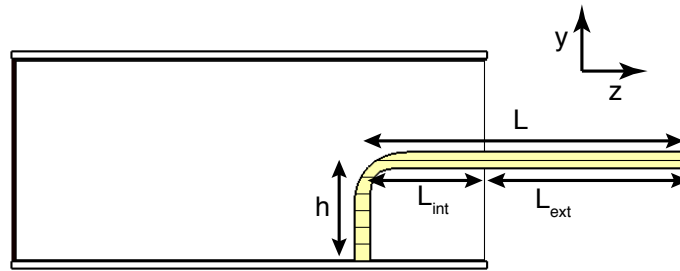


FIGURE 5.10 – Les paramètres géométriques qui définissent l'efficacité de cette transition sont la hauteur du fil et la longueur à l'intérieur du guide rectangulaire.

### 5.3.2 Guide rectangulaire fermé et transition coaxiale vers un fil

Une seconde transition à partir d'un guide rectangulaire a été étudiée et réalisée. Cette seconde transition, présentée sur la figure 5.11 est inspirée des transitions de guide rectangulaire à guide coaxial comme il en existe en hyperfréquence [Combes 96], le seul problème résidant dans l'impossibilité d'utiliser un mode coaxial dans le domaine térahertz. Il a donc été proposé d'ajouter à cette transition utilisée en hyperfréquences un cornet radial qui permet de coupler l'onde électromagnétique sur un mode de Sommerfeld, de manière similaire à l'expérience de Goubau [Goubau 50b]. La partie coaxiale sera donc réduite au maximum, en plaçant la base du cornet au plus proche du coeur du guide d'onde rectangulaire.

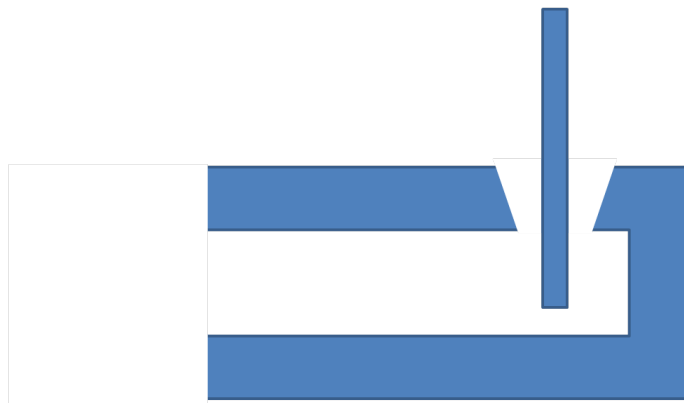


FIGURE 5.11 – Vue en coupe de la transition d'un guide rectangulaire WR-10 vers un mode de Sommerfeld.

### 5.3.3 Simulation du dispositif

Plusieurs simulations ont été faites afin de valider le concept de cette transition en utilisant le logiciel CST Microwave Studio. La simulation du dispositif se divise en deux parties : une première partie concernant la transition d'un mode se propageant dans un guide rectangulaire vers un guide coaxial, et la deuxième simulation concerne la transition d'un guide coaxial vers un mode de Sommerfeld. L'intérêt d'une simulation en deux parties est de voir l'origine des pertes dans la transition.

#### 5.3.3.1 Transition d'un guide rectangulaire vers un guide coaxial

La simulation de la transition d'un guide rectangulaire vers un guide coaxial est réalisée à 100 GHz. Une vue en coupe du dispositif est proposée sur la figure 5.11. On utilise pour le guide les dimensions d'un guide d'onde rectangulaire normalisé WR10. Le fil a un rayon de 0.15 mm et l'ouverture un rayon de 0.6 mm. La distance entre le fil et la terminaison du guide est  $\frac{\lambda_{TE01}}{4}$  de manière analogue aux transitions hyperfréquences [Combes 96], soit dans notre cas environ 1.5 mm. Cette simulation, qui a été faite de 50 GHz à 120 GHz permet de connaître le paramètre  $S_{21}$  correspondant à la transmission. Ce résultat, présenté sur la figure 5.13 présente une transmission d'environ -1dB entre 75 et 110 GHz qui correspond à la plage de fonctionnement du guide WR10.

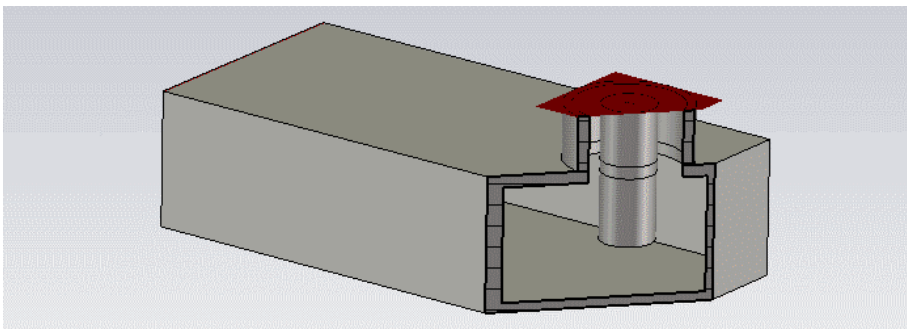


FIGURE 5.12 – Transition d'un guide rectangulaire WR-10 vers un guide coaxial avec une coupe permettant de voir le plongeur. Dimension du guide rectangulaire : 2.54 mm x 1.27 mm et du guide coaxial  $r = 0.15$  mm pour le fil et  $r = 0.6$  mm pour l'ouverture

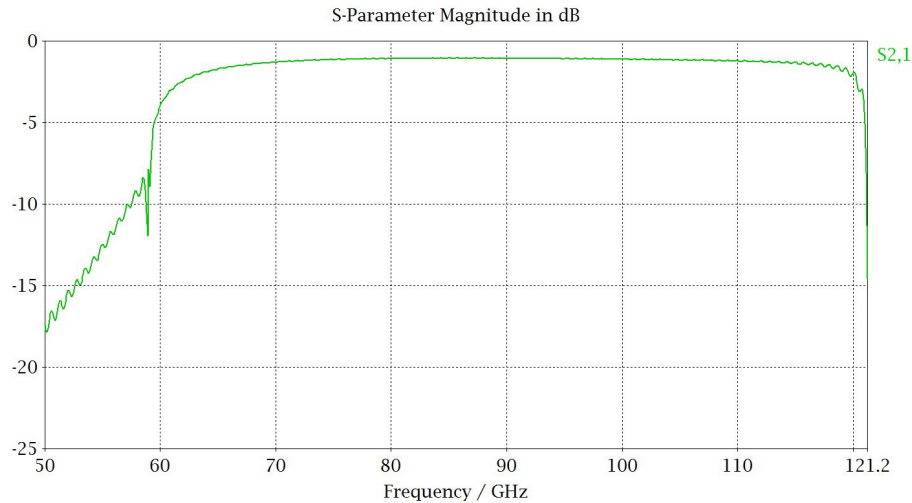


FIGURE 5.13 – Paramètre  $S_{21}$  obtenu par simulation correspondant à la transmission du guide rectangulaire au guide coaxial. On obtient une transmission de  $\sim -1$  dB sur la plage d'utilisation du guide WR10 (75-110 GHz)

### 5.3.3.2 Transition d'un guide coaxial vers un mode de Sommerfeld

Les modes TEM du guide coaxial et  $TM_{01}$  du fil étant tous deux à symétrie radiale, on propose de simuler une transition avec un cornet conique. Cela ressemble à une version miniaturisée de la solution proposée par Goubau [Goubau 50a]. Un cornet conique a donc été simulé en partant de la base coaxiale utilisée précédemment, c'est à dire un fil de rayon  $r = 0.15$  mm et une ouverture de 0.6 mm. Le cornet est ouvert à  $45^\circ$  et a une hauteur de 50 mm. Ce dispositif est présenté sur la figure 5.14. Nous avons obtenu la transmission en extrayant le paramètre  $S_{21}$  de manière analogue à la simulation précédente. Le résultat est présenté sur la figure 5.15 et montre une transmission d'environ -2 dB sur la plage de fréquence de 75 GHz à 110 GHz.

### 5.3.3.3 Association des deux transitions

En associant ces deux transitions, on a donc une transition du mode  $TE_{01}$  du guide rectangulaire vers le mode TEM du câble coaxial, puis une transition vers le mode  $TM_{01}$  sur le fil. Si ces deux transitions prises séparément sont de bonnes efficacités, leur association ne peut être utilisable que si la partie coaxiale est réduite à son maximum. La transmission simulée pour le système complet présente une atténuation d'environ 3 dB lorsque l'on place le cornet conique à la surface du guide rectangulaire de manière à supprimer toute partie coaxiale.



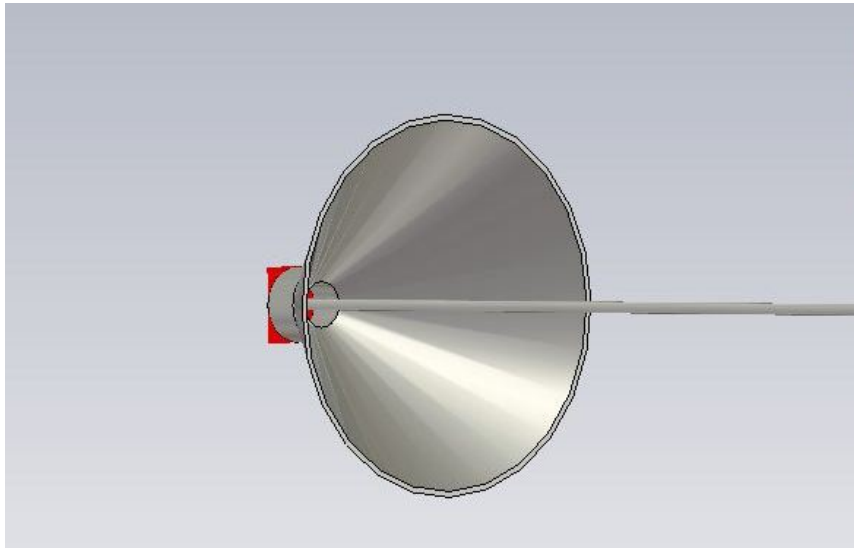


FIGURE 5.14 – Vue en coupe de la transition d'un guide coaxial vers un mode de Sommerfeld. Dimension du guide coaxial  $r = 0.15$  mm pour le fil et  $r = 0.6$  mm pour l'ouverture. Cornet à  $45^\circ$  long de 5 cm.

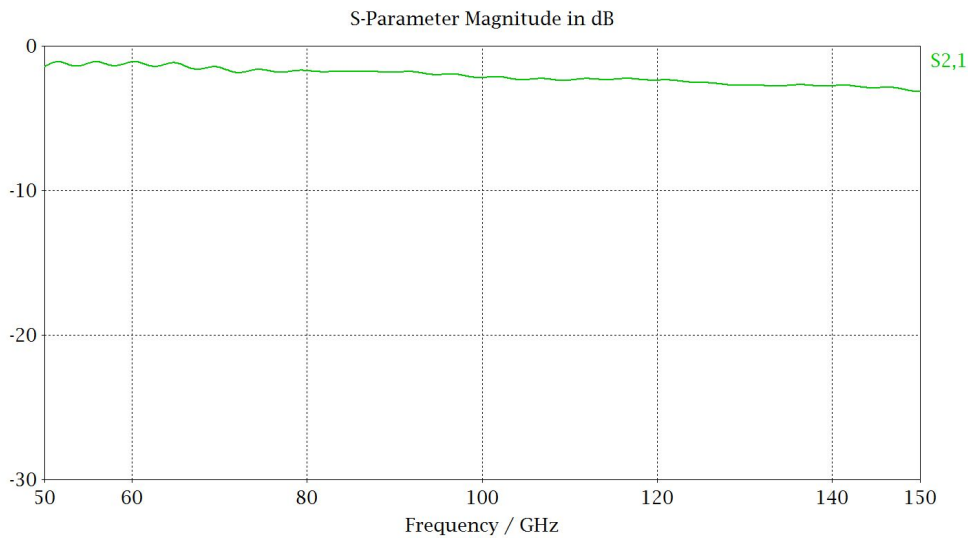


FIGURE 5.15 – Paramètre  $S_{21}$  obtenu par simulation correspondant à la transmission du guide coaxial vers le mode de Sommerfeld. On obtient une transmission avec environ -2 dB de pertes sur la plage d'utilisation du guide WR10 (75-110 GHz)

### 5.3.4 Résultat expérimental

Une transition de guide rectangulaire à guide de Sommerfeld a été réalisée pour la bande fréquence 75-110 GHz sur la base d'un guide par micro-usinage. La principale difficulté est de bien positionner le plongeur. Dans un premier temps, le plongeur a été placé en mesurant la profondeur d'insertion. Le résultat s'est avéré imprécis, et la méthode expérimentale la plus efficace a été d'ajuster la position du plongeur en visualisant la puissance couplée. Le fil métallique est préalablement entouré d'un film plastique avec d'être placé dans l'ouverture circulaire afin de le centrer et d'éviter qu'il touche les parois du guide. Une photographie de la transition est proposée sur la figure 5.16. On y aperçoit le fil et la transition vers le guide rectangulaire et en bas la bride permettant de connecter le guide vers le mélangeur de l'analyseur de spectre.

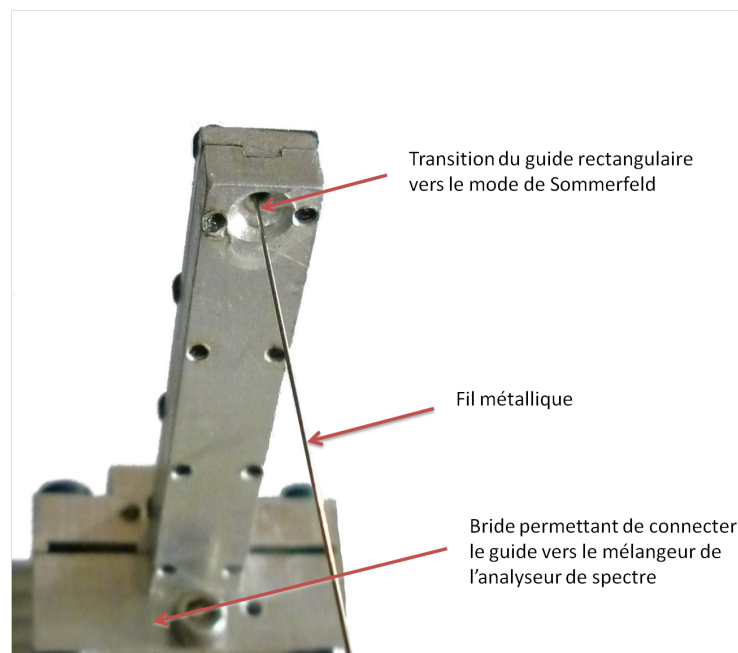


FIGURE 5.16 – Photographie de la transition guide rectangulaire à mode de Sommerfeld

L'estimation expérimentale du facteur de couplage se fait par une transition directe à 100 GHz sur un fil d'une longueur de 40 cm, avec les mêmes conditions expérimentales que pour la transition avec une lame de phase. Le même calcul prenant en compte l'atténuation linéique permet de déduire les pertes de couplage. Nous avons obtenu une atténuation globale de 18 dB similaire aux valeurs pour la lame de

phase, ce qui correspond à une perte due à la transition d'environ 6 dB (calcul similaire au §5.2.2). Cette valeur est dans l'ordre de grandeur des résultats de simulation FDTD.

## 5.4 Aspects expérimentaux de ces deux transitions réalisées

Cette partie fait le bilan des deux transitions qui ont été étudiées et réalisées expérimentalement.

### 5.4.1 Couplages indésirés

On appelle ici couplage indésiré la possibilité qu'une onde électromagnétique se propageant en espace libre vienne se coupler et s'ajoute au rayonnement venant du fil. Dans le cas d'une transition en détection, c'est à dire du mode de Sommerfeld vers le guide d'onde rectangulaire, on risque ainsi de détecter un signal qui n'était pourtant pas guidé sur le fil. Une telle onde peut par exemple provenir de différentes réflexions sur des surfaces métalliques. Ce point est important car dans plusieurs expériences comme en microscopie en champ proche, les niveaux de puissances mesurés sont faibles, et une transmission directe de la source au détecteur peut être désastreuse. Pour comparer la susceptibilité des transitions face à ce problème, l'expérience consiste à ajouter sur le montage un diaphragme obturant complètement la transmission du mode de Sommerfeld et à mesurer le signal résiduel. Une expérience comparative a donc été faite en prenant soin d'avoir les mêmes conditions expérimentales avec le même fil et les mêmes réglages pour l'excitation du mode de Sommerfeld.

Ces deux expériences ont été faites dans la foulée des mesures de puissance couplée discutées précédemment en conservant les mêmes réglages, c'est à dire un niveau de détection sans diaphragme de -26 dBm. En fermant complètement le diaphragme, le niveau de puissance détecté est descendu à -65 dBm pour la transition avec une lame de phase et un cornet, tandis que la transition à plongeur a donné un niveau de détection de -80 dBm. On constate donc un niveau de couplage indésiré plus élevé de 15 dB en utilisant une lame de phase comparé à une transition à plongeur. Il sera donc impossible de sortir du bruit un signal inférieur à -65 dBm avec le DPE.

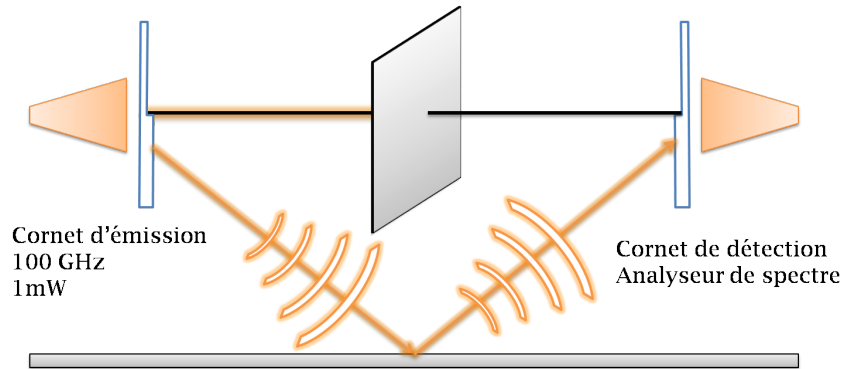


FIGURE 5.17 – Exemple de couplage indésiré allant de la source au détecteur via une réflexion sur la table d’expérimentation en métal. On obture complètement le diaphragme pour détecter uniquement ces perturbations avec les deux transitions.

Cette différence est compréhensible car la lame de phase est utilisée de pair avec un cornet. Ce cornet ayant une ouverture de plusieurs centimètres carré, il permet de collecter plus facilement une onde réfléchi que la transition à plongeur, qui dispose d’un cornet circulaire de  $2 \text{ mm}^2$ .

### 5.4.2 Fabrication et mise en place

La mise en place de la transition utilisant la lame de phase est particulièrement pratique car le système est auto-centré par rapport au fil et s’adapte aux expériences dans toutes les bandes du domaine térahertz. La lame apportant déphasage est elle-même assez facile à fabriquer dans l’intégralité de la gamme térahertz.

Le bilan n’est pas le même pour la transition à plongeur, qui sera d’autant plus difficile à usiner et à régler que la fréquence sera élevée. En effet, les dimensions d’un guide d’onde rectangulaire à 2 THz sont de  $129 \mu\text{m} \times 64 \mu\text{m}$ . Régler précisément la profondeur avec de si petites dimensions devient difficile.

Le matériel présent au laboratoire équipé de guides d’onde rectangulaire opère à des fréquences inférieures à 1.1 THz. À mes yeux, pour tous ces matériels, la transition à plongeur semble la meilleure voie pour exciter un mode de Sommerfeld. Pour toute autre source ou détecteur, comme une source à battement de fréquence ou le bolomètre, la lame de phase est la meilleure solution.

### 5.4.3 Bilan des transitions étudiées

| Type d'excitation         | Lame de phase | Guide ouvert       | Guide coaxial     |
|---------------------------|---------------|--------------------|-------------------|
| Efficacité d'excitation   | ++            | +                  | ++                |
| Couplages indésirés       | —             | -                  | +++               |
| Fréquence d'utilisation   | +++           | - ( $f < 100$ GHz) | ++ ( $f < 2$ THz) |
| Large bande               | -             | +                  | +                 |
| Simplicité de fabrication | +++           | —                  | -                 |

Si les différentes transitions étudiées ont une efficacité acceptable, elles ont chacune des avantages et inconvénients et seront utilisées selon les applications. La lame de phase est à la fois simple à mettre en œuvre et à fabriquer mais pose problème en raison des couplages indésirés auxquels elle est sensible et dispose d'une gamme de fréquence de fonctionnement réduite. La sonde à guide ouvert permet d'utiliser toute la bande de fréquence du guide auquel elle est associée, mais reste sensible aux couplages indésirés et pose un problème de fabrication au moment de la disposition du fil. De plus, il est difficile d'imaginer cette solution avec des guides d'ondes plus petits, à moins de changer de type de guides d'ondes, avec par exemple des guides diélectriques recouverts de métal. Le troisième type de transition utilisant un guide fermé permet d'éviter le problème des couplages indésirés ce qui est intéressant pour obtenir un meilleur rapport signal sur bruit. Il est possible de fabriquer ce type de transition pour les plus petits guides d'ondes présents actuellement au laboratoire (0.254 mm par 0.127 mm). Cependant cette solution reste plus complexe à fabriquer que la lame de phase. Compte tenu de ces éléments, il est préférable d'utiliser la transition à guide fermé avec l'analyseur de spectre, tandis que la lame de phase reste nécessaire avec le bolomètre.

## 5.5 Excitation par couplage à partir d'un autre fil

Plusieurs expériences ont été faites pour évaluer dans quelle mesure il est possible à partir d'un premier fil d'exciter un mode de Sommerfeld sur un second fil.

### 5.5.1 Séparateur en Y

L'utilisation d'un séparateur en Y permet de diviser un mode de Sommerfeld sur deux autre fils. Une expérience présentée sur la figure 5.18 a permis d'évaluer cette solution, de manière analogue aux résultats de [Chen 09]. Un mode de Sommerfeld est excité sur un fil et un second fil lui est accolé avec le système de détection. L'expérience a consisté à placer une mousse absorbante ou un miroir à l'extrémité du fil. Avec la mousse absorbante on ne mesure rien (niveau de bruit de l'analyseur de spectre), mais on mesure un signal en présence d'un miroir. Le signal provenant de la source ne va donc pas vers la détection directement, mais va jusqu'au bout du fil. Une partie du signal réfléchi est ensuite guidé sur le second fil vers la détection. Un système parfaitement ajusté devrait permettre de diviser en deux la puissance. Toutefois, la présence inévitable d'une courbure induit une perte dans le système, ce qui fait que l'on n'obtient pas -3 dB dans chaque voie, mais un signal plus faible qui dépend de la courbure choisie.

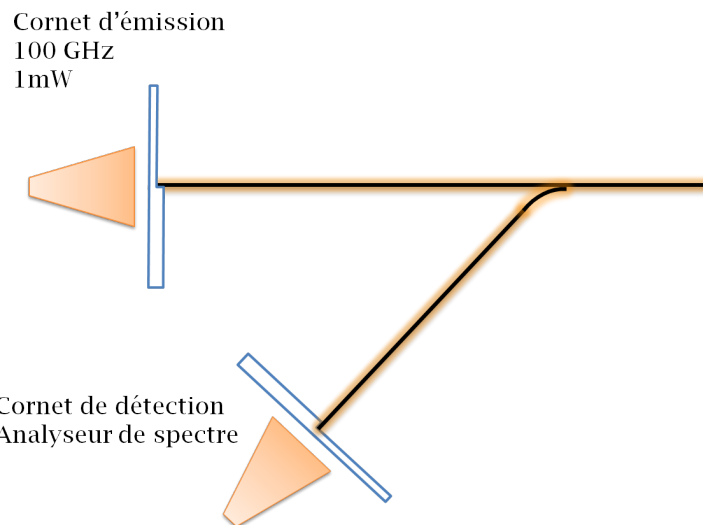


FIGURE 5.18 – Schéma de l'expérience avec de séparateur en Y.

Sur le plan expérimental, ce système est pratique à utiliser pour une expérience en réflexion d'où son utilisation dans notre système de microscopie. Toutefois, l'inconvénient vient du fait qu'il n'a pas été possible de souder les fils. En effet le tungstène est le métal ayant le plus haut point de fusion ( $3422^{\circ}\text{C}$ ) ce qui rend toute soudure impossible. Ce métal était cependant le meilleur choix car il présente de bonnes propriétés mécaniques. Il est moins enclin à se tordre lorsque les fils sont fins que

d'autres métaux. Le système était donc sensible à toute tension pouvant modifier la géométrie du séparateur qui était fixé avec une pièce en PTFE et du ruban adhésif.

### 5.5.2 Couplage des modes de Sommerfeld

Une autre expérience a été faite dans le but d'exciter un mode de Sommerfeld sans être en contact comme présenté sur la figure 6.7. Deux fils en tungstène sont placés en parallèle, l'un étant fixe et l'autre se déplaçant sur un plan. On mesure la puissance transmise pour différents espacements entre les fils et pour différentes longueurs de couplage. Le résultat de cette expérience est donné sur la figure 5.20. On observe une oscillation de la puissance mesurée avec une périodicité de 1.5 mm soit  $\frac{\lambda}{2}$  à 100 GHz.

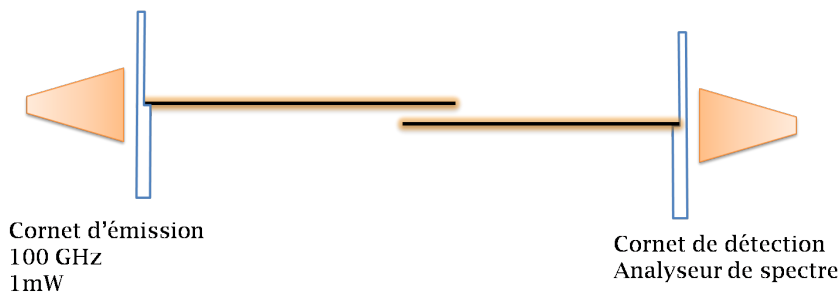


FIGURE 5.19 – Schéma de l'expérience de couplage réalisée. Un fil est fixe tandis que le second fil se déplace avec son système de détection.

À première vue, un tel système devrait se comporter suivant un modèle de modes couplés. Le formalisme issu de ce modèle permet de calculer un facteur de couplage qui dépend de l'espace entre les fils et de la longueur de couplage. En réalité, ce modèle doit être considéré dans le cadre d'un coupleur avec deux entrées et deux sorties, toutes étant adaptées. Or dans notre cas, les deux fils sont coupés. Il en résulte donc une désadaptation qui se traduit par une réflexion dont le coefficient peut être calculé en fonction de la fréquence et de la taille du fil [Gordon 09]. Par analogie au domaine hyperfréquence, la désadaptation en bout de ligne va créer une onde stationnaire sur le fil. Le résultat de cette expérience peut donc être interprété comme une cartographie de l'onde stationnaire réalisée par le second fil dont l'extrémité se comporterait comme une sonde captant le champ électrique. La périodicité de 1.5 mm soit  $\lambda/2$  constatée sur la figure 5.20 tend à confirmer cette interprétation.

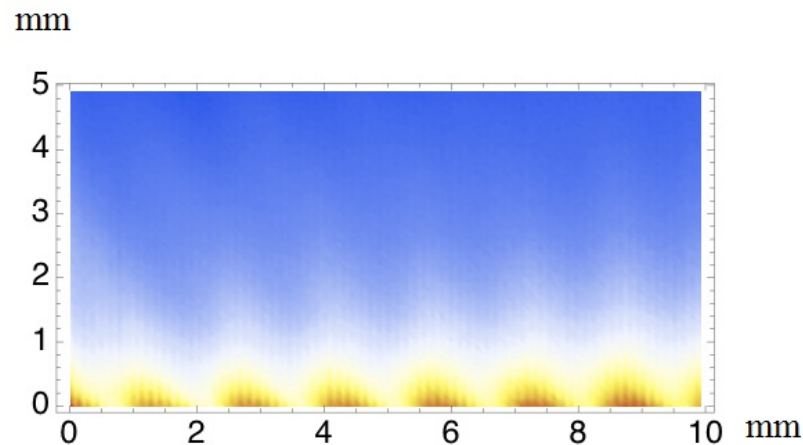


FIGURE 5.20 – Cartographie du couplage dans le plan XZ obtenue expérimentalement. On obtient une onde stationnaire avec une période de 1.5 mm soit  $\lambda/2$

Il pourrait être intéressant de réaliser une seconde expérience en adaptant le bout du fil - ou en le noyant d'un matériau absorbant - pour tenter d'obtenir un couplage dérivé de la théorie des modes couplés.

## 5.6 Conclusion

Après une étude de la littérature concernant les techniques d'excitation des modes de Sommerfeld, nous avons proposé des méthodes qui étaient plus adaptées aux instruments présents au laboratoire. Deux principales techniques ont été utilisées : le couplage d'un mode de Sommerfeld à partir d'un faisceau en espace libre ou à partir d'un guide d'onde rectangulaire. Ces deux solutions ont été simulées, fabriquées puis testées avec des résultats intéressants. Les guides d'onde de surface cylindriques avec leurs différentes techniques d'excitation et le séparateur en Y seront maintenant utilisées dans l'expérience de champ proche de la partie suivante.





## Troisième partie

# Microscopie champ proche utilisant des ondes de surface cylindrique



Après l'expérience de microscopie en transmission en utilisant une ouverture adaptée à un guide d'onde rectangulaire, une seconde expérience de microscopie a été réalisée suivant le schéma en réflexion suivant :

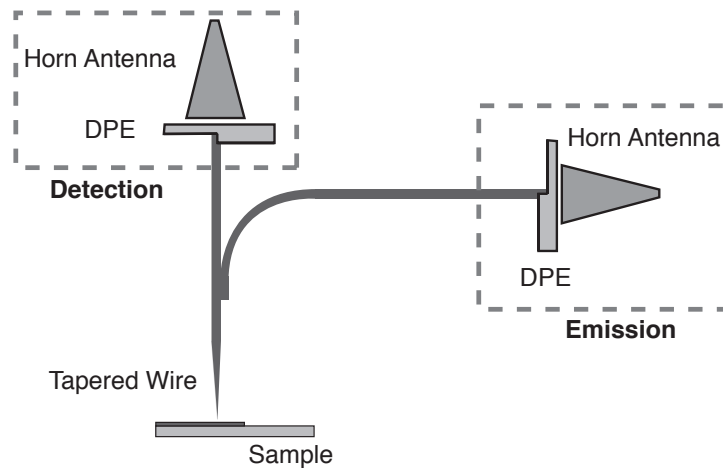


Schéma de l'expérience de microscopie en réflexion

Le signal provenant de la source est couplé sur un guide d'onde de surface cylindrique en utilisant les techniques développées dans la deuxième partie. L'onde se propage sur le guide en direction de l'échantillon et se retrouve focalisée à proximité de l'échantillon dans un espace sub-longueur d'onde. Le signal réfléchi est ensuite collecté par ce même guide et une partie du signal va vers la détection en utilisant un séparateur en Y.

Cette configuration a quelques similitudes avec l'expérience d'Awad présentée dans le premier chapitre (voir figure 1.13) notamment l'utilisation d'une pointe pour focaliser le champ [Awad 09]. Il y a tout de même des différences tant sur le mode de fonctionnement qui est en impulsionnel dans l'expérience d'Awad et en régime continu pour ce travail que sur la géométrie qui est différente avec notamment l'utilisation d'un séparateur en Y.

Le chapitre suivant propose d'abord une étude de l'effet de la réduction du rayon d'un fil supportant un mode de Sommerfeld. Ce dispositif est ensuite étudié en tant que sonde de champ proche, puis utilisé dans l'expérience avec des résultats d'imagerie.



# CHAPITRE 6

## MICROSCOPIE CHAMP PROCHE UTILISANT DES ONDES DE SURFACE CYLINDRIQUE

### 6.1 Sonde de champ proche à pointe métallique

#### Sommaire

|            |  |            |
|------------|--|------------|
| <b>6.1</b> | <b>Sonde de champ proche à pointe métallique . . . . .</b> | <b>115</b> |
| 6.1.1      | Focalisation du champ électromagnétique sur une pointe .   | 116        |
| 6.1.2      | Comportement de la composante $E_r$ . . . . .              | 116        |
| 6.1.3      | Comportement de la composante $E_z$ . . . . .              | 120        |
| <b>6.2</b> | <b>Résultats expérimentaux de microscopie champ proche</b> | <b>123</b> |
| 6.2.1      | Configuration expérimentale . . . . .                      | 123        |
| 6.2.2      | Résultats expérimentaux . . . . .                          | 125        |
| 6.2.3      | Conclusion . . . . .                                       | 128        |

### 6.1.1 Focalisation du champ électromagnétique sur une pointe

L'élément important qui détermine la résolution d'une expérience en champ proche est la sonde. Dans notre expérience, on utilise une pointe métallique. Le signal se propage sur un fil via un mode de Sommerfeld donc le rayon se réduit jusqu'à une pointe en focalisant le signal jusqu'à des dimensions sub-longueurs d'onde. Awad a utilisé ce principe dans son expérience de microscopie en champ proche [Awad 09]. Une caractérisation de la focalisation du champ sur pointe a également été publiée [Astley 09] au moment où le travail expérimental correspondant à ce chapitre était réalisé, avec des résultats similaires à ceux obtenus ici. Ce type de focalisation sur une pointe a été l'objet de plusieurs publications ces dernières années [Ji 08] [Liang 10] [Yang 10] avec pour but la focalisation jusqu'à des rayons de fil extrêmement fins, de l'ordre du nanomètre, c'est à dire avec des rayons de fil inférieurs à l'épaisseur de peau. Ces calculs théoriques montrent qu'il est possible d'atteindre un tel confinement.

Pour mieux comprendre le fonctionnement d'une sonde de champ proche utilisant un confinement de champ sur une pointe, il faut revenir à l'expression des modes de Sommerfeld. Nous avons vu dans le chapitre 4 que l'extension spatiale du mode sur un fil dépend du rayon. À partir de l'expression théorique de l'équation 4.13 définissant l'extension de la composante radiale du champ électrique, nous avons calculé la largeur à mi hauteur de l'extension du champ pour un fil de tungstène en fonction du rayon d'un fil et le résultat est présenté sur la figure 6.1. On observe une plus faible extension du champ pour des petits rayons. L'extension dépend également de la fréquence. Plus la fréquence est élevée, plus le champ est confiné. Dans le cas de la sonde utilisée expérimentalement, dont une photo au microscope à balayage électronique est présentée sur la figure 6.2, le rayon du fil est d'environ  $10 \mu\text{m}$ . On peut donc estimer l'extension de champ au bout du fil de l'ordre de  $200 \mu\text{m}$  pour une fréquence  $f = 100 \text{ GHz}$ .

### 6.1.2 Comportement de la composante $E_r$

Cette pointe de tungstène a également été simulée avec le logiciel CST à une fréquence  $f = 100 \text{ GHz}$ . La figure 6.3 représente l'intensité simulée de la composante  $E_r$  radiale du champ autour du fil vu en coupe. Cela permet dans un premier temps de confirmer l'estimation de l'extension de  $E_r$  qui est d'environ  $200 \mu\text{m}$  au bout du

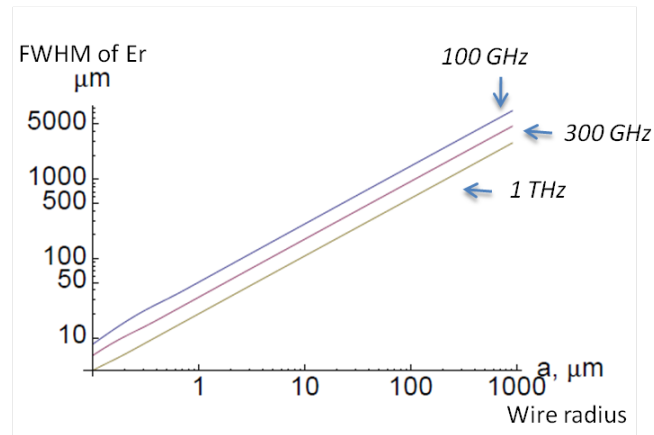


FIGURE 6.1 – Focalisation du champ en fonction du rayon du fil à 100 GHz, 300 GHz et 1 THz

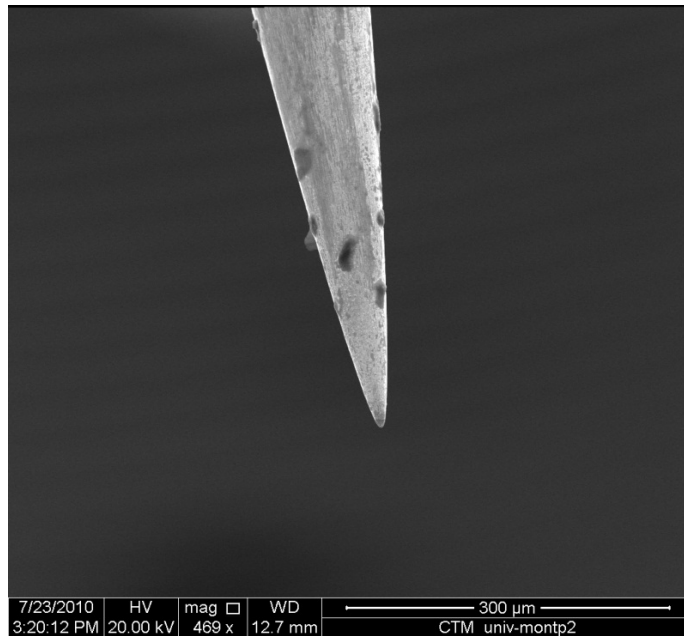


FIGURE 6.2 – Image au microscope à balayage électronique d'une pointe utilisée en sonde de champ proche.



fil. On observe également une onde stationnaire avec une périodicité spatiale de 1,5 mm ce qui correspond bien à  $\frac{\lambda}{2}$  dans notre cas. L'avantage de la simulation FDTD est de pouvoir simuler le fil dans son intégralité et ainsi voir le comportement du champ après la terminaison de la pointe, ce qui est impossible à partir des expressions théoriques du mode de Sommerfeld qui définissent le champ de manière radiale avec une symétrie cylindrique. On peut donc voir sur la figure 6.3 que la composante  $E_r$  est nulle dans l'axe du fil juste après la pointe mais que deux lobes sont présents dès que l'on s'écarte de l'axe central. Le fait que le champ soit nul au centre est logique car il y a une singularité du fait de la définition radiale du champ dont la somme des contributions s'annulent au centre. Quant aux deux lobes, ils correspondent à la partie rayonnée en champ lointain de l'onde.

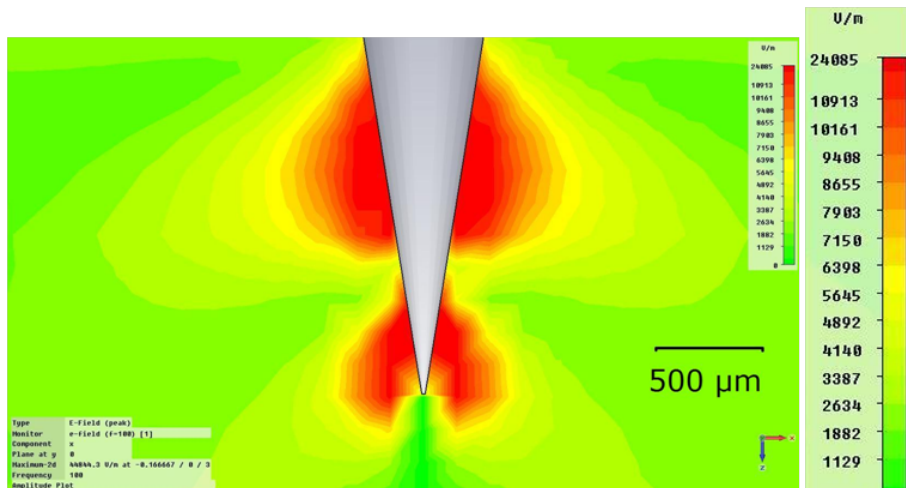


FIGURE 6.3 – Vue en coupe de la composante radiale du champ électrique à partir d'une simulation FDTD.

Une expérience dont le schéma est présenté sur la figure 6.4 a été faite pour observer le comportement du champ radial au delà de la terminaison d'un fil de diamètre 0.6 mm. Pour cela, on utilise la sonde de champ proche sensible à la composante longitudinale dans une expérience semblable à celle présentée précédemment au chapitre 4.3.1. Cette fois, la cartographie du champ est faite sur le plan YZ avec la sonde disposée de manière à capter la composante  $E_y$ .

Le résultat issu de cette expérience est présenté sur la figure 6.5. On obtient un signal nul dans l'axe du fil et deux lobes dès que l'on s'écarte de cet axe en parfait accord avec la simulation FDTD réalisée précédemment. Ces lobes correspondent à une distribution conique du champ déjà observée par Diebel dans l'article [Deibel 06b].

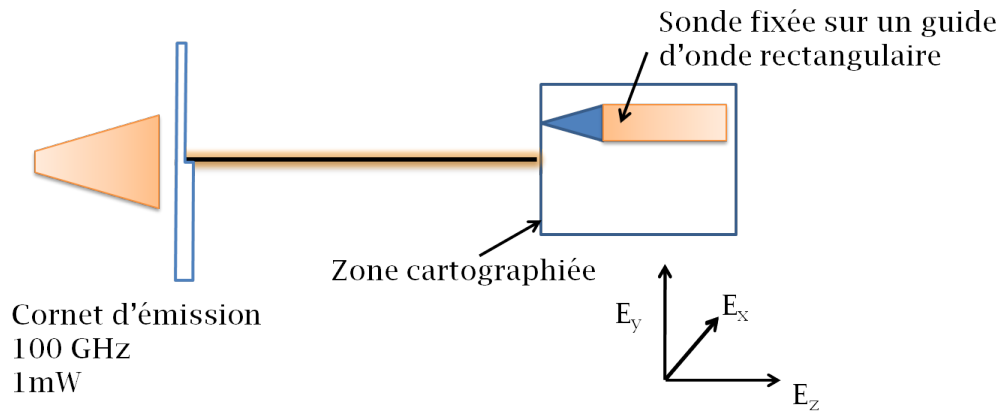


FIGURE 6.4 – Schéma de l'expérience mesurant la composante  $E_y$  du champ sur un plan YZ après la terminaison d'un fil de diamètre 0.6mm. La zone cartographiée est un rectangle de 6 mm par 7 mm dans l'axe du fil et situé à 0.2 mm.

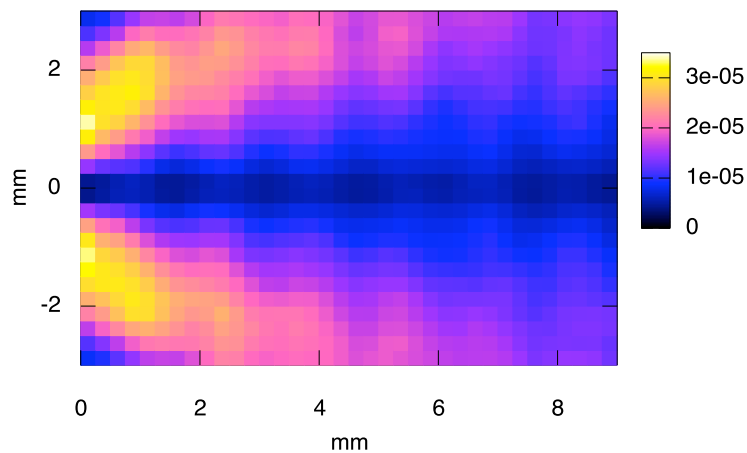


FIGURE 6.5 – Vue en coupe de la composante  $E_y$  du champ électrique obtenue expérimentalement. L'extrémité du fil se situe à l'abscisse (-0.2;0)

### 6.1.3 Comportement de la composante $E_z$

Le comportement de la composante radiale étant connu, la question se pose pour la composante longitudinale. Les données concernant cette composante du champ électrique ont été extraites de la simulation FDTD. La figure 6.6 est une vue en coupe de  $E_z$ . On observe un champ quasi nul autour du fil confirmant l'hypothèse que  $E_z$  est négligeable devant  $E_r$ . Toutefois, il est intéressant de noter qu'au-delà de la terminaison du fil,  $E_z$  atteint un niveau très élevé. Ce niveau est même plus important que les valeurs de  $E_r$  obtenues en n'importe quel endroit du fil étant donné la différence d'échelle entre les figures 6.3 et 6.6. On a donc une très forte concentration de champ avec une extension du champ d'environ  $50 \mu\text{m}$ .

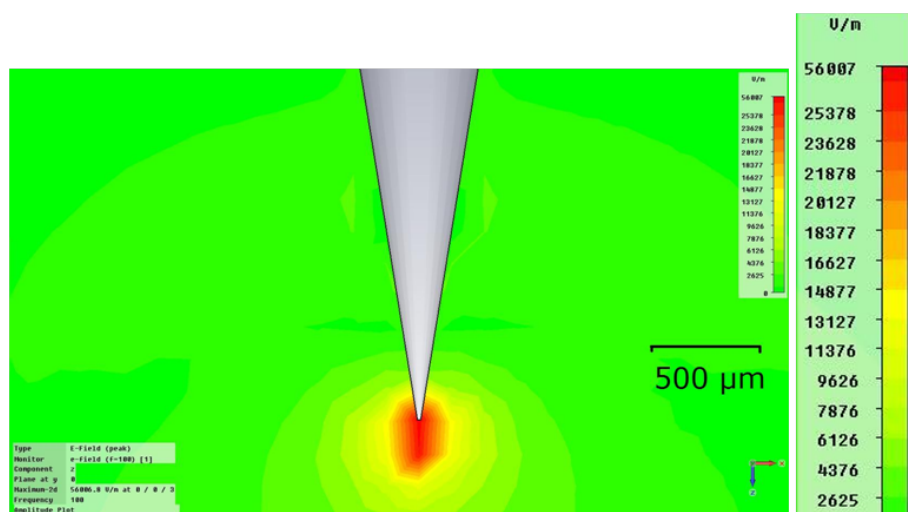


FIGURE 6.6 – Vue en coupe de la composante longitudinale du champ électrique à partir d'une simulation FDTD.

Plusieurs expériences ont été faites pour vérifier expérimentalement ce résultat. La pointe permettant de focaliser dans un volume sub-longueur d'onde la composante longitudinale du champ électrique, elle est un candidat naturel pour être utilisée en tant que sonde de champ proche. La première expérience réalisée, dont le schéma est présenté sur la figure 6.7 est donc une cartographie du champ au bout fil en utilisant une seconde pointe. La seconde pointe, que l'on considère ici comme une sonde, est fixée avec la lame de phase et le système de détection sur une platine motorisée avec deux axes lui permettant de parcourir le plan XY. Les deux fils sont espacés de moins de  $0.1 \text{ mm}$ .

Le résultat de cette expérience est présenté sur la figure 6.8. On obtient un spot

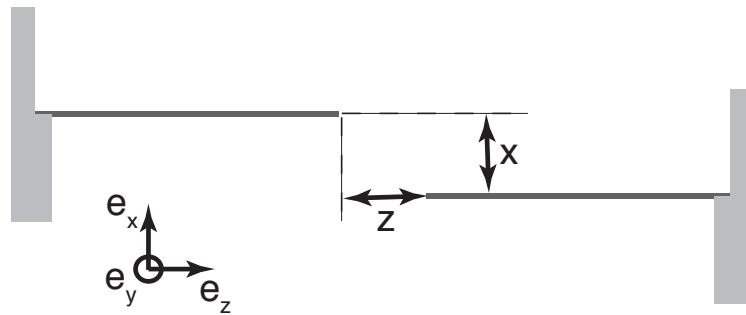


FIGURE 6.7 – Schéma de l'expérience permettant de cartographier le champ au bout du fil avec une seconde pointe.

avec un maximum dans l'axe du fil. L'interprétation de ce résultat est difficile car il n'y a pas seulement le champ proche polarisé longitudinalement au bout de la pointe qui peut se coupler sur le second fil. La composante radiale étudiée dans le chapitre précédent peut également se coupler et ajouter une contribution notable à cette image.

Pour distinguer ces deux phénomènes, l'expérience proposée est de reculer lentement le fil "sonde". On mesure ainsi l'intensité du champ électrique à différentes distances de la sonde. Le résultat sur la figure 6.9 présente un comportement bien décrit par une exponentielle décroissante sur une distance d'environ 0.5 mm.

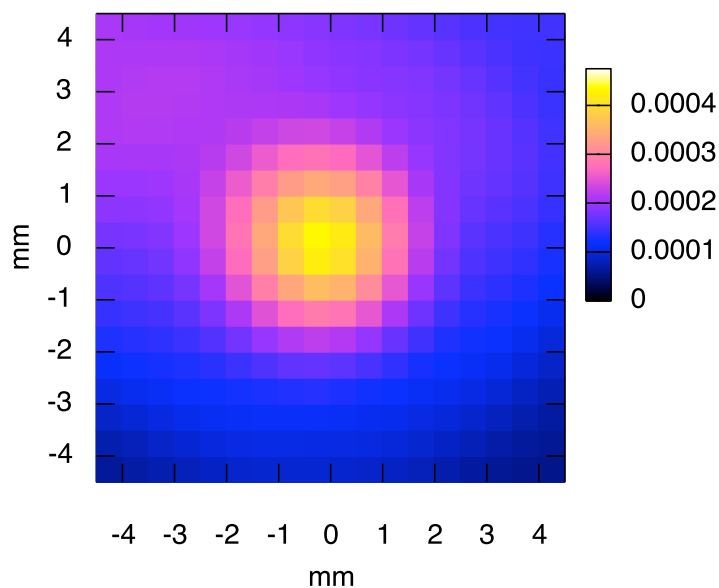


FIGURE 6.8 – Vue en coupe dans le plan  $e_x e_y$  (cf figure 6.7) de la composante longitudinale du champ électrique mesurée expérimentalement.

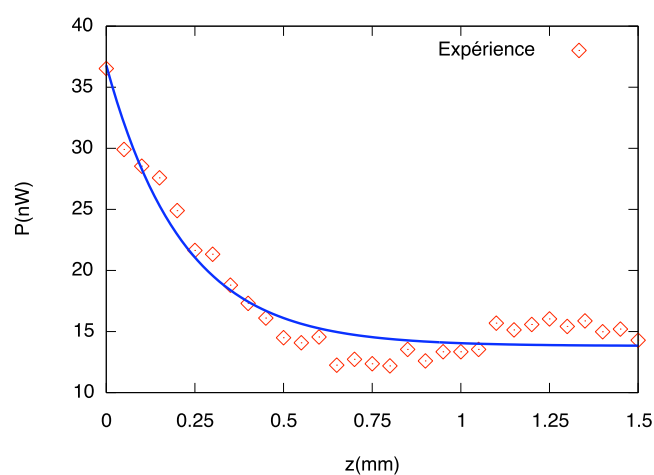


FIGURE 6.9 – Signal transmis entre deux pointes de tungstène face à face pour différents espacements entre pointes.

## 6.2 Résultats expérimentaux de microscopie champ proche

### 6.2.1 Configuration expérimentale

#### 6.2.1.1 Choix techniques du montage

Avant de présenter les résultats expérimentaux, intéressons nous à la configuration expérimentale. Le schéma détaillé de l'expérience est présenté sur la figure 6.10. Dans ce système la pointe métallique peut bouger uniquement dans l'axe Z, tandis que l'échantillon peut se déplacer dans le plan XY. Le support d'échantillon est ainsi fixé sur un plateau, lui même étant sur deux moteurs pas à pas solidaires de la table expérimentale. Le porte échantillon comporte une ouverture carrée de 4 cm<sup>2</sup>, l'échantillon étant ensuite placé au centre du système. Si la majorité de l'onde est guidée sur le fil, une partie se propage en espace libre en raison de la technique d'excitation ou à cause des pertes de courbure, comme nous l'avons déjà décrit au chapitre 5.4.1. Plusieurs blocs de mousse absorbante ont donc été utilisés afin de prévenir une transmission directe de la source au détecteur. Un autre risque est qu'une partie du signal soit réfléchi sur le plan métallique que forme la table et les moteurs. Une mousse absorbante est donc posée sur le plateau mobile en dessous de l'échantillon.

La présence d'une courbure sur le fil d'excitation est également un choix technique induisant une perte mais qui s'est révélé obligatoire pour plusieurs raisons. Le mode d'excitation qui est choisi utilise un DPE. Bien que discutable, ce choix est basé sur le principe de précaution dans le but d'éviter le retour d'une partie du signal sur la source électronique. Cette dernière ne supporterait pas un tel retour de puissance. Or il se trouve que la transition par voie coaxiale présente un paramètre  $S_{11}$  de -3 dB - et même plus si le fil venait à être mal placé - contrairement à l'usage du DPE qui exclu tout retour de signal grâce à l'usage d'un cornet adapté. Cette contrainte induit la présence d'une onde en espace libre à côté du mode couplé sur le fil. Si le fil est rectiligne, l'onde en espace libre va elle aussi être réfléchi sur l'échantillon et s'ajouter au signal reçu par la détection. La courbure du fil provenant de la source apporte donc des pertes mais permet d'éviter d'être ébloui. Ces différents choix techniques ont été décidés avec de multiples expériences d'optimisation qui avaient pour but non

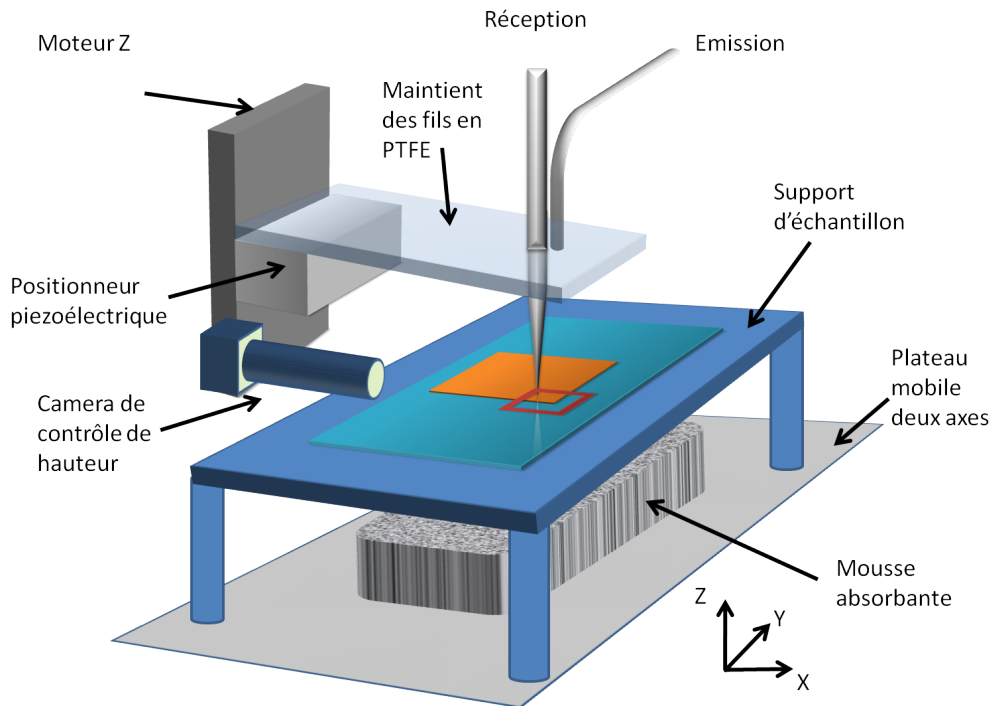


FIGURE 6.10 – Schéma détaillé de l'expérience.

pas l'obtention d'un maximum de signal réfléchi mais l'obtention d'une meilleure dynamique entre la présence d'un échantillon métallique et l'absence d'échantillon.

### 6.2.1.2 Contrôle de planéité

Avant de réaliser une image en champ proche, la première étape est de s'assurer de la planéité de l'échantillon. Pour que la résolution soit bonne, il est important d'être le plus proche possible de l'échantillon à imager. Mais pour que l'image ait des intensités uniformes, il est important aussi que la hauteur sonde échantillon soit constante. Un module de contrôle et de suivi de hauteur a donc été développé. Ce module évalue la pente de l'échantillon et fait ensuite un suivi d'altitude. Ce programme va proposer à l'utilisateur de descendre la sonde au plus près de l'échantillon, presque au contact. Une caméra de contrôle avec un grossissement  $\times 12$  à longue focale permet de voir avec une résolution de  $1 \mu\text{m}$  la hauteur entre la sonde et l'échantillon. On enregistre les coordonnées de ce point puis faire remonter la sonde avec le moteur Z. On répète ensuite la même procédure en se plaçant au plus proche de l'échantillon à divers endroits. Ces endroits peuvent être choisis aléatoirement mais ne doivent pas être sur une même ligne sans quoi on ne pourrait pas définir un plan. Il est nécessaire de

saisir au minimum 3 points, mais on peut en saisir autant que l'on souhaite, ce qui permettra d'affiner la modélisation du plan par la méthode des moindres carrés. Une fois le plan modélisé, il faut choisir une altitude de suivi de l'échantillon. En fonction du type d'échantillon et de l'écart type obtenu lors du calcul des moindres carrés, on pourra choisir une hauteur de quelques  $\mu\text{m}$  ou plus grande.

Nous pouvons à présent survoler l'échantillon. Les moteurs permettent de parcourir 30 cm avec une résolution de 100 nm. Une telle zone est toutefois impossible à imager, car elle demanderait plusieurs mois étant donné la vitesse des moteurs et les pauses d'acquisition à chaque point. Il y a donc un compromis à choisir entre une meilleure résolution et la taille de l'image. La vitesse dépend en partie des moteurs mais surtout des appareils de mesures ce qui se traduit par une pause d'environ une seconde à chaque point.

## 6.2.2 Résultats expérimentaux

### 6.2.2.1 Caractérisation de la résolution

La caractérisation de la résolution se fait de manière analogue à la méthode présentée dans le §3.3.2. Le schéma de cette expérience est présenté sur la figure 6.11. Il y aura donc une réflexion de l'onde sur le métal et une plus faible réflexion sur le verre. Lors de cette expérience on déplace la pointe sur une distance de 0.5 mm, avec une distance sonde-échantillon d'une dizaine de micromètres et la fréquence de fonctionnement est 100 GHz. Le résultat expérimental est présenté sur la figure 6.12. Nous observons comme prévu un maximum de signal au dessus du métal. En utilisant le critère 10%-90%, on peut évaluer la résolution à  $85 \mu\text{m}$  soit  $\frac{\lambda}{35}$  pour la fréquence utilisée.

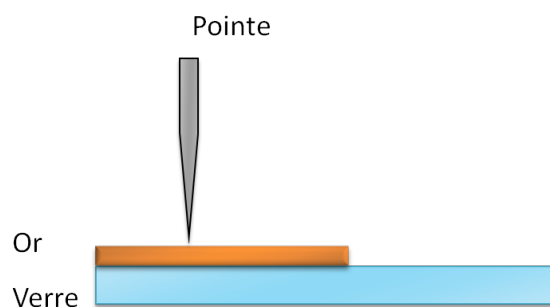


FIGURE 6.11 – Détermination de la résolution en utilisant une marche..



### 6.2.2.2 Puissance mesurée

Nous pouvons également observer sur la figure 6.12 que le niveau de signal est d'environ 30 pW. Ce niveau de signal mesuré avec l'analyseur de spectre permet de déduire l'atténuation globale à partir de la puissance de la source qui est 1 mW. Nous obtenons donc une atténuation globale de -75 dB. Ce résultat peut être comparé à une estimation des pertes dues aux modes de Sommerfeld à partir des valeurs obtenues dans le deuxième partie de ce manuscrit.

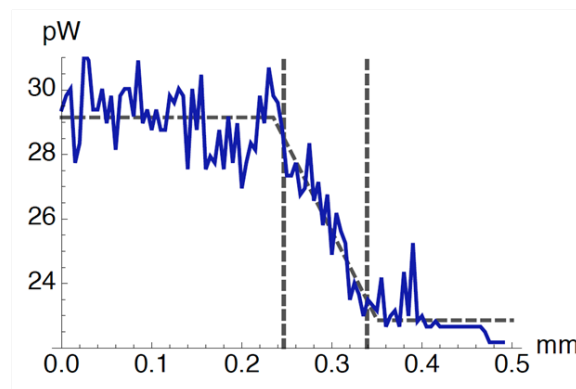


FIGURE 6.12 – Vue en coupe de la composante longitudinale du champ électrique à partir d'une simulation.

**Pertes de couplage :** Les transitions utilisées apportent chacune 6 dB de pertes auquel il faut ajouter au moins 3dB d'atténuation pour le séparateur en Y

**Atténuation liée aux pertes linéiques :** La distance totale du guide de Sommerfeld est de 50 cm. En prenant les pertes linéiques de 0.13 dB/cm, nous pouvons évaluer à 6.5 dB l'atténuation due à ces pertes. Ces pertes sont donc relativement faibles comparées aux pertes totales constatées.

**Pertes par courbure :** Le rayon de courbure utilisé est d'environ 20 cm. Dans cette configuration, les pertes de courbure sont de 1 dB/cm. Les pertes de courbure sont donc  $L_c = 1 \times 20 \times \frac{\pi}{2} = 31.4$  dB.

La somme de ces différentes pertes donne une atténuation globale de près de 53 dB. Cette valeur très élevée reste toutefois inférieure à l'atténuation mesurée expérimentalement. Il faut en effet ajouter l'effet de l'interaction en champ proche

qui ne permet pas d'avoir une réflexion totale. Une partie du signal réfléchi est en effet rayonné dans tout l'espace.

Cette expérience a été également réalisée pour une fréquence de 300 GHz. Dans ce cas, nous utilisons la détection synchrone avec le bolomètre. Après plusieurs essais, il n'a pas été possible de visualiser une variation du signal réfléchi avec une marche. Le manque de dynamique peut expliquer ce résultat. En effet, si l'on compare les transmission simples sur un fil rectiligne à 100 GHz et 300 GHz sur les figures 4.10 et 4.11, on observe une chute de la dynamique de 50 à 15 dB. Il y a donc 35 dB de dynamique en moins lors du passage à 300 GHz, ce qui est rédhibitoire pour une expérience en champ proche.

### 6.2.2.3 Image 2D

Plusieurs images ont été réalisées avec ce système. Le premier résultat présenté sur la figure 6.13 correspond à l'image du coin d'un échantillon d'or déposé sur du verre. La configuration utilisée pour cette image est illustrée sur la figure 6.10 avec un carré rouge sur l'échantillon correspondant à la zone imagée ici. On obtient là encore un maximum de signal sur le métal ce qui permet de visualiser la forme du coin métallique. On peut également remarquer sur cette image que l'on retrouve la résolution de  $85\ \mu\text{m}$  obtenue précédemment.

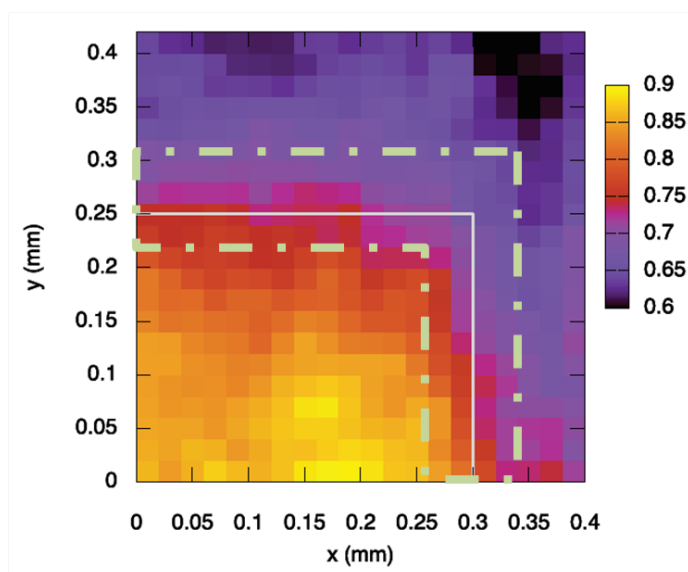


FIGURE 6.13 – Image THz du coin d'un échantillon d'or déposé sur du verre.

### 6.2.3 Conclusion

Les simulations FDTD réalisées confirment la concentration du champ au bout d'une pointe métallique, de manière cohérente avec les calculs théoriques. Ces simulations permettent en outre de connaître le comportement du champ au-delà de la terminaison du fil. Cette étude met en évidence une concentration du champ dans un espace sub-longueur d'onde avec une polarisation longitudinale au bout du fil. Cette pointe qui a ensuite été utilisée en tant que sonde de champ proche a la particularité d'être sensible à la composante longitudinale du champ électrique. Nous avons mis en place un système de microscopie en champ proche utilisant des modes de Sommerfeld. Le schéma en réflexion a permis d'obtenir une résolution de  $85 \mu\text{m}$  soit  $\frac{\lambda}{35}$ .

# CONCLUSION GÉNÉRALE

La microscopie en champ proche térahertz est une des applications prometteuses du domaine térahertz. Plus d'une dizaine de groupes de recherches se sont lancées sur ce thème depuis une dizaine d'années avec des résultats variés. Différents schémas expérimentaux ont été proposés permettant d'obtenir des résolutions allant jusqu'à l'échelle nanométrique. Ce travail de thèse a porté successivement sur deux configurations, l'une avec une sonde à ouverture basée sur un guide d'onde rectangulaire et l'autre utilisant une pointe en réflexion avec un mode de Sommerfeld.

La première configuration étudiée utilise une sonde à ouverture ayant la propriété d'être sélective en polarisation. Cette sonde a été simulée numériquement, réalisée et utilisée dans l'expérience de microscopie. Les résultats en imagerie ont validé les propriétés de polarisation de la sonde.

Une seconde expérience de microscopie a ensuite été réalisée. La mise en place de cette expérience utilisant des modes de Sommerfeld s'est faite parallèlement à l'étude de ces guides d'ondes. Une étude des propriétés de ces modes a permis de valider leur nature et leur comportement. Des comparaisons ont été faites avec la littérature, le modèle théorique et des simulations numériques, montrant à chaque fois un bon accord. Cette partie comporte des approches originales tant sur la manipulation de ces guides d'ondes que pour le couplage permettant de créer ces modes. Une étude de l'effet de la focalisation d'un mode de Sommerfeld sur une pointe a montré des propriétés de sélection de polarisation et la possibilité d'obtenir des résolutions sub-longueur d'onde. Les résolutions atteintes durant ce travail sont à l'échelle micrométrique, de l'ordre de  $\frac{\lambda}{35}$  à 100 GHz. Les deux configurations ayant des sondes sélectives en polarisation, nous avons réalisé de l'imagerie avec contraste de polarisation.

Les perspectives pour ce projet passent par une montée en fréquence. Pour cela il faudra améliorer la dynamique ce qui est une condition *sine qua non* à l'obtention d'images en champ proche. Il serait notamment intéressant d'étudier de nouvelles solutions pour découpler plus efficacement ces ondes pour la détection avec le bolomètre. Une autre piste serait d'utiliser un analyseur de spectre montant plus haut en fréquence.

Au-delà du champ proche, l'étude des modes de Sommerfeld est en soi un résultat qui peut être valorisé dans d'autres domaines. Les transitions permettant d'exciter ce type de mode pourraient être utile pour d'autres expériences. On peut imaginer des expériences de spectroscopie de gaz utilisant un mode de Sommerfeld, dans la mesure où l'onde est guidée à l'extérieur du fil. Une autre piste proposée pour valoriser ce travail serait d'utiliser les propriétés de focalisation d'une pointe métallique pour exciter des échantillons comme des transistors. En effet, un faisceau THz focalisé en champ lointain sur un dispositif microélectronique crée un spot de l'ordre du millimètre en raison de la limite de diffraction. Une focalisation sub-longueur d'onde permet, à puissance équivalente, d'obtenir une densité de puissance bien plus élevée et donc *a priori* une plus grande interaction avec un transistor. Une troisième piste proposée est d'utiliser les techniques mises en place à 100 GHz pour faire des études de compatibilité électromagnétique. La montée en fréquence que promet le domaine THz risque en effet de faire migrer les problèmes de CEM plus haut en fréquence. Dans le domaine automobile, on voit par exemple apparaître des radars de recul fonctionnant à 94 GHz. Il est donc envisageable dans le futur de faire des études de perturbation et de susceptibilité en cartographiant en champ proche des circuits.

# PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS DE L'AUTEUR

## Reuves internationales

1. J. P. Guillet, L. Chusseau, R. Adam, T. Grosjean, A. Penarier, F. Baida, D. Charraut, "Continuous-wave scanning terahertz near-field microscope," *Micro-wave and Optical Technology Letters*, accepté
2. R. Adam, L. Chusseau, A. Penarier, J. P. Guillet, T. Grosjean, and D. Charraut, "Near-field wire-based passive probe-antenna for the selective detection of the longitudinal electric field at THz frequencies," *J. Appl. Phys.*, vol. 106, 2009.
3. T. Grosjean, F. Baida, R. Adam, J. P. Guillet, L. Billot, P. Nouvel, J. Torres, A. Penarier, D. Charraut, and L. Chusseau, "Generation of radially polarized THz beams using a passive system," *Optics Express*, vol. 16, iss. 23, pp. 18895-18909, 2008.

## Conférences internationales

1. J.P. Guillet, L. Chusseau, R. Adam, T. Laurent, T. Grosjean, A. Penarier, D. Charraut, "Terahertz near-field imaging using a Y splitter and Sommerfeld wire waves on bare metal rods" in *Proc. IRMMW-THz*, Rome, Italie, Sept. 2010
2. S Ben Mbarek, T. Baron, S. Euphrasie, D. Briand, B. Cretin, P. Vairac, R. Adam, L. Chusseau, J.P. Guillet, A. Penarier, "Investigations of room temperature bolometers for THz applications" in *Proc. IRMMW-THz*, Rome, Italie, Sept. 2010

3. S. Ben Mbarek, T. Baron, S. Euphrasie, B. Cretin, P. Vairac, R. Adam, L. Chusseau, J. P. Guillet, and A. Penarier, "Theoretical and experimental studies of metallic grids absorption : Application to the design of a bolometer," in Proc. Euroensors, Lausanne, Sept. 2009.
4. R. Adam, J. P. Guillet, L. Chusseau, A. Penarier, P. Nouvel, J. Torres, T. Grosjean, L. Billot, F. Baida, and D. Charraut, "Near-field polarization-selective inspection of a bow-tie antenna and a passive radial polarizer at sub-THz frequencies," in Proc. EOS Annual Meeting - Topical Meeting on Terahertz Science and Technology, Paris, Sept. 2008.
5. J. P. Guillet, R. Adam, A. Penarier, J. Torres, P. Nouvel, L. Chusseau, T. Grosjean, F. Baida, L. Billot, and D. Charraut, "A new THz passive radial polarizer," in Proc. IRMMW-THz, Pasadena, CA, Sept. 2008.
6. T. Grosjean, L. Billot, F. Baida, D. Charraut, R. Adam, J. P. Guillet, A. Penarier, P. Nouvel, J. Torres, and L. Chusseau, "Optical microantennas for sub-wavelength vectorial inspection at THz frequencies," in Proc. NFO10, Buenos Aires, Sept. 2008.
7. A. Penarier, P. Nouvel, J. P. Guillet, T. Laurent, J. Torres, R. Adam, S. Jarrix, and L. Chusseau, "Probe design for electromagnetic near field THz mappings," in Proc. 19ème Conf. Optique Hertzienne et Diélectriques, Valence, France, Sept. 2007.

## **Conférences nationales**

1. A. Penarier, J. P. Guillet, R. Adam, P. Nouvel, L. Chusseau, T. Grosjean, and D. Charraut, "Imagerie champ proche THz continue sélective en polarisation," in Proc. 5e Journées TéraHertz, Lille, June 2009. proche THz continue sélective en polarisation," in Proc. 5e Journées TéraHertz, Lille, June 2009.
2. L. Chusseau and A. Penarier and R. Adam and J.-P. Guillet and T. Grosjean and D. Charraut and L. Billot and B. Cretin and P. Vairac and S. Euphrasie and L. Thierry and T. Baron and Ben Mbarek, S., "Présentation de l'ANR TERASCOPE", Journée du Club Optique et Micro-ondes, Besançon, June 2009
3. J. P. Guillet, R. Adam, A. Penarier, P. Nouvel, J. Torres, L. Chusseau, T. Grosjean, F. Baida, L. Billot, and D. Charraut, "Génération d'un faisceau THz

- polarisé radialement," in Proc. 12e Journées Nano Micro et Optoélectronique, Oleron, 2008.
4. R. Adam, P. Nouvel, A. Penarier, J. Torres, T. Dubois, S. Jarrix, and L. Chusseau, "Étude de sondes pour la microscopie en champ proche THz," in Proc. 4èmes Journées TeraHertz, Bombannes, May 2007.
  5. A. Penarier, R. Adam, J. P. Guillet, P. Nouvel, J. Torres, S. Jarrix, and L. Chusseau, "Sondes pour la microscopie en champ proche à 100 GHz," in Proc. Assemblée Générale du GDR Ondes, Pessac, 2007.





# BIBLIOGRAPHIE

- [Abbe 73] E. Abbe. *Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung*. Archiv für Mikroskopische Anatomie, vol. 9, no. 1, pages 413–418, December 1873.
- [Adam 09] R. Adam. *Sondes de champ proche pour l'imagerie terahertz*. PhD thesis, Université Montpellier 2, 2009.
- [Agrawal 07] Amit Agrawal & Ajay Nahata. *Coupling terahertz radiation onto a metal wire using a subwavelength coaxial aperture*. Opt. Express, vol. 15, no. 14, pages 9022–9028, 2007.
- [Akalin 05] T. Akalin, A. Treizebre & B. Bocquet. *High resolution biosensor based on surface wave transmission lines at THz frequencies*. Microwave Conference 2005 European, vol. 2, page 4 pp., oct. 2005.
- [Akalin 06] T. Akalin, A. Treizebre & B. Bocquet. *Single-wire transmission lines at terahertz frequencies*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 54, no. 6, pages 2762–2767, 2006.
- [Alexandrov 10] B.S. Alexandrov, V. Gelev, A.R. Bishop, A. Usheva & K.Ø. Rasmussen. *DNA breathing dynamics in the presence of a terahertz field*. Physics Letters A, vol. 374, no. 10, pages 1214 – 1217, 2010.
- [Arnaud 76] J. A. Arnaud. *Beam and fiber optics*. Academic Press, 1976.
- [Ash 72] E.A. Ash & G. Nicholls. *Super-resolution Aperture Scanning Microscope*. Nature, vol. 237, pages 510–513, 1972.
- [Astley 09] Victoria Astley, Rajind Mendis & Daniel M. Mittleman. *Characterization of terahertz field confinement at the end of a tapered*

- metal wire waveguide*. Applied Physics Letters, vol. 95, no. 3, page 031104, 2009.
- [Awad 09] M. Awad, M. Nagel & H. Kurz. *Tapered Sommerfeld wire terahertz near-field imaging*. Applied Physics Letters, vol. 94, no. 5, page 051107, 2009.
- [Bagad 09] V.S. Bagad. Microwave engineering. Technical Publications, 2009.
- [Barlow 53] A.L Barlow H.M.; Cullen. *Surface waves*. In Proceedings of the IEE - Part III : Radio and Communication Engineering, volume 100, pages 329–341, 1953.
- [Bock 95] J. J. Bock, D. Chen, P. D. Mauskopf & A. E. Lange. *A novel bolometer for infrared and millimeter-wave astrophysics*. Space Science Reviews, vol. 74, pages 229–235, 1995. 10.1007/BF00751274.
- [Buehler 06] Lewis Michael J. Lunden David Buehler Walter E. *Ventriloqual jamming using a towed transmission line*. no. Brevet américain 7154430, 2006.
- [Cao 05] Hua Cao & Ajay Nahata. *Coupling of terahertz pulses onto a single metal wire waveguide using milled grooves*. Opt. Express, vol. 13, no. 18, pages 7028–7034, 2005.
- [Chan 07] Wai Lam Chan, Jason Deibel & Daniel M Mittleman. *Imaging with terahertz radiation*. Reports on Progress in Physics, vol. 70, no. 8, pages 1325–1379, 2007.
- [Chen 00] Q. Chen, Z. P. Jiang, G. X. Xu & X. C. Zhang. *Near-field terahertz imaging with a dynamic aperture*. Optics Letters, vol. 25, no. 15, pages 1122–1124, 2000.
- [Chen 03] H. T. Chen, R. Kersting & G. C. Cho. *Terahertz imaging with nanometer resolution*. Applied Physics Letters, vol. 83, no. 15, pages 3009–3011, 2003.
- [Chen 09] Hung-Wen Chen, Chui-Min Chiu, Chih-Hsien Lai, Jeng-Liang Kuo, Po-Jui Chiang, Yuh-Jing Hwang, Hung-Chun Chang & Chi-Kuang Sun. *Subwavelength Dielectric-Fiber-Based THz Coupler*. J. Lightwave Technol., vol. 27, no. 11, pages 1489–1495, JUN 1 2009.

- 
- [Combes 96] P.F. Combes. *Micro-ondes : Tome 1, lignes, guides et cavités*, volume 1. Dunod, 1996.
- [Coutaz 08] J.L. Coutaz & et al. *Optoélectronique térahertz*. EDP Sciences, 2008.
- [Deibel 06a] J. A. Deibel, K. L. Wang, M. D. Escarra & D. M. Mittleman. *Enhanced coupling of terahertz radiation to cylindrical wire waveguides*. *Optics Express*, vol. 14, no. 1, pages 279–290, 2006.
- [Deibel 06b] Jason A. Deibel, Nicholas Berndsen, Kanglin Wang, Daniel M. Mittleman, Nick C. van der Valk & Paul C. M. Planken. *Frequency-dependent radiation patterns emitted by THz plasmons on finite length cylindrical metal wires*. *Opt. Express*, vol. 14, no. 19, pages 8772–8778, 2006.
- [Deibel 08] Jason A. Deibel, Kanglin Wang, Matthew Escarra, Nicholas Berndsen & Daniel M. Mittleman. *The excitation and emission of terahertz surface plasmon polaritons on metal wire waveguides*. *Comptes Rendus Physique*, vol. 9, no. 2, pages 215 – 231, 2008. Recent developments in terahertz optoelectronics.
- [den Dekker 97] A. J. den Dekker & A. van den Bos. *Resolution : a survey*. *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 14, no. 3, pages 547–557, 1997.
- [Descrovi 04] E. Descrovi, L. Vaccaro, W. Nakagawa, L. Aeschimann, U. Staufer & H. P. Herzig. *Collection of transverse and longitudinal fields by means of apertureless nanoprobe with different metal coating characteristics*. *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 22, pages 5340–5342, 2004.
- [Eisele 10] H. Eisele. *480 GHz oscillator with an InP Gunn device*. *Electronics Letters*, vol. 46, no. 6, pages 422 –423, 18 2010.
- [Federici 05] J.F. Federici, B. Schulkin, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira & D. Zimdars. *THz imaging and sensing for security applications-explosives, weapons and drugs*. *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 20, pages 266–280, 2005.
- [Fitch 04] M.J. Fitch & Robert Oslander. *Terahertz Waves for Communications and Sensing*. *Johns Hopkins Apl Technical Digest*, vol. 25, no. 4, pages 348–355, 2004.

- [Gallot 00] G. Gallot, S. P. Jamison, R. W. McGowan & D. Grischkowsky. *Terahertz waveguides*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 17, no. 5, pages 851–863, 2000.
- [Gordon 09] Reuven Gordon. *Reflection of Cylindrical Surface Waves*. Opt. Express, vol. 17, no. 21, pages 18621–18629, 2009.
- [Goubau 50a] Georg Goubau. *Surface wave transmission line*, 1950.
- [Goubau 50b] Georg Goubau. *Surface Waves and Their Application to Transmission Lines*. Journal of Applied Physics, vol. 21, no. 11, pages 1119–1128, 1950.
- [Grosjean 02] T. Grosjean, D. Courjon & M. Spajer. *An all-fiber device for generating radially and other polarized light beams*. Optics Communications, vol. 203, no. 1-2, pages 1 – 5, 2002.
- [Grosjean 05] T. Grosjean, A. Sabac & D. Courjon. *A versatile and stable device allowing the efficient generation of beams with radial, azimuthal or hybrid polarizations*. Optics Communications, vol. 252, no. 1-3, pages 12 – 21, 2005.
- [Grosjean 07] T. Grosjean & D. Courjon. *Smallest focal spots*. Optics Communications, vol. 272, no. 2, pages 314 – 319, 2007.
- [Guillet 08] J.-P. Guillet, R. Adam, A. Penarier, J. Torres, P. Nouvel, L. Chusseau, T. Grosjean, F. Baida, L. Billot & D. Charraut. *A new THz passive radial polarizer*. Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, 2008. IRMMW-THz 2008. 33rd International Conference on, pages 1 –2, sep. 2008.
- [Hilsum 54] C. Hilsum. *Infrared Absorption of Thin Metal Films*. J. Opt. Soc. Am., vol. 44, no. 3, pages 188–188, 1954.
- [Houston 27] William V. Houston. *A Compound Interferometer for Fine Structure Work*. Phys. Rev., vol. 29, no. 3, pages 478–484, Mar 1927.
- [Ishihara 06] K. Ishihara, K. Ohashi, T. Ikari, H. Minamide, H. Yokoyama, J. Shikata & H. Ito. *Terahertz-wave near-field imaging with sub-wavelength resolution using surface-wave-assisted bow-tie aperture*. Applied Physics Letters, vol. 89, no. 20, 2006.
- [Jackson 98] John David Jackson. *Classical electrodynamics*. Wiley, third edition, 1998.

- [Jennifer 05] H. R. Jennifer, D. L. Woolard & M. J. Rosker. *Terahertz for military and security applications III*. Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering, vol. 5790, page 302, 2005.
- [Jeon 05] Tae-In Jeon, Jiangquan Zhang & D. Grischkowsky. *THz Sommerfeld wave propagation on a single metal wire*. Applied Physics Letters, vol. 86, no. 16, page 161904, 2005.
- [Ji 08] Young Bin Ji, Eui Su Lee, Jin Seok Jang & Tae In Jeon. *Enhancement of the detection of THz Sommerfeld wave using a conical wire waveguide*. Opt. Express, vol. 16, no. 1, pages 271–278, 2008.
- [J.L. Hesler 07] W. Grammer J.L. Hesler A.R. Kerr & E. Wollack. *Recommendations for Waveguide Interfaces to 1 THz*. In 18th International Symposium on Space Terahertz Technology, Pasadena, 2007.
- [Kawase 03] Kodo Kawase, Yuichi Ogawa, Yuuki Watanabe & Hiroyuki Inoue. *Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints*. Opt. Express, vol. 11, no. 20, pages 2549–2554, 2003.
- [Koch 07] M. Koch. *Towards Terahertz Communication Systems*. 4e Journées THz, Bombannes, France, 2007.
- [Kristensen 10] Torben T. L. Kristensen, Withawat Withayachumnankul, Peter U. Jepsen & Derek Abbott. *Modeling terahertz heating effects on water*. Opt. Express, vol. 18, no. 5, pages 4727–4739, 2010.
- [Lecaque 06] R. Lecaque, S. Gresillon, N. Barbey, R. Peretti, J. C. Rivoal & C. Boccara. *THz near-field optical imaging by a local source*. Optics Communications, vol. 262, no. 1, pages 125–128, 2006.
- [Lee 05] Alan Wei Lee & Qing Hu. *Real-time, continuous-wave terahertz imaging by use of a microbolometer focal-plane array*. Opt. Lett., vol. 30, no. 19, pages 2563–2565, 2005.
- [Liang 10] Huawei Liang, Shuangchen Ruan, Min Zhang & Hong Su. *Nanofocusing of terahertz wave on conical metal wire waveguides*. Optics Communications, vol. 283, no. 2, pages 262 – 264, 2010.
- [Markelz 00] A. G. Markelz, A. Roitberg & E. J. Heilweil. *Pulsed terahertz spectroscopy of DNA, bovine serum albumin and collagen between*

- 0.1 and 2.0 THz*. Chemical Physics Letters, vol. 320, no. 1-2, pages 42 – 48, 2000.
- [Mbarek 09] S. Ben Mbarek, T. Baron, S. Euphrasie, B. Cretin, P. Vairac, R. Adam, L. Chusseau, J.P. Guillet & A. Penarier. *Theoretical and experimental studies of metallic grids absorption : Application to the design of a bolometer*. Procedia Chemistry, vol. 1, no. 1, pages 1135 – 1138, 2009. Proceedings of the Eurosensors XXIII conference.
- [Mitrofanov 00] O. Mitrofanov, I. Brener, R. Harel, J. D. Wynn, L. N. Pfeiffer, K. W. West & J. Federici. *Terahertz near-field microscopy based on a collection mode detector*. Applied Physics Letters, vol. 77, no. 22, pages 3496–3498, 2000.
- [Mitrofanov 01a] O. Mitrofanov, M. Lee, J. W. P. Hsu, I. Brener, R. Harel, J. F. Federici, J. D. Wynn, L. N. Pfeiffer & K. W. West. *Collection-mode near-field imaging with 0.5-THz pulses*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 7, no. 4, pages 600–607, 2001.
- [Mitrofanov 01b] Oleg Mitrofanov, M. Lee, J. W. P. Hsu, L. N. Pfeiffer, K. W. West, J. D. Wynn & J. F. Federici. *Terahertz pulse propagation through small apertures*. Applied Physics Letters, vol. 79, no. 7, pages 907–909, 2001.
- [Mittleman 99] D. M. Mittleman, M. Gupta, R. Neelamani, R. G. Baraniuk, J. V. Rudd & M. Koch. *Recent advances in terahertz imaging*. Applied Physics B-Lasers and Optics, vol. 68, no. 6, pages 1085–1094, 1999.
- [Mittleman 03] Daniel Mittleman. *Sensing with terahertz radiation*. Springer, 2003.
- [Mueller 03] Eric R. Mueller. *Terahertz radiation : applications and sources*. The Industrial Physicist, vol. 9, page 27, 2003.
- [N. Ridler 10] J.L. Hesler A.R. Kerr R.D. Pollard N. Ridler R.A. Ginley & D.F. Williams. *Towards Standardized Waveguide Sizes and Interfaces for Submillimeter Wavelengths*. In Proc. 21st Intl. Symp. On Space THz Tech., avril 2010.
- [Pickwell 06] E. Pickwell & V.P. Wallace. *Biomedical applications of terahertz technology*. J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 39, pages 301–310, 2006.

- 
- [Pohl 84] D. W. Pohl, W. Denk & M. Lanz. *Optical stethoscopy : Image recording with resolution  $\lambda/20$* . Applied Physics Letters, vol. 44, no. 7, pages 651–653, 1984.
- [Quabis 00] S. Quabis, R. Dorn, M. Eberler, O. Glöckl & G. Leuchs. *Focusing light to a tighter spot*. Optics Communications, vol. 179, no. 1-6, pages 1 – 7, 2000.
- [Rayleigh 79] L. Rayleigh. *Investigations in optics, with special reference to the spectroscope*. Phil. Mag., vol. 8, pages 261–274/403–411/477–486, 1879.
- [Reinhold 64] Heinrich Neubauer Reinhold Huber Franz. *Coupling between stationary launching means and movable surface wave guide means*. no. Brevet américain 3134951, May 1964.
- [Richter 08] H. Richter, A. D. Semenov, S. G. Pavlov, L. Mahler, A. Tredicucci, H. E. Beere, D. A. Ritchie, K. S. Il'in, M. Siegel & H.-W. Hubers. *Terahertz heterodyne receiver with quantum cascade laser and hot electron bolometer mixer in a pulse tube cooler*. Applied Physics Letters, vol. 93, no. 14, page 141108, 2008.
- [Rusina 08] Anastasia Rusina, Maxim Durach, Keith A. Nelson & Mark I. Stockman. *Nanoconcentration of terahertz radiation in plasmonic waveguides*. Opt. Express, vol. 16, no. 23, pages 18576–18589, 2008.
- [Scalari 06] Giacomo Scalari, Christoph Walther, Jerome Faist, Harvey Beere & David Ritchie. *Electrically switchable, two-color quantum cascade laser emitting at 1.39 and 2.3 nbsp;THz*. Applied Physics Letters, vol. 88, no. 14, pages 141102 –141102–3, April 2006.
- [Scarfi 03] M. R. Scarfi. *THz exposure of whole blood for the study of biological effects on human lymphocyte*. J. Biol. Phys., vol. 29, pages 171–177, 2003.
- [Siegel 02] P.H. Siegel. *Terahertz technology*. Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on, vol. 50, no. 3, pages 910–928, Mar 2002.



- [Sommerfeld 98] A. Sommerfeld. *Ueber die Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen längs eines Drahtes*. Annalen der Physik und Chemie, vol. 303, no. 2, pages 233–290, 1898.
- [Song 09] H.-J. Song, K. Ajito, A. Hirata, A. Wakatsuki, T. Furuta, N. Kukutsu & T. Nagatsuma. *Multi-gigabit wireless data transmission at over 200-GHz*. pages 1–2, sep. 2009.
- [Synge 28] E. H. Synge. *A suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region*. Philosophical Magazine Series 7, vol. 6, no. 35, pages 356–362, 1928.
- [T. Grosjean 08] R. Adam J. P. Guillet L. Billot P. Nouvel J. Torres A. Penarier D. Charraut T. Grosjean F. Baida & L. Chusseau. *Linear to radial polarization conversion in the THz domain using a passive system*. Optics Express, vol. 16, no. 23, pages 18895–18909, 2008.
- [Taday 04] P.F. Taday. *Applications of terahertz spectroscopy to pharmaceutical sciences*. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, vol. 362, pages 351–364, 2004.
- [Tonouchi 07] M. Tonouchi. *Cutting-edge terahertz technology*. Nature photonics, vol. 1, pages 97–106, 2007.
- [van der Valk 02] N. C. J. van der Valk & P. C. M. Planken. *Electro-optic detection of subwavelength terahertz spot sizes in the near field of a metal tip*. Applied Physics Letters, vol. 81, no. 9, pages 1558–1560, 2002.
- [Vassalo 85] C Vassalo. *Théorie des guides d’ondes électromagnétiques*, volume 1. Eyrolles, 1985.
- [Wang 04] K. L. Wang & D. M. Mittleman. *Metal wires for terahertz wave guiding*. Nature, vol. 432, no. 7015, pages 376–379, 2004.
- [Yang 10] Jie Yang, Qing Cao & Changhe Zhou. *Theory for terahertz plasmons of metallic nanowires with sub-skin-depth diameters*. Opt. Express, vol. 18, no. 18, pages 18550–18557, 2010.
- [Yee 66] Kane Yee. *Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell’s equations in isotropic media*. Antennas and Propagation, IEEE Transactions on, vol. 14, no. 3, pages 302–307, May 1966.

- [Zenneck 07] Zenneck. *Über die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie*. *Annalen der Physik*, vol. 67, page 233, 1907.
- [Zhan 10] Hui Zhan, Rajind Mendis & Daniel M. Middleman. *Superfocusing terahertz waves below  $\lambda/250$  using plasmonic parallel-plate waveguides*. *Opt. Express*, vol. 18, no. 9, pages 9643–9650, 2010.