



Caractérisation optoélectronique large bande de la réponse spectrale de détecteurs d'ondes TéraHertz

Jonathan Oden

► **To cite this version:**

Jonathan Oden. Caractérisation optoélectronique large bande de la réponse spectrale de détecteurs d'ondes TéraHertz. Optique / photonique. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. <NNT : 2015GREAT025>. <tel-01212536>

HAL Id: tel-01212536

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01212536>

Submitted on 6 Oct 2015

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Optique et Radiofréquences**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Jonathan Oden

Thèse dirigée par **Jean-François Roux**

préparée au sein du Laboratoire **IMEP-LAHC**
et de l'**École Doctorale EEATS**

Caractérisation optoélectronique large bande de la réponse spec- trale de détecteurs d'ondes Térahertz

Thèse soutenue publiquement le **13 mars 2015**,
devant le jury composé de :

Monsieur Emmanuel Abraham

Professeur des Universités, LOMA, Université de Bordeaux, Rapporteur

Monsieur Alain Maestrini

Maître de Conférences HDR, Observatoire de Paris, Université Pierre et Marie Curie, Rapporteur

Monsieur Sylvain Bollaert

Professeur des Universités, IEMN, Université de Lille 1, Président

Monsieur Frédéric Teppe

Chargé de Recherches, L2C, Montpellier CNRS-Université II, Examineur

Monsieur Jean-Louis Coutaz

Professeur des Universités, IMEP-LAHC, Université de Savoie, Examineur

Monsieur Jean-François Roux

Maître de Conférences, IMEP-LAHC, Université de Savoie, Directeur de thèse



Remerciements

Ces travaux de thèse se sont déroulés à »l’Institut de Microélectronique Electro-magnétisme et Photonique et le Laboratoire d’Hyperfréquences et de Caractérisation » (IMEP-LaHC), sur le site du Bourget du Lac.

Premièrement, je tiens à remercier Monsieur Jean-Louis Coutaz, Professeur de l’Université Savoie Mont Blanc et co-Directeur de l’IMEP-LaHC pour m’avoir accueilli au sein de l’équipe PHOTO et du laboratoire. Merci pour ta gentillesse et pour les discussions que nous avons pu avoir. Cela a été un réel plaisir pour moi que de t’accompagner ces quelques jours à Kyoto et Sendai!

Ensuite, je voudrais remercier Jean-François, mon Directeur de thèse. Tout d’abord je te remercie pour avoir appuyé ma candidature pour ce sujet de thèse et de m’avoir formé à l’optique térahertz. Merci pour ta gentillesse, ta patience et pour m’avoir accompagné tout au long de cette thèse avec un regard bienveillant et d’avoir su partager avec moi les moments de galères, à chercher du signal.

J’adresse également tous mes remerciements aux membres du jury pour avoir participé activement à rendre ma soutenance de thèse des plus enrichissantes. Merci aux rapporteurs, Monsieur Emmanuel Abraham, Professeur à l’Université de Bordeaux et Monsieur Alain Maestrini, Maître de Conférences à l’Université Pierre et Marie Curie pour leur travail de relecture. Merci à Monsieur Frédéric Teppe, Chargé de Recherches à l’Université de Montpellier II et Monsieur Sylvain Bollaert, Professeur de l’Université Lille 1, qui a pris la responsabilité de diriger ma soutenance. Ce fut un réel plaisir que de t’avoir eu comme enseignant de Licence, encadrant de Master et enfin, comme Président de mon jury de thèse.

Cette thèse a été liée au projet international WITH, co-financé par l’ANR et JST, qui a produit une riche collaboration entre ces partenaires Français et Japonais, sans qui certains résultats obtenus n’auraient pas été possibles. Je remercie alors chaleureusement les groupes ANODE et Photonique THz de l’IEMN ; le L2C et l’IES de l’Université de Montpellier II ; le groupe Terahertz Sensing and Imaging de l’Institut Riken et RIEC de l’Université de Tohoku. Pour ces derniers : Arigatō gozaimasu! Thanks for your welcome. I had a great time in Japan. Merci à tous pour l’accueil qui m’a été fait et pour les différents échanges que nous avons pu avoir, j’en garderai un très bon souvenir.

Durant ces années de thèse, j’ai eu la chance de bénéficier d’un environnement très chaleureux, au bâtiment Chablais, animé par des personnes d’une extrême gentillesse. Je tiens maintenant à tous les remercier pour ces moments passés ensemble. Gwen’, merci pour tout, tu as véritablement été une source de motivation, merci pour ton aide, ta curiosité, ta bonne humeur, et ta positive attitude!! Emilie, merci pour ton accueil à mes débuts, de m’avoir fait découvrir des séries et nanars, d’avoir partagé tes retours de voyages qui font rêver et pour l’ambiance que tu as su installer dans le bureau avec Julie! Fred, merci pour tes conseils avisés et retours d’expériences, pour ton expertise

du domaine térahertz et ta contribution à ce travail de thèse. Maxime, merci de ton intérêt pour ce travail de thèse et à tes nombreux coups de pouces! Philippe, merci pour ta curiosité, ton esprit critique et tes interventions mais surtout, merci pour ton extrême gentillesse et pour les bons souvenirs, à Tignes, à Montpellier, ... Cédric, Florent, Sylvain, Greg', Thierry et Gilbert, merci pour vos encouragements et votre sympathie, c'était toujours un plaisir de vous voir passer dans le bureau ou de vous croiser dans les couloirs! Magali et Cindy, merci pour tout ces déjeuners qui m'ont déconnecté du travail et m'ont fait le plus grand bien, ce fut fort agréable que de discuter avec vous. Fernanda, merci pour ton aide et ta gentillesse et pour m'avoir raccompagné quand j'étais sans voiture.

Merci également aux membres de la Société Kapteos : merci Lionel pour tes conseils précieux ; merci Jean, Guillaume, Mickael, Thibault (finalement ça touche ou pas ?), Orlane et Marjorie.

Je n'oublie bien sûr pas mes collègues doctorants et post-doctorants, merci Maher, Elie, Mohan, Romain, Mehdi, Jérôme et Benj' pour tous les moments que nous avons partagés ; Julie pour ton accueil et l'ambiance que tu as su installer avec Emilie dans le bureau ; Simon, merci pour ta gentillesse et ton dynamisme, pour avoir essayé de m'apprendre à skier avec Philippe : une cause perdue mais pleine de bons souvenirs (et de photos/vidéos que je ferais mieux de faire disparaître)! Maxence, merci à toi pour toutes les discussions que nous avons eues, je te souhaite plein de réussite dans tes projets. Un très grand merci au trio de choc : Ludo, Yann et Pierre (Mr J'arrive), pour les discussions métaphysiques et votre humour, je n'ai presque jamais autant ri de ma vie que durant les moments passés avec vous! Pour les "nouveaux", Kadhim et Laurane (miss Kapteos), merci pour votre soutien pendant ma période de rédaction, j'espère ne pas vous avoir trop pourri votre première année. Merci beaucoup pour votre amitié et les moments passés ensemble, je vous souhaite bon courage pour la suite!

Je tiens également à remercier les personnes extérieures au laboratoire mais qui ont contribué de manière non négligeable à cette expérience de thèse : merci Jérôme, Jérémy, Dhui-thong et François, du CEA LETI, pour votre bonne humeur et votre efficacité! Dmitro and Lucie, it was great to go to Japan with you and share great moments, food and so on. Merci aux voisins du Bd Gambetta et aux amis pour tous ces bons moments! Je remercie également Alain, Jacqueline, Kiwi et surtout Faustine pour m'avoir accompagné et pour ses critiques constructives (c'est moche!). Enfin, un grand merci à ma famille pour leur aide et leur soutien : mes grand-parents, ma mère, André et **mon frère petit**, mon meilleur frère (en gras double t'as vu!).

Table des matières

Introduction	1
1 Génération et détection de térahertz : mises en œuvre	7
1.1 Introduction	8
1.2 Méthodes de génération d'ondes térahertz	8
1.3 Oscillateur femtoseconde Ti:Sa à blocage de modes	9
1.3.1 Principe de fonctionnement	9
1.3.2 Présentation des lasers femtosecondes	10
1.4 Méthodes de génération d'ondes térahertz utilisées	11
1.4.1 Redressement optique dans les cristaux non linéaires	11
1.4.2 Accélération de porteurs à la surface de semiconducteurs	19
1.4.3 Photocommutation d'antennes semiconductrices	22
1.4.4 Synthèse des dispositifs d'émission d'ondes térahertz	32
1.5 Méthodes de détections cohérentes	33
1.5.1 Principe de l'échantillonnage temporel	33
1.5.2 Échantillonnage électro-optique : effet Pockels	34
1.5.3 Échantillonnage photoconductif	39
1.5.4 Synthèse de la détection par échantillonnage temporel	42
1.6 Méthodes de détections incohérentes	43
1.6.1 Introduction à la détection directe	43
1.6.2 Identification des principales sources de bruit	44
1.6.3 Diode Schottky à tension de polarisation nulle	48
1.6.4 Transistor à canal 2D d'électrons	52
1.6.5 Pyromètre	58
1.6.6 Bolomètre à semiconducteur et matrice de microbolomètres	60
1.6.7 Synthèse des détecteurs de puissance térahertz	64
1.7 Conclusion	64
2 Interféromètre de Michelson pour la caractérisation spectrale large bande	67
2.1 Introduction	68
2.2 Propriétés optiques de l'interféromètre	68
2.2.1 Autocorrélation de deux signaux temporels	68
2.2.2 Présentation générale de l'interféromètre	69
2.2.3 Réflexion et transmission dans une lame séparatrice d'indice n	72
2.3 Modélisation de l'interféromètre de Michelson	87
2.3.1 Présentation d'un modèle simplifié	88
2.3.2 Simulation du spectre de l'impulsion térahertz	90

2.3.3	Autocorrélation de l'impulsion térahertz	94
2.3.4	Acquisition d'un interférogramme	95
2.4	Étude des paramètres de la séparatrice térahertz	97
2.4.1	Rôle de l'épaisseur des lames en silicium	99
2.4.2	Films plastiques comme milieu séparateur	100
2.4.3	Interféromètre dans le domaine optique	102
2.4.4	Interféromètre à polariseur de type Martin-Puplett	104
2.4.5	Interféromètre sans séparatrice	107
2.4.6	Conclusion	108
2.5	Étude des paramètres de la génération térahertz	109
2.5.1	Génération térahertz par photocommutation	109
2.5.2	Génération térahertz par redressement optique	111
2.5.3	Conclusion	115
2.6	Synthèse des études paramétriques	115
2.7	Caractéristiques du banc expérimental	115
2.7.1	Résolution spectrale	116
2.7.2	Caractéristiques du faisceau térahertz	116
2.7.3	Estimation de la puissance térahertz moyenne générée	117
2.7.4	Sensibilité minimale de détection	123
2.7.5	Réduction du bruit	127
2.8	Conclusion	130
3	Caractérisation large bande de détecteurs, faisceaux et matériaux	133
3.1	Introduction	134
3.2	Méthode de caractérisation des détecteurs de puissance	134
3.3	Présentation des détecteurs et acquisitions temporelles	137
3.4	Caractérisation des diodes Schottky	139
3.4.1	Caractérisation de la diode WR1.9ZBD	139
3.4.2	Caractérisation des diodes WR1.5ZBD et WR2.8ZBD	142
3.5	Caractérisation de transistors	146
3.5.1	Présentation des transistors utilisés	147
3.5.2	Recherche du point de polarisation optimale	148
3.5.3	Caractérisation du HEMT Giuseppe 4	151
3.6	Synthèse des résultats de caractérisation	159
3.7	Imagerie et spectroscopie térahertz	160
3.7.1	Matrice de détecteur pour l'imagerie térahertz	160
3.7.2	Distribution spatiale et spectrale du faisceau térahertz	160
3.7.3	Caractérisation de matériaux : spectroscopie térahertz	162
3.7.4	Synthèse	171
3.8	Conclusion	171
	Conclusion	173
A	Sources continues pour la caractérisation de détecteurs de puissance	175
A.1	Système Emcore : caractérisation de la diode WR1.9ZBD	175
A.2	Caractérisation de transistors Giuseppe	178
A.3	Caractérisation du transistor HP, par TeraLAB	179
A.4	Caractérisation de transistors Fujitsu, par L2C	180
A.5	Caractérisation des transistors doubles grilles, par Otsuji-Lab	181

A.6 Caractérisation d'une source continue à 600 GHz	182
Bibliographie	185

Introduction

Le domaine des térahertz (ou *gap térahertz*), illustré figure 1, est le domaine des ondes électromagnétiques dont la bande spectrale est située entre l'infrarouge et les micro-ondes (électronique haute fréquence).

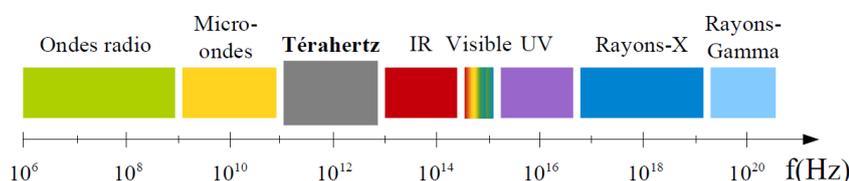


FIGURE 1 – Représentation de la bande spectrale térahertz (ou gap térahertz) comprise entre l'infrarouge et les micro-ondes.

Les études ayant mené à l'utilisation des radiations térahertz, et plus largement à l'utilisation des ondes électromagnétiques, ont débuté avec l'unification des équations régissant l'électromagnétisme par James Clerk Maxwell en 1884. Leur existence fut démontrée par l'expérience de Heinrich Rudolf Hertz en 1888 qui généra des ondes radio en espace libre. Par la suite, Jagadish Chandra Bose fit la première démonstration d'une transmission de signaux à distance. Suivirent les travaux de Otto Lummer et Ferdinand Kurlbaum menant à la détection de rayonnements du corps noir, en 1898, avec un détecteur bolométrique similaire au premier bolomètre inventé par Samuel Pierpont Langley en 1878, constitué d'une feuille de platine dans un cylindre de céramique. Ces recherches sur la détection de rayonnement infrarouge menèrent, dans les années 1950, à la révolution des dispositifs de spectroscopie par transformée de Fourier, propulsés par le développement de l'algorithme de transformée de Fourier rapide. L'intérêt pour le gap térahertz lui ne prend vraiment essor que lorsque les méthodes de générations impulsionsnelles de courtes durées commencent à voir le jour. L'invention des photocommutateurs par David H. Auston en 1984 [Auston 1984] marque l'apparition des premiers lasers impulsionsnels subpicosecondes. Les durées d'impulsions térahertz générées sont de l'ordre de la picoseconde et ouvrent le champ à l'obtention de spectres étendus, dans le domaine spectral térahertz. La spectroscopie térahertz résolue en temps permet ainsi la caractérisation de nombreux matériaux. De nos jours, les techniques de génération et de détection d'ondes térahertz ont évolué. Elles sont réalisées de deux manières différentes : la première consiste à augmenter la fréquence des dispositifs micro-ondes (par l'utilisation d'harmoniques supérieurs par exemple), la seconde consiste à diminuer la fréquence de dispositifs infrarouge. Bien qu'une grande diversité de sources et de détecteurs térahertz soient conçus et commercialisés, leur intégration dans des systèmes commerciaux/industriels fonctionnant à température ambiante est problématique à cause des faibles puissances térahertz générées. En effet, l'énergie d'un photon à une fréquence de 1 THz vaut 4,1 meV

soit 5 fois moins que l'énergie thermique à température ambiante (≈ 25 meV). La conception de sources puissantes est alors indispensable pour espérer voir les térahertz un jour s'imposer face aux technologies existantes, comme les rayons X par exemple. Ce postulat tient compte du fait que les seules sources térahertz existantes qui sont à la fois compactes, intégrables, bas coût, puissantes et ayant un bon rendement nécessitent un fonctionnement à température cryogénique. Il s'agit des lasers à cascades quantiques (QCL). Cependant, ces lasers fonctionnent surtout dans la partie haute du spectre térahertz (>1 THz) et leur accordabilité en fréquence reste complexe face aux diodes Schottky. Pour illustrer ce propos, la figure 2, extraite de la revue réalisée par Masayoshi Tonouchi en 2007 [Tonouchi 2007], présente les différentes méthodes de générations térahertz en fonction de la fréquence.

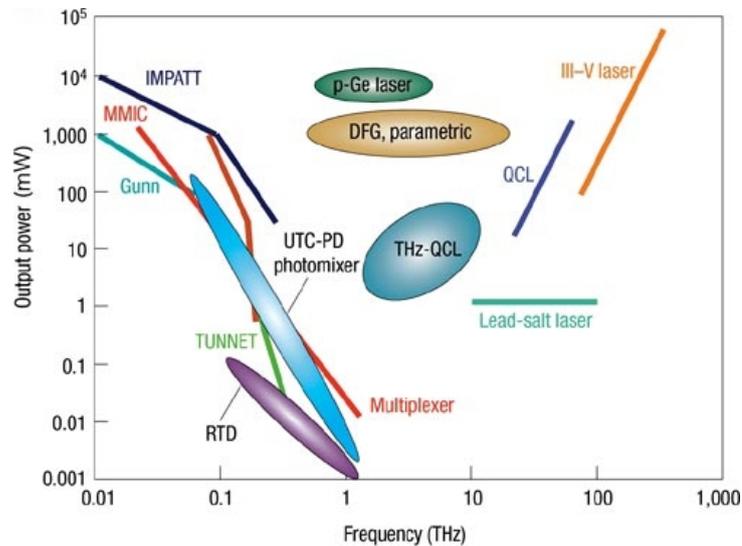


FIGURE 2 – Principales sources térahertz représentées en fonction de leur puissance et fréquence rayonnées. La figure est extraite de la revue de Masayoshi Tonouchi [Tonouchi 2007].

À gauche du spectre, en basse fréquence, on remarque que les sources sont principalement issues des technologies de l'électronique micro-ondes, où la puissance de génération térahertz décroît avec la fréquence. À droite, pour les hautes fréquences, il s'agit principalement de lasers issus des technologies de l'infrarouge, ils sont puissants mais leur rendement énergétique est bas, les spectres générés sont localisés vers les hautes fréquences du gap térahertz et ils sont encombrants. Au milieu, nous avons les QCL, qui eux permettent d'émettre des puissances supérieures au milliwatt jusqu'à la centaine de milliwatt.

Si la communauté térahertz est très active, c'est que la nature des ondes térahertz est porteuse de nombreuses applications.

À ces fréquences, des modes de vibration et de rotation des molécules sont observés, ce qui permet l'analyse de la matière sous forme gazeuse, de poudre (substances dangereuses ou illicites) liquide et solide. Avec des procédés de spectroscopie, la signature spectrale de ces milieux peut être enregistrée. De plus, la plupart des matériaux opaques à la lumière deviennent transparents pour les ondes térahertz (polymères, textiles, etc.) et les matériaux polaires tels que les molécules d'eau ou les métaux (charges libres) absorbent les radiations térahertz. Ces propriétés font que l'imagerie térahertz aide, par exemple, à la détection d'armes non détectables via l'utilisation des rayons X (matériaux

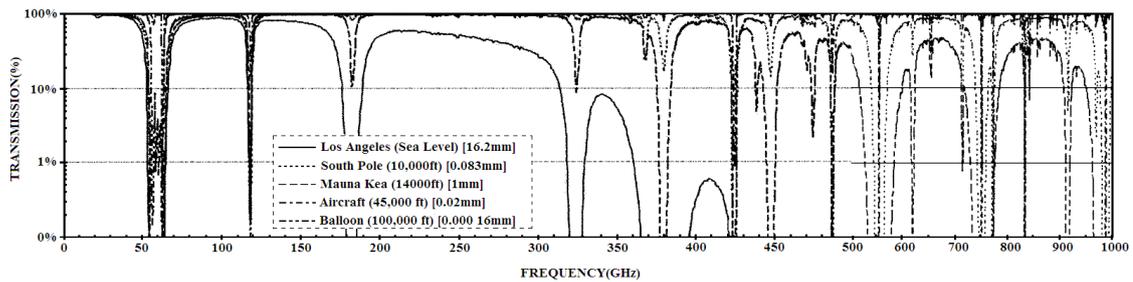


FIGURE 4 – Mesure expérimentale de la fonction de transfert de l’atmosphère en fonction de la fréquence, extraite de la référence [Wang 2011].

- L’acquisition de diagrammes de l’œil d’un débit de 1 Gbits/s dans une bande spectrale comprise entre 280 à 400 GHz a été obtenue avec des diodes en émission et réception [Nagatsuma 2009]. Puis, à 300 GHz avec des débits de 40 Gbits/s multicanaux sans erreur et jusqu’à 48 Gbits/s sur un unique canal [Nagatsuma 2013b]. Avec cette expérience, en changeant le couple émetteur-récepteur, des diagrammes de l’œil à un débit de 1,6 Gbitss/s ont été relevés sur une bande spectrale allant de 450 à 720 GHz, soit de 270 GHz (correspondant à environ 100 canaux).
- Ducourneau *et al.* [Ducournau 2014] présentent un système de communication fonctionnant à 400 GHz (à canal unique) pouvant atteindre un débit de 46 Gbits/s. Ils proposent également un tableau regroupant les caractéristiques des différents dispositifs de communications térahertz reportés dans la littérature.

Pour les systèmes de télécommunications opérant aux fréquences térahertz et donnant accès à des débits de transfert de l’ordre de 100 Gbits/s et plus, IEEE a formé un groupe afin d’étudier la normalisation des systèmes de télécommunications obéissant à la norme IEEE802.15⁵.

Les composants électroniques, utilisés comme détecteurs, ont des réponses spectrales de l’ordre de quelques centaines de gigahertz maximum et peuvent être conçus pour fonctionner à différentes fréquences centrales. La figure 5 illustre la comparaison entre deux conceptions de détecteurs à base des mêmes technologies de diodes Schottky : planaire à tension nulle de polarisation [Maestrini 2010b, Jingtiao 2013]. Le détecteur présenté par L. Liu *et al.* [Liu 2010], est une diode Schottky fabriquée sur un substrat silicium et connectée à une antenne large bande (50 GHz à 900 GHz), le tout est monté sur une lentille silicium de rayon 5 mm. Cette conception permet la détection térahertz sur une large bande spectrale, jusqu’à 900 GHz, alors que plusieurs diodes Schottky (celles commercialisées par Virginia Diodes par exemple) sont normalement nécessaires. Ces dernières sont montées dans des boîtiers blindés dont le couplage de l’onde térahertz avec la diode est assuré par un guide d’onde, parfois connecté à un cornet.

La source térahertz ayant permis les mesures présentées ci-dessus est continue, accordable en fréquence et possède une bande spectrale d’émission contenue entre 150 GHz et 600 GHz. Bien que celle-ci soit accordable sur une large bande spectrale compte tenu de sa technologie, elle ne permet pas la caractérisation complète de la réponse spectrale du détecteur large bande, ni la caractérisation de plusieurs détecteurs de réponses spectrales différentes : la mesure faite avec la diode WR-1.5ZBD n’est pas complète.

5. "IEEE 802.15.3 is a standard for low-complexity, low-cost, low-power-consumption and high-data-rate wireless connectivity among multimedia devices supporting high levels of Quality of Service", standards.ieee.org.

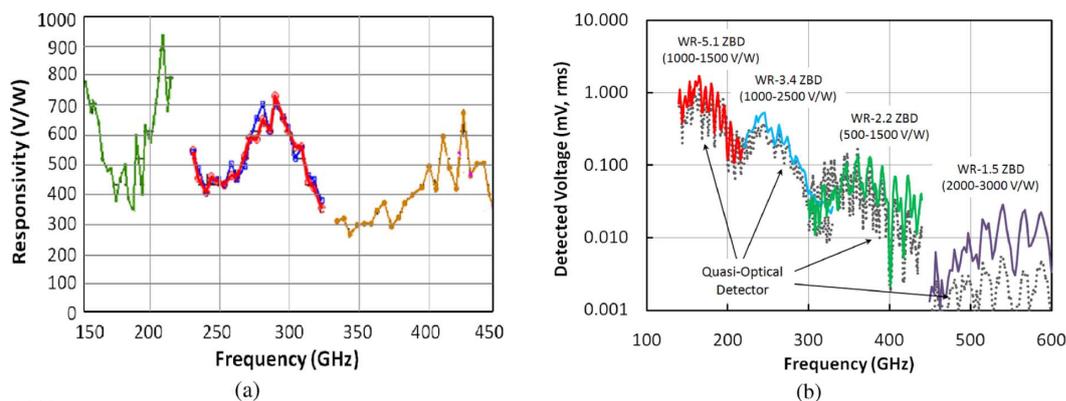


FIGURE 5 – Comparaison d’un détecteur large bande à base d’une diode Schottky à tension de polarisation nulle, face à trois diodes Schottky commerciales. La figure est extraite de la référence [Liu 2010]. En (a), la mesure de la sensibilité du détecteur large bande et en (b), la mesure de la tension de sortie des détecteurs présentés.

Pour permettre l’obtention de la réponse complète du détecteur large bande, il est alors intéressant d’avoir recours à une source térahertz couvrant une plus large bande spectrale, de 100 GHz à plus de 900 GHz.

Ainsi, l’objectif de ce travail de thèse est de caractériser des détecteurs électroniques en développant un banc expérimental à source térahertz large bande émettant de 100 GHz à plus de 1 THz. Le couplage des ondes térahertz, dans les détecteurs électroniques (diodes et transistors principalement) de dimensions micrométriques, est assuré au moyen d’antennes, de guides d’ondes ou par des méthodes de résonances intra-cavités (canaux de transistors).

Le premier chapitre fait état de l’art des méthodes impulsionnelles de la génération d’ondes térahertz, utilisant des lasers impulsionnels femtosecondes. Pour cela, nous détaillons les différents dispositifs de génération que nous avons mis en œuvre. Nous étudions ensuite deux méthodes de détection cohérente issues de la spectroscopie térahertz résolue en temps, puis présentons de façon générale les technologies des détecteurs directs (de puissance) utilisés durant ce travail.

Le second chapitre porte sur la construction du banc expérimental, celui-ci reposant sur l’utilisation d’un interféromètre de Michelson. La première partie décrit son mode de fonctionnement au travers d’une étude temporelle et d’un modèle développé dans le domaine spectral. Une étude paramétrique permet ensuite de définir les différentes caractéristiques du banc, liées aux différents éléments employés, qui sont ensuite intégrés au modèle de l’interféromètre. La dernière partie de ce chapitre donne les caractéristiques du banc expérimental : sa bande passante, la puissance térahertz moyenne, sa résolution spectrale, etc.

Enfin, le troisième et dernier chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus avec ce banc expérimental et sont séparés en deux parties. La première présente les résultats de caractérisation de détecteurs de puissance térahertz. La seconde, démontre que d’autres applications peuvent être envisagées et réalisées à l’aide de ce banc expérimental : la caractérisation de faisceau térahertz, la spectroscopie et l’imagerie.

Génération et détection de térahertz : mises en œuvre

Sommaire

1.1	Introduction	8
1.2	Méthodes de génération d'ondes térahertz	8
1.3	Oscillateur femtoseconde Ti:Sa à blocage de modes	9
1.3.1	Principe de fonctionnement	9
1.3.2	Présentation des lasers femtosecondes	10
1.4	Méthodes de génération d'ondes térahertz utilisées	11
1.4.1	Redressement optique dans les cristaux non linéaires	11
1.4.2	Accélération de porteurs à la surface de semiconducteurs	19
1.4.3	Photocommutation d'antennes semiconductrices	22
1.4.4	Synthèse des dispositifs d'émission d'ondes térahertz	32
1.5	Méthodes de détections cohérentes	33
1.5.1	Principe de l'échantillonnage temporel	33
1.5.2	Échantillonnage électro-optique : effet Pockels	34
1.5.3	Échantillonnage photoconductif	39
1.5.4	Synthèse de la détection par échantillonnage temporel	42
1.6	Méthodes de détections incohérentes	43
1.6.1	Introduction à la détection directe	43
1.6.2	Identification des principales sources de bruit	44
1.6.3	Diode Schottky à tension de polarisation nulle	48
1.6.4	Transistor à canal 2D d'électrons	52
1.6.5	Pyromètre	58
1.6.6	Bolomètre à semiconducteur et matrice de microbolomètres	60
1.6.7	Synthèse des détecteurs de puissance térahertz	64
1.7	Conclusion	64

1.1 Introduction

Ce chapitre a pour objectif de présenter les méthodes de génération et de détection térahertz utilisées dans cette thèse. Nous commençons par introduire les systèmes de génération d'impulsions émises dans le domaine térahertz à l'aide de lasers femtosecondes émettant des impulsions infrarouges (Ti:Sa). La caractérisation temporelle des impulsions térahertz peut être réalisée par une méthode cohérente d'échantillonnage temporel. La transformée de Fourier numérique de ces impulsions nous permet d'obtenir les bandes passantes d'émissions du banc expérimental pour chacun des dispositifs que nous avons utilisés. Nous étudions ensuite les dispositifs permettant la mesure directe de l'intensité térahertz que nous regroupons par technologies : les détecteurs sensibles à variations thermiques, très répandus dans le domaine de l'infrarouge et utilisés par les spectromètres par transformée de Fourier (FTIR), et les détecteurs électroniques qui, grâce aux développements des procédés de fabrication, possèdent des bandes passantes situées dans le domaine des ondes térahertz.

1.2 Méthodes de génération d'ondes térahertz

Plusieurs méthodes de génération d'ondes térahertz existent et peuvent être regroupées en deux catégories : les méthodes de génération d'ondes continues et les méthodes de génération d'ondes impulsionnelles.

La première consiste à générer, soit par des procédés optiques, soit par des procédés électroniques, une onde quasi monochromatique (d'une faible largeur spectrale) accordable en longueur d'onde dans le domaine térahertz. Cette méthode a l'avantage de proposer des densités spectrales de puissances élevées. Parmi ces sources continues, on distingue les sources électroniques (multiplication / amplification successives d'une fréquence fondamentale) [Maestrini 2008] et les sources opto-électroniques. Les premières permettent d'obtenir des puissances de l'ordre du mW [Maestrini 2010a] mais ne sont pas aisément accordables. De plus elles sont coûteuses et leur efficacité décroît très vite avec la fréquence. Les secondes fonctionnent par redressement du battement entre deux lasers λ_1 et λ_2 dont l'un est accordable en longueur d'onde, et permettent l'émission d'un rayonnement continu à la longueur d'onde $\Delta\lambda$, définie par :

$$\frac{1}{\Delta\lambda} = \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}. \quad (1.1)$$

L'onde ainsi générée peut alors se trouver dans le domaine térahertz. Cette méthode est reprise par les oscillateurs paramétriques térahertz (OPT), où l'émission de térahertz est obtenue via un cristal non linéaire [Stoithard 2008, Kiessling 2014]. L'avantage de ce dispositif est de proposer une large bande spectrale et des puissances pouvant aller jusqu'à $10 \mu\text{W}$ [Kawase 2005]. Cette méthode de génération continue est cependant plus complexe et nécessite des lasers de forte puissance. Les sources de génération térahertz continues les plus utilisées sont les diodes à transport unique de charge (n'utilisant que les électrons) (UTCPD) [Preu 2011] qui peuvent atteindre des puissances de $\approx 2,6 \mu\text{W}$ à 1 THz mais sont restreintes à des bandes passantes de quelques centaines de gigahertz, jusqu'à 1,5 THz [Ito 2005]. On trouve également des systèmes commerciaux utilisant des photocommutateurs à très grande bande passante. Comme pour les diodes UTC, l'efficacité de conversion diminue avec la fréquence. Le principal inconvénient des méthodes continues réside dans les temps d'acquisition. L'acquisition d'un signal s'effectue par un

balayage en fréquence dont la durée dépend de la résolution fréquentielle souhaitée et de la largeur spectrale à scanner. De plus, des ondes stationnaires peuvent intervenir entre l'émission et la détection, générant des franges de Fabry-Perot dans le domaine spectral sur le signal mesuré.

La méthode impulsionnelle permet l'acquisition rapide de signaux par la génération de trains d'impulsions picosecondes, au travers d'émetteurs rapides, où, pour chacune des impulsions électromagnétiques, le spectre mesuré se situe dans le domaine térahertz. Le large choix d'émetteurs qu'offre cette méthode d'émission, utilisée par la spectroscopie térahertz depuis l'avènement des lasers impulsionnels dans les années 1980, permet la génération d'ondes dans le domaine térahertz sur de larges bandes spectrales allant de 0,1 THz à 30 THz environ.

Compte tenu de l'objectif fixé dans cette thèse, qui est de caractériser des détecteurs sur une bande spectrale de 0,1 THz jusqu'à au moins 1 THz, nous avons opté pour la méthode impulsionnelle. Nous verrons que son principal défaut est la très faible densité spectrale de puissance des signaux émis.

Le fonctionnement d'une telle méthode de génération consiste à redresser une impulsion optique (infrarouge) ultra brève, générée par un laser femtoseconde. C'est-à-dire, de créer un champ électrique, dont l'allure temporelle correspond à celle de l'enveloppe de l'impulsion optique, ce qui décale son spectre dans le domaine THz. Nous verrons trois méthodes qui permettent cette génération d'impulsion térahertz : le redressement optique dans un cristal non linéaire, la génération en surface de semiconducteur et la photocommutation dans les antennes photoconductrices.

1.3 Oscillateur femtoseconde Ti:Sa à blocage de modes

Depuis la réalisation du premier laser (*light amplification by stimulated emission of radiation*) en 1960 par T. M. Maiman, la science a progressé dans le développement de lasers impulsionnels rapides (subpicosecondes). Les dernières avancées des années 1990 ont mené au développement et à la commercialisation de lasers à l'état solide femtosecondes accordables dans les domaines de l'infrarouge et du visible. Le premier laser Ti:Sa est fabriqué par Peter F. Moulton en 1986 [Moulton 1986], fonctionnant de 680 nm à 1130 nm. Depuis, ces lasers sont capables de délivrer des impulsions ultra rapides, inférieures à 10 fs [Morgner 1999, Yamane 2003], avec des puissances moyennes de l'ordre du Watt, dans les versions non amplifiées.

Nous allons brièvement décrire le fonctionnement des lasers femtosecondes à blocage de mode, basés sur les non linéarités de cristaux Ti:Sa pour ensuite présenter les différents lasers qui ont été utilisés durant la thèse.

1.3.1 Principe de fonctionnement

Un laser à l'état solide est constitué d'un milieu à gain (amplificateur) pompé optiquement et placé dans une cavité résonnante de type Fabry-Perot, dont l'un des miroirs est semi-transparent. L'allure du spectre en sortie du laser est déterminée par celle du milieu à gain $G(\omega)$ et est composée d'un nombre de modes (fréquences discrètes) déterminé par la cavité, figure 1.1. Pour un barreau de Ti:Sa, la bande passante $\Delta\lambda$, liée à l'accordabilité en longueur d'onde du milieu, est optimale aux alentours de 800 nm et comprise entre 650 nm et 1100 nm (le plus souvent entre 750 à 850 nm), soit $\Delta\lambda = 450$ nm. Le cristal est alors pompé par un laser vert continu de quelques Watt ($\lambda = 532$ nm, $P_{opt} > 2$ W).

Les allers-retours de l'onde dans la cavité Fabry-Perot permettent la création, par interférences constructives et destructives, des fréquences discrètes sélectionnées par la longueur L de la cavité et séparées spectralement de $\Delta f=c/2L$, où c est la célérité de la lumière. Ces modes longitudinaux sont susceptibles d'osciller à l'unique condition où l'amplification dans le milieu à gain est supérieure aux pertes introduites par la cavité. Le spectre du laser est alors constitué de N modes, de fréquences $f_q=qc/2L$ où q est un nombre entier.

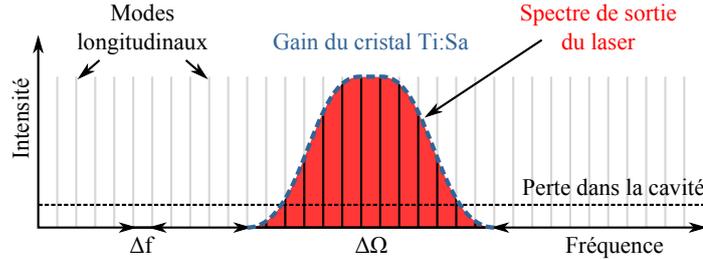


FIGURE 1.1 – Représentation de la bande passante d'un laser femtoseconde en fonction du gain du cristal Ti:Sa et de la cavité de Fabry-Pérot, générant les modes longitudinaux.

Le blocage de modes, qui permet la génération d'impulsions optiques [Brun, A. 1996], consiste à synchroniser la phase des modes présents dans la cavité pour les faire interférer de manière constructive dans un intervalle de temps et de façon destructive le reste du temps. Plusieurs méthodes de synchronisation sont possibles [Spence 1991, Pelouch 1992], soit par automodulation de phase, soit en utilisant un absorbant saturable, soit par l'utilisation d'un effet Kerr optique [Lai 1994]. Lorsque tous les modes sont en phase, le champ électrique total $E(t)$, issu de la superposition des modes d'amplitude A_n et de phase ϕ_n , correspond à une impulsion dont la durée τ est inversement proportionnelle à la bande passante autorisée par le milieu à gain. Plus la largeur spectrale $\Delta\lambda$ est grande, plus l'impulsion en sortie du laser, exprimée par τ , est courte.

1.3.2 Présentation des lasers femtosecondes

Plusieurs bancs expérimentaux ont été mis en œuvre durant ce travail mettant en jeu différents types de lasers femtosecondes, dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 1.1. Le Femtosource est celui avec lequel nous avons fait la plupart des mesures au sein du laboratoire, au Bourget du Lac. Le Spitfire est un laser amplifié qui a été utilisé à deux reprises dans le cadre du projet WITH en partenariat avec l'équipe *Terahertz Sensing and Imaging Team* de l'institut Riken¹ au Japon (Sendai) et avec lequel nous avons su caractériser un transistor provenant de l'IEMN. En début d'année 2014, nous avons fait l'acquisition d'un nouveau laser, le Libra qui est aussi un système amplifié, avec lequel nous avons essayé de générer des puissances crêtes térahertz élevées.

Ces lasers fonctionnent en régime impulsionnel, à la longueur d'onde centrale λ avec une fréquence de répétition f_{rep} , qui détermine le cycle de répétition des impulsions générées, de durée $\Delta\tau$. Les puissances moyennes renseignées sont les valeurs maximales que nous avons utilisées pour chacune des expériences mettant en œuvre ces lasers.

1. Institut Riken, www.riken.jp/en/, *Terahertz Sensing and Imaging Team*.

Noms	λ (nm)	P_{moy} (W)	f_{rep} (Hz)	$\Delta\tau$ (fs)	Types	Constructeurs
Femtosource	~ 800	$\sim 0,8$	80.10^6	~ 15	normal	Femtolasers
Spitfire	~ 800	~ 1	1.10^3	~ 60	amplifié	Spectra-Physics
Libra	~ 800	$\sim 4,2$	1.10^3	~ 40	amplifié	Coherent

TABLE 1.1 – Caractéristiques des lasers femtosecondes utilisés durant la thèse.

1.4 Méthodes de génération d’ondes térahertz utilisées

Nous présentons maintenant les différentes méthodes de génération d’onde térahertz que nous avons utilisées². La caractéristique que nous favorisons est la puissance térahertz émise qui, sur une bande spectrale allant de 0,1 THz à 1,5 THz doit être la plus importante. Cela permet de pouvoir compenser la faible sensibilité de certains détecteurs et de les caractériser sur une large bande spectrale. Différentes méthodes d’émission sont décrites, la première se base sur le redressement optique mettant en jeu des non-linéarités d’ordre 2 présentes dans certains milieux cristallins. La seconde, tire parti des phénomènes de transport de photo-courant (conduction et diffusion) induit dans les semiconducteurs lorsqu’ils sont éclairés par une impulsion optique. Enfin, les mêmes phénomènes de conduction sont étudiés pour des structures polarisées par une tension externe, employant des semiconducteurs dans lesquels les porteurs se recombinent très rapidement, appelés photocommutateurs.

1.4.1 Redressement optique dans les cristaux non linéaires

Le redressement optique, illustré figure 1.2, est une méthode de génération de térahertz basée sur les non-linéarités d’ordre 2 présentes dans les cristaux non centrosymétriques lorsqu’ils sont éclairés par une impulsion optique de forte intensité. Ce type de génération a été obtenu pour la première fois avec un cristal de LiNbO_3 , par K. H. Yang en 1971 [Yang 1971]. Plus tard, d’autres types de matériaux semiconducteurs et organiques ont été utilisés, tels que le GaAs, le ZnTe et le DAST [Zhang 1992a, Zhang 1992b, Rice 1994, Nahata 1996]. La réponse quasi instantanée à une impulsion optique femtoseconde concède à ces cristaux la possibilité d’émettre des impulsions térahertz extrêmement brèves [Schneider 2006], dont les spectres peuvent s’étaler sur plusieurs dizaines de térahertz [Fülöp 2011].

Le principe du redressement optique consiste à décaler le spectre de l’impulsion optique de pompe à des plus basses fréquences, dans le domaine térahertz. La performance de ce processus est liée aux différentes caractéristiques du cristal : ses vitesses de groupes optiques et térahertz, son accord de phase entre l’impulsion optique et l’impulsion térahertz, l’épaisseur du milieu (ou longueur d’interaction), le coefficient non linéaire et la transparence du cristal aux longueurs d’ondes optiques et térahertz qui permet aux impulsions de se propager dans le milieu. Quant au coefficient non linéaire, plus il est important, plus l’efficacité de la génération de térahertz est importante. Par exemple, le ZnTe présente un coefficient non linéaire maximal pour $\lambda=822$ nm, soit une longueur d’onde proche de celle à laquelle les lasers Ti:Sa oscillent couramment (section 1.3), par ailleurs les vitesses de groupes des ondes infrarouge et térahertz sont proches, ce qui en

2. Le lecteur pourra également être intéressé par une revue des différentes sources de génération d’impulsions ultra brèves, dans le domaine térahertz, proposée par Reimann en 2007 [Reimann 2007].

fait un candidat idéal pour la génération térahertz impulsionnelle utilisant ce type de laser.

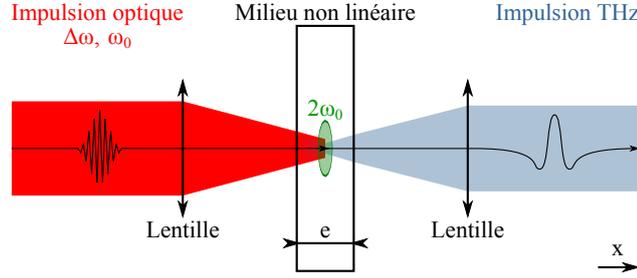


FIGURE 1.2 – Principe de la génération d'une impulsion térahertz par redressement optique dans un milieu non linéaire d'ordre 2.

Dans ces conditions, l'impulsion térahertz peut être générée par le redressement de l'impulsion optique, comme nous allons le montrer, sur la base du développement effectué par Sébastien Vidal dans sa thèse [Vidal 2009].

La polarisation $\vec{P}(t)$ d'un milieu non linéaire est reliée au champ électrique $\vec{E}(t)$ circulant dans le matériau par :

$$\vec{E}(t) = \frac{d^2 \vec{P}(t)}{dt^2}. \quad (1.2)$$

Pour une impulsion optique femtoseconde $I(t)$ de durée à mi-hauteur (mesurée en intensité) τ_p et de fréquence centrale ω_0 , sans dérive de fréquence, possédant une enveloppe gaussienne, $\vec{E}(t)$ s'écrit :

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0(t) \cos(\omega_0 t) \exp\left(-\frac{t^2}{\mathcal{T}^2}\right) = \mathcal{R}e \left\{ \vec{E}_0(t) \exp(-i\omega_0 t) \exp\left(-\frac{t^2}{\mathcal{T}^2}\right) \right\}, \quad (1.3)$$

avec $\mathcal{T} = \tau_p / \sqrt{2 \ln 2}$ la demi-largeur en $1/e$. En supposant que la réponse du milieu à $\vec{E}(t)$ est instantanée, la polarisation $\vec{P}(t)$ s'écrit :

$$\vec{P}(t) = \varepsilon_0 \bar{\chi}^{(1)} \vec{E}(t) + \varepsilon_0 \bar{\chi}^{(2)} \vec{E}^2(t) + \dots + \varepsilon_0 \bar{\chi}^{(n)} \vec{E}^n(t), \quad (1.4)$$

où $\bar{\chi}^{(n)}$ est la susceptibilité non linéaire d'ordre n . En remplaçant l'expression de $\vec{E}(t)$ (1.3) dans l'équation (1.4), il vient :

$$\begin{aligned} P(t) = & \underbrace{\frac{1}{2} \varepsilon_0 \bar{\chi}^{(1)} E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\mathcal{T}^2}\right) [\exp(-i\omega_0 t) + c.c.]}_{\text{polarisation linéaire}} \\ & + \underbrace{\frac{1}{4} \varepsilon_0 \bar{\chi}^{(2)} E_0^2 \exp\left(-\frac{2t^2}{\mathcal{T}^2}\right) [\exp(-i2\omega_0 t) + 1 + c.c.]}_{\text{polarisation non linéaire d'ordre 2}} \end{aligned} \quad (1.5)$$

Le premier terme correspond à la réponse linéaire du matériau, à la pulsation centrale de l'impulsion optique ω_0 . Le second terme présente la réponse du milieu aux non-linéarités d'ordre deux, à savoir, la somme et la différence de fréquences ($\omega_0 + \omega_0$ et $\omega_0 - \omega_0$). Nous retrouvons un terme en $2\omega_0$, qui correspond à la génération de second harmonique

(émission de lumière dans le vert) et un terme continu à $\omega=0$ qui correspond à une polarisation statique qui constitue le redressement optique de l'onde. En ne conservant que ce dernier terme, la polarisation devient :

$$P(t) = P_{ro}^{(2)}(t) = \frac{1}{4}\varepsilon_0\bar{\chi}^{(2)}E_0^2 \exp\left(-\frac{2t^2}{\mathcal{T}^2}\right) \propto E_0^2 \exp\left(-\frac{2t^2}{\mathcal{T}^2}\right) \quad (1.6)$$

De l'équation (1.2), qui relie $P(t)$ à $E(t)$, nous déterminons le champ émis en espace libre :

$$E_{ro}(t) \propto \frac{d^2 P_{ro}^{(2)}(t)}{dt^2} \propto \exp\left(-\frac{2t^2}{\mathcal{T}^2}\right) \left(2t^2 - \frac{\mathcal{T}^2}{2}\right), \quad (1.7)$$

qui, transformé dans l'espace des fréquences par une transformée de Fourier, devient :

$$E_{ro}(\Omega) \propto \Omega^2 \exp\left(-\frac{1}{8}\Omega^2\mathcal{T}^2\right). \quad (1.8)$$

La figure 1.3 résume le processus du redressement optique par l'utilisation du laser Femtosource (15 ps) décrit tableau 1.1 et d'un cristal non linéaire d'ordre 2.

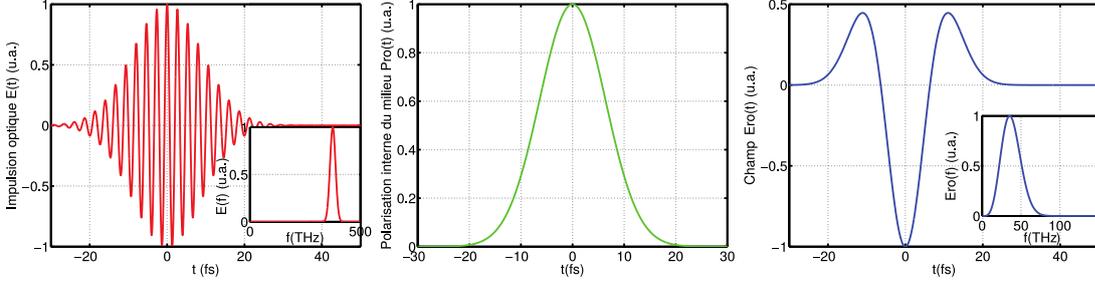


FIGURE 1.3 – Processus du redressement optique avec en rouge à gauche, l'impulsion optique $E(t)$ de durée 15 fs (laser femtosource) et son spectre en encart. En vert au milieu, la polarisation statique du milieu proportionnelle au champ excitateur et en bleu à droite, l'impulsion térahertz $E_{ro}(t)$ générée par le redressement de l'impulsion optique et son spectre en encart.

Une conversion vers les basses fréquences est opérée sur l'impulsion optique. L'impulsion excitatrice $E(t)$, en rouge à gauche, génère un changement de polarisation statique $P_{ro}(t) \propto E(t)$, en vert au centre, au sein du milieu non linéaire. Cette variation de polarisation quasi instantanée conduit à la génération d'une impulsion $E_{ro}(t)$ d'environ 16 fs à mi-hauteur, en bleu à gauche. Son spectre est centré en 35,5 THz et possède une très large bande d'émission d'une largeur à mi-hauteur $\Delta f \approx 30$ THz. Compte tenu du cas étudié, qui considère un accord de phase parfait sur toute la longueur du cristal non linéaire et néglige tout effet de dispersion, la largeur spectrale de l'impulsion est surestimée par rapport à la réalité. En effet il faut tenir compte des effets de propagation de l'onde infrarouge et de l'onde térahertz générée dans le cristal. Ces effets font apparaître l'importance de l'accord de phase. Un accord de phase imparfait induit une réduction de l'efficacité de génération térahertz pour certaines fréquences, ce qui se traduit par une diminution du spectre émis (soit encore un allongement de l'impulsion térahertz générée). Le défaut d'accord de phase entre les deux ondes le long de l'épaisseur du cristal fait perdre en efficacité le processus de génération du champ $E_{ro}(t)$, ce qui tend à compresser le spectre émis autour d'une pulsation Ω plus faible, de l'ordre de quelques térahertz.

Pour aller un peu plus loin dans l'analyse des résultats que nous observerons dans les différentes parties expérimentales de cette thèse, nous allons étudier le cas de la génération térahertz dans un cristal de ZnTe taillé dans la coupe $\langle 110 \rangle$ et excité par une impulsion optique brève, polarisée linéairement et de durée t_p (largeur à mi-hauteur de l'impulsion tracée en intensité). La coupe $\langle 110 \rangle$ est l'une des deux coupes possibles (l'autre étant $\langle 111 \rangle$), on pourra se reporter aux thèses de Sébastien Vidal ([Vidal 2009]) ou Damien Armand ([Armand 2006]) pour plus de détails sur cette configuration d'émission. Nous rappelons les différentes hypothèses relatives au calcul développé par S. Vidal et l'expression du champ térahertz (1.9) :

- L'onde optique est supposée d'intensité constante au cours de la traversée du cristal (pas de pertes d'absorption ni de pertes par conversion non-linéaire (pompe non-dépeuplée))
- L'onde térahertz n'est pas absorbée lorsqu'elle est générée
- Les effets de diffractions dans le domaine optique et dans le domaine térahertz sont négligés
- Les effets transverses (profil de faisceaux) sont négligés, les ondes sont supposées planes
- L'impulsion optique est supposée sans dérive de fréquence (limitée par transformée de Fourier)

Nous verrons dans les parties expérimentales que nous serons amenés à discuter, au moins qualitativement, la validité de ces différentes hypothèses.

$$E_{THz}(\Omega, x) = ie \frac{\Omega^2}{c^2} \chi^{(2)}(\Omega) C(\Omega) \frac{1}{k_{THz}(\Omega) + \frac{\Omega}{v_g}} \exp \left[i \left(k_{THz}(\Omega) + \frac{\Omega}{v_g} \right) \frac{e}{2} \right] \text{sinc} \left[\frac{e \Delta k}{2} \right], \quad (1.9)$$

avec e , l'épaisseur du cristal, $C(\Omega)$, la densité spectrale d'énergie centrée en Ω , k_{THz} , la norme du vecteur d'onde térahertz, $\Delta k = k_{THz}(\Omega) - \Omega/v_g$, le désaccord de phase et v_g , la vitesse de groupe de l'impulsion optique. Afin de maximiser la polarisation non linéaire du cristal, l'angle θ entre l'axe $\langle 001 \rangle$ du cristal et la polarisation du faisceau de pompe doivent être ajustés [Rice 1994] (figure 1.4).

Pour deux valeurs de θ ($54,7^\circ$ et $125,26^\circ$), la polarisation non linéaire du cristal est optimale, ce qui implique un champ térahertz généré maximal. Concernant la polarisation de ce dernier qui, se propageant dans la direction du vecteur d'onde de la pompe optique (en $z = \langle 110 \rangle$), il est montré qu'elle est identique à celle du champ optique [Vidal 2009] soit, orientée de l'angle θ_{opt} par rapport à l'axe cristallographique $\langle 001 \rangle$.

Le ZnTe est un matériau semiconducteur dont l'énergie de gap est de 2,24 eV ce qui le rend transparent à 800 nm. Dans le domaine térahertz il est caractérisé par la présence d'une résonance de phonon autour de la fréquence de 5,3 THz. Ainsi, autour de la longueur d'onde centrale de 800 nm et pour une génération jusqu'à quelques térahertz, les indices de réfraction du ZnTe (optique et térahertz) peuvent être approchés par les formules suivantes, selon [Nahata 1996] :

$$\begin{aligned} n_{opt}^2 &= 4,27 + \frac{3,01\lambda^2}{\lambda^2 - 0,142} \\ n_{THz}^2 &= \frac{289,27 - 6f_{THz}^2}{29,16 - f_{THz}^2}, \end{aligned} \quad (1.10)$$

avec λ en microns et f en térahertz.

De la première expression, on tire l'indice de groupe permettant de calculer la vitesse de

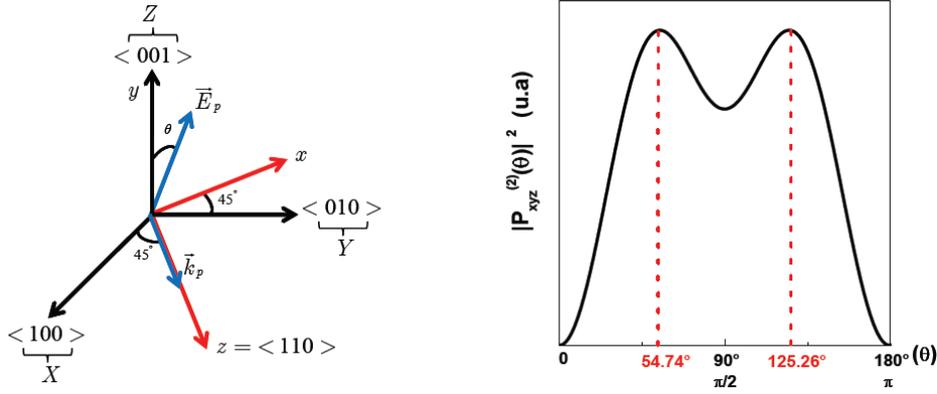


FIGURE 1.4 – Optimisation de la génération térahertz pour un cristal de ZnTe d'orientation cristalline $\langle 110 \rangle$. À gauche, le repère du cristal de ZnTe en noir (X, Y, Z) et celui de l'expérience en rouge (x, y, z) et la polarisation du champ de la pompe optique (laser) en bleu, ainsi que son vecteur d'onde, dans la direction $z = \langle 110 \rangle$. À droite, l'évolution du module au carré de la polarisation non linéaire du cristal (selon l'orientation décrite à gauche) en fonction de l'angle θ ; [Vidal 2009].

groupe à laquelle se propage une impulsion optique :

$$n_g(\lambda) = n_{opt}(\lambda) - \lambda \frac{dn_{opt}}{d\lambda} \quad (1.11)$$

Pour une plage de longueur d'onde s'étendant de 0,750 à 0,850 nm, cet indice de groupe varie de 3,35 à 3,15. Pour une approche simplifiée, nous considérerons cet indice comme constant et prendrons la valeur moyenne de $n_g = 3,24$ qui est l'indice de groupe calculé à 0.

En toute rigueur il faudrait tenir compte de la dispersion de vitesse de groupe qui d'une part modifie les conditions d'accord de phase dans le processus de rectification optique mais aussi induit un allongement de la durée de l'impulsion de pompe au fur et à mesure qu'elle traverse le cristal de ZnTe. Voir par exemple [Erschens 2001].

La résonance du phonon TO à 5,32 THz a pour effet de modifier la valeur du coefficient non-linéaire au voisinage de cette fréquence [Leitenstorfer 1999]. On peut en tenir compte en introduisant une relation de dispersion simplifiée du coefficient non-linéaire $\chi^{(2)}$:

$$\chi^{(2)} = 2\chi_{eff}^{(2)} \left[1 + \frac{C}{1 - (f/f_{phonon})^2} \right] \quad (1.12)$$

$$\chi_{eff}^{(2)} = 90 \text{ pm/V}; C = -0,07; f_{TO} = 5,32 \text{ THz}$$

La valeur négative du coefficient C indique que les contributions des non-linéarités d'origine électronique et ionique tendent à s'annuler au voisinage de la résonance du phonon optique transverse.

A partir de l'expression (1.9) décrivant le champ térahertz généré pour une longueur d'interaction de z , nous calculons l'intensité térahertz émise au voisinage de la face de

sortie du cristal :

$$\begin{aligned}
I_{THz} &= E_{THz}(\Omega, z) \cdot E_{THz}^*(\Omega, z) = z^2 \frac{\Omega^4}{c^4} [\chi^{(2)}(\Omega)]^2 C^2(\Omega) \frac{1}{\left(k_{THz} + \frac{\Omega}{v_g}\right)^2} \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k \cdot z}{2}\right) \\
\Delta k &= k_{THz}(\Omega) - \frac{\Omega}{v_g} = \frac{\Omega \cdot n_{THz}}{c} - \frac{\Omega}{v_g} = \frac{\Omega}{c} (n_{THz} - n_g) \\
C(\Omega) &= E_0^2 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \tau \exp\left(-\frac{\Omega^2 \tau^2}{8}\right)
\end{aligned} \tag{1.13}$$

Le terme de désaccord de phase Δk est particulièrement important puisqu'il va moduler l'efficacité de génération en fonction de la différence entre les vitesses de propagation de l'onde optique de pompe et de l'onde térahertz générée. Le terme $C(\Omega)$ qui est la densité spectrale d'énergie montre que l'intensité térahertz générée doit varier selon E_0^4 c'est-à-dire qu'elle varie proportionnellement au carré de la densité de puissance optique incidente crête sur le cristal. Z_0 étant l'impédance du vide et $surf$ l'aire du faisceau optique en entrée de cristal, nous avons :

$$I_{THz}(z, \Omega) = z^2 \frac{Z_0^2 P_{opt}^2 \Omega^4}{surf^2 c^4} [\chi^{(2)}(\Omega)]^2 \frac{\pi}{2} \tau^2 \exp\left(-\frac{\Omega^2 \tau^2}{4}\right) \frac{1}{\left(k_{THz} + \frac{\Omega}{v_g}\right)^2} \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k \cdot z}{2}\right) \tag{1.14}$$

Nous montrons ci-dessous les évolutions du terme en $\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k \cdot z}{2}\right)$ et de l'intensité térahertz générée pour un cristal de ZnTe de différentes épaisseurs variant de 0,1 à 1 mm. Les paramètres de calculs sont les suivants :

- Durée à mi-hauteur de l'impulsion optique de pompe = 50 fs
- Longueur d'onde centrale de pompe = 800 nm

On observe que l'épaisseur augmentant, les conditions d'accord de phase deviennent plus critiques et que le spectre généré se resserre autour de la fréquence d'accord de phase nominal, ici autour de 2 THz.

Comme énoncée ci-dessus, l'analyse que nous venons de faire repose sur certaines hypothèses. Nous discutons qualitativement leur domaine de validité.

L'intensité maximale térahertz (à l'accord de phase), varie quadratiquement avec la longueur d'interaction du cristal (z), en tout cas dans l'approximation où l'onde peut être considérée comme plane. Pour un faisceau gaussien focalisé, cela reste valable tant que le cristal est plus fin que la longueur de Rayleigh. A titre d'exemple, pour un faisceau de diamètre (à 1/e) de 15 mm focalisé par une lentille de focale 30 cm, le diamètre de la tache focale est de 20 μm pour une longueur d'onde de 0.8 μm et la longueur de Rayleigh est de 0.8 mm. L'approximation de l'onde plane n'est donc plus valable pour des cristaux de 1 mm d'épaisseur ou plus.

Par ailleurs, l'intensité térahertz doit varier avec le carré de la puissance optique incidente. Ceci n'est valable que dans l'approximation où l'onde optique n'est pas atténuée. Dans le ZnTe, l'absorption optique est négligeable si l'énergie des photons est bien inférieure à l'énergie du gap. C'est le cas ici puisqu'à 0.8 μm l'énergie d'un photon est de 1,55 eV alors que le gap du ZnTe est de 2,25 eV. Par contre l'absorption à 2 photons n'est pas négligeable, étant un processus non-linéaire, elle augmente avec la puissance incidente. C'est pourquoi on peut observer une saturation de l'intensité générée lorsque la puissance de pompe s'accroît ainsi qu'une modification du spectre térahertz émis [Ku 2013]. Dans ce cas, deux phénomènes s'accroissent, d'une part l'onde de pompe

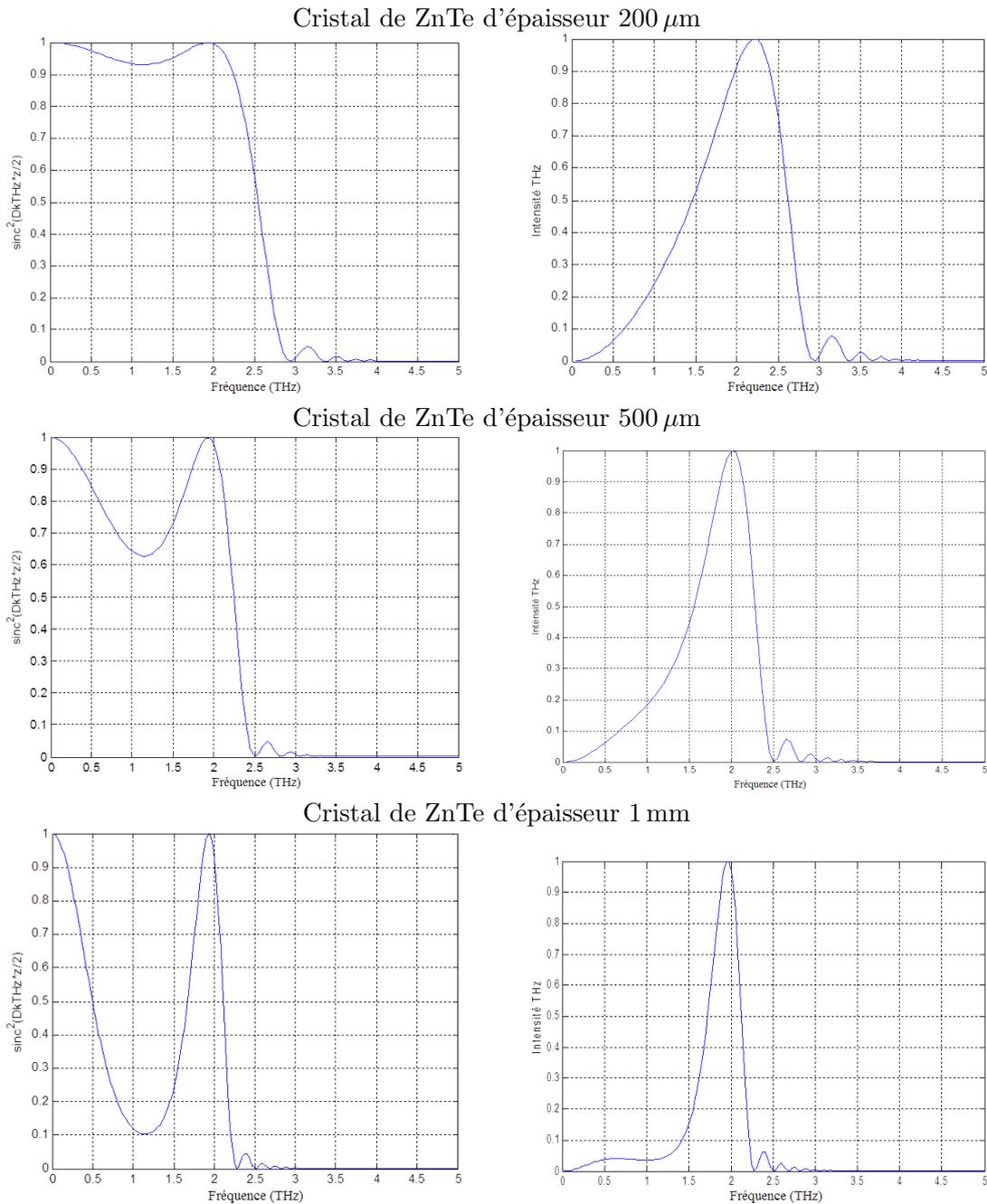


FIGURE 1.5 – Évolution du terme d'accord de phase $\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k \cdot z}{2}\right)$ pour différentes épaisseurs de cristal de ZnTe (à gauche). Évolution de l'intensité térahertz générée (normalisée) pour ces mêmes épaisseurs (à droite).

est atténuée par l'absorption à deux photons, d'autre part les photons absorbés génèrent des porteurs libres dans le ZnTe, qui à leur tour, atténuent l'onde térahertz générée par les photons de pompe non absorbés. Plusieurs études ont été menées sur ce phénomène, elles ont montré que la variation quadratique de l'intensité térahertz en fonction de la puissance optique commençait à saturer pour des densités d'énergie de l'ordre de $0,5 \text{ mJ} \cdot \text{cm}^{-2}$ par impulsion optique (de 50 fs de durée), soit pour une densité de puis-

sance de l'ordre de $5 \text{ à } 10 \text{ GW.cm}^{-2}$.

Nous avons mis en œuvre la génération térahertz par rectification dans un cristal de ZnTe avec deux types de laser, non-amplifié ou amplifié. Dans le premier cas, les impulsions optiques sont de faible énergie mais sont très courtes (15 fs) et présentent vraisemblablement une dérive de fréquence (chirp). Dans le second cas, les énergies par impulsion sont de l'ordre de 1 mJ et on atteint rapidement le régime de saturation évoqué ci-dessus. La figure suivante montre la trace temporelle d'une impulsion térahertz générée avec le laser non-amplifié. Le spectre culmine vers 720 GHz (à vérifier) et sa largeur est de 750 GHz à mi-hauteur.

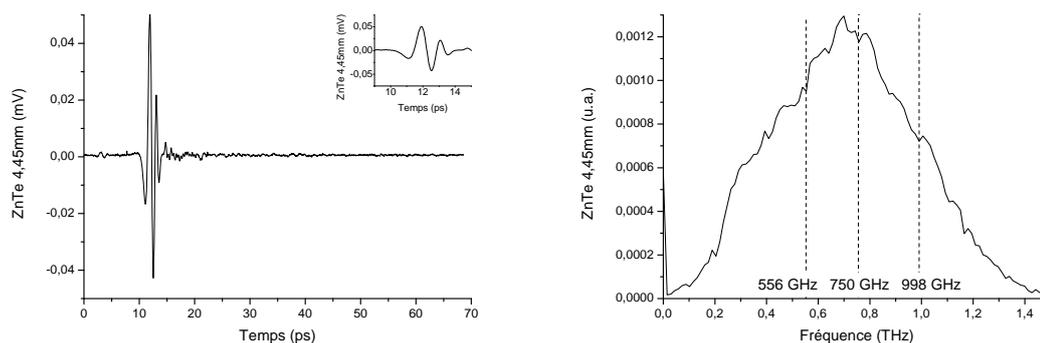


FIGURE 1.6 – Trace temporelle mesurée par échantillonnage électro-optique (voir section 1.5.2), du signal émis par un cristal de ZnTe d'épaisseur 4,45 mm à gauche. Son spectre associé, à droite. La durée d'impulsion du laser Femtosource employé est de l'ordre de 15 fs en sortie du laser. Nous observons trois pics d'absorption liés à la présence de vapeur d'eau (en 556, 750 et 998 GHz).

Son allure ne suit pas la prévision théorique, ce que nous expliquons par la grande longueur du cristal (4.5 mm) qui n'est pas optimale. Le transfert de l'énergie optique vers la génération d'ondes térahertz est concentré sur la bande spectrale sur laquelle nous travaillons (0,1 à 1 THz). La résolution spectrale δf , déterminée par la durée d'acquisition de l'impulsion térahertz Δt , $\delta f = 1/\Delta t = 14,5 \text{ GHz}$, nous permet d'observer les raies d'absorption dues à la vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère [Slocum 2013] de la salle d'expérience.

Nous avons également généré des impulsions térahertz avec deux autres matériaux, l'InSe et le GaSe, illustrées figure 1.7. De la même façon que précédemment, les spectres sont obtenus par transformée de Fourier.

La principale différence, au delà de l'allure générale de l'impulsion térahertz générée, est la durée de l'impulsion térahertz : nous observons que l'InSe est plus "rapide" que le GaSe, les temps de montée et de descente lui sont favorables. Dans le domaine spectral, l'influence de ces temps se remarque sur la largeur spectrale à mi-hauteur de la bande d'émission : le spectre généré par l'émission via le semiconducteur d'InSe a une bande d'émission de 725 GHz (centré en $\approx 700 \text{ GHz}$) contre 625 GHz (centré en $\approx 500 \text{ GHz}$) pour le GaSe, soit 13,8% de différence. Au contraire, nous observons que les relevés temporels possèdent en commun des impulsions secondaires, la première à environ 5 ps de l'impulsion initiale et la seconde à environ 12,5 ps. Elles correspondent à un aller-retour de l'impulsion térahertz, soit dans l'émetteur, soit dans le détecteur (antenne photoconductrice en GaAs) ou les deux. Pour le déterminer, il faudrait connaître les épaisseurs de chacun des substrats utilisés. Dans le domaine spectral, cela implique des franges

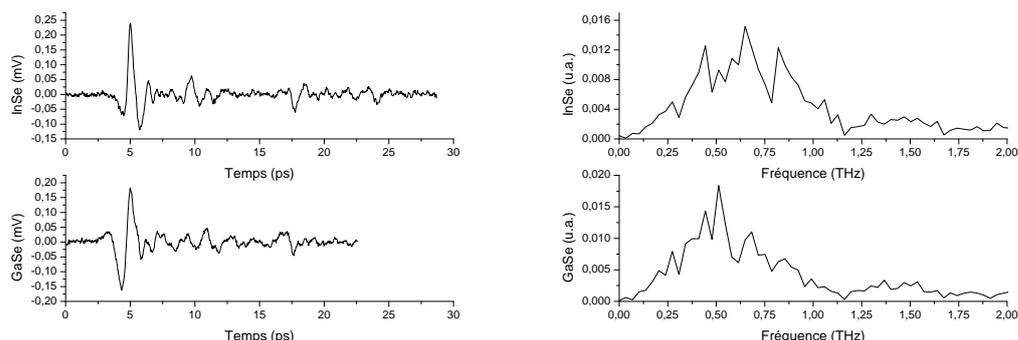


FIGURE 1.7 – Trace temporelle mesurée par échantillonnage photoconductif (voir section 1.5.3), des signaux émis par de l’InSe et du GaSe, à gauche. Leurs spectres associés, à droite. La durée d’impulsion du laser Femtosource employé est de l’ordre de 15 fs.

espacées d’environ 66 GHz, qui ne sont pas lisibles ici à cause de la résolution de l’acquisition. Le fenêtrage temporel de ces impulsions térahertz de 22,5 ps et 27,5 ps et le rapport signal sur bruit de la mesure ne permet pas la distinction des raies d’absorptions dues à l’atmosphère chargée en vapeur d’eau.

1.4.2 Accélération de porteurs à la surface de semiconducteurs

La génération de térahertz par l’éclairement d’une surface d’un semiconducteur est très simple à mettre en œuvre. Il suffit d’éclairer la surface d’un semiconducteur avec une impulsion lumineuse pour générer une radiation électromagnétique :

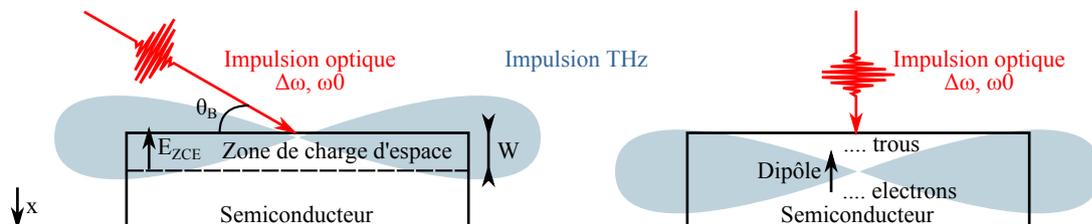


FIGURE 1.8 – Schémas de principes de la génération d’une impulsion térahertz au travers d’un semiconducteur et des diagrammes de rayonnements pour l’effet de surface (à gauche) et l’effet photo-Dember (à droite).

Deux phénomènes prennent part à la génération de térahertz, de façon simultanée. Ils reposent sur la photo génération et l’accélération de paires électrons-trous au voisinage de la surface du semiconducteur. Le transitoire de courant ainsi généré est source d’une radiation. Dans un premier cas, l’accélération de ces paires électrons-trous est assurée par un champ électrique statique présent à la surface du matériau [Dekorsy 1993, Johnston 2002]. Dans l’autre cas, l’effet Photo-Dember, lui profite de la diffusion des porteurs s’éloignant de l’interface air-semiconducteur, dans la direction normale à l’interface air-semiconducteur, lorsque le matériau est éclairé en incidence normale ($\theta_B = \pi/2$). La différence de mobilité, entre les charges négatives et positives, induit un déplacement rapide du barycentre électrique : un dipôle, à l’origine d’une radiation térahertz [Dekorsy 1996].

L'effet de surface

À la surface des semiconducteurs s'opère une courbure des bandes d'énergie due à des effets de surface qui viennent modifier le travail de sortie du matériau. Cette zone déplétée d'électrons, la zone de charge d'espace (ZCE), d'épaisseur W est le berceau d'un champ électrique normal à l'interface air-semiconducteur :

$$E_{ZCE}(x) = \frac{en}{\epsilon}(W - x), \quad (1.15)$$

où n est la densité de porteurs libres présents à la surface. Expérimentalement, il est important de connaître le diagramme de rayonnement de l'émission. Le maximum de champ étant obtenu dans une direction parallèle à la surface du semiconducteur, l'inclinaison de celui-ci par rapport à l'axe optique (matérialisé par la direction du faisceau de pompe) est nécessaire, d'autant plus que le maximum d'absorption optique est obtenu en éclairant le matériau avec un angle θ_b de Brewster³, favorisant ainsi l'efficacité de la génération térahertz. L'illumination du milieu par l'impulsion optique permet la génération des paires électrons-trous qui sont accélérées en surface par le champ E_{ZCE} . Un transitoire de courant $J(t)$, courant de déplacement, induit alors un rayonnement électromagnétique en espace libre $E(r,t)$ qui s'exprime en champ lointain, par :

$$E(r, t) = \frac{l_e}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \frac{\partial J(t)}{\partial t} \propto \frac{\partial J(t)}{\partial t}. \quad (1.16)$$

La durée de ce transitoire dépend de la durée de l'impulsion optique et du temps de vie des porteurs : le temps de libre parcours moyen l_e des électrons ou le temps de recombinaison, si celui-ci est plus court que le temps de libre parcours moyen. Les semiconducteurs employés doivent présenter des caractéristiques spécifiques comme une forte mobilité, peu d'absorption pour les fréquences térahertz et une absorption optique élevée pour générer une forte densité de porteur n . À 800 nm, les meilleurs candidats sont l'InAs dopé, le n:GaAs ou GaAs avec des propriétés de surface modifiées. L'efficacité de ce processus de génération peut être amélioré en baignant le milieu dans un champ magnétique [Heyman 2001, Heyman 2002, Johnston 2002], ou en créant une cavité métal semiconducteur permettant une meilleure absorption optique dans le semiconducteur qui est alors déposé en fine couche sur le métal [Ramakrishnan 2013].

Effet photo-Dember

Pour les semiconducteurs à faible gap et a forte mobilité, comme l'InSb et InAs, la zone de charge d'espace n'est pas assez importante pour permettre ce type de génération, c'est alors l'effet Photo-Dember qui permet l'excitation d'une onde térahertz. Depuis sa découverte en 1931 par H. Dember, ce phénomène a fait l'objet de nombreuses études théoriques pour les applications à la génération térahertz [Johnston 2002, Shan 2004, Reklaitis 2010, Apostolopoulos 2014] et expérimentales [Dekorsy 1996, Tani 1998, Klatt 2010], une revue est proposée par V. L. Malevich *et al.* [Malevich 2008]. Son principe de fonctionnement est le suivant : au repos, le milieu semiconducteur est diélectrique, aucune charge n'est libre, le barycentre électrique est donc stationnaire. Lorsque l'impulsion optique illumine le matériau, les photons d'énergie $h\nu$ apportés au

3. Angle pour lequel un faisceau incident de polarisation TM est complètement absorbé à la surface entre deux milieux.

réseau repoussent les porteurs se trouvant à proximité de la surface du milieu, dans la direction de propagation de l'onde incidente. Les électrons, plus mobiles que les trous, vont être diffusés plus en profondeur dans le milieu alors que les trous ne vont que très peu s'éloigner de la surface. Nous observons alors un déplacement du barycentre électrique, avant le retour au repos, quand les porteurs se recombinent. Ce transitoire dipolaire est à l'origine d'une radiation électromagnétique dans les directions normales au dipôle (à la direction x , figure 1.8). Ce phénomène est d'autant plus fort que le gap du semiconducteur est faible et peut être optimisé en structurant la surface [Klatt 2010].

Mise en œuvre expérimentale de la génération par effet de surface

Nous avons fait l'acquisition temporelle de l'impulsion térahertz générée en surface d'un morceau d'InGaAs, sous incidence de Brewster (effet de surface) et obtenu son spectre par transformée de Fourier. Le résultat de cette mesure est représenté figure 1.9. À noter que la résolution spectrale de la transformée de Fourier de l'acquisition temporelle n'est pas bonne suite à la durée d'acquisition de cette dernière de 20 ps. Les raies d'absorption de la vapeur d'eau ne peuvent alors être identifiées.

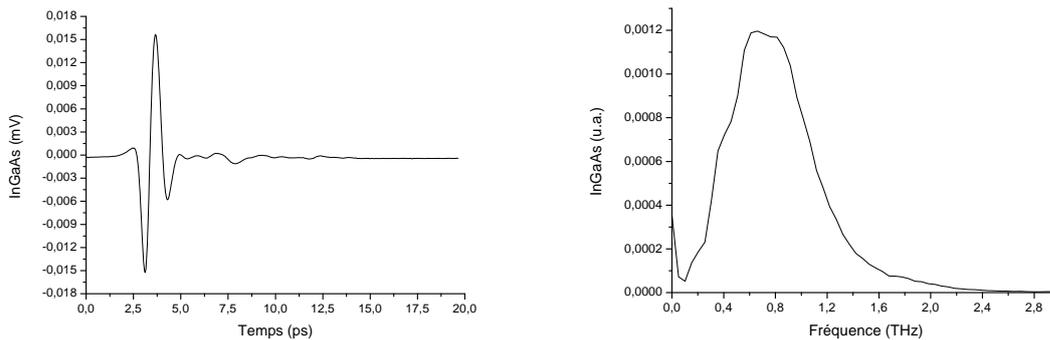


FIGURE 1.9 – Trace temporelle mesurée par échantillonnage électro-optique, pour la génération de térahertz par effet de surface avec de l'InGaAs, à gauche et son spectre associé, à droite. La durée d'impulsion optique, du laser Femtosource employé, est de 15 fs.

L'impulsion térahertz, d'une durée d'environ 1,25 ps permet l'obtention d'un spectre de largeur à mi-hauteur d'environ 750 GHz, centré en 700 GHz.

L'efficacité de ces méthodes de génération térahertz est faible comparée au redressement optique ou à la photoconduction [Reimann 2007]. En effet, elle dépend des caractéristiques intrinsèques aux matériaux utilisés, qui, soumis à des intensités optiques de forte puissance ont tendance à rapidement saturer, limitant alors l'amplitude de l'impulsion térahertz. Des méthodes permettant d'améliorer l'efficacité de la génération existent mais rendent cette opération plus compliquée à mettre en œuvre : processus de fabrication pour l'effet photo-Dember [Apostolopoulos 2014], source de champ magnétique pour l'effet de surface [Johnston 2002], etc. Dans ce cas, il est préférable de s'orienter vers la génération par redressement optique avec l'utilisation de matériaux dédiés, comme le ZnTe par exemple, plus simple à mettre en œuvre et permettant d'utiliser des sources optiques de forte intensité en limitant les risques de saturation.

1.4.3 Photocommutation d'antennes semiconductrices

Les photocommutateurs sont constitués d'un milieu semiconducteur où deux contacts ohmiques sont déposés en surface afin d'appliquer un champ électrique de polarisation E_p . Le principe de ces antennes fut étudié par Auston *et al.* à partir de 1975 et démontré en 1984 [Auston 1984]. Depuis, ces dispositifs ont connu un franc succès et font l'étude de nombreuses expériences et modélisations [Krökel 1989, Jepsen 1995, Duvillaret 2001, Castro-Camus 2005, Dreyhaupt 2006, Hou 2011]. L'espace entre les deux contacts, où l'impulsion optique va être dirigée, constitue le cœur du dispositif. Comme nous venons de le voir avec la génération par effet de surface, en éclairant avec une impulsion optique brève d'énergie supérieure à l'énergie de la bande interdite E_g d'un milieu semiconducteur⁴, des paires électrons-trous sont photo-crées. L'accélération de ces photoporteurs est assurée par E_p . Le retour au repos se fait après un temps $\delta\tau$ qui correspond à la durée de vie des porteurs libres, si celle-ci est plus faible que le temps de transit entre les électrodes. Durant ce temps extrêmement bref, de l'ordre de la picoseconde pour les semiconducteurs rapides, à pièges d'électrons (0,4 ps pour le GaAs-BT), le milieu est conducteur, court-circuitant alors les deux contacts donnant lieu à un transitoire de courant. Ce transitoire de courant va créer une bouffée électromagnétique en espace libre, dans le domaine térahertz, et va être évacué aussi le long des contacts. En face arrière, se trouve une lentille hémisphérique ou hyper-hémisphérique permettant une pré-collimation du faisceau térahertz généré. Un schéma de principe d'antenne photocommutatrice est proposé figure 1.10.

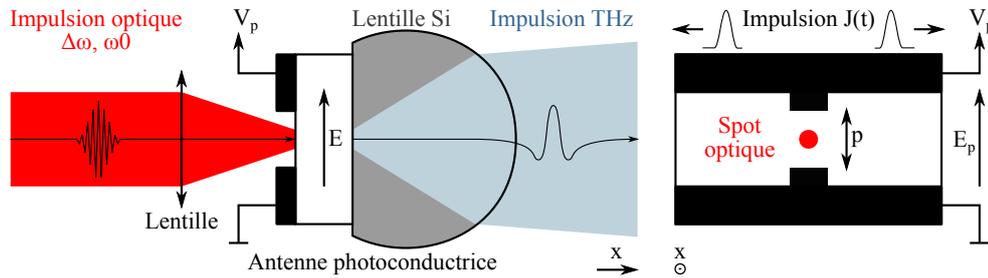


FIGURE 1.10 – Principe de la génération d'une impulsion térahertz au travers d'une antenne photoconductrice (à gauche). Schéma des électrodes (à droite).

Pour décrire les phénomènes prenant part à la photocommutation d'antenne photoconductrice, plusieurs modèles ont déjà été développés, par Duffy *et al.* [Duffy 2001], Castrocamus *et al.* [Castro-Camus 2005] et Jepsen *et al.* [Jepsen 1996] ou Duvillaret *et al.* [Duvillaret 2001].

Pour cela, nous nous basons sur la théorie du dipôle de Hertz, qui veut que le champ électrique émis en espace libre et en champ lointain soit proportionnel à la dérivée de la densité de courant photo-généré $J(t)$.

$$E_{THz}(t) \propto \frac{dj(t)}{dt} \quad (1.17)$$

Lorsque le gap de l'antenne est éclairé, le conductivité du matériau semiconducteur $\sigma(t) = en(t)\mu_e$ augmente (sa résistance diminue). L'énergie apportée par le laser femto-seconde conduit au passage des électrons de la bande de valence à la bande de conduction

4. À 800 nm, l'énergie de gap du GaAs épitaxié à basse température (GaAs-BT) est de 1,43 eV, avec une mobilité de $150 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$.

généralisant un photo-courant.

$$J(t) = J_e(t) + J_h(t) \quad (1.18)$$

avec, $J_e(t) = -en_e\mu_e(t)E_l$ et $J_h(t) = en_h\mu_h(t)E_l$, où e est la charge électronique minoritaire. Compte tenu de la masse des trous, leur contribution dans la génération de térahertz est faible, nous négligeons alors leur impact $J_h(t) = 0$.

Le modèle qui suit a été extrait de l'ouvrage de J-L. Coutaz *et al.* [Coutaz 2008] ou encore [Duvillaret 2001]. La densité du photocourant résulte de la convolution de l'enveloppe temporelle de l'impulsion optique avec la réponse électrique du semiconducteur, exprimé par :

$$j(t) = P_{opt}(t) \otimes en(t)\mu(t)E_l(t). \quad (1.19)$$

En première approximation nous pouvons considérer que le champ local est constant et qu'il vaut :

$$E_l = \frac{V_p}{p}, \quad (1.20)$$

où p est la distance entre les électrodes et V_p , la tension de polarisation appliquée sur le dispositif. Par ailleurs, pour une durée de vie des porteurs qui est plus longue que la durée des impulsions optiques, nous avons en première approximation, et pour des temps t considérés après l'arrivée de l'impulsion optique :

$$n(t) \propto \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right), \quad (1.21)$$

avec τ_e la durée de vie des électrons. La vitesse $v(t) = \mu E_l(t)$ des porteurs libres baignant dans le champ électrique $E(t)$ s'écrit alors :

$$v(t) = e \frac{\tau_c}{m^*} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right)\right) \quad (1.22)$$

Les paramètres importants du matériau sont le temps de collision des porteurs τ_c ainsi que leur masse effective m^* .

L'allure temporelle de l'impulsion optique excitatrice est considérée comme étant Gaussienne :

$$P_{opt}(t) = \frac{P_0}{\tau_{laser}} \exp\left(-4\ln(2) \left(\frac{t}{\tau_{laser}}\right)^2\right) \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\ln 2}}, \quad (1.23)$$

avec P_0 la puissance moyenne d'une impulsion optique moyenne et τ_{laser} la durée de l'impulsion optique femtoseconde à mi-hauteur.

En remplaçant ces termes dans l'équation (1.19), la densité de photocourant s'écrit :

$$j(t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{P_0\tau_c}{\tau_{laser}m^*} \exp\left(-4\ln(2) \frac{(t-t')^2}{\tau_{laser}^2} - \frac{t'}{\tau_e}\right) \left(1 - \exp\left[-\frac{t'}{\tau_c}\right]\right) \frac{V_p}{p} dt', \quad (1.24)$$

soit :

$$j(t) \propto \frac{1}{p} \frac{P_0 V_p \tau_c}{m^*} \exp\left(\frac{-t}{\tau_e}\right) * \left[\exp\left(\frac{\tilde{\tau}_{laser}^2}{4\tau_e^2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\tilde{\tau}_{laser}}{2\tau_e} - \frac{t}{\tilde{\tau}_{laser}}\right) - \exp\left(\frac{\tilde{\tau}_{laser}^2}{4\tilde{\tau}_e^2}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tilde{\tau}_e}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\tilde{\tau}_{laser}}{2\tilde{\tau}_e} - \frac{t}{\tilde{\tau}_{laser}}\right) \right], \quad (1.25)$$

avec $\frac{1}{\tilde{\tau}_e} = \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_c}$ et $\tilde{\tau}_{laser} = \tau_{laser}/2\sqrt{\ln(2)}$.

Ainsi, la transformée de Fourier de la dérivée de cette formule nous permet d'obtenir le spectre du champ rayonné en espace libre, par :

$$E_{THz}(f) \propto \frac{P_{opt} V_p \tau_c}{p m^*} \frac{f(\tau_e - \tilde{\tau}_e)}{(1 - 2i\pi f \tau_e)(1 - 2i\pi f \tilde{\tau}_e)} \exp(-(\pi f \tilde{\tau}_{laser})^2). \quad (1.26)$$

Le module de ce champ est donné par :

$$|E_{THz}(\omega)| \propto \frac{P_{opt} V_p \tau_c}{2\pi p m^*} \frac{\omega(\tau_e - \tilde{\tau}_e)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_e^2} \sqrt{1 + \omega^2 \tilde{\tau}_e^2}} \exp\left(-\left(\frac{\omega \tilde{\tau}_{laser}}{2}\right)^2\right) \quad (1.27)$$

Des nombreux paramètres présents dans cette formule, l'allure spectrale est principalement conditionnée par quatre paramètres principaux, à savoir la puissance et la durée de l'impulsion optique, le temps de vie des porteurs du semiconducteur et le champ statique $E_p = V_p/p$ appliqué sur l'antenne. La puissance térahertz générée évolue quadratiquement avec la tension de polarisation statique $P_{THz} \propto V_p^2$ alors qu'elle évolue linéairement avec la puissance optique jusqu'à saturation du matériau. Concernant les durées mises en jeu dans le modèle, la durée de l'impulsion optique détermine le laps de temps durant lequel les photoporteurs sont générés et influe alors principalement sur le temps de montée de la densité de courant $j(t)$. Il en résulte, sur le spectre d'émission que plus la durée d'impulsion optique est brève, plus le spectre est large bande. Ne modifier que le temps de vie des porteurs n'a aucun sens physique car celui-ci est lié et affecte les autres paramètres matériaux, comme la conductivité ou la mobilité. Intuitivement, il influe principalement sur le temps de "descente" de l'impulsion temporelle et donc sur les basses fréquences du spectre térahertz.

Pour obtenir de fortes radiations térahertz, il faut alors une source optique intense et un champ de polarisation élevé. Les limites de tels dispositifs sont données par le champ de claquage du matériau, donné autour de 5.10^5 V/cm pour le GaAs-BT et pour des puissances de pompe optique faibles, de l'ordre de la dizaine de milliwatt.

En section 1.4.2, nous avons noté l'importance du choix du semiconducteur pour la génération de transitoires de courant extrêmement brefs. Deux stratégies sont possibles ; soit nous utilisons un matériau à faible durée de vie de porteur (<1 ps) mais présentant généralement une moindre mobilité (de l'ordre de $500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ pour du GaAs-BT [Eusèbe 2004]) ; soit nous avons recours à un matériau intrinsèque plus lent mais avec une forte mobilité, comme le GaAs ($\tau_e \approx 1$ ns, $8500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$).

Considérons deux antennes de structures identiques, dont l'une a un substrat en GaAs et l'autre en GaAs-BT, éclairées par une pompe optique $P_{opt}(t)$ de puissance 10 mW et de durée $\tau_{laser} = 50$ fs et polarisées par un champ statique de $1 \text{ MV} \cdot \text{cm}^{-1}$ ($p = 30 \mu\text{m}$). Les caractéristiques de ces matériaux sont listées dans le tableau 1.2 :

Matériau	τ_e (s)	τ_c (s)	$\tilde{\tau}_e$ (s)	m^* (kg)	μ_e ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)
GaAs	1.10^{-12}	179.10^{-12}	$0,994.10^{-12}$	$5,73.10^{-32}$	500
GaAs-BT	1.10^{-9}	$3,04.10^{-9}$	753.10^{-12}	$5,73.10^{-32}$	8500

TABLE 1.2 – Caractéristiques matériaux du GaAs et du GaAs-BT.

Avec $\tau_c = \mu_e \cdot m^* / q$ et $m^* = 0,063.9.1.10^{-31}$.

Les allures des modules de champs générées en champ lointain $|E_{THz}(\omega)|$, au travers du

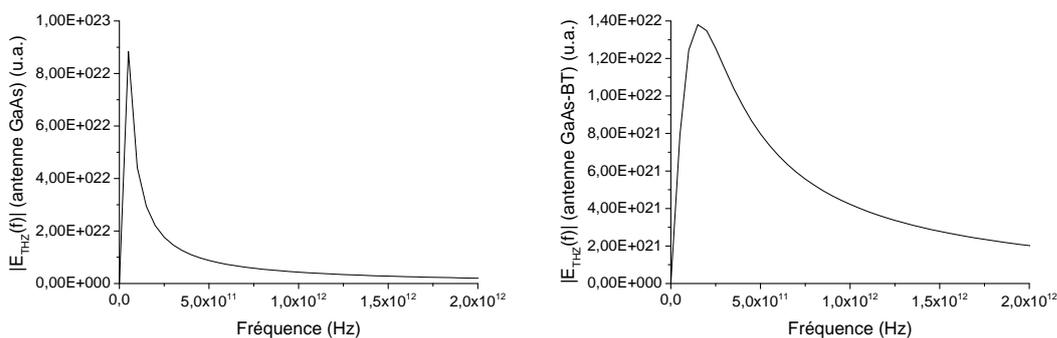


FIGURE 1.11 – Module des champs lointains générés par des antennes de structures identiques ayant pour substrat, du GaAs pour la première (gauche) et du GaAs-BT pour la seconde (droite).

modèle décrit précédemment (équation (1.27)), sont illustrées figure 1.11 pour chacune des antennes.

Dans cette configuration, l’antenne avec le substrat en GaAs-BT permet la génération d’ondes térahertz sur une plus large bande spectrale et à plus haute fréquence comparée à l’antenne avec le substrat en GaAs, ce qui est caractérisé par les temps de vie des porteurs. Concernant les amplitudes (proportionnelles au champ térahertz), elles sont relativement proches, à un facteur ≈ 6.5 près en faveur de l’antenne à substrat en GaAs.

Pour ces émetteurs, la géométrie des contacts (antennes) joue également un rôle important sur les propriétés d’émission [Miyamaru 2010]. Selon leur design [Tani 1997, Shen 2003] et leur dimension [Chou 2008, Hou 2011], la bande d’émission [Shen 2003] ainsi que l’intensité térahertz rayonnée [Dreyhaupt 2005] peuvent être optimisées. Une revue des caractéristiques des photocommutateurs en régime d’émission impulsionnel a été réalisée par Khiabani *et al.* [Khiabani 2011].

Là encore nous distinguons deux approches principales, l’une classique à deux contacts espacés d’un gap de $30\ \mu\text{m}$ et l’autre avec une large surface de peignes interdigités. Nous aurons recours aux deux types de structures.

Antenne Tera-Vil dipolaire

Elle est composée de deux lignes rubans parallèles espacées de $30\ \mu\text{m}$ déposées sur une couche de GaAs-BT dont l’épaisseur est supérieure à la longueur de pénétration du faisceau optique à $800\ \text{nm}$ ($\approx 1\ \mu\text{m}$). En face arrière, une lentille silicium haute résistivité hyper-hémisphérique permet de pré-focaliser le faisceau térahertz et d’apporter un meilleur couplage de l’onde entre le milieu semiconducteur et l’air. Pour ce type d’antenne, la puissance optique incidente est limitée à quelques milliwatts ($8\text{-}12\ \text{mW}$) focalisée sur un spot de 20 à $30\ \mu\text{m}$ de diamètre alors que la tension de polarisation peut être de quelques dizaines de volts ($30\text{-}36\ \text{V}$)⁵. L’allure temporelle du signal délivré par l’antenne, et son spectre associé, sont représentés ci-dessous, figure 1.12.

Sur l’acquisition temporelle (à gauche), l’impulsion principale, vers $10\ \text{ps}$, ne dure que de quelques picosecondes. Elle est ensuite suivie de légères perturbations, à 12 , 26 et $30\ \text{ps}$ de l’impulsion initiale qui, traduites dans le domaine des fréquences, viennent perturber

5. Informations sur les dernières générations d’antennes émettrices sur le site de Tera-Vil : www.Tera-Vil.lt.

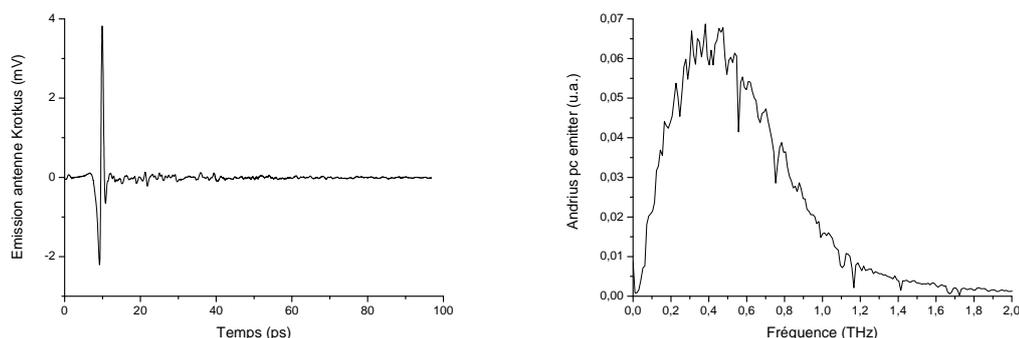


FIGURE 1.12 – Trace temporelle mesurée par échantillonnage électro-optique, du photocommutateur Tera-Vil, à gauche. Son spectre associé, à droite. La durée d'impulsion optique, du laser Femtosource employé, est de 15 fs en sortie du laser. La détection est réalisée par photoconduction dans une antenne similaire.

le spectre (à droite). Ce dernier s'étend de 150 GHz jusqu'à 800 GHz sur sa mi-hauteur et présente un maximum aux alentours de 450 GHz.

Tera-Sed 10 de GigaOptics, photocommutateur à peignes inter-digités

Cette antenne commerciale⁶ est dite à large ouverture puisque la surface permettant le transfert de l'énergie optique en énergie térahertz, est de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ (figure 1.13). Du fait de sa large surface d'excitation, le principal avantage de cette antenne est qu'elle peut être utilisée avec des puissances lumineuses allant jusqu'à 300 mW si le faisceau laser est défocalisé sur un diamètre de $300 \mu\text{m}$. Le semiconducteur utilisé est du GaAs intrinsèque caractérisé par une forte mobilité.

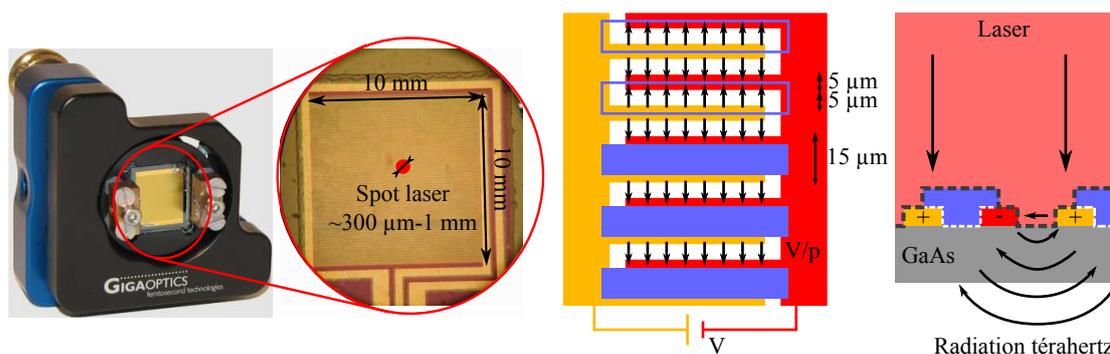


FIGURE 1.13 – De gauche à droite : photo de l'antenne mise en boîtier suivie d'un zoom sur la partie active composée d'un peigne de doigts interdigités. Puis un schéma du peigne est représenté en vue de face puis en une vue en coupe transversale.

L'antenne est composée de deux peignes dont les doigts⁷ sont interdigités et séparés entre eux d'un espace de $5 \mu\text{m}$. Une couche de passivation (Si_3N_4) recouvre la face éclairée du dispositif. Ces peignes sont chacun connectés à une polarisation de la source de tension

6. Documentation de l'antenne Tera-Sed 10 sur le site officiel www.laserquantum.com.

7. Les doigts sont composés d'une couche de chrome de 5 nm et d'une couche d'or de 200 nm et sont de largeur $5 \mu\text{m}$.

permettant de générer le champ accélérateur. La direction du champ électrique entre chaque électrode successive est orientée dans le sens opposé. Une couche métallique opaque (rectangle bleu)⁸ est déposée entre chaque paire de doigts de sorte que l'impulsion optique n'éclaire que les zones où le champ électrique a la même direction. De ce fait, les radiations térahertz émises, par l'association du champ accélérateur et de l'excitation optique, entre chaque "gap", interfèrent alors de façon constructive en champ lointain.

L'allure temporelle de l'impulsion térahertz générée ainsi que son spectre d'émission sont représentés figure 1.14.

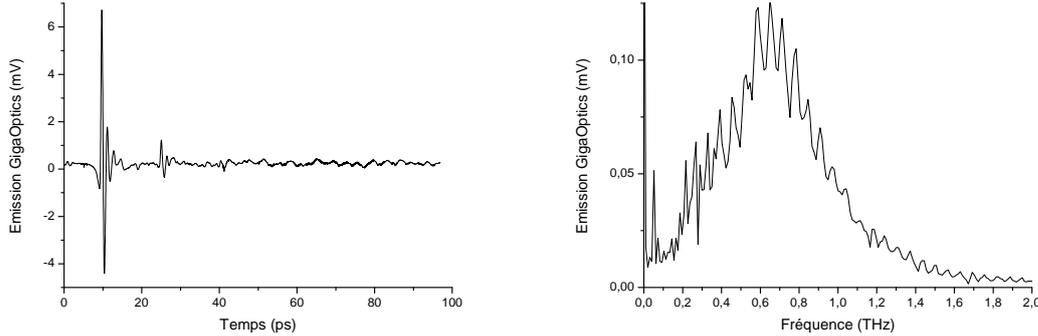


FIGURE 1.14 – Trace temporelle mesurée par échantillonnage électro-optique (avec un cristal de ZnTe d'épaisseur 1 mm), du photocommutateur à peigne interdigité Tera-Sed 10, à gauche. Son spectre associé, à droite. La polarisation statique de l'émetteur est de 10 V et la puissance optique d'environ 200 mW. La durée d'impulsion optique, du laser Femtosource employé, est de 15 fs en sortie du laser.

Contrairement au relevé de la génération térahertz obtenu avec l'antenne Teravil, l'acquisition temporelle du Tera-Sed 10 met en évidence l'apparition de rebonds espacés périodiquement les uns des autres d'une durée d'environ 15 ps. Le fait que ceux-ci n'apparaissent pas dans les mesures antérieures d'échantillonnage électro-optique (génération avec du ZnTe figure 1.6, par effet de surface avec de l'InGaAs figure 1.9 et génération via l'antenne TeraVil 1.12), montre que ces perturbations sont issues de l'émetteur. En fait, le Tera-Sed 10 ne possède pas de lentille silicium collée en face arrière car le faisceau térahertz généré est très peu diffracté en sortie, contrairement aux antennes classiques comme la Tera-Vil, qui nécessitent des lentilles de substrat afin de pré-collimater le faisceau. Ceci est dû à la taille du faisceau optique d'excitation dont le diamètre est typiquement compris entre 0,3 et 1 mm. L'interface semiconducteur-air réfléchit une partie de la radiation térahertz dans le semiconducteur qui est à son tour réfléchi sur l'autre interface. Chaque aller-retour de l'impulsion initiale, effectué dans le milieu semiconducteur, est en partie transmis en espace libre et retardé d'un décalage proportionnel à l'épaisseur et l'indice du semiconducteur. Le substrat est constitué d'une couche (d'épaisseur inconnue) de GaAs d'indice $n_{GaAs}=3.4$ pour les longueurs d'onde térahertz (figure 1.13). Un aller-retour de l'onde dans le substrat, à une incidence normale, correspond à un retard de :

$$dt_{ar} = 2 \text{frace}^{GaAs} v_{\phi}^{GaAs}, \quad (1.28)$$

avec $v_{\phi}=c/n$. Ici, dt_{ar} est relevé à environ 15,3 ps, ce qui nous permet d'estimer l'épaisseur de la couche de GaAs à $e_{GaAs} \approx 675 \mu\text{m}$. L'ajout d'une lentille hyper-

8. Ces couches métalliques sont déposées sur une couche plastique permettant une meilleure accroche.

hémisphérique, d'indice similaire au substrat de l'émetteur pourrait permettre d'éviter que les réflexions dans le milieu semiconducteur ne soient transmises lors de la génération.

Comparé aux antennes classiques, cet émetteur accepte davantage de puissance optique. Typiquement, il est capable de supporter une puissance de 300 mW avec un champ accélérateur de $60 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ maximum⁹. Dans notre cas, nous nous sommes fixés comme limites une puissance optique de 300 mW avec une tension de polarisation continue de 15 V. La mesure de l'intensité térahertz générée en fonction de la tension de polarisation est illustrée figure 1.15.

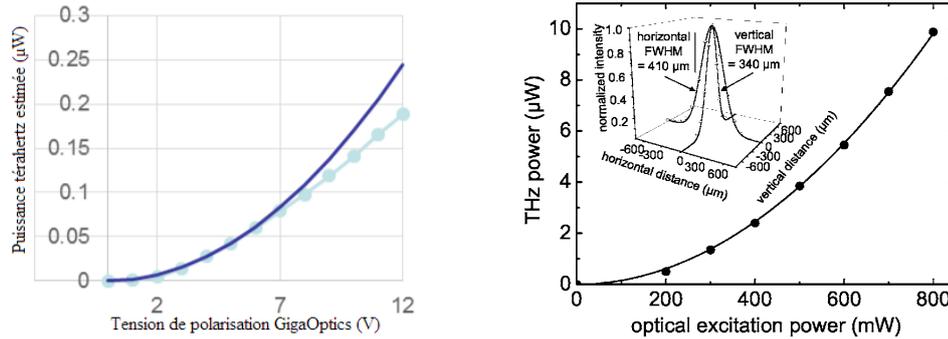


FIGURE 1.15 – À gauche, la puissance térahertz estimée à l'aide du bolomètre Infrared 4 K, pour différentes tensions de polarisation de l'émetteur Tera-Sed 10 (trait plein) et une courbe prédictive en $1/x^2$ (points), pour $P_{opt}=300 \text{ mW}$. À droite, la dépendance de la puissance térahertz en fonction de l'intensité optique pour un champ d'accélération de $20 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ telle que reportée dans la littérature [Dreyhaupt 2006].

La puissance térahertz générée varie avec le carré de la tension de polarisation, la limite de claquage du dispositif est proche lorsque la tension de polarisation est de 15 V et quand la puissance optique de pompe approche les 600 mW.

Dreyhaupt *et al.* [Dreyhaupt 2006] ont observé que l'intensité térahertz dépendait non seulement de la puissance optique fournie à l'émetteur mais également de la dimension du spot optique (figure 1.16) : soit la densité de puissance de l'onde incidente. Dans le cas où la dimension du spot est supérieure à la longueur d'onde centrale du spectre d'émission, la puissance térahertz générée décroît quadratiquement avec la dimension du spot optique. Si au contraire le spot optique est de dimension inférieure à la longueur d'onde centrale du spectre d'émission et s'éloigne de cette valeur, alors le spectre d'émission se décale vers les hautes fréquences.

Cela s'explique par le phénomène de limite de diffraction qui fait que seules les petites longueurs d'ondes sont transmises en champ lointain :

Considérons un système "optique", diffractant des ondes Gaussiennes, dont les fréquences vont de 100 GHz à 1 THz pour différents rayons du spot térahertz (W_0^{THz}). Pour cela, nous assumons que le spot térahertz, en sortie d'émetteur (à l'interface émetteur-air) a une surface égale à celle du faisceau optique incident (là où les porteurs sont photogénérés). Dans le cas où le faisceau est Gaussien, le calcul du rayon d'un spot optique $W(f,L)$ en fonction de la fréquence et de la distance avec la source (L), est soumis lois de l'optique des faisceaux gaussiens [Gürtler 2000]. Les équations régissant le phénomène de diffraction sont décrites ci-dessous, dans le cas d'un faisceau diffracté non focalisé son

9. Celui-ci doit alors être appliqué sous la forme d'un créneau dont le rapport cyclique est de 10%.

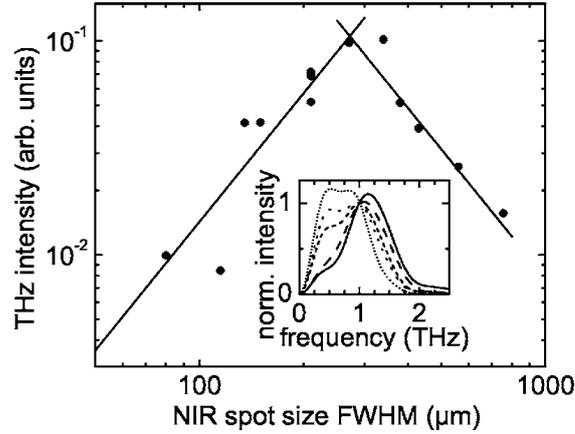


FIGURE 1.16 – Intensité térahertz en fonction de la dimension du spot optique extrait de l'article de Dreyhaupt *et al.* [Dreyhaupt 2006]. Les points représentent les mesures expérimentales réalisées par une détection électro-optique, les lignes représentent l'allure globale de l'évolution de l'intensité térahertz en fonction du spot optique. En encart, les spectres mesurés pour différentes dimensions de faisceau optique, normalisés par la valeur d'intensité à 1 THz, 755 μm (pointillés serrés), 560 μm (pointillés), 430 μm (tirets serrés), 210 μm (tirets), 115 μm (trait plein).

rayon $W_{nf}^{THz}(f,L)$ vaut :

$$W_{nf}^{THz}(f,L) = \frac{cL}{2f\pi W_0^{THz}} \sqrt{1 + \left(\frac{f\pi\omega^2}{cL}\right)^2}, \quad (1.29)$$

et dans le cas d'un faisceau focalisé ($W_f^{THz}(f,L)$), à une distance $L=5$ cm avec une lentille de diamètre infini :

$$W_f(f) = \frac{Fc}{2f\pi W_0^{THz}}, \quad (1.30)$$

avec L , la distance parcourue par l'onde diffractée ; F , la longueur focale de la lentille dans le cas où le faisceau est focalisé, à une distance L du spot térahertz ; et W_0^{THz} le rayon du spot térahertz en $L=0$ cm. La figure 1.17 illustre le comportement d'ondes Gaussiennes diffractées en espace libre, en fonction de leurs fréquences, de L et de W_0^{THz} (représentation de gauche). Une lentille de longueur focale $F=5$ cm et de diamètre infini est ensuite placée à $L=5$ cm du spot d'origine afin de collecter le faisceau diffracté (représentation de droite).

Les basses fréquences sont davantage touchées par le phénomène de diffraction, comme nous l'avons souligné. Pour des petites valeurs de W_0 les faisceaux sont très diffractés, ce qui fait qu'une lentille de diamètre fini va limiter la surface de couplage des ondes incidentes et donc filtrer les basses fréquences, selon la distance à laquelle elle se situe de l'émetteur. Par exemple, prenons les cas où les diamètres du faisceau térahertz sont de 300 μm et 1 mm en $L=0$ cm, et correspondent expérimentalement à la dimension du faisceau optique éclairant notre émetteur. La fréquence minimale pouvant être transmise (f_T^{min}) par une lentille de focale 5 cm et de diamètre $D=5$ cm (positionnée à une distance $L=5$ cm) peut être établie d'après l'équation (1.29), par :

$$f_T^{min}(W_0^{THz}) = \frac{cL}{(W' - W_0^{THz})\pi W_0^{THz}}, \quad (1.31)$$

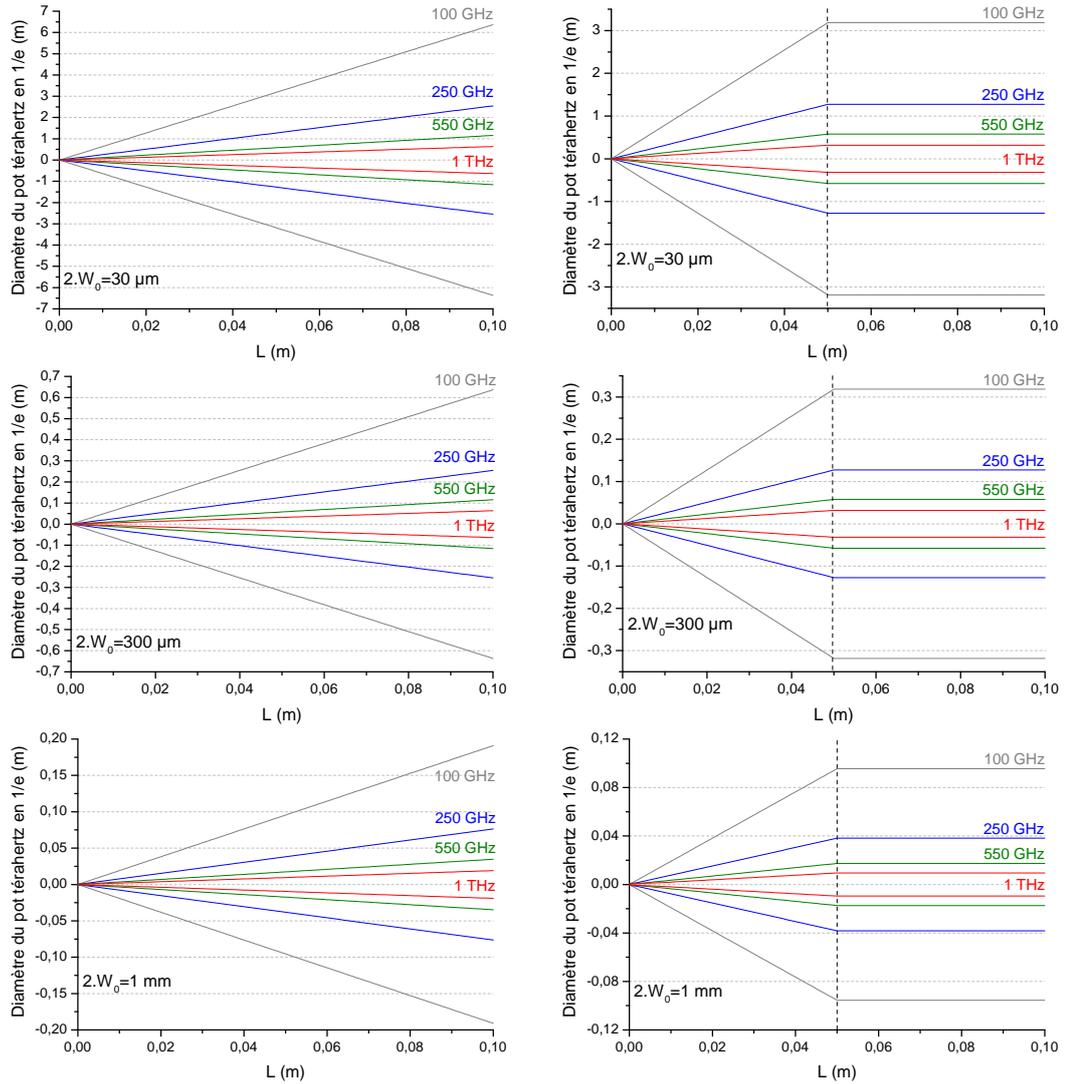


FIGURE 1.17 – Représentation de la diffraction de faisceaux Gaussiens en fonction de leurs fréquences et du rayon du spot térahertz (W_0), tracée selon l'axe de propagation de l'émetteur (L). À gauche, l'allure de la diffraction en espace libre et à droite, les mêmes faisceaux collectés par une lentille de focale $F=5$ cm, placée à 5 cm du spot d'origine W_0^{THz} .

avec $W'=0,5D-W_0^{THz}$, le rayon du spot térahertz en $L=5$ cm limité à 2,5 cm (le rayon de la lentille). Dans ce cas, il peut être tracé en fonction de la fréquence (figure 1.18) :

Ce qui donne pour un diamètre $2.W_0^{THz}=300 \mu\text{m}$ la fréquence minimale transmise $f_T^{min}=1,27$ THz et pour un diamètre de $2.W_0^{THz}=1$ mm, $f_T^{min}=382$ GHz. Pour cet exemple, si l'on souhaite pouvoir transmettre des fréquences de l'ordre de 100 GHz, il faut alors que soit éclairé l'émetteur avec un spot optique de diamètre 4,4 mm¹⁰ ou avoir une lentille de plus courte focale ou de plus grand diamètre. Sur notre banc expérimental, un miroir parabolique est utilisé pour diriger le faisceau térahertz, alors collimaté, vers

10. En considérant l'hypothèse qui veut que la surface éclairée de l'émetteur par l'impulsion optique soit égale à la surface du spot térahertz en $L=0$ cm (en sortie de l'émetteur).

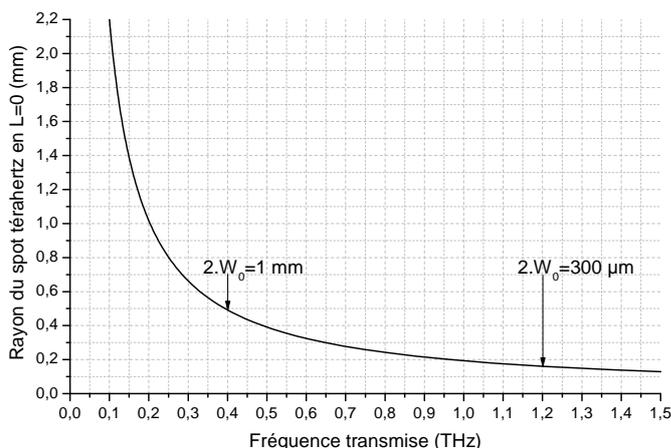


FIGURE 1.18 – Fréquences minimales transmises (f_T^{min}) en fonction du rayon du faisceau térahertz (W_0^{THz}), en $L=0$ cm.

l'expérience. Celui-ci possède les mêmes propriétés que la lentille utilisée dans l'exemple ci-dessus (longueur focale de 5 cm et diamètre de 5 cm). L'avantage d'utiliser ce type d'optique est qu'il permet de minimiser les effets de diffraction d'un faisceau incident tout en permettant sa mise en forme. Comparé à une lentille fonctionnant dans le domaine térahertz, en téflon par exemple, qui absorbe une partie de la radiation, le miroir parabolique permet de transmettre la quasi-totalité de l'intensité du faisceau (coefficient de réflexion proche de 1). Cependant, des aberrations géométriques peuvent être observées dans le cas d'un mauvais alignement optique, comme nous le verrons au chapitre 3 (section 3.7.1).

Pour focaliser le faisceau optique issu du laser femtoseconde, d'un rayon d'environ 2,5 mm, nous utilisons une lentille de longueur focale $F=30$ cm. Le diamètre minimal du spot optique ($1W_0^{opt}$), obtenu au plan focal, soit à 30 cm de la lentille est :

$$2.W_0^{opt} = \frac{\lambda F}{\pi 2W^{opt}} = 30,56 \mu m, \quad (1.32)$$

avec λ , la longueur d'onde centrale du laser (800 nm), F la longueur focale de la lentille (30 cm) et $2W^{opt}$ le diamètre du faisceau optique collimaté (≈ 5 mm), devant la lentille. Expérimentalement, l'optimisation de la génération térahertz s'est faite en ajustant la position de la lentille devant l'émetteur de sorte à obtenir le signal maximal mesuré en sortie d'expérience. Son diamètre est de l'ordre de 300 μm à 1 mm. La dimension du spot térahertz en sortie du miroir parabolique a été mesurée expérimentalement à environ 1 cm de diamètre. Cela signifie que la représentation de la diffraction de faisceau Gaussien n'est pas appropriée à l'émetteur Tera-Sed 10. D'ailleurs, avec plusieurs détecteurs (chapitre 3), des "basses fréquences" de l'ordre de 100 à 200 GHz ont pu être détectées.

Selon Dreyhaupt *et al.* [Dreyhaupt 2006], la conversion en puissance de l'onde optique vers le domaine des fréquences térahertz est maximale quand la dimension du spot optique est de l'ordre de la longueur d'onde centrale térahertz (soit environ 300 μm pour 1 THz), et vaut $\approx 2,5 \cdot 10^{-4}$.

Nous verrons au chapitre 2 que la dimension du spot térahertz en sortie d'expérience (focalisé par un miroir parabolique) est de l'ordre de 330 μm . Le spectre d'émission généré par le Tera-Sed 10, détecté en sortie de notre expérience (figure 1.14), possède une fréquence centrale de 625 GHz alors que d'après les mesures de Dreyhaupt *et al.* la

fréquence du signal, lorsqu'il est généré de façon optimale, est de l'ordre de 1 THz : le maximum du spectre est décalé vers les plus basses fréquences ce que nous attribuons à l'atténuation des hautes fréquences.

1.4.4 Synthèse des dispositifs d'émission d'ondes térahertz

Les trois méthodes de génération en espace libre que nous venons d'étudier permettent, à l'aide de lasers impulsions femtosecondes de délivrer des impulsions dans le domaine térahertz. Les principales différences entre ces dispositifs résident dans la puissance térahertz générée, la largeur spectrale disponible et la simplicité de mise en œuvre dont quelques caractéristiques sont représentées tableau 1.3.

L'utilisation de semiconducteurs pour la génération par effet de surface est très simple à mettre en œuvre, malheureusement l'efficacité de cette méthode de génération reste faible, sauf à magnétiser l'échantillon, mais cela complique l'expérience. La durée d'impulsion dépend fortement des propriétés du matériau et permet la génération d'ondes sur quelques térahertz maximum.

La rectification optique elle, permet d'obtenir des spectres extrêmement larges, grâce à la réponse instantanée des cristaux non linéaires. La puissance térahertz dépend essentiellement de la puissance de pompe. Pour des lasers amplifiés (énergie par impulsion >1 mJ), la puissance émise peut saturer du fait, notamment dans le ZnTe, de création de porteurs libres par absorption à deux photons. Cependant, avec de larges cristaux, l'utilisation de lasers amplifiés est possible à la condition de ne pas focaliser le faisceau de pompe. Ainsi, la puissance térahertz générée est plus intense et le faisceau térahertz déjà collimaté.

Concernant les photocommutateurs, leur intérêt réside dans le fait que l'énergie térahertz provient à la fois du laser de pompe et de la polarisation. Ainsi, avec des lasers peu puissants, il est tout de même possible d'émettre des ondes térahertz avec des puissances correctes, avec des spectres s'étalant sur plusieurs térahertz. De plus, l'évolution des structures d'antenne, permet maintenant avec les peignes interdigités, de pouvoir supporter davantage de puissance optique et ainsi de générer des puissances térahertz plus conséquentes [Dreyhaupt 2005] pour atteindre quelques microwatts et permettre également l'utilisation de lasers amplifiés [Beck 2010].

Type d'émission	Puissance	Δf (THz)
Semiconducteurs	nW	0,1-3
Cristaux non linéaires	nW- μ W	0,1-30
Photocommutateurs	μ W (≈ 1 kV.cm ⁻¹)	0,1-10

TABLE 1.3 – Caractéristiques des différents émetteurs utilisés et présents dans la littérature scientifique.

Pour notre expérience (à Chambéry), nous avons fait le choix de l'antenne à peignes interdigitée Tera-Sed 10 car, malgré les rebonds, elle permet la génération d'onde térahertz avec des puissances supérieures aux autres dispositifs en notre possession (cristaux non linéaire de ZnTe et antenne plus classique : TeraVil) avec un laser non amplifié (Femtola-ser). Dans le cas du laser amplifié, utilisé à l'Institut Riken, nous avons choisi les cristaux de ZnTe qui sont plus adaptés et plus efficaces compte-tenu des puissances crêtes optique générées.

1.5 Méthodes de détections cohérentes

Dans cette section, nous allons faire la description de procédés expérimentaux, qui permettent, au travers de composants sensibles aux radiations térahertz, la détection de manière cohérente (hétérodyne) et incohérente (directe) d'ondes térahertz. Premièrement, nous allons présenter deux méthodes de détection basées sur l'échantillonnage temporel. Ensuite, nous ferons l'étude de différents types de détecteurs de puissance que nous avons utilisés, méthode de détection dite directe.

La faiblesse des signaux mesurés nécessite l'emploi de méthodes de détection particulières (modulation de faisceau), mettant en œuvre des amplificateurs à détection synchrone, qui seront abordées chapitre 2, section 2.7.5.

L'échantillonnage temporel est une méthode de détection, utilisée dans le domaine de la spectroscopie térahertz, permettant l'acquisition dans le domaine temporel d'une impulsion sub-picoseconde avec une résolution temporelle de l'ordre de la picoseconde (dépend de la lige à retard et de la durée d'impulsion de sonde).

Nous allons présenter deux procédés de détection par échantillonnage temporel, l'un mettant en œuvre les cristaux non linéaires (vus en section 1.4.1) : l'échantillonnage électro-optique et l'autre, les antennes photoconductrices (vues en section 1.4.3) : l'échantillonnage photoconductif.

1.5.1 Principe de l'échantillonnage temporel

Pour obtenir le profil d'une impulsion brève, un dispositif de détection, dont la bande passante est (si possible) supérieure à celle du signal mesuré est nécessaire. Compte tenu des durées d'impulsions, sub-picosecondes, aucun détecteur n'est capable d'en faire l'acquisition en temps réel. C'est pourquoi nous avons recours à l'échantillonnage en temps équivalent. Le principe consiste à profiter d'interaction champ-lumière présente dans des dispositifs rapides de détection et à tirer profit de la répétition des signaux générés. Ces détecteurs font l'acquisition du signal à un temps t lorsqu'ils sont activés par une impulsion optique. La résolution dépend du temps durant lequel le détecteur est activé : il doit être court devant les variations du signal mesuré. C'est pourquoi l'impulsion optique de sonde est obtenue en prélevant une partie du faisceau du laser femtoseconde (avec une lame séparatrice), utilisé pour l'émission du signal térahertz. La synchronisation entre les deux impulsions, optique (activant le détecteur) et térahertz, est alors assurée. Si les impulsions térahertz sont périodiques, le déclenchement du détecteur est répété sur l'ensemble de la période du signal en retardant l'impulsion optique par rapport à l'impulsion térahertz. Ce retard est contrôlé par une platine de translation dont le déplacement δx définit la résolution temporelle δt de l'acquisition. Le mécanisme peut être déplacé par pas de δx pour moyennner le signal durant un temps τ (figure 1.19) ou en continu avec une mesure unique faite à chaque δx . Le profil de l'impulsion térahertz est entièrement déterminé lorsque l'ensemble des décalages temporels δt successifs a couvert la durée de l'impulsion térahertz. Nous parlons alors d'échantillonnage en temps équivalent car la période d'une impulsion reconstituée T_{eq} correspond à un certain nombre de déplacements de la ligne de translation, permettant le balayage complet de l'impulsion de durée T .

$$T_{eq} = \alpha(v_{dp}/\delta x), \quad (1.33)$$

où α est le nombre entier d'incrémentes du moteur permettant le balayage complet de l'impulsion à mesurer et v_{dp} , la vitesse de balayage du moteur. Notre expérience utilise

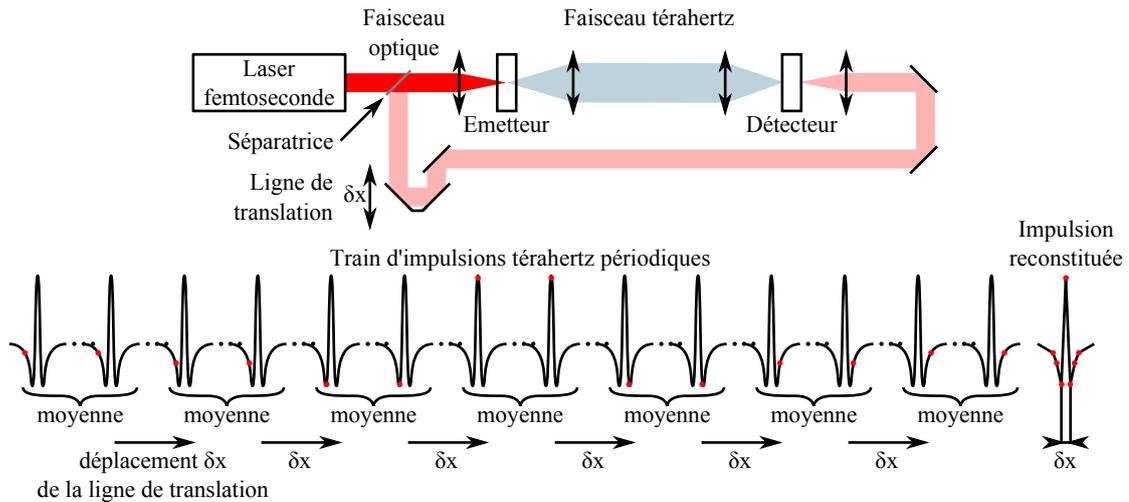


FIGURE 1.19 – Principe de l'échantillonnage en temps équivalent d'une impulsion térahertz.

un moteur pas à pas d'une résolution spatiale de 147 nm soit une résolution temporelle d'environ 1 fs (0,9857 fs). La vitesse de déplacement du moteur est typiquement de 200 pas par seconde, soit $30 \mu.s^{-1}$. Le temps équivalent parcouru est donc de 100 fs par seconde d'acquisition. En ce qui concerne la résolution temporelle δt , elle fixe aussi l'étendue du spectre accessible par transformée de Fourier. Nous utilisons typiquement une résolution de 5 fs qui permet d'atteindre 200 THz. La longueur de la fenêtre temporelle d'acquisition ΔT fixe la résolution fréquentielle. Nos mesures sont enregistrées sur des durées de l'ordre de 50 à 150 ps, correspondant à des résolutions spectrales de 6,67 à 20 GHz.

1.5.2 Échantillonnage électro-optique : effet Pockels

Cette méthode de mesure du champ térahertz se base sur des variations de biréfringences observées dans certains cristaux lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique externe. Un champ électrique incident de faible amplitude peut être détecté si les non-linéarités d'ordre 2 du cristal non linéaire sont suffisamment fortes pour faire apparaître une variation des indices propres du cristal, sur le terme de susceptibilité électronique $\chi^{(2)}$. Ce phénomène (étudié section 1.4.1) est appelé effet électro-optique ou effet Pockels dans le cas de la détection d'un champ électrique [Wu 1995]. Les variations de biréfringences induites sont mesurées de manière synchrone par voie optique (impulsion laser). Lors de cet effet de redressement optique, le temps de relaxation¹¹ du cristal est presque instantané (la déformation des nuages électroniques est extrêmement brève), de l'ordre de la femtoseconde, permettant un échantillonnage rapide du signal à mesurer.

Pour faire la mesure du champ térahertz, notre choix s'est porté sur l'utilisation d'un cristal de ZnTe d'orientation cristalline $\langle 111 \rangle$ et d'épaisseur 1 mm parce qu'il possède une faible dispersion d'indice et permet un très bon accord de phase entre les ondes optiques ($\lambda=800$ nm) et térahertz. La pertinence de ce choix est validée par les calculs

11. Temps de réponse du cristal à une excitation électromagnétique (champ incident) sondé par l'impulsion optique provenant du laser femtoseconde.

qui suivent.

D'une manière générale, l'ellipsoïde des indices dans un cristal anisotrope s'écrit de la manière suivante :

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} + \frac{yz}{n_4^2} + \frac{xz}{n_5^2} + \frac{xy}{n_6^2} = 1, \quad (1.34)$$

avec $n_1=n_x$, $n_2=n_y$ et $n_3=n_z$, les indices propres du cristal en l'absence de champ électrique. Dans le cas du cristal de ZnTe d'orientation cristalline $\langle 111 \rangle$, le tenseur électro-optique est le suivant :

$$r_{ij} = \begin{pmatrix} E_x & E_y & E_z \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ r_{41} & \cdot & \cdot \\ \cdot & r_{41} & \cdot \\ \cdot & \cdot & r_{41} \end{pmatrix}, \quad (1.35)$$

avec i l'indice correspondant à chaque terme de l'ellipsoïde et j les composantes du vecteur champ électrique dans le repère du cristal. On remarque alors que seuls les termes croisés de l'ellipsoïde sont affectés par l'unique coefficient r_{41} . L'effet électro-optique se traduit alors par :

$$\Delta \left(\frac{1}{n_i} \right)^2 = \sum r_{ij} E_{THz,j} \quad (1.36)$$

De plus, le cristal de ZnTe étant isotrope, $n_1=n_2=n_3=n_0$. L'équation de l'ellipsoïde des indices suivant les axes cristallographiques du cristal est alors donnée par :

$$\frac{x^2}{n_0^2} + \frac{y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_0^2} + \underbrace{2(r_{41}E_xyz + r_{41}E_yxz + r_{41}E_zxy)}_{\text{termes croisés}} = 1, \quad (1.37)$$

On oriente ensuite cette ellipsoïde dans la direction du vecteur d'onde de l'onde optique qui est ici l'axe $\langle 111 \rangle$ du cristal. Cette direction privilégiée est assurée par les valeurs des angles sphériques $\varphi = \frac{\pi}{4}$ et $\theta = \arccos\left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right)$ (figure 1.20) [Duvillaret 2002].

Pour cette nouvelle orientation $\langle 111 \rangle$, l'axe z est confondu avec la direction du vecteur d'onde optique.

Après écriture de l'équation (1.37) sous forme matricielle et rotation successive selon θ et φ , on obtient la matrice de l'ellipsoïde du cristal dans l'orientation $\langle 111 \rangle$. L'état de polarisation de l'onde optique, intrinsèquement transverse, subira une modification uniquement déterminée par l'ellipse d'indice du cristal. Cette ellipse correspond à l'intersection du plan d'onde optique et de l'ellipsoïde et s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{3}(-2(E_x + E_y) + E_z)r_{41} & \frac{(-E_x + E_y)r_{41}}{\sqrt{3}} \\ \frac{(-E_x + E_y)r_{41}}{\sqrt{3}} & \frac{1}{n_0^2} + E_z r_{41} \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

L'équation précédente prend en compte le champ électrique à mesurer via ses composantes cartésiennes E_x , E_y et E_z dans le repère du cristal. Il convient alors de réécrire ces composantes relativement à l'axe $\langle 111 \rangle$, chacune subissant les rotations successives. Par ailleurs, dans un souci de lisibilité, le champ électrique est réécrit via ses composantes sphériques (E_f, Ω, γ) .

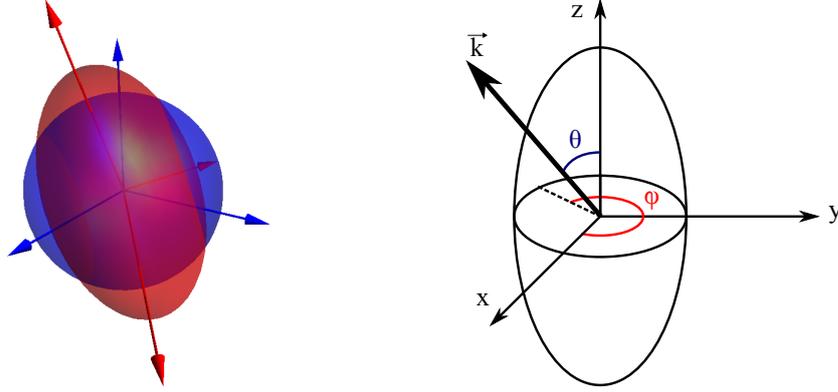


FIGURE 1.20 – Représentation de la déformation d’une ellipsoïde et de la rotation de ses axes propres, sous l’influence d’un champ externe, pour un cristal de ZnTe $\langle 111 \rangle$, à gauche. Direction du vecteur d’onde de la sonde (optique), noté \vec{k} , dans l’ellipsoïde, à droite.

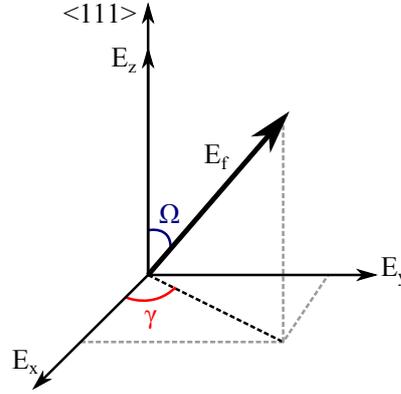


FIGURE 1.21 – Représentation des rotations γ et Ω opérées sur l’ellipse d’indice du cristal pour qu’elles suivent la direction du vecteur d’onde de l’onde optique, soit l’orientation $\langle 111 \rangle$.

Dans cette nouvelle configuration, les composantes du champ s’écrivent :

$$\begin{aligned}
 E_x &= E_f \left(\frac{\cos(\Omega)}{\sqrt{3}} + \frac{\cos(\gamma) \sin(\Omega)}{\sqrt{6}} - \frac{\sin(\gamma) \sin(\Omega)}{\sqrt{2}} \right) \\
 E_y &= E_f \left(\frac{\cos(\Omega)}{\sqrt{3}} + \frac{\cos(\gamma) \sin(\Omega)}{\sqrt{6}} - \frac{\sin(\gamma) \sin(\Omega)}{\sqrt{2}} \right) \\
 E_z &= E_f \left(\frac{\cos(\Omega) - \sqrt{2} \cos(\gamma) \sin(\Omega)}{\sqrt{3}} \right)
 \end{aligned} \tag{1.39}$$

La matrice $\langle 111 \rangle$, en fonction de $|E|$, γ et Ω , prend la forme :

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{n_0^2} - \frac{E_f r_{41} (\cos(\Omega) + \sqrt{2} \cos(\gamma) \sin(\Omega))}{\sqrt{3}} & \sqrt{\frac{2}{3}} E_f r_{41} \sin(\gamma) \sin(\Omega) \\ \sqrt{\frac{2}{3}} E_f r_{41} \sin(\gamma) \sin(\Omega) & \frac{1}{n_0^2} - \frac{E_f r_{41} (\cos(\Omega) + \sqrt{2} \cos(\gamma) \sin(\Omega))}{\sqrt{3}} \end{pmatrix} \tag{1.40}$$

L’onde térahertz à caractériser est copropagative à l’onde optique, toujours selon l’axe $\langle 111 \rangle$. Il en résulte un champ térahertz transverse à cet axe privilégié. Ω prend donc

pour valeur $\pi/2$. Dans ce cas, les valeurs propres $VP1$ et $VP2$ de l'ellipse décrite par l'équation (1.41) sont données par :

$$VP1 = \frac{3 - \sqrt{6}E_f n^2 r_{41}}{3n^2}, \quad VP2 = \frac{3 + \sqrt{6}E_f n_0^2 r_{41}}{3n_0^2}, \quad (1.41)$$

Ces valeurs propres sont directement liées aux indices propres n_+ et n_- vus par l'onde optique par :

$$VP1x^2 + VP2y^2 = 1 \equiv \frac{x^2}{n_+^2} + \frac{y^2}{n_-^2} = 1, \quad (1.42)$$

Enfin, le développement en série de Taylor¹² de $1/\sqrt{VP}$ permet d'obtenir la dépendance linéaire des indices propres avec le champ électrique à mesurer :

$$n_-(E_f) = n_0 + \frac{E_f n^3 r_{41}}{\sqrt{6}} \quad \text{et} \quad n_+(E_f) = n_0 - \frac{E_f n^3 r_{41}}{\sqrt{6}} \quad (1.43)$$

L'anisotropie induite par le champ électrique, et influant sur l'état de polarisation optique, est donnée par la différence $\Delta n = n_+ - n_-$:

$$\Delta n(E_f) = \sqrt{\frac{2}{3}} n_0^3 r_{41} E_f \quad (1.44)$$

Grâce à cette dernière équation, nous avons vérifié que pour l'orientation cristalline $\langle 111 \rangle$, la valeur de Δn ne dépend pas de γ , ni de l'orientation transverse du champ électrique à mesurer. Autrement dit, il existe toujours une anisotropie transverse mesurable et qui est uniquement dépendante de E_f , le module de ce champ transverse.

Attardons nous maintenant sur le principe même de la conversion électro-optique, qui peut être décomposée en trois phases, représentées figure 1.22.

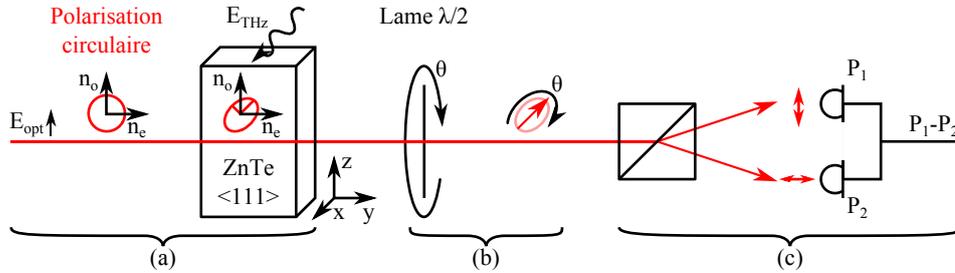


FIGURE 1.22 – Schéma du principe de la conversion électro-optique par effet Pockels pour la mesure du champ térahertz.

La première, que nous venons de décrire, consiste en une modulation de l'ellipsoïde d'indice, du milieu non-linéaire, dont les variations sont contraintes par les valeurs que prend le module du champ térahertz E_{THz} (E_f), (a).

À l'aide d'une lame demi-onde ($\lambda/2$)¹³, ces variations d'indices sont transformées en une modulation de la polarisation de la sonde optique, constituant la seconde phase (b).

La dernière étape (c) est composée d'un prisme de Wollaston séparant la polarisation

12. On rappelle que les effets non-linéaires induits par les coefficients électro-optiques sont de plusieurs ordres de grandeur inférieurs à l'indice du cristal en l'absence du champ électrique.

13. Cette configuration n'est valable que lorsque le faisceau de sonde (optique), en entrée du cristal, est polarisé de façon circulaire.

verticale de la polarisation horizontale du faisceau de sonde. Deux photodiodes auto-balancées sont utilisées pour la conversion électro-optique¹⁴) [Rialland 2000], relevant chacune les modulations d'amplitude des polarisations transverses de la sonde, orientées par la lame demi-onde. Ce dispositif est ensuite connecté à une détection synchrone, liée à notre programme d'acquisition pilotant la ligne à retard et permettant l'échantillonnage temporel de l'impulsion térahertz.

Pour pouvoir décrire les phases (b) et (c) de cette conversion il est important de justifier la polarisation du faisceau de sonde en entrée de la détection. En effet, nous présentons ici une méthode originale qui tire partie de l'anisotropie des cristaux non-linéaires d'orientation cristalline $\langle 111 \rangle$ par la polarisation circulaire du faisceau de sonde en entrée de la détection. De cette manière, la polarisation de la sonde optique est modulée selon $n_-(E)$ et $n_+(E)$ suivant la modulation de l'ellipsoïde d'indice du cristal par la présence d'un champ térahertz transverse. Il en résulte que quelle que soit l'orientation de la lame demi-onde placée en sortie du cristal, la modulation des polarisations de sonde est mesurable par les photodiodes, selon la sensibilité de la détection. Le taux de modulation d , du photocourant sur chacune des photodiodes, est défini par le rapport entre le photocourant dynamique (AC) induit par la modulation électro-optique et le photocourant statique (DC), est exprimé selon [Gaborit 2007] par :

$$\frac{\tilde{i}}{i} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta_n(E_f) \cdot L \cdot |\sin(\Theta_0 + 2\Gamma_{polariseur} - \gamma)|, \quad (1.45)$$

avec Θ_0 l'angle de référence(offset) entre les axes propres de l'expérience et les axes cristallins du milieu non-linéaire, $2\Gamma_{pol}$ l'orientation du polariseur et γ l'orientation du champ térahertz transverse ($\vec{E}_\perp(|E_\perp|, \gamma)$). Ce taux profite de la linéarité en courant des photodiodes, ce qui permet de retrouver des valeurs réelles du module du champ térahertz (E_f), au travers Δ_n . Dans notre configuration, le polariseur est remplacé par la lame demi-onde (polarisation de la sonde circulaire), l'angle de rotation devient alors $2\Gamma_{pol} = 4\Gamma_{\frac{\lambda}{2}}$. Celui-ci permet de ramener la valeur du sinus à 1 afin d'optimiser le signal. Comparée aux méthodes de détection électro-optique employant des cristaux d'orientation cristalline $\langle 110 \rangle$ [Chen 2001], cette méthode a l'avantage d'être plus simple à mettre en œuvre, autant sur l'alignement optique que sur l'acquisition et l'optimisation d'un signal qui se fait en tournant simplement la lame $\lambda/2$. Chacune des photodiodes reçoit un taux de modulation opposé : si $P_1 = \tilde{d} + \delta d$ alors $P_2 = -\tilde{d} + \delta d$, avec δd la contribution de puissance des fluctuations de puissance du laser (RIN¹⁵). Le signal de sortie correspond alors à $P_1 - P_2 = 2\tilde{d}$, supprimant ainsi l'influence du bruit en puissance et augmentant par un facteur 2 l'amplitude du signal mesuré. Le rapport signal à bruit de la mesure est principalement lié par les puissances de bruits des équipements électroniques de mesure (NEP). Le champ térahertz minimum E_{THz}^{min} pouvant être mesuré est alors lié aux paramètres de la sonde optique et à la longueur du cristal de ZnTe, soit selon [Armand 2006] :

$$E_{THz}^{min} = \frac{NEP \cdot \lambda_{laser} \sqrt{6}}{\sqrt{\Delta t} P_{opt} \cdot L \cdot r_{41} \cdot n^3}, V/m \quad (1.46)$$

avec $\sqrt{\Delta t}$ le temps d'intégration de la détection synchrone (fenêtre de moyennage temporelle) et L la longueur du cristal dans l'axe du vecteur d'onde optique ($\langle 111 \rangle$),

14. Le dispositif utilisé est un Nirvana, il permet de compenser le bruit issu du laser dans les mesures de types électro-optiques et est commercialisé par Newport www.newport.com.

15. Voir la description sur le bruit d'intensité relatif des lasers page 45.

soit l'épaisseur du cristal utilisé (1 mm). Dans notre cas, $\lambda_{laser}=800$ nm, $P_{opt} \approx 1$ mW, $r_{41}=4$ pm/V, $n=2,8$ et $\Delta t=100$ ms, ce qui donne $E_{THz}^{min}=NEP.70,6.10^9$ V/m.

1.5.3 Échantillonnage photoconductif

La détection d'une onde térahertz par une antenne photoconductrice s'opère par le mécanisme inverse à la génération par photocommutation (section 1.4.3) : les dispositifs utilisés pour la génération et la détection sont de structures similaires. Ces antennes de détection présentent des rapports signal à bruit élevé, de l'ordre de 60 dB pour la mesure d'impulsion à haute cadence (75 MHz).. Des modèles généraux à la spectroscopie térahertz mettant en œuvre ces antennes ont été développés par Jepsen *et al.* [Jepsen 1996] et Duvillaret *et al.* [Duvillaret 2001]. La mesure d'impulsions brèves, par l'échantillonnage photoconductif, peut aussi mener à l'observation de spectres très large bande, jusqu'à 20 THz [Kono 2000, Ashida 2008].

La méthode de détection, illustrée figure 1.23, consiste à éclairer, d'une impulsion laser, le gap de l'antenne lorsque celle-ci est soumise au champ térahertz avec une impulsion optique provenant du laser femtoseconde [Grishkowsky 1989]. Au moment où l'impulsion optique éclaire le gap de l'antenne, les porteurs photo-générés sont alors accélérés par le champ térahertz capté par les électrodes du photodétecteur. Le transitoire de courant $J(t)$ ainsi créé, est donc proportionnel à l'amplitude de $E_{THz}(t)$. Pour reconstruire l'allure de l'impulsion térahertz, l'impulsion optique est retardée par une ligne de translation motorisée afin de balayer temporellement l'enveloppe de $E_{THz}(t)$ (principe de l'échantillonnage en temps équivalent). La mesure du transitoire $J(t)$ à l'instant τ , équation (1.47), se fait via les contacts de l'antenne qui sont connectés à la détection synchrone. $J(\tau)$ dépend du champ térahertz capté par les antennes ($E_{THz}(t')$) et de la

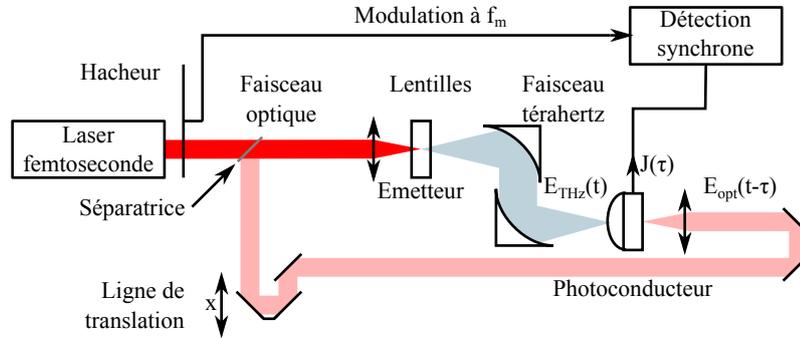


FIGURE 1.23 – Schéma de principe d'un banc de caractérisation, mettant en œuvre une détection par photoconduction, de type spectroscopie térahertz.

conductivité du matériau ($\sigma(t'-\tau)$) semiconducteur qui a été éclairé au temps $t'-\tau$ (où τ est le retard variable mécaniquement). Nous avons donc :

$$\begin{aligned} J(\tau) &= E_{THz}(t) * \sigma(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_{THz}(t') \sigma(t' - \tau) . dt' \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} E_{THz}(t') . e . n_g(t' - \tau) . \mu_e(t' - \tau) . dt', \end{aligned} \quad (1.47)$$

où $n_g(t'-\tau)$ est la densité de porteurs (comme pour l'émission térahertz nous ne considérons que les électrons, la contribution des trous étant faible du fait de leur mobilité basse) ; $\mu_e(t'-\tau)$ est la mobilité transitoire des porteurs photogénérés. Comme nous

l'avons vu section 1.4.3, $\mu_e(t)$ est régie par le modèle de Lorentz dont la solution est :

$$\mu_e(t) = \mu_0 \left[1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_c}\right) \right], \text{ avec } \mu_0 = \frac{e\tau}{m^*}. \quad (1.48)$$

On remarque qu'au bout de $t=3\tau_c$ la mobilité des porteurs a atteint 95% de sa valeur limite μ_0 . Pour le GaAs-BT $\tau_c \approx 20$ fs et donc $\mu_e(t) \approx \mu_0$ après 60 fs environ. Pour simplifier l'écriture, nous supposons donc que $\mu_e(t)$ est constante et égale à μ_0 . Il reste :

$$J(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_{THz}(t') \cdot e \cdot \mu_0 \cdot n_g(t' - \tau) \cdot dt' \quad (1.49)$$

Dès lors, on peut distinguer deux types de photodétecteurs : ceux à très faible durée de vie des porteurs ($\tau_e < 1$ ps) qui vont se comporter comme des échantillonneurs par mesure directe de l'amplitude E_{THz} et ceux à longue durée de vie ($\tau_e \gg$ durée de l'impulsion térahertz) qui vont se comporter comme des échantillonneurs intégrateurs. Dans le premier cas, le matériau n'est conducteur que durant un temps très court devant la durée de l'impulsion térahertz et, le photocourant (qui est détecté par un système "lent" type détection synchrone) lui est une impulsion très brève dont l'amplitude est proportionnelle à $E_{THz}(\tau)$, $I(\tau) \propto E_{THz}(t-\tau)$. Ceci est illustré dans la figure 1.24^a tiré de E. Castro-Camus *et al.* [Castro-Camus 2008]. Dans le second cas, la conductivité du

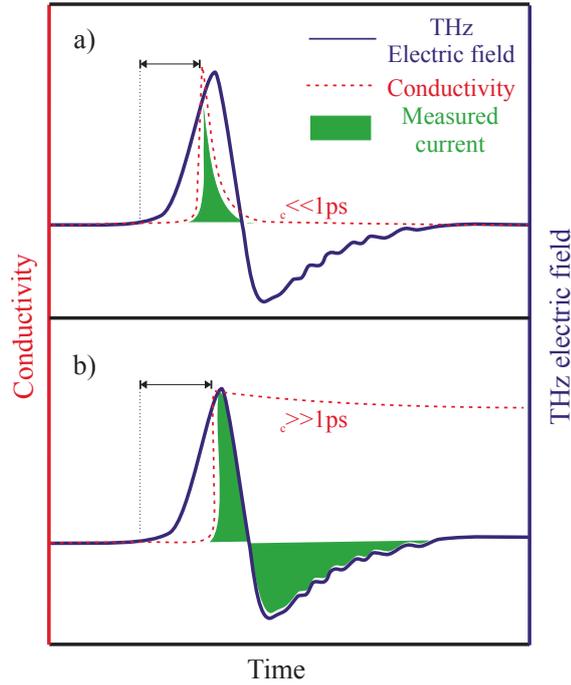


FIGURE 1.24 – Représentation schématique de l'impulsion térahertz (en bleu) de la conductivité dans le photoconducteur (en pointillé rouge), et le courant induit entre les contacts, proportionnel à l'intégrale du produit du champ électrique et de la conductivité. Illustration pour un matériau semiconducteur rapide ($\ll 1$ ps) en a) et d'un matériau semiconducteur lent ($\gg 1$ ps) en b).

matériau est assimilée à une fonction "marche" et le courant $J(\tau)$ est proportionnel à l'intégrale $\int_{\tau}^{+\infty} E_{THz}(t') \cdot \sigma_0 \cdot dt'$. On a donc un échantillonneur intégrateur, cas illustré

figure 1.24^b.

D'un point de vue des performances temporelles (ou bande passante) les deux types d'échantillonneurs sont équivalents car la bande passante est définie par la durée du front de montée de $\sigma(t)$ qui dépend essentiellement de la durée des impulsions laser et de la constante de temps RC du photocommutateur. Pour autant, d'un point de vue rapport signal sur bruit, la seconde méthode (échantillonneurs intégrateurs) si elle conduit en général à un résultat plus élevé (meilleure mobilité des porteurs dans les matériaux "lents") présente l'inconvénient d'intégrer pendant un temps long le bruit présent dans l'expérience, dégradant ainsi le rapport signal sur bruit. C'est pourquoi en spectroscopie térahertz, les détecteurs sont souvent fabriqués avec des semiconducteurs rapides tel que le GaAs-BT.

Pour notre part, nous avons utilisé une antenne photoconductrice en GaAs-BT modèle Teravil qui dispose "de série" d'une antenne dipolaire et d'une lentille en silicium haute résistivité de type hémisphérique. L'obtention d'un signal avec un tel dispositif est relativement simple. La première étape consiste à placer l'ouverture du dispositif au point focal du faisceau térahertz. Pour maximiser l'efficacité de conversion optique-courant, nous mesurons la résistance entre les deux lignes de l'antenne quand son gap est éclairé par le laser. Cette résistance, sous éclairage, doit être la plus faible possible, aux alentours de quelques $k\Omega$, selon le milieu semiconducteur. Tandis que la résistance d'obscurité (sans éclairage), se situe vers le $M\Omega$.

L'acquisition d'une impulsion térahertz, provenant de l'émetteur Tera-Sed 10, est représentée figure 1.25. Le dispositif de détection est une antenne Teravil réalisée en GaAs-BT

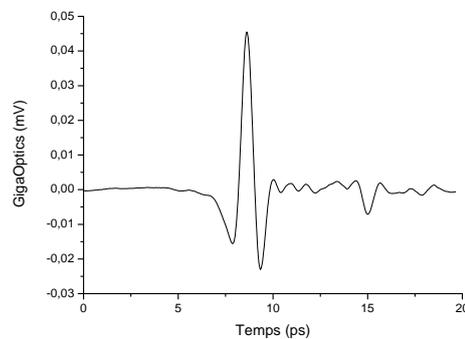


FIGURE 1.25 – Trace temporelle mesurée par échantillonnage photoconductif avec l'antenne Tera-Vil Ekspla de l'émetteur Tera-Sed 10.

Sur cette mesure nous observons une impulsion secondaire retardée par rapport à la première, d'environ 8 ps. Celle-ci n'apparaissant pas sur les acquisitions réalisées par échantillonnage électro-optique, nous en déduisons qu'il s'agit d'un effet Fabry-Perot intervenant dans le substrat de l'antenne de détection ou d'une réflexion parasite de l'impulsion térahertz dans le détecteur.

Cela est dû au fait que même si l'antenne possède une lentille de substrat (à haut indice de réfraction) permettant un meilleur couplage de l'onde incidente, celle-ci n'est pas forcément adaptée à la forme du faisceau térahertz incident : une lentille hyper-hémisphérique est adaptée à un faisceau pré-focalisé¹⁶ alors qu'une lentille hémisphérique

16. Ce qui est le cas sur notre banc expérimental : le faisceau térahertz devant le détecteur est pré-focalisé par un miroir parabolique 1.23 qui, nous le verrons plus tard, sert à focaliser le faisceau térahertz

(cas du détecteur Teravil) est adaptée à un faisceau collimaté ou légèrement divergent.

1.5.4 Synthèse de la détection par échantillonnage temporel

La comparaison entre l'échantillonnage électro-optique et photoconductif a déjà fait l'état de nombreuses publications [Cai 1998, Park 1999]

Nous pouvons retenir de ces deux méthodes de détection cohérente qu'elles permettent d'obtenir une résolution temporelle très élevée, limitée par le pas mécanique des lignes de translations et des durées d'impulsions de sondes ; elles possèdent également des rapports signal sur bruits conséquents [Wu 1996, Duvillaret 2001, Yano 2006]. Le principal avantage de l'échantillonnage électro-optique est sa bande passante de détection qui peut être supérieure à 10 THz, selon le cristal utilisé, affectant cependant quelque peu le rapport signal à bruit de la mesure.

La comparaison des deux méthodes d'échantillonnage que nous avons utilisées, pour la mesure de l'impulsion térahertz provenant de l'émetteur Tera-Sed 10 est illustrée figure 1.26.

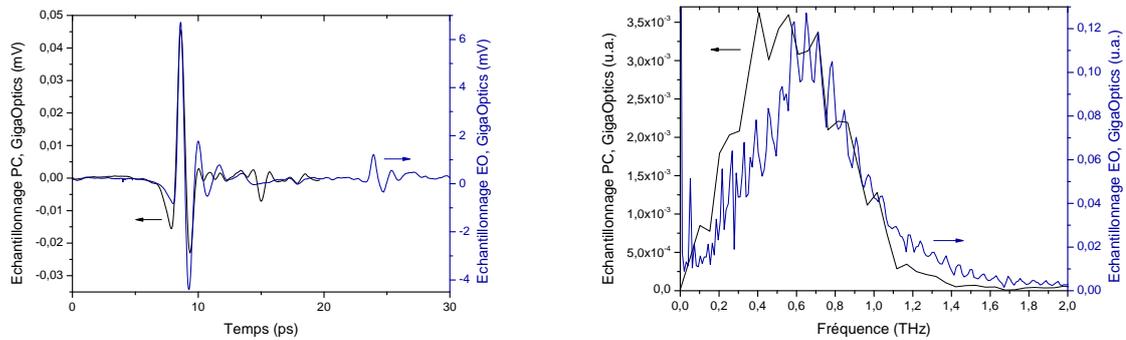


FIGURE 1.26 – Représentation de l'impulsion térahertz générée par le Tera-Sed 10, à gauche et son spectre associé, à droite. La mesure, à travers la détection synchrone, est réalisée par échantillonnage photoconductif (Tera-Vil), en noir et électro-optique (cristal de ZnTe d'épaisseur 1 mm), en bleu.

Notons que les fenêtres d'acquisitions temporelles des deux mesures ne sont pas les mêmes : celle réalisée par échantillonnage photoconductif n'est pas assez longue pour prendre en compte le rebond temporel, dû à l'émetteur térahertz, et possède donc une moins bonne résolution spectrale que la mesure réalisée par échantillonnage électro-optique.

Ces deux méthodes rendent des résultats du signal térahertz, généré par le Tera-Sed 10, sensiblement différents. Cette différence peut en partie être expliquée par le fait que les signaux mesurés sont la réponse des systèmes de détections, de la génération térahertz et de l'arrangement optique, qui sont différents selon les deux méthodes de mesures. Ainsi, le décalage de la fréquence centrale observée sur les transformées de Fourier des impulsions temporelles échantillonnées est certainement dû à la réponse des systèmes de détection. En effet, la réponse spectrale du photocommutateur est centrée sur une fréquence plus basse que celle du cristal de ZnTe ; ce qui s'explique par les temps d'interaction caractéristiques mis en jeu qui sont quasi instantanés pour les cristaux non-linéaires et extrêmement brefs pour du GaAs-BT. Pour les applications qui nous

sur les détecteurs de puissances que nous voulons caractériser.

intéressent, ces deux méthodes cohérentes nous permettent de connaître le spectre de l'impulsion térahertz générée après propagation dans notre montage optique (constitué de miroirs paraboliques 1.23). L'information spectrale générée par l'antenne à peignes interdigités (Tera-Sed 10), que nous venons de mesurer, nous servira lors de la modélisation du banc expérimental, au chapitre 2.

1.6 Méthodes de détections incohérentes

Dans cette section nous détaillons le fonctionnement de différentes technologies de détecteurs de puissance utilisés durant cette thèse, à commencer par les détecteurs électroniques, puis les détecteurs thermiques.

Les détecteurs électroniques permettent d'atteindre des débits de données conséquents sur des bandes passantes de quelques centaines de gigahertz. Ils ont également l'avantage d'être compatibles avec les technologies de la micro et nanoélectronique permettant leur intégration dans des systèmes complexes de traitement de l'information. Ce sont typiquement des transistors ou des diodes de types Schottky qui sont utilisés.

Les détecteurs thermiques eux réagissent à l'échauffement de leur structure provoqué par des ondes infrarouges incidentes dont ils intègrent l'intensité dans le temps. Ces temps d'intégration sont lents, de l'ordre de la milliseconde, limitant leur usage à des applications ne nécessitant pas de modulation rapide du signal. Parmi ces détecteurs, nous avons eu recours à deux technologies de détecteurs, pyroélectrique et bolométrique : deux pyromètres, de chez Gentec et Jasco, un bolomètre cryogénique en silicium de chez Infrared et d'une matrice de microbolomètres provenant du CEA-LETI et fonctionnant à température ambiante.

Dans un premier temps, nous allons présenter les bases de la détection directe en terme de signal et de bruit. Ensuite, nous détaillerons le fonctionnement des principales technologies de détecteurs de puissance, parmi ceux que nous avons utilisés, en commençant par les détecteurs électroniques puis les détecteurs thermiques.

1.6.1 Introduction à la détection directe

Le principe de la détection directe s'appuie sur l'utilisation de détecteurs de puissance intégrant, avec une constante de temps τ , un signal incident $I \propto E_{THz}^2$ composé du signal utile I_s et de sources de bruits $I_b = I_{bi} + I_{be}$ ou I_{bi} et le bruit intrinsèque du détecteur et I_{be} le bruit lié à l'environnement. Ce dernier peut être minimisé en modulant le signal utile (faisceau térahertz) devant le détecteur, et de brancher ce dernier à une détection. Un schéma d'expérience impulsionnelle, mettant en œuvre une détection directe, est représenté figure 1.27.

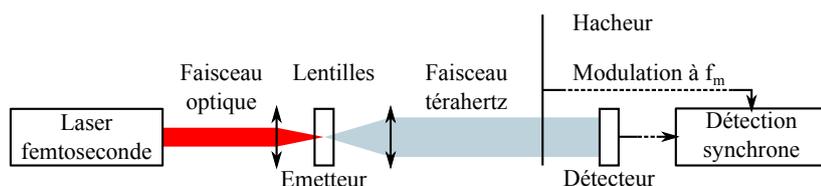


FIGURE 1.27 – Schéma du principe de la détection directe employant des détecteurs de puissance.

Le signal I_s le plus faible pouvant être détecté (I_s^{min}) dépend de la sensibilité intrinsèque en V/W ou A/W et de la puissance équivalente de bruit (NEP,) en V/\sqrt{W} ou A/\sqrt{W} , du détecteur. Ces caractéristiques sont principalement liées à la technologie du détecteur utilisé mais aussi à sa conception : son blindage et son coefficient de couplage (antenne, cornet, guide d'ondes, adaptation d'impédance). Cet ensemble constitue la réponse du détecteur. La limite de détection d'un signal va alors être imposée par le bruit à partir duquel le rapport signal sur bruit (RSB) devient unitaire, soit :

$$RSB = \frac{I_s}{I_b} = 1. \quad (1.50)$$

Le bruit capté par le détecteur est constitué de plusieurs sources que nous décrirons section 1.6.2 : le bruit intrinsèque du détecteur et des éléments électriques lié aux dispositifs de mesure (détection synchrone), le bruit environnant (expérimental et du corps noir) ou par le bruit quantique (bruit de photon) inhérent au signal térahertz à mesurer. Dans le domaine térahertz, seuls certains détecteurs, fonctionnant à des températures cryogéniques (sub-Kelvin) sont limités par ce dernier. Ainsi, les détecteurs de puissance sont caractérisés par leur puissance équivalente de bruit, équation 1.51, exprimée en V/\sqrt{Hz} ou en A/\sqrt{Hz} .

$$NEP = \frac{Bruit}{Sensibilité}, \quad (1.51)$$

Celle-ci est définie comme étant la puissance nécessaire pour que le rapport signal sur bruit du détecteur (SNR) soit de 1 sur une bande passante de 1 Hz, ce qui correspond à un temps d'intégration de 0.5 seconde. Il s'agit en fait du rapport entre la densité spectrale de bruit (DSB)¹⁷ en V/\sqrt{Hz} et la sensibilité en V/W . Une petite valeur de puissance équivalente de bruit est signe d'un détecteur ayant une bonne dynamique de mesure. En effet, même si sa sensibilité est faible, elle est compensée par le niveau de bruit interne, I_{bi} , qui lui permet alors d'extraire un signal de faible amplitude (supérieur à son seuil de bruit). Prenons l'exemple suivant d'un détecteur, isolé du bruit expérimental ($I_b=I_{bi}$; $I_{be}=0$), dont la sensibilité est de $10 V/W$ avec une densité spectrale de bruit de $10 nV/\sqrt{Hz}$. Dans ce cas, la puissance équivalente de bruit est de $1 nW/\sqrt{Hz}$, le détecteur peut alors mesurer un signal de $1 nW$ avec un rapport signal à bruit de 1 pour un temps d'intégration de 0.5s. Si l'on ajoute le bruit externe I_{be} au signal I_s , supérieur à la densité de puissance, la densité spectrale de bruit augmente. La densité de puissance elle, est inhérente au détecteur et reste constante. Dans ce cas, le signal minimum pouvant être mesuré est simplement limité par le niveau de bruit I_{be} et est donc égal à ce dernier (pour un rapport signal sur bruit de 1).

1.6.2 Identification des principales sources de bruit

Le bruit peut être représenté par sa densité spectrale de bruit (DSB), il s'agit de la valeur en tension du bruit sur une bande de 1 Hz donné à une fréquence f . Dans un environnement expérimental, tel que le nôtre, trois sources de bruit sont à prendre en compte : le bruit intrinsèque du détecteur, le bruit externe au détecteur et le bruit contenu dans le signal térahertz. Les sources intrinsèques, comme le bruit thermique et le bruit de grenaille, ne peuvent être supprimées, elles sont inhérentes à tout processus physique. Chacune de ces sources possède une signature particulière, il existe alors des

17. La densité spectrale de bruit correspond à la quantité de bruit présente dans un signal réparti sur une bande de 1 Hz.

méthodes expérimentales qui permettent de minimiser leur impact. Les sources externes concernent l'environnement de travail, il peut s'agir de radiations provenant du réseau électrique, des ondes radios et de téléphonie mobile, etc. Ces sources peuvent être en partie contrées en prêtant attention au blindage du détecteur et aux différents couplages possibles avec la masse des dispositifs, qui peut jouer le rôle d'antenne, et aux couplages capacitif et résistif. Nous présentons maintenant les sources de bruit pouvant être rencontrées.

Bruit externe et bruit lié à l'émission

Parmi les sources de bruit électromagnétiques environnant nous pouvons distinguer les sources indépendantes de l'expérience de génération-détection térahertz des sources qui sont inhérentes à l'expérience. Parmi les premières, citons les ondes émises à haute fréquence (wifi, téléphone portable) et celles émises à basse fréquence (alimentation des lasers, 50 Hz, etc.). Parmi les secondes la source la plus problématique est celle liée à la photocommutation : l'émetteur térahertz éclairé se comporte comme une résistance variable et tout le circuit d'alimentation (pile, câble) est traversé par des impulsions de courant et des variations de tensions cadencées à la fréquence de répétition du laser (75 MHz). Notons que les processus de génération non-linéaires ou par effet de surface ne souffrent pas de cet inconvénient.

Bruits du laser et bruit d'intensité relatif

La lumière générée par le laser est entachée par plusieurs sources de bruit inhérentes à la plupart des lasers. Cela peut être des sources de bruit mécanique, acoustique et thermique (basse fréquence) comme des sources électriques (alimentation des diodes de pompes) etc. Le milieu à gain et le type de cavité des lasers jouent également un rôle puisqu'ils sont principalement à l'origine du bruit quantique dans les lasers. Ce bruit a pour effet direct de produire des fluctuations de l'intensité optique du faisceau laser, également appelé *bruit d'intensité relatif* (RIN). Il est caractérisé par le rapport entre le bruit de la puissance laser δP et la puissance moyenne du laser P_{moy} , où la puissance laser totale s'écrit :

$$\begin{aligned} P_{laser}(t) &= P_{moy} + \delta P(t) \\ RIN(f) &= \frac{P_{moy}}{\delta P(f)} \end{aligned} \quad (1.52)$$

La mesure de ce bruit nécessite un environnement contrôlé et une bonne compréhension des différentes sources de bruit externes. L'utilisation d'une photodiode, dont la composante DC est bloquée et la sortie filtrée par un filtre passe bas ($f_c \approx 50$ MHz), est couplée à un amplificateur bas bruit à transimpédance permettant de transformer le courant de sortie de la photodiode en une tension. La lecture de cette tension, image des fluctuations en intensité du laser, est visualisée dans le domaine spectral, à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel par exemple. Une représentation de ce bruit, intégré de 1 Hz jusqu'à 40 MHz pour un laser Ti:Sa, est illustrée figure 1.28. L'amplitude du bruit (RIN) RMS intégrée sur la bande spectrale de mesure vaut 0,50 % lorsque la pompe optique utilisée est le laser Argon-Ion (2) et 0,015 % lorsqu'il s'agit de la diode laser (3). Dans cette configuration, qui est celle utilisée par notre laser (Femtolaser), le bruit décroît de manière quadratique avec la fréquence (de 1 Hz jusqu'à ≈ 1 MHz) et finit par tendre

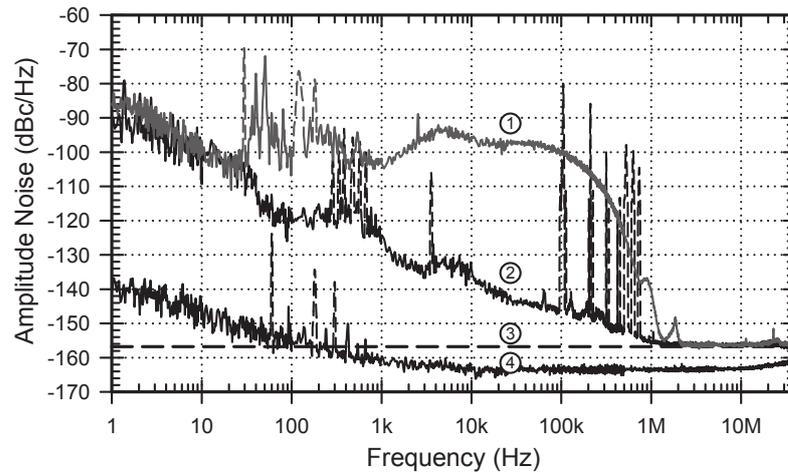


FIGURE 1.28 – Bruit d’amplitude d’un laser Ti :Sa pour deux pompes optiques différentes : (1) un laser Argon-Ion, (2) une diode laser. En (3) le plancher de bruit (bruit de grenaille) calculé en incluant le bruit de la photodiode (-157 dB/Hz) et en (4) le plancher de bruit de la photodiode. Figure extraite de la thèse de R. P. Scott [Scott 2009].

vers le bruit de grenaille du détecteur, pour les plus hautes fréquences. Pour minimiser ces perturbations, il est alors conseillé de travailler avec des fréquences de modulation élevée. Dans notre cas, et selon les détecteurs utilisés, les fréquences de modulations ont été fixées à environ 1 kHz pour les détecteurs rapides, de types électroniques, et de quelques dizaines de Hz pour les détecteurs thermiques (10-20 Hz) qui seront alors plus sensibles à ce bruit. Afin de minimiser davantage ces fluctuations, il est également possible de pondérer l’acquisition d’un signal par les valeurs de RIN mesurées par une photodiode ou à l’aide de procédés plus élaborés [Scott 2001].

Bruit quantique (de grenaille, Schottky ou de photon)

Ce bruit apparaît dans les flux composés de particules, tel que le courant électrique (électrons) ou la lumière (photons). Dans ces flux discrets, les particules n’arrivent pas en même temps mais de manière aléatoire suivant la loi de Poisson, durant un temps Δt . Pour un détecteur recevant un tel flux, chaque interaction lumière matière crée une paire électron-trou générant à son tour un courant de bruit dont l’expression est donnée par :

$$I_b^{RMS} = \sqrt{2eI\Delta f}, \quad (1.53)$$

avec e , la charge d’un électron et I la valeur RMS du courant alternatif ou continu dans le dispositif. Ce bruit apparaît particulièrement dans les jonctions que l’on retrouve dans les diodes Schottky et les transistors.

Bruit thermique (Jonhson) et rayonnement de corps noir

Dans une résistance à l’équilibre thermique, le bruit Johnson est généré par l’agitation thermique des porteurs. Les fluctuations de la densité d’électron sont alors à l’origine d’une tension parasite V_b apparaissant aux bornes de la résistance :

$$V_b^{RMS} = \sqrt{4kTR\Delta f}, \quad (1.54)$$

avec k la constante de Boltzmann, T , la température en Kelvin, R , la résistance et Δf la bande passante de la mesure. À température ambiante, l'entrée d'un dispositif génère un bruit Johnson dont la valeur et la bande spectrale sont fixées par sa résistance d'entrée R_e et sa bande passante Δf . Selon les caractéristiques des dispositifs utilisés, le bruit Johnson peut être important et étalé sur une large bande spectrale.

Étant donné la gamme spectrale qui nous intéresse (de 0,1 à 1 THz) et les faibles puissances mises en jeu, le rayonnement "thermique" environnant peut être considéré comme une source de bruit. Pour l'approcher, nous prenons le cas du rayonnement de corps noir et de la puissance reçue sur un détecteur fonctionnant dans le domaine millimétrique.

Nous considérons un faisceau à l'entrée du détecteur de surface A et d'angle solide Ω . La puissance d'un corps noir, à la température T , rayonnée par une surface élémentaire dA , dans un angle solide $d\Omega$ et dans la bande spectrale df définie autour de f suit la loi de Plank :

$$B(f, T) = \frac{2 \cdot h \cdot f^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{K_B T}\right) - 1} \quad (W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot Hz^{-1}) \quad (1.55)$$

Si le détecteur collecte la puissance émise par une surface A dans l'angle solide Ω , la puissance totale est, elle, donnée selon [Richards 1994] par :

$$\begin{aligned} P &= \int_0^\infty P_f \cdot df = A\Omega \int_0^\infty \tau(f) \cdot B(f, T) \cdot df \\ &= A\Omega \int_0^\infty \frac{\tau(f) \cdot 2 \cdot h \cdot f^3}{c^2 \left[\exp\left(\frac{h \cdot f}{K_B T}\right) - 1 \right]} \cdot df, \end{aligned} \quad (1.56)$$

où $\tau(f)$ est la transmittance de filtres éventuellement placés devant le détecteur.

Nous considérons un détecteur et un système optique conçus pour détecter une longueur d'onde maximale de 3 mm (100 GHz). Le produit $A\Omega$ est optimisé à $A\Omega = \lambda^2 = 9 \text{ mm}^2$ (limite de diffraction à 100 GHz). la courbe ci-dessous représente la densité spectrale de puissance $P_f \cdot df$ (en W/Hz) pour une température $T = 300 \text{ K}$ et $A\Omega = 9 \text{ mm}^2$.

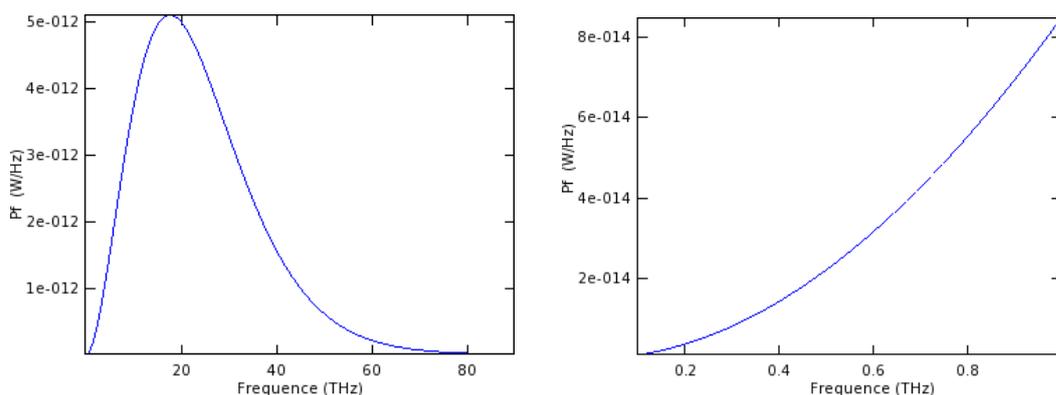


FIGURE 1.29 – Puissance rayonnée par un corps noir à température ambiante pour un système optique où $A\Omega = 9 \text{ mm}^2$. À gauche, l'allure du rayonnement sur toute sa bande spectrale et à droite le rayonnement sur une bande spectrale comprise entre 100 GHz et 1 THz.

Si on considère la bande spectrale allant de 100 GHz jusqu'à 1 THz, la puissance rayonnée du corps noir collectée par le système optique considéré (avec $\tau(f) = 1$) vaut 259 nW.

Bruit de scintillement (flicker noise)

Il s'agit d'un bruit basse fréquence qui évolue en $1/f$, dont les origines sont multiples : il peut s'agir d'impuretés présentes dans un semiconducteur induisant des recombinaisons de porteurs.

Bruit total

Le bruit total correspond à la racine carrée de la somme de chacune des sources de bruits élevées au carré, auquel il faut ajouter les sources de bruits externes Sb_{ext} :

$$Sb_{tot} = \sqrt{\sum_i Sb_i^2 + Sb_{ext}}. \quad (1.57)$$

1.6.3 Diode Schottky à tension de polarisation nulle

La diode Schottky, de Walter H. Schottky, est composée d'un contact dit Schottky : une hétérojonction metal-semiconducteur. Illustrée figure 1.30, les caractéristiques de ce composant sont liées aux propriétés intrinsèques du semiconducteur et à sa conception.

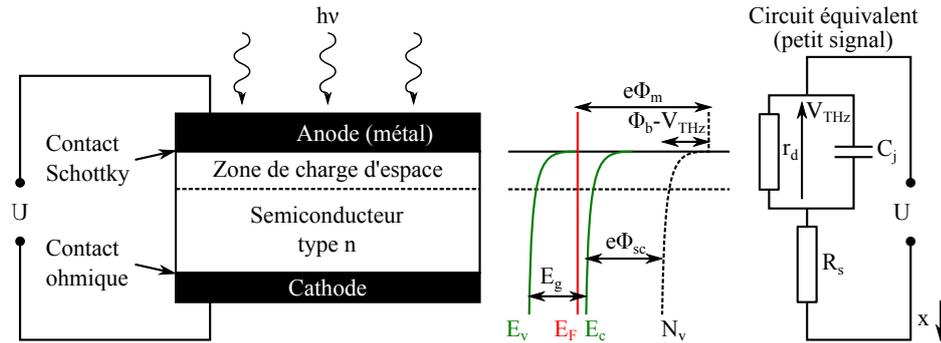


FIGURE 1.30 – De gauche à droite, représentation schématique d'une diode Schottky configurée en détection térahertz, de sa structure de bande et de son circuit électrique équivalent.

Dans ce type de structure, un signal peut être redressé. La barrière de potentiel issue du contact entre les deux matériaux, qui régit le fonctionnement du dispositif, a été modélisée par Cowley et Sze [Cowley 1965] en 1965, en prenant compte des effets de surface.

À l'équilibre, en l'absence de champ électrique externe, le niveau de Fermi E_F est constant dans l'hétérojonction. Dans le métal, E_F représente le niveau des électrons alors que dans le semiconducteur, il est déterminé par les impuretés du matériau. Avant le contact des deux matériaux de l'hétérojonction, le niveau de Fermi dans le semiconducteur est plus élevé que celui du métal : le travail de sortie¹⁸ du semiconducteur $e\phi_{sc}$ étant plus faible que celui du métal $e\phi_m$. Cette différence d'affinité électronique entre les deux matériaux provoque, à leur contact, une barrière de potentiel Φ_b issue de la

18. Le travail de sortie représente l'énergie à fournir pour arracher un électron du niveau de Fermi jusqu'au niveau du vide : en dehors du matériau.

courbure des bandes de conduction et de valence (qui suivent le profil du travail de sortie du semiconducteur). Dans cet état, le transit des électrons du semiconducteur vers le métal et inversement du métal vers le semiconducteur n'est pas possible. La différence de charge, à la jonction des matériaux, établit un fort champ électrique repoussant les électrons de la surface du semiconducteur, faisant apparaître une zone de déplétion (zone de charge d'espace), représentée figure 1.30. Cette zone de charge d'espace exprimée par sa longueur W_{ZCE} , équation (1.58), est modulée par le champ térahertz incident.

$$W_{ZCE} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s(\Phi_b - V_{THz})}{eN_d}}, \quad (1.58)$$

avec N_d la concentration de dopage dans le semiconducteur, V_{THz} le potentiel appliqué à la jonction et Φ_b et le potentiel de la barrière et ε_s est le permittivité diélectrique du semiconducteur. L'établissement d'un courant (passage des électrons d'un milieu à l'autre) dans la diode se fait par l'application du champ térahertz, soit V_{THz} , qui vient abaisser la hauteur de la barrière Φ_b , autorisant ainsi le passage des électrons par émission thermoïonique. La distribution d'énergie des électrons au sein du semiconducteur donne lieu à une forte non-linéarité entre le courant circulant dans la jonction et V_{THz} , équation (1.59). Le relevé du courant $I(t)$ nous renseigne alors sur la quantité d'énergie apportée par le rayonnement térahertz incident.

$$I(V) = I_S \left[\exp \frac{e(U - I R_s)}{\eta k_B T} - 1 \right], \quad (1.59)$$

où I_S , le courant de saturation, est donné par :

$$I_S = S A^* T^2 \exp -\frac{e\Phi_b}{k_B T}, \quad (1.60)$$

avec S la surface de la jonction, A^* la constante de Richardson, R_s résistivité du semiconducteur (la résistance série), η le coefficient d'idéalité de la diode (>1), k_B la constante de Boltzmann et T la température de la jonction. Pour la diode WR10ZBD (75-110 GHz) de chez Virginia Diodes, les valeurs de ces composantes sont de l'ordre de : $I_S=11 \mu A$, $R_s=19 \Omega$, $\eta=1.13$. La jonction de polarisation nulle, $dV/dI=V_o/I_S$, avec $V_o=\eta k_B T/q=1,13.1,38.10^{-23}.300/1,6.10^{-19}=29,2 \mu V$, vaut alors $\approx 2.66 k\Omega$. La caractéristique $I(V)$, pour cette diode (WR10ZBD), est illustrée figure 1.31.

La sensibilité intrinsèque de la diode peut être déterminée à partir de cette courbe I-V, au travers de l'équation 1.59 selon [Cowley 1966, Hesler 2007b] :

$$S_V = \left. \frac{-\frac{d^2V}{dI^2}}{\frac{dV}{dI}} \right|_{I=0} = \frac{1}{I_S} \quad (1.61)$$

La diode peut être vue comme un générateur de courant alimentant la résistance série de la diode. La sensibilité est affectée par la capacité de jonction et la résistance de charge (la résistance de la diode étant importante) [HP 1994].

À l'aide du circuit petit signal, figure 1.30, la fréquence de coupure f_c de la diode peut être exprimée, en fonction de la résistance série R_s et la capacité de jonction C_j , agissant comme un filtre RC (passe bas) :

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_s C_j} \quad (1.62)$$

avec, $C_j = S \sqrt{\frac{qN_d \varepsilon_s}{2(\Phi_b - V_{THz})}}$.

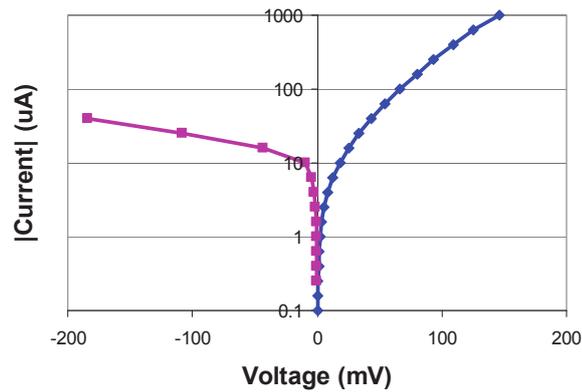


FIGURE 1.31 – Caractéristique $I(V)$ mesurée pour la diode WR10ZBD de chez Virginia Diodes, issue de la référence [Hesler 2007b].

Aujourd'hui, les diodes de redressement utilisées pour la détection vidéo sont en technologie planaire [Bishop 1990, Hairui 2011, Jingtao 2013] et permettent de recouvrir l'ensemble de la bande spectrale à partir de 50 GHz jusqu'à 1,7 THz, en partie représentées figure 1.32.

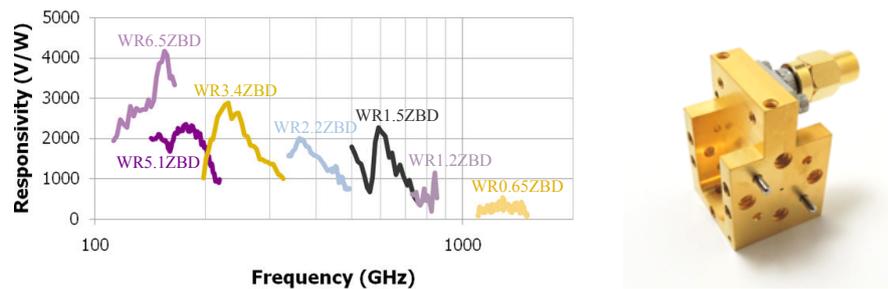


FIGURE 1.32 – Couverture spectrale des diodes Schottky Virginia Diodes, à gauche et photo type d'un dispositif tel qu'il est livré (blindé), à droite.

La réponse en fréquence de ces diodes est liée au dispositif de couplage de l'onde incidente vers la zone sensible de la diode. Les diodes Virginia Diodes sont équipées d'antenne cornet en entrée mais le couplage de la radiation térahertz peut aussi être réalisé à l'aide d'antennes [Ito 2008]. Un détecteur large bande fonctionnant de 150 GHz à 900 GHz a d'ailleurs été fabriqué avec une diode Schottky planaire connectée à une antenne large bande [Liu 2010]. Sa réponse spectrale, représentée figure 1.33^a, est comparée à celles de diodes Schottky provenant de Virginia Diodes. Ces réponses sont mesurées à l'aide d'une source continue accordable en fréquence dont la puissance décroît avec la fréquence (figure 1.33^b).

La réponse de ce dispositif est sensiblement moins bonne que ces homologues mais permet la détection d'ondes térahertz sur une bande spectrale supérieure à celle de 4 diodes VDI. Cet exemple montre qu'un compromis entre sensibilité et largeur spectrale de détection peut être trouvé avec ces composants, selon leur dispositif de couplage, les rendant plus polyvalents.

De plus, la technologie planaire permet la conception de matrices de diodes pour des applications d'imagerie térahertz. S-P. Han *et al.* [Han 2013] ont fabriqué un scanner térahertz constitué d'une rangée de 20 diodes Schottky en InGaAs dont la réponse

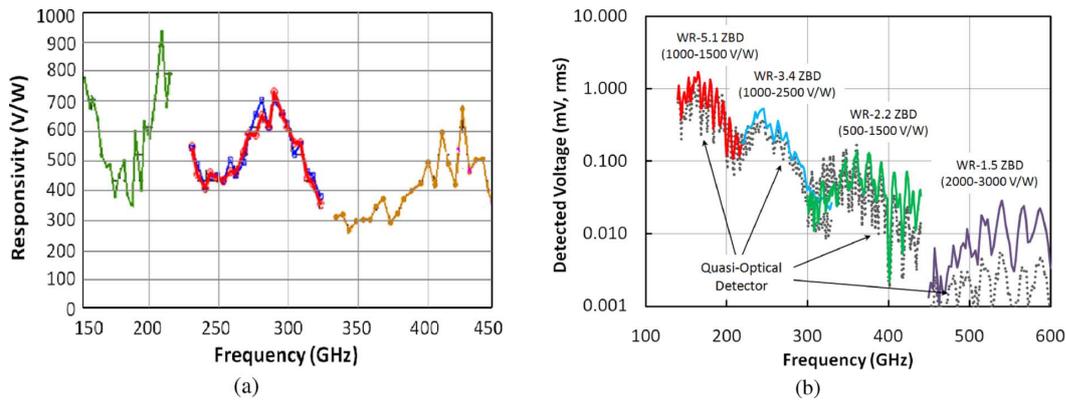


FIGURE 1.33 – Comparaison d’un détecteur large bande à base d’une diode Schottky à tension polarisation nulle face à trois diodes Schottky commerciales, figure extraite de la référence [Liu 2010]. En (a), la mesure de la sensibilité du détecteur large bande et en (b), la mesure de la tension de sortie des détecteurs présentés.

spectrale s’étend sur 180 GHz à mi-hauteur, pour une sensibilité moyenne de 98,5 V/W, avec un maximum à 100 GHz. Le couplage des radiations térahertz est réalisé par des antennes en spirales carrées. Ainsi, des objets et des profils de faisceaux térahertz ont pu être imagés par le balayage de la ligne de détecteurs. La résolution dépend alors à la fois du diamètre des anodes (ici $2\ \mu\text{m}$) et du pas de balayage du scanner.

Là où ces composants portent le plus grand intérêt c’est pour des applications de communications sans fil térahertz [Koenig 2013]. Les principaux avantages étant leur rapidité, avec des fréquences de modulations élevées ($>100\ \text{MHz}$), leurs sensibilités ($>100\ \text{V/W}$) et leur conception, permettant un grand choix de bandes spectrales de détection. La bande spectrale comprise entre 300 et 500 GHz est essentiellement étudiée [Nagatsuma 2010] car pour ces fréquences (au delà de 300 GHz) le ”spectre radio” est libre, marquant le manque de dispositifs (d’émission comme de détection) fonctionnant à ces fréquences. De nombreux résultats obtenus en espace libre ont déjà vu le jour et montrent l’efficacité des diodes Schottky pour les systèmes de communications sans fil. Le tableau de l’article de G. Ducourneau *et al.* [Ducourneau 2014] recense les différents systèmes de communications térahertz reportés dans la littérature. Les débits de communication obtenus par ces divers systèmes dépendent à la fois des caractéristiques propres aux méthodes de détection mais surtout de l’étendue spectrale du détecteur utilisé. En effet, en télécommunication, plus la bande spectrale de détection est étendue, plus il est possible d’avoir des débits élevés ou alors un grand nombre de canaux. La figure 1.34 illustre l’impact du nombre de canaux (liés à la bande spectrale de détection) sur les débits obtenus expérimentalement (diagramme de l’œil sans erreur) avec une expérience fonctionnant entre 300 et 400 GHz [Nagatsuma 2009].

Bien que les performances de ces diodes décroissent à hautes fréquences et sont limitées à des fréquences de coupure de quelques centaines de gigahertz [Hesler 2007c, Ruming 2012, Hoefle 2013], elles présentent des sensibilités et niveaux de bruit honorables [Hesler 2007a, Momot 2010], à température ambiante¹⁹. D’autres types de diode existent, comme les diodes *selfswitching* [Westlund 2013], mais n’atteignent pas les performances des diodes Schottky à tension de polarisation nulle.

19. Elles supportent également la montée en température [Vaugh 1996]

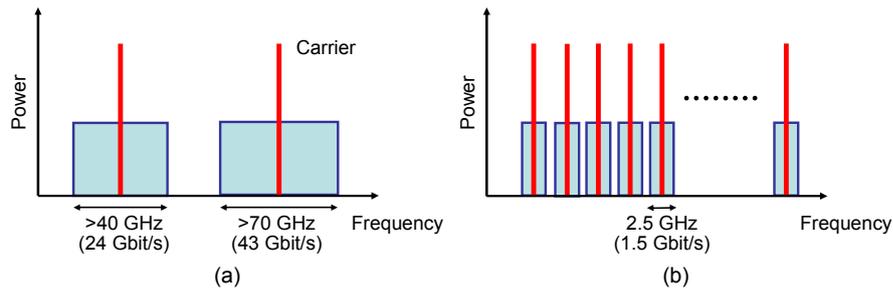


FIGURE 1.34 – Possible utilisation de la bande de détection de 300-400 GHz : (a) par canaux ultra large bande (débits élevés) ou (b) par multiples canaux "giga-bits" (débits de l'ordre du Gbit/s), figure extraite de l'article de T. Nagatsuma *et al.* [Nagatsuma 2009].

Durant cette thèse, trois diodes à tension de polarisation nulle provenant de chez Virginia Diodes²⁰ ont été utilisées, tableau 1.4, et seront présentées dans le chapitre 3. La réponse spectrale de la diode WR1.9ZBD (la diode que nous avons caractérisée à Chambéry), étalonnée par constructeur, est représentée figure 1.35, sur une bande spectrale étroite (200 GHz).

Référence	Δf (GHz)	DSB (pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	S^{max} (V/W)	Expérience
WR2.8ZBD	260-400	2,7	2150 à 320 GHz	RIKEN
WR1.9ZBD	400-600	4,1	1600 à 515 GHz	IMEP-LAHC
WR1.5ZBD	460-740	5,4	2350 à 500 GHz	RIKEN

TABLE 1.4 – Diodes Schottky (Virginia Diodes) utilisées durant la thèse. Les caractéristiques renseignées correspondent aux diodes utilisées, elles sont sensiblement différentes de celles indiquées sur le site officiel www.vadiodes.com.

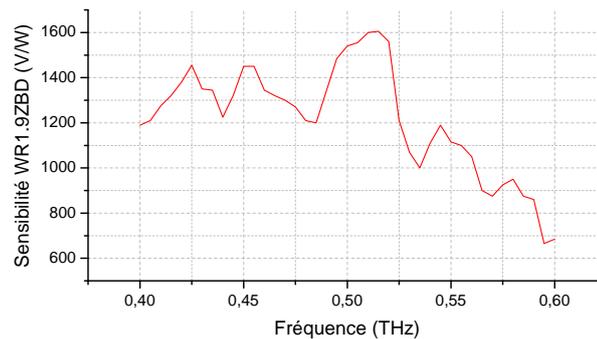


FIGURE 1.35 – Réponse de la diode Schottky WR1.9ZBD, caractérisée par le constructeur.

1.6.4 Transistor à canal 2D d'électrons

Les transistors à haute mobilité d'électrons (HEMT) sont d'autres composants électroniques permettant de détecter des ondes térahertz à température ambiante. Ils

20. Virginia Diodes (VDI), fabriquant de diodes Schottky à polarisation nulle, www.vadiodes.com.

présentent l'avantage de pouvoir être intégrés en matrice de détection ou même, si ils sont réalisés en technologie CMOS, de pouvoir être associés directement au circuit de lecture et de traitement du signal. Leur étude pour la réalisation de systèmes de communication sans fil à haut débit a été au cœur du programme WITH auquel nous avons participé.

Dans les matériaux conducteurs, le plasma est un gaz électriquement neutre dont les particules libres, les électrons, sont chargés négativement et les ions, positivement. Les oscillations de plasma peuvent être interprétées par le mouvement collectif de groupe d'électrons dont le centre de masse oscille autour de celui des ions, créant des zones à excès et à déficit d'électrons. L'énergie est alors transmise par la distribution de charges au sein du matériau et non plus par les électrons. En 1993, Dyakonov et Shur interprètent le comportement d'oscillations d'ondes plasma contenues dans le canal bi-dimensionnel d'un transistor à effet de champ [Dyakonov 1993] par des équations d'hydrodynamique. Ces effets de résonances plasmoniques peuvent conduire à la génération ou à la détection d'ondes térahertz [Dyakonov 1996] (jusqu'à 5,3 THz) au sein de transistors à haute mobilité d'électrons (HEMT), leur permettant de fonctionner au delà de leur fréquence de coupure f_{max} , typiquement de l'ordre de 1 THz. En 2002, Knap *et al.* démontrent pour la première fois la détection d'onde térahertz à 600 GHz [Knap 2002a], par effet résonnant, avec un transistor III-V commercial. À noter que ces ondes plasma prennent part à la détection d'onde térahertz uniquement lorsque les structures de transistors utilisées sont composées de matériaux à forte mobilité, de type III-V et à des températures contenues sous la température ambiante. Aujourd'hui, le développement des procédés de fabrication et des nouvelles structures de transistors [Dyer 2011] permet la détection d'ondes térahertz, sur une large bande spectrale, de 0,2 THz jusqu'à 4,3 THz [Boppel 2012], avec des sensibilités records de 80 kV/W [Öjefors 2009], menant à la conception de dispositifs de communication [Blin 2012] et d'imagerie [Nadar 2010, Schuster 2011] térahertz faible coût, opérant à température ambiante.

Le comportement d'un transistor à canal 2D d'électrons, représenté figure 1.36, face à une onde térahertz incidente de champ E_{THz} est le suivant : l'onde incidente est couplée entre la source et la grille du transistor, entraînant une modulation alternative de la densité et de l'accélération des porteurs au sein du canal du transistor. Cette modulation est ensuite redressée entre le drain et la source en une tension continue proportionnelle à la puissance térahertz incidente. D'un point de vue pratique, c'est cette tension (U_{ds}) qui est mesurée lorsque l'on utilise ces transistors, la tension grille source (U_{gs}) servant alors à polariser le composant de façon à le placer dans son régime de détection optimale.

Quand le phénomène d'onde plasma n'est pas possible²¹, l'onde térahertz influe alors uniquement sur la densité de porteurs présents dans le canal. La détection d'onde térahertz incidente peut alors être expliquée à partir du modèle de Dyakonov et Shur, interprété par Knap *et al.* [Knap 2002b] ou par le mécanisme *d'auto-mélange résistif* développé par Lissauskas *et al.* [Lissauskas 2009b]. Le transistor est alors dans un régime de détection large bande.

Modèle de Dyakonov Shur

Selon la théorie de Dyakonov et Shur, un transistor à gaz 2D d'électrons fonctionne comme un résonateur pour les ondes plasma : celles-ci faisant des allers-retours dans le

21. Pour des raisons de température, de matériaux ou encore de dimensionnement, que nous traiterons plus tard.

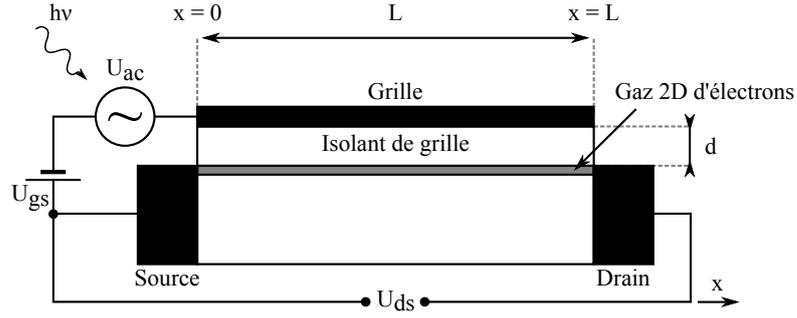


FIGURE 1.36 – Représentation d'un transistor à canal 2D d'électrons excité par une onde électromagnétique externe. La mesure du signal, image de l'intensité de l'onde électromagnétique, se fait en tension, U_{ds} .

canal en se réfléchissant au niveau des contacts de drain et de source. Lors d'une réflexion sur la source, en $x=0$ (condition limite de court-circuit), si la vitesse de l'onde plasma, s , est supérieure à la vitesse des électrons, v , l'onde peut être amplifiée. Une réflexion sur le drain, en $x=L$ (condition limite de circuit ouvert), s'opère à amplitude constante. La vitesse de l'onde plasma est déterminée par la tension de grille avec $s = (eU_0/m)^{\frac{1}{2}}$ où $U_0 = U_{gc}(x) - U_{th}$ avec $U_{gc}(x)$ le potentiel entre la grille et le canal et U_{th} , la tension de seuil²². Nous pouvons alors exprimer la fréquence plasma angulaire du fondamental par la dispersion linéaire $\omega_0 = sk = (eU_0/m)^{\frac{1}{2}}$, avec $k = \pi/2\lambda$ le vecteur d'onde. Cette expression montre la possibilité, d'une part, d'atteindre le domaine des térahertz pour un transistor dont la longueur du canal L est courte et d'autre part, d'être ajustable selon la valeur de la tension U_g . L'excitation des oscillations plasma générées par une onde électromagnétique externe va induire une tension continue $\Delta U(\omega)$ aux bornes du drain et de la source (U_{ds}) proportionnelle à l'intensité de l'onde incidente et possédant des maxima en ω_0 et ses harmoniques impaires. Le fonctionnement du transistor est alors gouverné par le facteur de qualité de résonance à la fréquence du fondamental, exprimé par $Q = 2\pi s\tau^*/L$ où $\tau^* = \tau + \tau_v$ est le temps d'atténuation de l'onde plasma, τ le temps de collisions avec les impuretés et phonons et $\tau_v = 1/vk^2$ introduisant la viscosité du fluide électronique $v \propto v_F l_{ee}$ avec v_F la vitesse de Fermi et l_{ee} le libre parcours moyen des électrons, plus Q est élevé, plus les résonances sont importantes.

Le facteur de qualité Q détermine alors le mode de détection du transistor, à savoir, si $Q \gg 1$, le transistor fonctionne en régime résonant et si $Q \ll 1$, les résonances sont fortement atténuées peu après le contact de source, le transistor fonctionne alors en régime non-résonant (large bande).

C'est ce mode d'opération ($Q \ll 1$) que nous considérons par l'approche de Knap *et al.* [Knap 2002b], généralisant la théorie de Dyakonov et Shur pour des valeurs arbitraires de U_g (proche et inférieure à U_{th}). La concentration surfacique de charges dans le canal du transistor (équation (1.63)) dépend de la valeur que prend la tension de grille qui, fortement négative, entraîne une chute de la concentration de porteurs impliquant un courant de fuite non négligeable entre le canal et le métal de grille.

$$n_s = n^* \ln\left[1 + \exp\left(\frac{eU_0}{\eta k_B T}\right)\right] \quad (1.63)$$

22. Potentiel entre la grille et la source, U_{gs} , pour lequel les électrons peuvent transiter de la source vers le drain.

avec $n^* = C\eta k_B T/e^2$ où C est la capacité surfacique entre la grille et le canal, η le facteur d'idéalité et $k_B T$, l'énergie thermique, égal à 25 meV à température ambiante (300 K). Pour des valeurs extrêmes de U_g , n_s peut être simplifié [Knap 2002b].

Le mouvement des électrons dans le canal peut être assimilé à celui d'un fluide s'écoulant dans un canal d'eau peu profonde [Dyakonov 1993] défini par des équations de l'hydrodynamique. Pour décrire le mouvement des électrons et ainsi interpréter le fonctionnement du transistor en régime de détection, nous avons recours à l'équation du mouvement (Euler) (1.64) et l'équation de continuité (1.65) :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{v}{\tau} + \frac{e}{m} \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad (1.64)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial(n_s v)}{\partial x} = 0 \quad (1.65)$$

avec v , τ , e et m respectivement, la vitesse moyenne, le temps de relaxation, la charge et la masse des électrons et $\partial U/\partial x$ le champ électrique longitudinal dans le canal. x représente l'axe longitudinal du canal, de la source vers le drain, fig. 1.36. La relation entre la densité surfacique et U est donnée figure (1.63). Pour tenir compte du courant de fuite dans la grille, j_0 est supposé constant, nous devons l'ajouter à droite de l'équation de continuité (1.65). En négligeant les deux premiers termes de l'équation (1.64) et en considérant les conditions aux limites en bord du canal, $U|_{x=0} = U_0 + u_a \cos(\omega t)$ et $v|_{x=L} = 0$ où $u_a \cos(\omega t)$ représente la tension induite par l'onde électromagnétique. Il est montré après la résolution des équations non linéaires (1.64) et (1.65) qu'une tension continue $U_{ds} = \Delta U = \langle U|_{x=0} - v|_{x=L} \rangle$ est obtenue lorsque le dispositif est éclairé par une onde électromagnétique [Knap 2002b] :

$$\Delta U = \frac{eu_a^2}{(4\eta k_B T)} \frac{1}{\left[1 + \exp\left(-\frac{eU_0}{\eta k_B T}\right)\right] \left[1 + \kappa \exp\left(-\frac{eU_0}{\eta k_B T}\right)\right] \ln\left[1 + \exp\left(\frac{eU_0}{\eta k_B T}\right)\right]}, \quad (1.66)$$

avec $\kappa = [j_0 L^2 m e (2C\tau\eta^2 k_B^2 T^2)] \ll 1$ et $u_a = u_a \cos(\omega t)$ la source de tension externe due à l'onde térahertz incidente (figure 1.36). Cette relation n'est valable que pour des dispositifs longs où $Q \ll 1$ et décrit la réponse large bande de la détection, non résonnante. La réponse spectrale du transistor dépend alors de deux paramètres principaux, la température $\eta k_B T$ et les courants de fuite κ . Ils jouent tous deux sur la plage de polarisation en tension à appliquer sur la grille : pour un fort courant de fuite, la tension de polarisation se rapproche des valeurs nulles et pour de faibles valeurs de courant de fuite, la tension de polarisation s'éloigne vers les tensions négatives et présente une plus grande plage de fonctionnement. La température affecte essentiellement l'amplitude de la réponse du transistor, plus elle est élevée, moins la réponse est grande. Ainsi, la tension maximale pouvant être obtenue est de :

$$U_{ds}^{max} = \Delta U^{max} = \frac{eu_a^2}{4\eta k_B T}. \quad (1.67)$$

Modèle de l'auto-mélange résistif

Ce modèle [Lisauskas 2009b] s'appuie sur les deux équations différentielles, d'Euler et de continuité, qui sont représentées sous forme d'un guide d'onde RC (figure 1.37). Il décrit le régime non oscillant du modèle de Dyakonov-Shur vu précédemment.

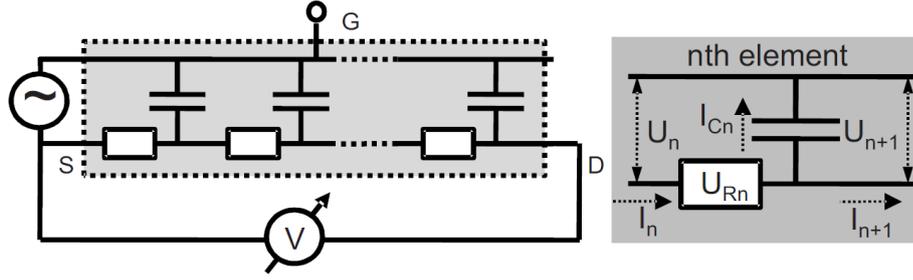


FIGURE 1.37 – Schéma électrique d'un guide d'onde RC représentant le transistor en régime non oscillant. La partie en gris clair à gauche, représente le transistor, et la partie gris foncé, à droite, les éléments qui le compose. Cette figure est issue de l'article [Lisaukas 2009b].

Le régime de détection non résonant est alors assimilé à un effet d'auto-mélange résistif distribué dans le canal du transistor à effet de champ. Ceci n'est valide que dans le cas où le temps de transit des ondes plasmas τ_{plasma} est bien inférieur aux oscillations de l'onde térahertz incidente, quand $e(U_{gs}-U_{th}) \gg \eta k_B T$:

$$\tau_{plasma} = \frac{\sqrt{L^2 m}}{e(U_{gs} - U_{th})} \quad (1.68)$$

Ce qui peut être traduit par le fait que la longueur caractéristique des ondes plasma doit être largement inférieure à la longueur de grille du transistor. Soit quand les deux premiers termes de l'équation d'Euler (1.64) et le premier terme de l'équation de continuité (1.65) sont négligés (équivalent à $Q < 1$ dans le modèle de Dyakonov-Shur). Ainsi, l'équation de continuité décrit le comportement de la densité de courant dans le canal qui reste constante dans le temps. Le signal rectifié U_{ds} peut alors être exprimé par :

$$U_{ds} = \Delta U = \frac{u_a^2}{4(U_g - U_{th})}, \quad (1.69)$$

La tension maximale pouvant être obtenue, quand la tension grille-source est inférieure à la tension de seuil, $U_{gs}-U_{th}=U_0 < 0$ soit, comme pour le modèle de Dyakonov-Shur (équation(1.67)) :

$$U_{ds}^{max} = \Delta U^{max} = \frac{eu_a^2}{4\eta k_B T}, \quad (1.70)$$

La valeur du signal redressé dépend alors principalement de l'amplitude de l'onde térahertz incidente, de la valeur de la tension grille-source, qui permet d'accéder au maximum de la réponse du transistor, et de la température. Il est également possible d'augmenter de manière conséquente la sensibilité du détecteur en appliquant une tension continue sur le drain, d'environ 0,2 à 0,4 V [J.-Q. 2001].

Durant ces travaux de thèse, nous avons pu manipuler de nombreux types de transistors, commerciaux ou provenant des laboratoires partenaires du projet WITH. Ces transistors, répertoriés dans le tableau 1.5, seront présentés plus en détail au chapitre 3, section 3.5.

Le transistor fabriqué à l'IEMN a spécialement été conçu pour répondre au cahier des charges du projet WITH : un détecteur large bande de fréquence centrale 300 GHz. Sa structure, illustrée figure 1.38, consiste en un transistor HEMT à base d'InP connecté

Conceptions	Types	Partenaires
Fujitsu	HEMT	L2C
HP	GaAs pHEMT	TeraLab (IES)
IEMN	InGaAs/InP HEMT (Giuseppe)	ANODE (IEMN)
TU	DG InGaAs/GaN HEMT	Otsuji-Lab (Tohoku Univ.)

TABLE 1.5 – Présentation des transistors utilisés durant la thèse. L2C : Laboratoire Charles Coulomb, Université de Montpellier 2; TU : Tohoku University, Sendai (Japon).

à une antenne slot ring qui permet le couplage de radiations térahertz incidentes. Une adaptation d'impédance est assurée entre le transistor et le reste du circuit (antenne et polarisation). La polarisation V_{gs} du dispositif est assuré par un pad connecté au transistor via des ponts à air et la sortie V_{ds} est constituée de 2 pads pour la source et un pad central pour le drain.

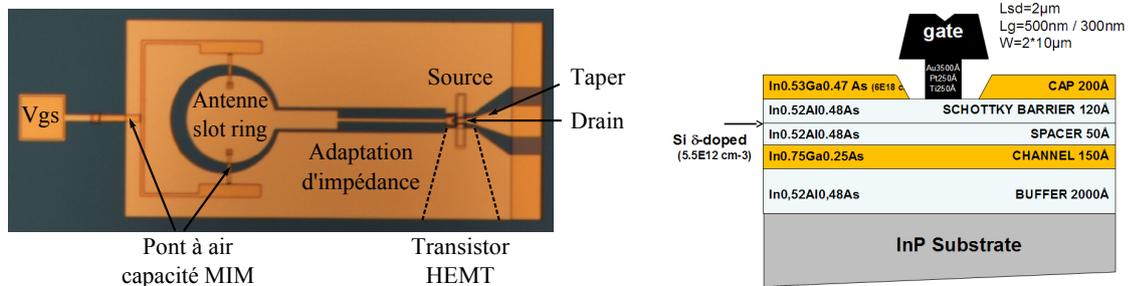


FIGURE 1.38 – Représentation du composant térahertz basé sur un transistor à haute mobilité d'électrons et d'une antenne slot ring. À gauche, sa structure complète et à droite la structure du HEMT.

Le design de l'antenne slot ring a été réalisé pour coupler les ondes térahertz sur une large bande spectrale, la courbe théorique de son gain en fréquence est donnée figure 1.39. Le maximum de gain est obtenu pour 300 GHz (-1,5 dB) et sa réponse spectrale à -3 dB s'étale de 250 GHz à 350 GHz.

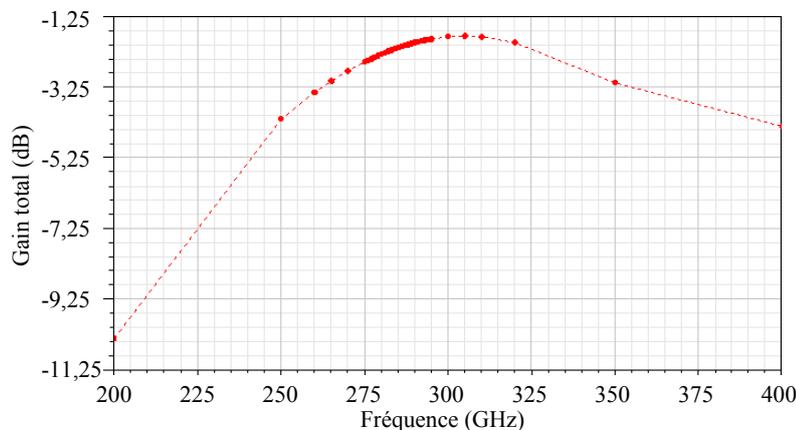


FIGURE 1.39 – Courbe théorique de la bande spectrale de détection de l'antenne slot ring.

1.6.5 Pyromètre

Conçus pour la première fois par Yeou Ta en 1938, les détecteurs pyroélectriques sont couramment utilisés dans le domaine de l'infrarouge. Les propriétés spectrales de ces détecteurs permettent leur emploi dans le domaine térahertz. Quand une radiation électromagnétique vient échauffer un milieu pyroélectrique, une tension proportionnelle à la radiation incidente apparaît à la surface du milieu.

Un détecteur pyroélectrique, illustré figure 1.40, est composé d'une couche de matériau diélectrique compris entre deux électrodes métalliques. Ce matériau

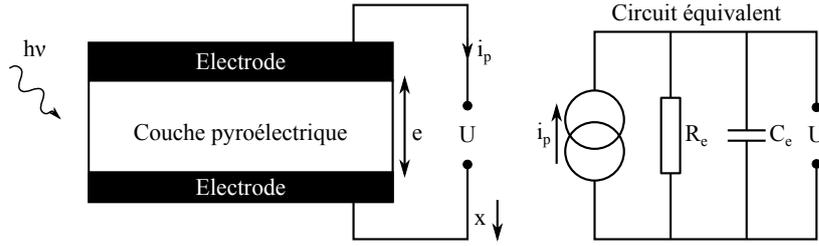


FIGURE 1.40 – Représentation schématique d'un détecteur pyroélectrique, à gauche et son schéma électrique, à droite.

diélectrique possède une polarisation spontanée P_s issue de la non centro-symétrie²³ des atomes de sa maille cristalline et réagit à la température T . Pour des variations de température ΔT , où T est contenue en dessous de la température de Curie T_C du matériau, nous observons une variation de P_s liée à celle du coefficient pyroélectrique $p = \partial P_s / \partial T$. Lorsqu'un champ électrique E est appliqué au matériau dipolaire, la réponse totale, exprimée par le vecteur déplacement est donnée par $\vec{D} = \vec{P}_s + \varepsilon \vec{E}$ où ε est la permittivité diélectrique du matériau. Ce qui nous mène à :

$$\frac{\partial D}{\partial T} = \frac{\partial P_s}{\partial T} + E \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \quad (1.71)$$

Nous pouvons alors généraliser l'expression du coefficient pyroélectrique p par :

$$p_g = \frac{\partial D}{\partial T} = \frac{\partial P_s}{\partial T} + E \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} = p + E \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \quad (1.72)$$

La réponse du matériau D est alors liée aux variations de température ΔT avec d'une part, une variation de la polarisation spontanée P_s du matériau et d'autre part, le champ électrique incident E qui vient renforcer la variation de la permittivité ε . Le courant pyroélectrique i_p induit par le déplacement D au sein du matériau, équation (1.73), dépend de p_g et de la surface S_d traversée par le courant.

$$i_p = \frac{\partial Q}{\partial t} = S_d \frac{\partial P_s}{\partial t} = S_d p_g \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1.73)$$

Le détecteur se comporte comme une capacité $C = \varepsilon S / e$, où S est la surface du contact entre l'électrode et le diélectrique et e l'épaisseur de la couche pyroélectrique. Nous pouvons alors exprimer la variation de tension ΔU aux bornes du détecteur par l'intermédiaire du courant i_p , équation (1.73). En considérant une distribution homogène

23. Les centres de gravité des charges positives et négatives ne coïncident pas, générant ainsi des dipôles électriques au sein de la structure cristalline du matériau.

de la température sur l'ensemble de la couche pyroélectrique, l'évolution de la tension U au cours du temps s'écrit :

$$i_p = C \frac{dU}{dt} = \frac{\varepsilon S}{e} \frac{dU}{dt} \leftrightarrow \frac{dU}{dt} = \frac{S_d p e}{\varepsilon S} \frac{\partial T}{\partial t},$$

en intégrant cette dernière expression, nous obtenons,

$$\Delta U(t) = \frac{S_d p e}{\varepsilon S} \Delta T(t). \quad (1.74)$$

Le schéma électrique équivalent du détecteur est représenté figure 1.40. R_e et C_e sont liés respectivement à la conductivité thermique G_{th} représentant les pertes par dissipation thermique (conduction, convection et rayonnement) et la capacité thermique C_{th} absorbant et redistribuant la température sur la couche pyroélectrique. Nous avons vu que l'effet du champ électrique E vient renforcer les variations de permittivité diélectrique du matériau en fonction de la température, $\partial\varepsilon/\partial T$, équation (1.71). La différence de température ΔT , induite par effet Joule dans la couche pyroélectrique via la radiation térahertz P_{THz} , est régie par l'équation différentielle suivante :

$$C_{th} \frac{d\Delta T}{dt} + G_{th} \Delta T \propto P_{THz}. \quad (1.75)$$

Nous pouvons alors écrire l'expression de ΔT dans le domaine des fréquences en faisant une transformée de Fourier de l'équation (1.75) :

$$\Delta T(\omega) \propto \frac{1}{G_{th}} \frac{1}{1 + j\omega\tau_{th}} P_{THz}(\omega) \quad (1.76)$$

où τ_{th} est la constante de temps thermique du détecteur donnée par le rapport entre C_{th} et G_{th} , $\tau_{th} = C_{th}/G_{th}$. Nous obtenons ainsi la fonction de transfert du pyromètre, qui représente le degré d'élévation de la température du milieu pour une certaine puissance térahertz incidente. En combinant cette fonction de transfert avec l'équation du courant de polarisation i_p équation (1.73), nous obtenons l'expression de i_p suivante :

$$i_p = \frac{1}{G_{th}} \frac{j\omega p S}{1 + j\omega\tau_{th}} P_{THz} \quad (1.77)$$

Le détecteur se comporte comme un filtre passe haut qui admet une réponse constante pour $\omega > 1/2\pi\tau_{th}$, avec pour réponse maximale $pS/G_{th}\tau_{th}$.

Durant ces travaux de thèse, nous avons utilisé plusieurs détecteurs pyroélectriques, dont les caractéristiques sont données tableau 1.6 :

Dénomination	\varnothing (mm)	S (./W)	NEP (./ \sqrt{Hz})	Étalonnage	Δf (THz)
Gentec THz9B-MT	9	20 kV	- 633 nm -	633 nm	
Gentec SPIA65THz	5	32,6 kV (RMS)	3,4 nV (RMS)	633 nm	0,1 - 30
Jasco DLATGS	25	-	-	-	-

TABLE 1.6 – Liste et caractéristiques issues des documentations constructeurs des pyromètres utilisés durant la thèse.

La réponse d'un détecteur pyrométrique est associée à la réponse d'une couche absorbante utilisée à la surface du détecteur. L'absorption de cette couche additionnelle

est donnée par les constructeurs en fonction de la fréquence. Seulement, ces courbes sont calibrées uniquement pour des longueurs d'onde différentes des longueurs d'onde térahertz ($\lambda < 10 \mu\text{m}$) : dans l'infrarouge à 633 nm. La figure 1.41 illustre un exemple de "réponse spectrale relative" donnée par le constructeur Gentec pour ces pyromètres.

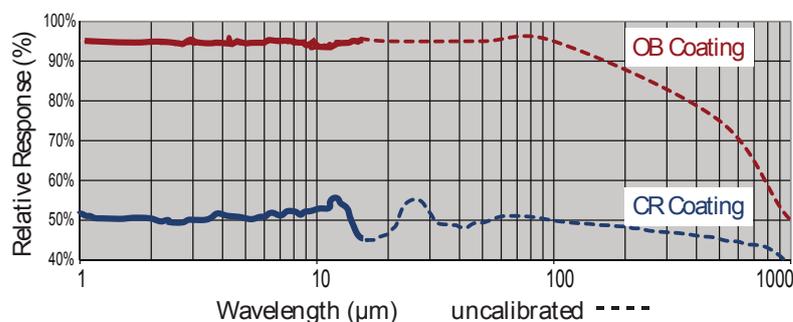


FIGURE 1.41 – Réponse spectrale de deux couches d'absorption de détecteurs pyroélectriques donnée par le constructeur Gentec. La calibration est réalisée de 1 jusqu'à $10 \mu\text{m}$, soit à partir de 30 THz.

Il en résulte que les valeurs de réponses données sont difficiles à interpréter dans le domaine spectral que l'on considère ($300 \mu\text{m} < \lambda < 3 \text{mm}$). D'autant plus que les constructeurs ne donnent pas beaucoup de détails concernant ces courbes et que, d'une documentation à l'autre, pour un même matériau, la courbe d'absorption n'est plus la même. D'après cette caractéristique, notre détecteur THz9B-MT, aurait alors une sensibilité d'environ 7 à 8 kV/W.

Les pyromètres profitent souvent d'une large ouverture et peuvent également être assemblés sous forme de matrice de détecteur, permettant ainsi la cartographie en deux dimensions de faisceaux térahertz [Han 2009]. Bien que leurs caractéristiques soient moins bonnes que dans le domaine infrarouge, leur faible coût et facilité d'emplois (fonctionnement à température ambiante et robustesse) en font de très bons candidats pour la détection et l'imagerie térahertz [Rogalski 2011]. Par contre leur temps de réponse très lent (de l'ordre de 50 ms à 1 s) fait qu'ils ne peuvent pas être utilisés pour des applications de transmission d'informations.

1.6.6 Bolomètre à semiconducteur et matrice de microbolomètres

Bolomètre à semiconducteur

Inventé par Langley en 1878 pour mener des études sur le rayonnement solaire, ces détecteurs fonctionnent principalement à basse température. Ils peuvent être conçus sur des membranes reliées au substrat (source froide) par des ponts thermiques, illustré figure 1.42. Ces détecteurs atteignent des sensibilités, sur de larges bandes spectrales, qu'aucune autre technologie n'est capable d'égaliser à ce jour [Rogalski 2011].

L'effet bolométrique consiste à transformer un rayonnement électromagnétique incident en un échauffement thermique au sein d'un milieu absorbant. Ce dernier est relié à une thermistance R_b (figure 1.42) traversée par un courant i constant. La lecture des variations de résistance, induite par les variations de température ΔT du milieu absorbant, se fait par la mesure de la tension U aux bornes de la thermistance. Ainsi, la tension U mesurée varie avec l'intensité du rayonnement électromagnétique incident par

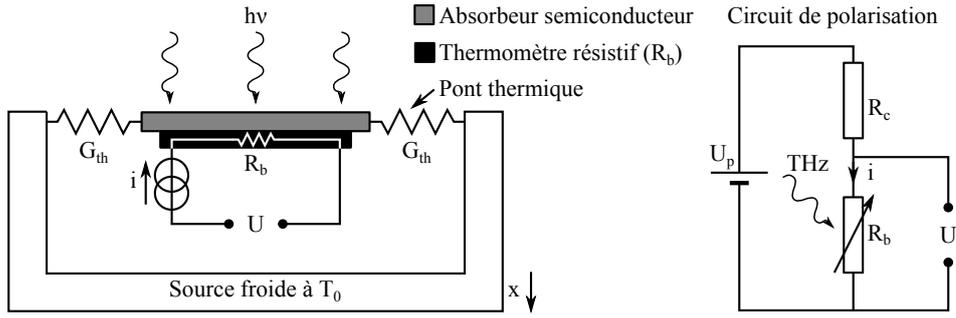


FIGURE 1.42 – Représentation schématique d’un bolomètre à semiconducteur, à gauche et de son circuit de polarisation, à droite, où R_b représente le bolomètre.

l’échauffement thermique du milieu absorbant. L’absorbant est relié à ”un réservoir” de température T_0 de très grande capacité calorifique au travers de ponts thermiques, de conductivités thermiques G_{th} , assurant l’équilibre thermique du bolomètre par la dissipation calorifique du milieu absorbant. En l’absence de rayonnement incident, la température du milieu absorbant est celle de la source froide : T_0 . Lorsqu’un rayonnement térahertz de puissance P_{THz} illumine le bolomètre, et en supposant que toute la puissance incidente est absorbée par le bolomètre et en négligeant la puissance dissipée par la thermistance, la différence de température ΔT entre le milieu absorbant et la source froide peut être exprimée au travers de la conductivité thermique, équation (1.78).

$$G_{th}(T - T_0) = G_{th}(\Delta T) = \frac{dQ}{dt} = P_{THz} \quad (1.78)$$

La sensibilité du bolomètre dépend principalement de la qualité de l’absorbant, caractérisée par le gradient de température ΔT obtenu pour une variation d’énergie ΔQ , transmise par la radiation incidente P_{THz} . Plus $\Delta T/\Delta Q$ est grand, plus la sensibilité du bolomètre est grande. Cette grandeur est reliée à la capacité thermique C_{th} de l’absorbant par la relation :

$$\Delta T = \frac{\Delta Q}{C_{th}}, \quad (1.79)$$

avec $C_{th} = m s$ où m est la masse du matériau absorbant et s sa capacité thermique massique²⁴. Pour maximiser la sensibilité du bolomètre, C_{th} peut être réduite soit, en diminuant la masse de l’absorbant (en respectant des dimensions compatibles aux longueurs d’onde térahertz) soit en diminuant la température du dispositif à l’équilibre, T_0 , à des températures cryogéniques, de l’ordre de quelques Kelvin (4,2 K typiquement). En réalité, la puissance totale dissipée par le bolomètre tient à la fois compte de l’énergie absorbée (Q) par la puissance de l’onde térahertz incidente P_{THz} et de la puissance dissipée par effet Joule de la thermistance $P_J = U^2/R_b$:

$$P_{tot} = P_{THz} + P_J. \quad (1.80)$$

Le bilan thermique dans l’absorbant est la somme des puissances absorbées P_{tot} et dissipées $-G_{th}(T - T_0)$.

$$\frac{dQ}{dt} = C_{th} \frac{dT}{dt} = P_{tot} - G_{th}(T - T_0). \quad (1.81)$$

24. Déterminée par l’apport nécessaire en énergie, par échange thermique, pour augmenter la température du matériau d’un Kelvin, en $J.kg^{-1}.K^{-1}$.

Pour P_{THz} constante, la température du matériau absorbant est constante $T = T_0 + P_{tot\ cst}/G_{th}$. La résolution de l'équation (1.81) avec cette nouvelle valeur de T nous donne la réponse thermique du détecteur à l'équilibre thermique :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{G_{th}}. \quad (1.82)$$

Un changement spontané de la puissance $P_{THz} \rightarrow P'_{THz}$ va établir une variation de la température $T \rightarrow T' = T_0 + P'_{THz}/G_{th}$ au sein de l'absorbant avec une constante de temps $\tau_{th} = C_{th}/G_{th}$ définissant le temps que met le bolomètre à se stabiliser pour cette nouvelle puissance d'entrée P'_{THz} . Dans le cas où la radiation térahertz s'arrête brusquement, le bilan énergétique devient :

$$\frac{dQ}{dt} = C_{th} \frac{dT}{dt} = -G_{th}(T - T_0) \quad (1.83)$$

En résolvant cette équation différentielle, nous obtenons $T = T_0 + (T' - T_0) \exp(-t/\tau_{th})$. Nous observons alors qu'à l'équilibre, il est préférable de minimiser la conduction G_{th} des ponts thermiques pour avoir la meilleure sensibilité possible, alors que, pour avoir un bolomètre dont la réponse est rapide (τ_{th} petit), la conduction doit être importante.

Pour une radiation incidente dont la puissance évolue à la pulsation ω , $P_{THz}(t) = P_{THz-c} + \mathcal{P}_{THz} \exp(i\omega t)$ décomposée en une partie continue P_{THz-c} et une partie oscillante d'amplitude complexe \mathcal{P}_{THz} , la température au sein de l'absorbant varie de la même façon, selon $T(t) = T_c + \mathcal{T} \exp(i\omega t)$, où \mathcal{T} est l'amplitude de la température qui intègre le déphasage compris entre l'onde incidente et l'évolution de la température. En remplaçant les expressions de $P_{THz}(t)$ et de $T(t)$ et en égalisant les termes oscillants de l'expression (1.81), nous avons $i\omega C_{th} \mathcal{T} = \mathcal{P}_{THz} - G_{th} \mathcal{T}$, et pouvons en déduire l'expression de l'amplitude de la température en fonction de ω :

$$|\mathcal{T}| = \frac{|\mathcal{P}_{THz}|}{G_{th}} \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_{th}^2}} \quad (1.84)$$

Cette réponse en température indique un comportement en filtre passe bas, limitant le fonctionnement d'opération en haute fréquence : l'amplitude de la température diminue quand la fréquence augmente pour une onde incidente d'amplitude constante. Pour un bolomètre en silicium fonctionnant à 4 K, les fréquences de modulation du faisceau térahertz (réalisé par un chopper par exemple) sont limitées à quelques dizaines de hertz.

Matrice de microbolomètres

Initialement développés pour des applications militaires, les microbolomètres sont destinés à intégrer des dispositifs d'imagerie infrarouges. Conçues sous forme de matrice et fonctionnant à température ambiante, ils sont facilement intégrables et permettent de concevoir des caméras infrarouges compactes [Tissot 2006, Bhan 2009]. Le principe de fonctionnement est proche de celui des bolomètres classiques, à savoir une lecture de l'échauffement d'un matériau absorbant par une mesure électrique (résistance). L'information sur la température relevée est acheminée via des électrodes sur une couche de lecture, généralement en silicium, compatible avec les technologies CMOS²⁵ ROIC²⁶,

25. Complementary Metal Oxide Semiconductor : technologie de fabrication de composant logique (transistors MOS) où deux transistors MOS complémentaires (types N et P) forment une fonction logique.

26. Read Out Integrated Circuit : circuit de lecture intégré.

qui permet l'acquisition du signal redirigé vers un système de traitement numérique. Une vue en coupe simplifiée d'une cellule bolométrique est illustrée figure 1.43. Ces dispositifs

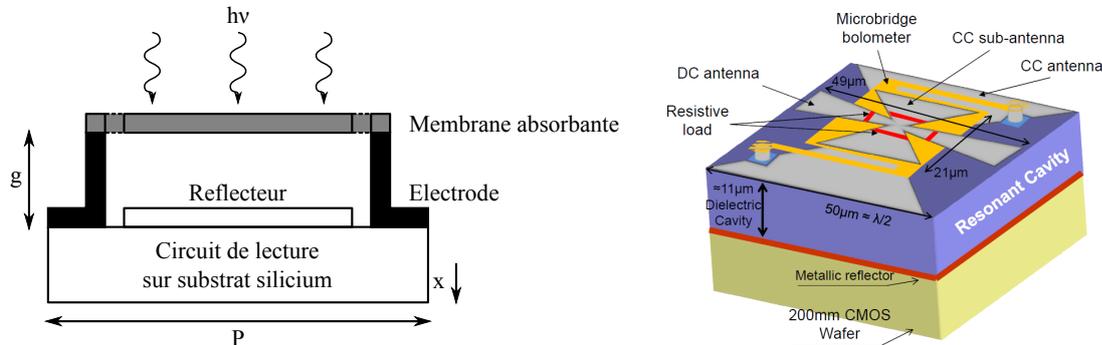


FIGURE 1.43 – Représentation schématique d'une cellule microbolométrique classique à gauche et d'un pixel de la matrice de microbolomètres provenant du CEA-LETI à droite.

sont fabriqués à l'aide du savoir-faire issu des technologies MEMS²⁷ et des techniques de lithographie [Niklaus 2007].

Pour détecter des ondes térahertz, avec ces dispositifs infrarouges, un couplage optique doit être réalisé pour accorder les longueurs d'onde térahertz ($30\mu\text{m} < \lambda < 3\text{mm}$ pour $100\text{GHz} < f < 10\text{THz}$) aux dimensions des cellules bolométriques, où p est de l'ordre de la dizaine de micromètres. Une première tentative de couplage d'onde térahertz sur des microbolomètres infrarouges a été réalisée par Oda [Oda 2010] et consiste à augmenter la longueur de cavité g en changeant la résistance du matériau l'absorbant. L'utilisation d'antennes déposées sur les cellules bolométriques infrarouges permet un couplage plus efficace des ondes térahertz sans devoir changer significativement le design des structures [Demyanenko 2009]. L'approche effectuée par le CEA-LETI, quant à elle, se base sur la technologie des microbolomètres infrarouges (cellule constituée d'une membrane) incluant des antennes pour coupler les ondes térahertz en la revisitant par l'ajout de résistances de charges. Le principe est le suivant : une antenne bow-tie permet de collecter une radiation térahertz incidente et de la transformer en un courant. Ce courant est ensuite dissipé au travers de résistances de charges placées vers le centre de la cellule microbolométrique, sur l'antenne. Les variations de la température, induite par la puissance dissipée par les résistances, image de l'intensité térahertz incidente sont mesurées par une thermistance en silicium amorphe. Cette dernière, positionnée sous les antennes, est une membrane suspendue par des piliers, permettant son isolation thermique. La réponse spectrale du dispositif est alors déterminée d'une part, par la sensibilité de la thermistance et du design de la structure microbolométrique (présence d'un réflecteur, longueur de la cavité, etc.) et d'autre part, par l'aptitude des antennes à collecter la radiation térahertz (ici les dimensions des antennes bow-tie). Ainsi, des cellules microbolométriques peuvent avoir des réponses spectrales s'étalant de 0,2 à 1 THz [Peytavit 2005]²⁸ avec une antenne de type bow-tie²⁹ déposée sur une membrane de silicium et de 900 à 3 THz [Nguyen 2012a], cellule représentée figure 1.43 à gauche, conçue avec deux antennes. La première en couplage DC (Directe Coupling)

27. Micro Electro Mechanical Systems : systèmes électro-mécaniques micrométriques.

28. Il s'agit ici d'une modélisation.

29. Une antenne bow-tie est une antenne en forme de nœud papillon : deux triangles tête-bêche connectés en leur sommet.

pour la polarisation principale de la radiation térahertz et la seconde en couplage CC (Capacitive Coupling) pour le couplage de l'autre polarisation. Ces deux antennes bow-tie, de dimensions différentes, possèdent un spectre d'absorption qui leur sont propres : celui de l'antenne DC est centré en 1,3 THz alors que celui de l'antenne CC est centré en 1,7 THz.

À l'aide de ces antennes couplées, les microbolomètres atteignent à présent des sensibilités de l'ordre du MV/W, avec des bandes passantes étendues dans le domaine térahertz et infrarouge. Ces matrices sont intégrées dans des caméras térahertz [Oda 2010, Oden 2013] dont certaines commercialisées³⁰.

1.6.7 Synthèse des détecteurs de puissance térahertz

Nous avons étudié deux catégories de détecteurs de puissance : les détecteurs pouvant être modulés à des fréquences élevées et ceux dont la modulation est limitée à quelques hertz voire dizaines de hertz maximum.

Les premiers sont issus de la montée en fréquence des composants électriques, comme les diodes et les transistors, qui grâce à de nouvelles structures et avec des matériaux rapides, permettent un fonctionnement pouvant atteindre 1 THz, voir plus, dans le cas des transistors résonnants, à ondes de plasma. Ceux-là sont principalement dédiés à des applications de télécommunications [Blin 2012, Nagatsuma 2013a] du fait de leur rapidité et de leur possible intégration dans des systèmes tout électronique. Leur facile intégration sous forme de matrices de détecteurs, pour les transistors surtout, ouvre néanmoins leur spectre d'utilisation à l'imagerie et la détection d'objets [Lisaukas 2009a, Han 2013]. La principale limitation de ces dispositifs concerne, pour le moment, leurs réponses spectrales au-delà de 1 THz et à mi-hauteur, de quelques centaines de gigahertz maximum, là où les détecteurs plus lents comme les bolomètres, pyromètres et cellules de Gollay excellent. Ces dernières sont adaptées pour des applications liées à l'astronomie ou de laboratoire principalement avec de fortes capacités en imagerie et en spectroscopie (térahertz et infrarouge). Des technologies intermédiaires permettent néanmoins de réunir ces deux catégories : les microbolomètres principalement [Niklaus 2007, Bhan 2009, Nguyen 2012b] ou pyromètres [Han 2009, Li 2010]. Ils peuvent être réalisés sous forme de matrice de détecteurs et acceptent des fréquences de modulations relativement élevées, ils est alors possible de concevoir des caméras térahertz sensibles avec une large bande spectrale de détection [Demyanenko 2009, Oden 2013].

Les différentes caractéristiques des détecteurs d'intensité térahertz employés durant la thèse et communément utilisés par la communauté térahertz, sont retranscrites dans le tableau 1.7.

1.7 Conclusion

Durant ce premier chapitre, nous avons exploré différentes méthodes de générations térahertz en régime impulsionnel et de détection térahertz en espace libre.

Concernant la génération térahertz, trois méthodes ont été étudiées et testées par l'utilisation de lasers impulsionnels Ti:Sa femtosecondes. Cette étude nous a permis de

30. La société japonaise NEC commercialise une caméra QVGA (320x240 pixels de 23,5 μm) cadencée à 30 images par secondes en RAW, fonctionnant dans une bande spectrale comprise entre 1 et 7 THz, www.nec.com.

Fabricant/Ref	Type	S (/W)	NEP ($/\sqrt{Hz}$)	f_m (Hz)	Δf (THz)	T (K)
-	THERMIQUES					
-	Cellule de Gollay	10-100 kV	1-10 nW	<20	-	300
Infrared Labs	Bolomètre Si	≈ 8 kV	0,1 pW	≈ 80	0,15-200	4,2
-	Pyromètre	≈ 10 kV	nW	<20	0,1-30	300
Gentec	THz9B-MT	≈ 20 kV	3 nW	≈ 7	0,1-300	300
Gentec	SPIA65THz	$\approx 32,6$ kV	3 nW	≈ 10	0,1-300	300
Jasco	DLATGS	-	-	≈ 10	-	300
-	Micro-bolomètre	-	10-100 pW	-	-	300
[Nguyen 2012a]	Matrice LETI	16 MV	pW	-	0,5-4,5	300
-	ÉLECTRONIQUES					
-	Diode Schottky	400 V-4 kV	1-10 pW	< 10^{10}	$\approx 0,1-1,2$	300
VDI	WR2.8ZBD	2150 V max	-	< 10^{10}	0,26-0,4	300
VDI	WR1.9ZBD	1600 V max	-	< 10^{10}	0,4-0,6	300
VDI	WR1.5ZBD	2350 V max	-	< 10^{10}	0,46-0,74	300
-	Transistor	1 V-21,7 kV	10-100 pW	< 10^{10}	$\approx 0,2-0,6$	300
WITH	HEMT Giuseppe	10 V	-	< 10^{10}	0,2-0,4	300
HP	HEMT HP	1 V à 300 GHz	-	< 10^{10}	0,24-0,28	300
-	"	0,5 V à 670 GHz	-	< 10^{10}	0,60-0,68	300
[Popov 2011]	HEMT InGaAs/ GaN DG	22,7 kV*	-	< 10^{10}	résonnant	300

TABLE 1.7 – Caractéristiques des détecteurs de puissance utilisés, en bleu, et issus de la littérature scientifique, en noir. * la sensibilité de ce transistor est calculée en tenant compte des rapports de surface entre la taille du spot térahertz et la surface active du détecteur.

classer ces différentes méthodes :

La génération par effet de surface est simple à mettre en œuvre mais peu efficace. La photocommutation est la méthode qui permet d'émettre les intensités térahertz les plus importantes par l'emploi d'oscillateurs femtoseconde non amplifiés. L'énergie térahertz provenant à la fois de l'énergie de la pompe optique et de la polarisation statique appliquée au dispositif. De même, le redressement optique est une méthode efficace pour la génération de térahertz surtout pour les hautes fréquences et dans le cas où on utilise des lasers amplifiés. Ces deux dernières méthodes peuvent émettre des impulsions dont la largeur spectrale est contrôlées principalement par les propriétés matériaux des semiconducteurs dans le cas des photocommutateurs et par l'épaisseur des cristaux non-linéaires (accord de phase) dans le cas de redressement optique. Durant ce travail, la photocommutation a été préférée pour l'usage de laser non amplifié et le redressement optique pour l'usage de lasers amplifiés.

Ensuite, nous avons présenté deux méthodes de détections par échantillonnage temporel (cohérente) nous ayant permis de faire l'acquisition des impulsions en sortie des différents émetteurs utilisés. Ainsi, des phénomènes de Fabry-Perot dans nos antennes photoconductrices, en émission comme en détection, ont pu être mis en évidence.

Enfin, nous avons présenté les différentes technologies de détecteurs de puissance utilisées durant cette thèse, divisées en deux catégories : les détecteurs thermiques, issus du domaine de l'infrarouge et les détecteurs électroniques issus de la montée en fréquences

des composants électroniques modernes. Les premiers sont généralement très large bande et intègrent l'intensité térahertz avec des temps de montée de l'ordre de la milliseconde. Leur application concerne principalement la spectroscopie et l'imagerie. Les détecteurs électroniques eux peuvent fonctionner à des fréquences très rapides, ce qui permettrait leur intégration à des dispositifs de télécommunications sans fil térahertz. Leurs bandes passantes sont néanmoins limitées à quelques centaines de gigahertz.

Interféromètre de Michelson pour la caractérisation spectrale large bande

Sommaire

2.1	Introduction	68
2.2	Propriétés optiques de l'interféromètre	68
2.2.1	Autocorrélation de deux signaux temporels	68
2.2.2	Présentation générale de l'interféromètre	69
2.2.3	Réflexion et transmission dans une lame séparatrice d'indice n	72
2.3	Modélisation de l'interféromètre de Michelson	87
2.3.1	Présentation d'un modèle simplifié	88
2.3.2	Simulation du spectre de l'impulsion térahertz	90
2.3.3	Autocorrélation de l'impulsion térahertz	94
2.3.4	Acquisition d'un interférogramme	95
2.4	Étude des paramètres de la séparatrice térahertz	97
2.4.1	Rôle de l'épaisseur des lames en silicium	99
2.4.2	Films plastiques comme milieu séparateur	100
2.4.3	Interféromètre dans le domaine optique	102
2.4.4	Interféromètre à polariseur de type Martin-Puplett	104
2.4.5	Interféromètre sans séparatrice	107
2.4.6	Conclusion	108
2.5	Étude des paramètres de la génération térahertz	109
2.5.1	Génération térahertz par photocommutation	109
2.5.2	Génération térahertz par redressement optique	111
2.5.3	Conclusion	115
2.6	Synthèse des études paramétriques	115
2.7	Caractéristiques du banc expérimental	115
2.7.1	Résolution spectrale	116
2.7.2	Caractéristiques du faisceau térahertz	116
2.7.3	Estimation de la puissance térahertz moyenne générée	117
2.7.4	Sensibilité minimale de détection	123
2.7.5	Réduction du bruit	127
2.8	Conclusion	130

2.1 Introduction

Comme nous l'avons vu section 1.5.1, la spectroscopie térahertz profite de l'acquisition d'impulsions brèves pour travailler sur un large spectre, situé dans le domaine térahertz. Les détecteurs mis en jeu répondent instantanément au champ incident à chaque échantillonnage et permettent ainsi de récupérer l'allure de l'impulsion térahertz. Les détecteurs d'intensité intègrent l'intensité du train d'impulsions sur un temps τ , la mesure directe du faisceau térahertz incident donne alors une tension moyenne proportionnelle à l'amplitude et au rapport cyclique du train d'impulsions incident ; l'information sur la phase est perdue. Pour mesurer le spectre de l'impulsion térahertz dont l'acquisition est faite par un détecteur de puissance, nous utilisons un dispositif d'interférométrie, comme en spectroscopie infrarouge par transformée de Fourier.

Dans un premier temps, nous présentons le cœur de l'expérience d'interférométrie, constitué d'un interféromètre de Michelson. Ce dispositif repose sur l'autocorrélation d'une impulsion issue de l'émetteur térahertz. Pour expliquer le fonctionnement de l'interféromètre, un modèle sera établi afin d'intégrer les caractéristiques physiques de la génération des impulsions par l'émetteur Tera-Sed 10. La construction des deux impulsions retardées l'une par rapport à l'autre est réalisée par l'intermédiaire d'une lame semiconductrice en silicium de haute résistivité qui sert de lame séparatrice. Des perturbations, liées à ces deux derniers éléments, sont observées sur les acquisitions temporelles du signal térahertz et sur les simulations. Une étude paramétrique permettra de comprendre l'effet de chacun des paramètres de la génération térahertz et de la séparatrice afin de déterminer la meilleure configuration pour nos caractérisations. Différentes méthodes de conception de l'interféromètre seront également détaillées. Enfin, nous clôturerons ce chapitre en déterminant, de manière calculatoire et expérimentale, les différentes caractéristiques du banc térahertz (puissance, résolution, etc.), en fonction des éléments choisis, pour la caractérisation des détecteurs.

2.2 Propriétés optiques de l'interféromètre

2.2.1 Autocorrélation de deux signaux temporels

L'autocorrélation est un outil mathématique qui permet la corrélation croisée d'un signal $S(t)$ par lui-même sur un espace de temps T , défini par l'expression :

$$AC(\tau) = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} S(t) \cdot S(t - \tau) \cdot dt, \quad (2.1)$$

avec $S(t-\tau)$ le signal $S(t)$ retardé d'un délai τ .

Considérons le champ électrique $E_T(t)$ composé de deux champs électriques de mêmes amplitudes $E(t)$ dont l'un est retardé par rapport à l'autre d'un retard τ , soit :

$$E_T(t, \tau) = E(t) + E(t - \tau), \quad (2.2)$$

L'information spectrale de ce signal peut être obtenue en appliquant sa transformée de Fourier, son expression devient :

$$E_T(f, \tau) = \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \exp(-j2\pi ft) \cdot dt}_{E(f)} + \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} E(t - \tau) \exp(-j2\pi ft) \cdot dt}_{E(f) \exp(j2\pi f\tau)} \quad (2.3)$$

Son intensité est donnée par $I_T(f, \tau) = E_T(f, \tau) \cdot E_T^*(f, \tau)$, nous obtenons alors :

$$\begin{aligned} I_T(f, \tau) &= E(f)[1 + \exp(j2\pi f\tau)] \cdot E^*(f)[1 + \exp(-j2\pi f\tau)] \\ &= E(f)^2 \underbrace{[2 + \exp(j2\pi f\tau) + \exp(-j2\pi f\tau)]}_{=2 \cos(2\pi f\tau)} \\ &= 2I(f)[1 + \cos(2\pi f\tau)], \end{aligned} \quad (2.4)$$

Soit l'expression de deux ondes interférant temporellement (et spatialement) l'une avec l'autre.

2.2.2 Présentation générale de l'interféromètre

Le but d'un interféromètre à deux ondes consiste à faire interférer deux ondes, séparées spatialement, en les recombinant. Dans le domaine de l'infrarouge, ce dispositif interférométrique est utilisé pour faire de la spectroscopie par transformée de Fourier. L'interféromètre le plus couramment utilisé est appelé interféromètre de Michelson, de son inventeur Albert Abraham Michelson. Son schéma de principe est illustré figure 2.1.

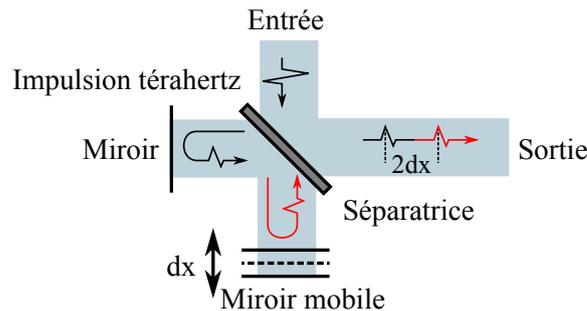


FIGURE 2.1 – Schéma de base de l'interféromètre de Michelson, composé de deux miroirs et d'une séparatrice. Sur notre expérience, le diamètre du faisceau térahertz (collimaté) est d'environ 1 cm.

Dans cette configuration, les deux ondes qui interfèrent sont issues d'une même source : l'émetteur térahertz. La séparation et la recombinaison spatiale de ces ondes sont assurées par une lame séparatrice à faces parallèles, de type 50/50, créant les deux bras de l'interféromètre. Chacun de ces bras est terminé par un miroir permettant le retour de l'onde vers la lame séparatrice. Sur l'un de ces bras, le miroir est fixé sur une ligne de translation motorisée permettant de faire varier la distance entre le miroir et la séparatrice. Le contrôle de la différence de parcours optique entre les deux chemins de l'interféromètre permet de faire interférer temporellement les faisceaux issus des deux bras après leur recouvrement spatiale en sortie de la séparatrice. En déplaçant le miroir mobile, par incrément dx , les interférences entre les deux faisceaux viennent influencer sur l'intensité en sortie de l'interféromètre, selon qu'elles soient constructives ou destructives. Pour une différence de parcours dx entre les deux chemins, les impulsions térahertz devant le détecteur sont alors séparées spatialement de $2dx$ (différence de marche), soit par un temps $\tau = 2dx/c$. La mesure temporelle du signal d'interférence, pour un déplacement total ou partiel de la ligne de translation, passant par le maximum d'interférence, s'appelle un interférogramme.

Plaçons nous dans le cas idéal où une lame séparatrice infiniment fine est utilisée conjointement avec des miroirs parfaitement réfléchissants. Un détecteur de puissance intègre temporellement le module du champ au carré qui lui est incident. Sa tension de sortie s'exprime selon :

$$V_d \propto \int_{-\infty}^{\infty} |E(t)|^2 . dt \quad (2.5)$$

Si $E(t)$ est composé des deux impulsions $\frac{1}{4}E(t)$ et $\frac{1}{4}E(t-\tau)$ provenant des bras de l'interféromètre (leur amplitude correspond à deux passages dans la lame séparatrice 50/50), il vient alors :

$$\begin{aligned} V_d(\tau) &= \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} |E(t) + E(t-\tau)|^2 . dt \\ &= \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{|E(t)|^2 + |E(t-\tau)|^2}_{=2|E(t)|^2 \text{ pour un détecteur lent}} + 2\mathcal{R}_e \int_{-\infty}^{\infty} E(t)E^*(t-\tau) . dt \end{aligned} \quad (2.6)$$

où les deux premiers termes correspondent à une amplitude constante proportionnelle à l'amplitude du champ émis par la source térahertz et le troisième terme à une valeur modulée par τ correspondant à l'autocorrélation en champ, soit l'interférogramme. Exprimée en intensité, dans le domaine de Fourier, cette expression devient :

$$I'(\tau) = \underbrace{\frac{1}{2}I(f)}_{\text{Terme continu}} + \underbrace{\frac{1}{2}I(f) [\cos(\pi f\tau)]}_{\text{Terme modulé}(I(\tau))}, \quad (2.7)$$

où $I(f)$ correspond au signal délivré par la source térahertz (en intensité). Les deux termes correspondent chacun à une contribution des deux bras de l'interféromètre : le terme continu provient du bras terminé par le miroir fixe et le terme modulé provient du bras terminé par le miroir mobile. Il en résulte que le signal mesuré possède une composante moyenne non nulle, proportionnelle à l'intensité térahertz d'origine, et une composante alternative qui dépend de la fréquence et du décalage spatial dx introduit par le déplacement du miroir mobile. Ce dernier est appelé l'interférogramme ($I(\tau)$) et est maximal quand $\pi f\tau=0$, soit quand $dx=0$ (cas où les longueurs des chemins optiques des bras de l'interféromètre sont égaux) ou, dans le cas d'une onde monochromatique, tous les multiples de 2π . Pour traiter la suite du problème, nous nous intéressons uniquement à la partie alternative du signal à mesurer ($I(\tau)$).

L'interférogramme $I(\tau)$ mesuré par un détecteur, en sortie d'expérience, peut être écrit sous la forme suivante :

$$I(\tau) = \frac{1}{2}I(f) . H(f) . \mathcal{R}(f) \cos(\pi f\tau), \quad (2.8)$$

avec $H(f)$ la fonction de transfert du banc expérimental¹) et $\mathcal{R}(f)$ de la réponse spectrale du détecteur de puissance. Si l'on pose $B(f) = \frac{1}{2}I(f) . H(f) . \mathcal{R}(f)$ alors :

$$I(\tau) = B(f) \cos(\pi f\tau) \quad (2.9)$$

où $B(f)$ est proportionnelle à l'intensité de la source à la fréquence f , convoluée avec les caractéristiques du banc expérimental et du détecteur. Pour obtenir le spectre de

1. Qui comprend les coefficients de transmission et de réflexion des optiques (miroirs) et de la lame séparatrice qui seront détaillés dans la section suivante.

l'interférogramme, il faut appliquer sa transformée de Fourier. Si on considère le cas d'une source large bande $B(f)$, $I(\tau)$ devient :

$$I(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(f) \cos(\pi f \tau) .df \quad (2.10)$$

$B(f)$ peut alors être obtenue en calculant la transformée de Fourier de $I(\tau)$, soit :

$$B(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\tau) \exp(-i\pi f \tau) .d\tau \quad (2.11)$$

Cette formulation nécessite de connaître l'interférogramme (centré en $t=0$, quand $dx=0$) et s'étalant jusqu'à $-\infty$ et $+\infty$. $I(\tau)$ peut être écrite sous la forme d'une somme d'une fonction paire et d'une fonction impaire :

$$I(\tau) = \underbrace{\frac{1}{2}(I(\tau) + I(-\tau))}_{\text{fonction paire}(E(\tau))} + \underbrace{\frac{1}{2}(I(\tau) - I(-\tau))}_{\text{fonction impaire}(O(\tau))} \quad (2.12)$$

En introduisant cette nouvelle formulation de $I(\tau)$ dans $B(f)$, cela donne :

$$B(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(\tau) \cos(\pi f \tau) .d\tau - i \int_{-\infty}^{+\infty} O(\tau) \sin(\pi f \tau) .d\tau \quad (2.13)$$

L'interférogramme $I(\tau)$ étant une fonction réelle et paire (symétrie par rapport à l'origine des temps), alors son spectre est réel et positif. La mesure de l'interférogramme se fait en déplaçant le miroir mobile autour de sa position d'origine $\tau=0$, il vient alors l'expression générale de $B(f)$:

$$B(f) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} I(\tau) \cos(\pi f \tau) .d\tau \quad (2.14)$$

qui peut également être exprimée entre 0 et l'infini car l'interférogramme est symétrique par rapport à $\tau=0$. Notons qu'avec ce procédé d'interférences temporelles, aucune information sur la phase (phase spectrale de l'impulsion initiale) n'est obtenue, seul le spectre en intensité est enregistré.

En réalité, le balayage de l'interférogramme est limité par la course de la ligne de translation permettant le déplacement du miroir mobile. τ prend alors des valeurs finies et l'interférogramme est alors enregistré sur une fenêtre $\Delta\tau$ représentée par une fonction rectangle $F(\tau)$ égale à 1 si $-\delta\tau < \tau < \delta\tau$ et 0 si $\tau > |\delta\tau|$. Cette fonction permet d'introduire le fenêtrage temporel réalisé expérimentalement par le balayage fini de la ligne de translation, pour cela, il suffit de la multiplier avec $I(\tau)$. Soit la nouvelle expression du spectre $B'(f)$ correspondant à la convolution entre le spectre $B(f)$, établie pour un interférogramme infini (équation (2.14)) et la transformée de Fourier de la fonction rectangle $F(\tau)$: $F(f)=2\tau.\text{sinc}(\pi f \tau)$.

$$B'(f) = B(f).F(f) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\tau)I(\tau) \cos(\pi f \tau) .d\tau, \quad (2.15)$$

Cette fonction en sinus cardinal vient alors perturber l'allure du spectre obtenue en fonction du fenêtrage de l'interférogramme. D'autres fonctions de fenêtrage (d'apodisation) existent pour minimiser l'effet observé par la fenêtre rectangulaire [Naylor 2007]. Compte tenu de la méthode de caractérisation que nous présenterons lors du chapitre

3, ces fonctions ne sont pas indispensables, surtout que nos signaux, dans ce cas, sont enregistrés sur des fenêtres de temps identiques.

Remarquons maintenant que l'outil d'autocorrélation fait intervenir un coefficient dans les largeurs d'impulsions observées. Prenons le cas du signal temporelle $I(t)$ (l'impulsion initiale, en intensité, issue de la source térahertz), que nous supposons gaussien et dont l'expression est donnée par :

$$I(t) = \exp\left(-\left(\frac{2\sqrt{\ln 2}t}{\Delta\delta t^{FWHM}}\right)^2\right), \quad (2.16)$$

avec $\Delta\delta t^{FWHM}$ la largeur à mi-hauteur de l'impulsion térahertz initiale. L'allure temporelle de l'autocorrélation de ce signal s'exprime alors selon :

$$I(\tau) = \exp\left(-\left(\frac{2\sqrt{\ln 2}\tau}{\Delta\tau_{imp-ac}^{FWHM}}\right)^2\right), \quad (2.17)$$

avec $\Delta\tau_{imp-ac}^{FWHM}$ la largeur à mi-hauteur de l'impulsion autocorrélée qui est plus large que celle de l'impulsion d'origine d'un facteur 1,41, pour une impulsion Gaussienne. Nous verrons dans ce chapitre que ce coefficient, appliqué au spectre d'émission vaut 1,45.

Nous venons de présenter le phénomène d'autocorrélation, d'un signal large bande, réalisé par l'interféromètre de Michelson, dans un cas idéal. La prise en compte des éléments qui composent la fonction $H(f)$ vont maintenant être détaillés au travers l'étude des phénomènes de réflexion et transmission dans une lame séparatrice d'indice n et d'épaisseur non nulle.

2.2.3 Réflexion et transmission dans une lame séparatrice d'indice n

Un faisceau térahertz d'intensité I_{THz} et d'incidence θ par rapport à l'axe normal au plan de la lame séparatrice, issu de la source (l'émetteur térahertz), est divisé en deux faisceaux I'_1 et I'_2 , créant les deux bras de l'interféromètre (figure 2.2).

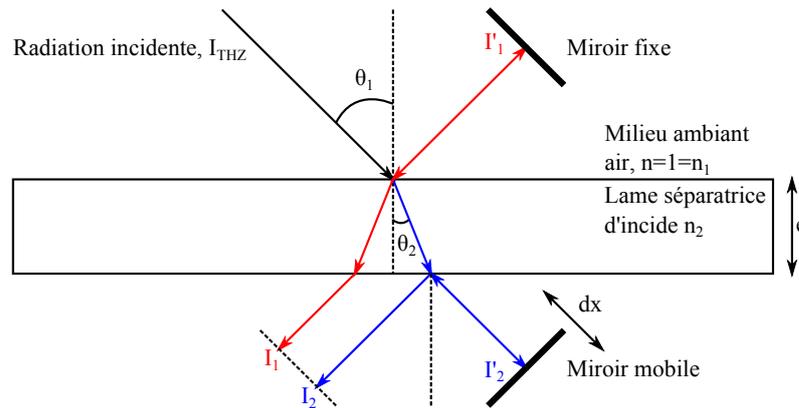


FIGURE 2.2 – Représentation des trajets subis par une radiation térahertz d'intensité I_{THz} au travers de l'interféromètre de Michelson, constitué d'une lame séparatrice d'épaisseur e et d'indice $n=n_2$.

À l'extrémité de chacun de ces bras se trouve un miroir réfléchissant, réglé spatialement de sorte à renvoyer la totalité de la contribution incidente (I'_1 ou I'_2) en direction de

la lame séparatrice, parallèlement à l'axe du bras de l'interféromètre. Ces contributions sont une nouvelle fois divisées par la lame séparatrice avec l'une dirigée en sortie d'interféromètre et l'autre vers la source térahertz. L'amplitude de ces contributions dépend des coefficients de Fresnel de la lame séparatrice (donc de son indice), baignant dans l'air (milieu ambiant). Dans un premier temps, nous négligeons ces coefficients ainsi que les pertes liées à la lame séparatrice, et admettons que la réflectivité des miroirs est de 100 %. Le signal de sortie, sur le plan de détection (modélisé par des pointillés), correspond alors aux deux contributions (idéalement de spectres identiques), qui interfèrent à la condition qu'elles aient conservé la même polarisation. Le signal est maximal quand les contributions I_1 et I_2 sont égales et en phase. Dans ce cas idéal, où la lame séparatrice divise les faisceaux de manière équivalente (50 % réfléchis, 50 % transmis) et que son épaisseur est infiniment fine, alors l'intensité maximale obtenue en sortie d'interféromètre, selon l'équation (2.7), est égale à $4.0,25.I_{THz}=I_{THz}$.

Calcul des puissances transmises par l'interféromètre

Toujours en négligeant les pertes induites par les miroirs et le milieu de la lame séparatrice, calculons maintenant la puissance réelle en sortie d'interféromètre lorsque les coefficients de Fresnel de la lame séparatrice sont pris en compte. On notera t_{ij} et r_{ij} les coefficients de transmissions et de réflexions avec pour indices n_{ij} , la direction des trajets employés par l'onde (i vers j). Par exemple, t_{12} correspond au coefficient de transmission vu par une onde provenant du milieu d'indice n_1 et traversant le milieu d'indice n_2 et r_{12} le coefficient de réflexion vu par une onde provenant du milieu n_1 se réfléchissant sur le milieu n_2 .

Les trajets empruntés par E_1 et E_2 (image de I_1 et I_2) sont les suivants :

E_1 : l'onde subit une première réflexion à l'interface air-lame séparatrice (r_{12}) et est dirigée en direction du miroir fixe. Elle est ensuite renvoyée vers la lame séparatrice qu'elle traverse une première fois (t_{12}) avec un angle θ_2 puis une seconde fois (t_{21}) avec un angle θ_1 en direction du plan de détection.

E_2 : l'onde subit une première transmission à l'interface air-lame séparatrice (t_{12}) avec un angle θ_2 puis une seconde transmission à l'interface lame séparatrice-air (t_{21}) avec un angle θ_1 en direction du miroir mobile. Ce dernier la renvoie vers la lame séparatrice, où elle est réfléchi une dernière fois (r_{12}) en direction du plan de mesure.

Leurs expressions en sortie d'interféromètre, qui correspondent aux trajets parcourus par les contributions initiales du champ total $E_0=E'_1+E'_2$ (en entrée de l'interféromètre), sont données par :

$$E_1 = E'_1.r_{12}.t_{12}.t_{21} \quad \text{et} \quad E_2 = E'_2.t_{12}.t_{21}.r_{12} \quad (2.18)$$

Les coefficients de Fresnel intervenant dans ces deux expressions sont les mêmes, ce qui veut dire que les deux bras de l'interféromètre contribuent de manière équilibrée.

Selon Fresnel, et pour un champ électrique en entrée polarisé transverse électrique, nous avons :

$$r_{12} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}; t_{12} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}; t_{21} = \frac{2n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (2.19)$$

Prenons le cas où le champ térahertz incident E_0 éclaire la lame séparatrice avec un angle $\theta_1=45^\circ$. Les coefficients de transmissions et de réflexion sont représentés figure 2.3

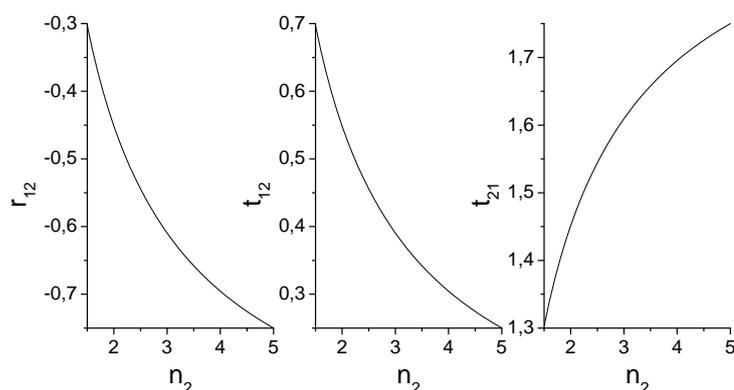


FIGURE 2.3 – Représentation des coefficients de Fresnel vus par les champs électriques E_1 et E_2 , de polarisations transverses électriques, au sein d'une lame séparatrice d'indice n_2 variant de 1,5 à 5.

pour des indices de la lame séparatrice n_2 variant de 1,5 jusqu'à 5.

La puissance transmise en sortie de l'interféromètre correspond alors au carré de la somme des champs, soit $P=(E_1+E_2)^2$, avec E_1 et E_2 , exprimés par leur expression (2.18), en prenant en compte les coefficients de Fresnel, équations (2.19), soit :

$$P = (E'_1.r_{21}.t_{12}.t_{21} + E'_1.r_{21}.t_{12}.t_{21})^2 = (r_{21}.t_{12}.t_{21})^2.(E'_1 + E'_2)^2 \quad (2.20)$$

La figure 2.4 illustre l'évolution de la fonction de transfert (en puissance) de l'interféromètre ($FTI(\theta_i)$), pour un faisceau incident d'angle $\theta=45^\circ$, exprimée par :

$$FTI(\theta_i = 45^\circ) = \frac{P}{(E'_1 + E'_2)^2} = (r_{21}.t_{12}.t_{21})^2 \quad (2.21)$$

Rappelons que les pertes dans le milieu d'indice n_2 sont négligées, de ce fait, l'épaisseur de la lame séparatrice e n'intervient pas dans le calcul.

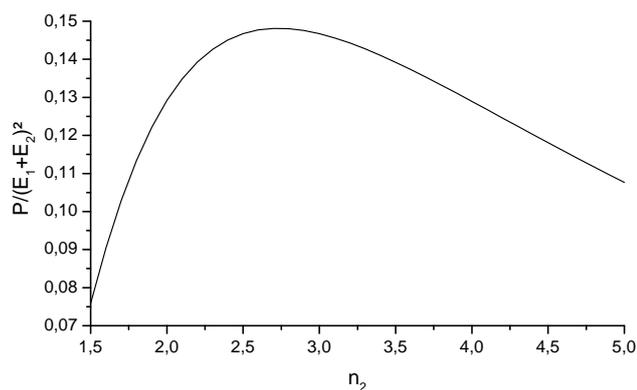


FIGURE 2.4 – Représentation de la fonction de transfert en puissance de l'interféromètre de Michelson pour un faisceau térahertz d'incidence $\theta=45^\circ$ et pour des indices de la lame séparatrice n_2 variant de 1,5 à 5.

Dans cette configuration, le transfert maximum de la puissance térahertz initiale est observé pour une lame séparatrice d'indice $n_2=2,75$ (environ 15 % de transmission).

Pour une lame séparatrice en silicium haute résistivité (ce qui sera le cas par la suite) d'indice $n_{SiHR}=3,417$, le coefficient de transmission $F_{TI}(\theta_i=45^\circ)$ vaut alors 0,141 (en intensité). Dans le cas de deux ondes équilibrées en amplitude et interférant constructivement, l'intensité en sortie de l'interféromètre pouvant être mesurée est égale à $4.F_{TI}.I_{THz}=0,564.I_{THz}$.

Décalage spatial induit par la lame séparatrice

Supposons que la distribution spatiale des deux faisceaux I_1 et I_2 est gaussienne dans les directions X et Y, le plan perpendiculaire à l'axe de propagation des deux ondes, nous pouvons calculer la valeur d'intensité maximale en sortie d'interféromètre dans un cas un peu plus réaliste. En effet, un mauvais alignement optique (faisceau hors axes optiques de l'interféromètre, en X et Z) ou l'utilisation d'une lame séparatrice d'épaisseur non nulle (ce que nous avons considéré jusqu'à présent) agit sur le recouvrement des deux faisceaux en sortie d'interféromètre qui n'est plus optimal (recouvrement parfait) : l'interférence constructive de rang 0 est alors atténuée. Prenons le cas d'une lame séparatrice à faces parallèles en silicium haute résistivité ($n_{Si}=3,417$) d'épaisseur e non nulle, décalant les deux faisceaux supposés gaussiens $I_1(X)$ et $I_2(X)$, exprimés par :

$$\begin{aligned} I_1(X) &= \exp\left(-\frac{X^2}{\Delta x^2}\right) \\ I_2(X) &= \exp\left(-\frac{(X - dX)^2}{\Delta x^2}\right), \end{aligned} \quad (2.22)$$

avec $\Delta x = 1^{-2}/(2\sqrt{\log(2)})$ (m), en sortie d'interféromètre d'une distance dX (selon l'axe X) avec dX proportionnel à e (équation (2.24)). Le schéma représentant le milieu séparateur au sein de l'interféromètre est illustré figure 2.5.

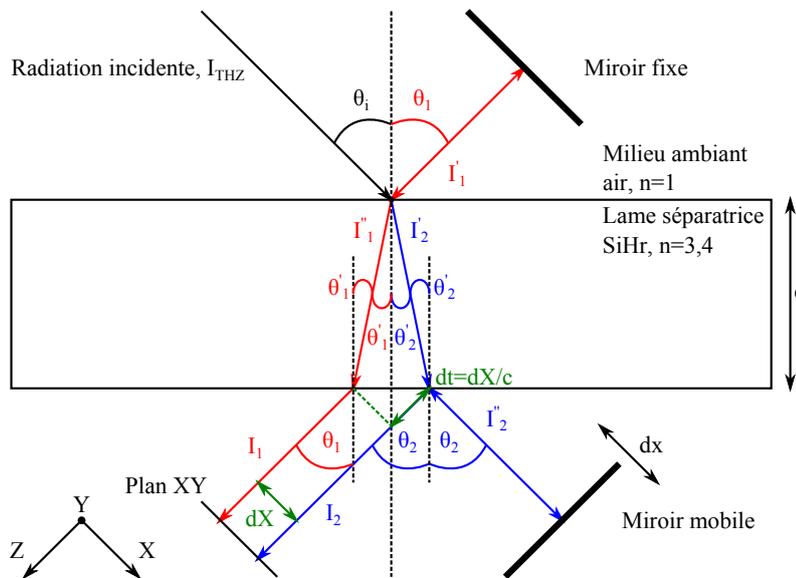


FIGURE 2.5 – Représentation du décalage des deux faisceaux, issus des bras de l'interféromètre, en fonction de l'épaisseur de la lame séparatrice.

Selon la loi de Snell-Descartes, les angles θ_n sont égaux à l'angle d'incidence $\theta_i=45^\circ$ et

les angles θ'_n sont exprimés d'après la formule suivante :

$$\theta'_n = \arcsin\left(\frac{n_{air}}{n_{Si}} \sin(\theta_i)\right) \quad (2.23)$$

L'onde I_2 est alors décalée temporellement et spatialement par rapport à l'onde I_1 , en sortie de l'interféromètre, d'un délai équivalent à dX/c où l'expression de dX est donnée par :

$$dX = \sqrt{2}.e. \tan(\theta') \quad (2.24)$$

Son évolution est principalement liée à l'angle d'incidence du faisceau térahertz (ici $\theta_i=45^\circ$) et à l'épaisseur de la lame séparatrice. Dans la configuration présentée ci-dessus, dX évolue linéairement avec l'épaisseur de la lame séparatrice e : pour e variant de $300 \mu\text{m}$ à 1 cm , dX est compris entre $\approx 100 \mu\text{m}$ et $\approx 3,3 \text{ mm}$.

Le rapport de recouvrement $R_r(dX)$ entre les deux faisceaux gaussiens (d'amplitudes $A_1=A_2=1$), selon X , est obtenu en calculant la somme du produit des deux gaussiennes, soit une approximation de la surface comprise entre les deux allures (illustré en trait plein noir sur la figure 2.6), normalisée par sa valeur maximale (pour une lame séparatrice d'épaisseur nulle), soit :

$$R_r(dX) = \frac{\sum(I_1(X).I_2(X))}{R_1(e=0)} (\%), \quad (2.25)$$

avec $I_1=A_1 \exp(-X^2/\Delta X^2)$, $I_2=A_2 \exp(-(X-dX)^2/\Delta X^2)$ et $\Delta X=\alpha/(2\sqrt{\log(2)})$ la largeur à mi-hauteur des faisceaux gaussiens ($\alpha=1 \text{ cm}$). La figure 2.6 illustre la variation du recouvrement en fonction de l'épaisseur de la lame séparatrice en silicium d'indice 3,417, variant de 0 cm à 6 cm par incrément de $200 \mu\text{m}$.

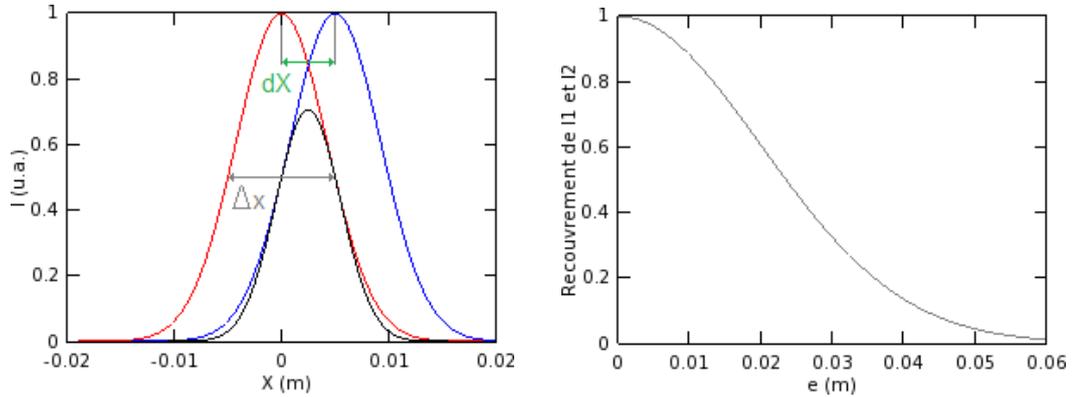


FIGURE 2.6 – À gauche, la représentation du recouvrement spatiale entre I_1 et I_2 en sortie de l'interféromètre. Pour l'illustrer un décalage surréaliste $dX=5 \text{ mm}$ a été choisi (correspondant à une lame séparatrice d'épaisseur $\approx 16 \text{ cm}$). À droite, le recouvrement des deux gaussiennes en fonction de $dX(e)$.

Ce recouvrement ($R_r(dX)$), donné pour des gaussiennes de largeur à mi-hauteur 1 cm , dépend de l'épaisseur de la lame séparatrice et prend des valeurs comprises entre 0 et 1 . L'intensité obtenue en sortie d'interféromètre évolue alors selon $I' = R_r(dX).I_0$ avec $I_0=4.FTI(\theta).I_{THz}$ quand $I_1(t)$ et $I_2(t)$ sont de même amplitude et en phase. Quelques valeurs significatives de l'épaisseur de la lame séparatrice, dans ces conditions, peuvent

être relevées : $e=6,41$ mm pour laquelle 95 % de l'intensité maximale en sortie est obtenue, $e\approx 2,35$ cm où 50 % de l'intensité ne contribue pas aux interférences. Notons que plus les largeurs à mi-hauteur des faisceaux I_1 et I_2 sont larges (ΔX grand), moins l'épaisseur de la lame séparatrice et les défauts d'alignements sont significatifs.

Les différents défauts d'alignements optiques pouvant être rencontrés, dans notre configuration où les deux bras de l'interféromètre sont perpendiculaires, sont les suivants :

- 1 le faisceau térahertz provenant de la source n'a pas le bon angle d'incidence (θ_i) par rapport à la surface de la lame (pour nous $\theta_i=45^\circ$),
- 2 l'un des miroirs ou les deux miroirs ne sont pas parfaitement parallèles à la surface de la lame séparatrice,
- 3 la lame séparatrice a un défaut d'alignement ou d'orientation par rapport aux deux bras de l'interféromètre,
- 4 une combinaison de plusieurs de ces défauts.

Dans la première situation, le recouvrement dépend à la fois des chemins optiques entre I_1 et I_2 et de la distance où se trouve le détecteur (le plan de mesure) de la lame séparatrice (les faisceaux en sortie ne sont plus parallèles). Le recouvrement entre I_1 et I_2 , en plus d'être mauvais, évolue avec le déplacement du miroir mobile, ce qui fait apparaître des défauts de symétrie sur l'interférogramme mesuré.

Pour des défauts d'orientations des miroirs, le recouvrement tend à se perdre si les miroirs sont fortement dérégés. L'impact sur l'allure de l'interférogramme est surtout visible si c'est le miroir mobile qui est sujet à un mauvais alignement : dans ce cas, le recouvrement évolue avec le balayage du miroir mobile (dx). De plus, les faisceaux en sortie ne sont plus parallèles.

Prenons le cas simple à une dimension où le miroir fixe est dérégé d'un angle $d\theta$ par rapport à sa position optimale (figure 2.7). L'angle θ_i (en vert) se voit alors modulé

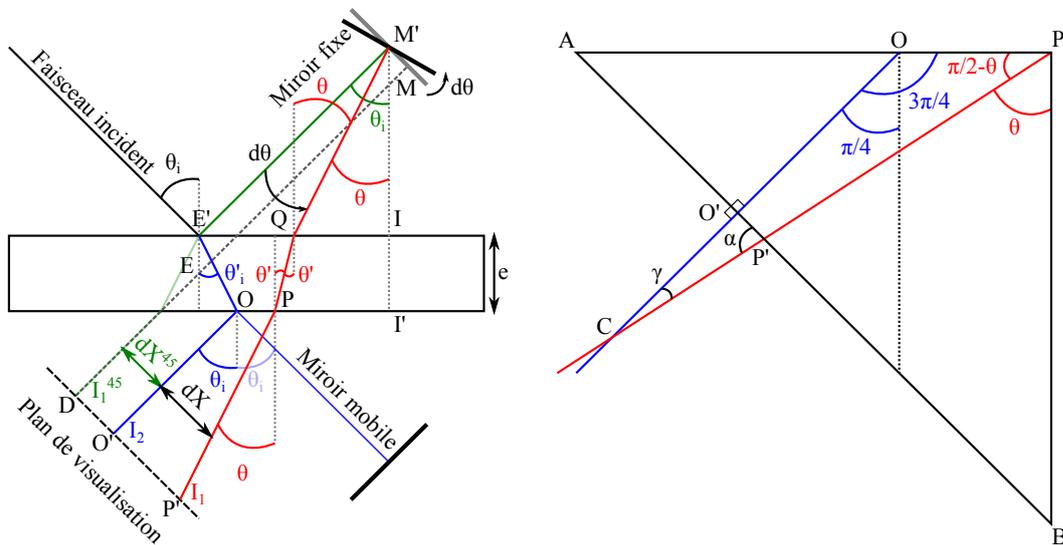


FIGURE 2.7 – Représentation du décalage des faisceaux I_1 et I_2 en sortie d'interféromètre, quand le miroir fixe est dérégé d'un angle $d\theta$.

par la rotation du miroir, selon $d\theta$, soit le nouvel angle de la radiation réfléchié par le miroir fixe $\theta=\theta_i+d\theta$ (avec $d\theta$ qui peut prendre des valeurs positives et négatives). Cette rotation du miroir implique qu'en sortie de la lame séparatrice, les deux contributions I_1 et I_2 ne sont plus parallèles (si $d\theta \neq 0$). Le décalage dX ne dépend plus uniquement

de l'épaisseur de la lame séparatrice mais aussi de la distance $E'M' \propto EM$ (entre le miroir fixe et la lame séparatrice) et de la distance ED (entre la lame séparatrice et le plan de détection) qui correspond à la distance à laquelle on observe le décalage dX (où est placé le détecteur par exemple). À partir du schéma figure 2.7, nous devinons l'existence d'une orientation du miroir $d\theta$ pour laquelle le décalage dX , induit par l'épaisseur de la lame séparatrice, peut être annulé. Le recouvrement de I_1 et I_2 peut alors être optimal selon les distances ED et EM déterminées par le montage de l'expérience.

Pour calculer le nouveau décalage dX qui varie maintenant en fonction de e , θ , EM et ED , nous devons préalablement calculer le décalage OP entre I_1 et I_2 , à l'interface de sortie de la lame séparatrice :

$$OP = I'P - I'O = \underbrace{IQ + e \tan(\theta'_i)}_{I'P} - \underbrace{(IE' - e \tan(\theta'_i))}_{I'O}, \quad (2.26)$$

où $IQ = IM' \tan(\theta')$; $IM' = E'M' \sin(\theta_i)$; $IE' = \sqrt{E'M'^2 - IM'^2}$ et $E'M' = EM - (e/2\sqrt{2})$.

Ici, θ'_i est l'angle transmis dans la lame quand la radiation est de 45^{circ} , il correspond à $\theta' = 13,25^\circ$ (équation (2.23)). La nouvelle valeur de l'angle θ' devient celle du faisceau traversant la lame pour la nouvelle incidence $\theta = \theta_i - d\theta$ et s'exprime, comme nous l'avons fait précédemment, par :

$$\theta' = \sin^{-1} \left(\frac{\sin(\theta_i - d\theta)}{n_{Si}} \right). \quad (2.27)$$

Nous pouvons maintenant calculer le décalage dX sur le plan de visualisation ($O'P'$), pour cela, nous nous référons au schéma de droite de la figure 2.7. Dans un premier temps, nous déterminons l'angle λ du triangle COP , pour lequel les deux autres angles sont connus, soit :

$$\lambda = \pi - \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) - \frac{3\pi}{4} = \theta - \frac{\pi}{4}. \quad (2.28)$$

Pour connaître les distances OC et OP , qui déterminent le point où se croisent les deux faisceaux I_1 et I_2 , on se réfère à la loi des sinus exprimée par :

$$\frac{OP}{\sin(\lambda)} = \frac{PC}{\sin(\frac{3\pi}{4})} = \frac{OC}{\sin(\frac{\pi}{2} - \theta)} = \frac{OC}{\cos(\theta)} \quad (2.29)$$

Nous pouvons alors exprimer OC et PC par :

$$\begin{aligned} OC &= \frac{\cos(\theta)}{\sin(\lambda)} OP = \frac{\cos(\theta)}{\sin(\theta - \frac{\pi}{4})} OP \\ PC &= \frac{\sin(\frac{3\pi}{4})}{\sin(\lambda)} OP \end{aligned} \quad (2.30)$$

On en déduit que $ID = OC - OO'$, avec OO' , la distance fixée par EM (voir figure 2.7), soit :

$$OO' = ED - \frac{e}{2} + e \tan(\theta'_i). \quad (2.31)$$

Enfin, nous pouvons déterminer $O'P'$ (dX sur le plan de détection) :

$$\begin{aligned} O'P' &= (OC - OO') \tan\left(\theta - \frac{\pi}{4}\right) \\ O'P' = dX &= \left[\frac{\cos(\theta)}{\sin(\theta - \frac{\pi}{4})} OP - OO' \right] \tan\left(\theta - \frac{\pi}{4}\right) \end{aligned} \quad (2.32)$$

En introduisant l'expression de OP (équation (2.26)) dans la formule de dX, nous pouvons alors tracer l'évolution du décalage dX entre I₁ et I₂ en fonction des caractéristiques de la lame séparatrice et des variations de l'angle dθ (figure 2.8). Nous fixons les distances entre la lame séparatrice, le miroir fixe et le plan de visualisation (de détection, s'il n'y a pas de lentille) à EM=ED=10 cm. Trois épaisseurs de lame séparatrice en silicium sont représentées, 300 μm, 1 mm et 1 cm. Nous avons limité la représentation à un décalage dX de 1 cm, pour lequel les faisceaux gaussiens I₁(X) et I₂(X) (de largeur à mi-hauteur de 1 cm) ne se recouvrent que très partiellement. À partir de ce décalage limite, nous pouvons extraire des courbes figure 2.8 les limites angulaires que peut prendre le miroir fixe, soit : -2° < dθ^{max} < 4° pour e=1 cm ; -2,8° < dθ^{max} < 3° pour e=1 mm et -2,9° < dθ^{max} < 2,9° pour e=300 μm. Comme nous l'avons signalé, des valeurs de θ (et donc dθ) permettent de compenser le décalage dX natif à l'épaisseur de la lame séparatrice. Dans la configuration choisie, où EM=ED=10 cm, ces valeurs angulaires sont repérées sur les courbes (en rouge) quand dX=0 mm soit : 44,1° pour e=1 cm ; 44,9° pour e=1 mm et 44,97° pour e=300 μm ;

Rebonds multiples liés à une séparatrice d'épaisseur finie

Définissons maintenant les délais des ondes transmises et réfléchies, imposés par la lame séparatrice. Nous considérons une lame à face parallèle d'épaisseur e et d'indice n₂ éclairée par une onde d'incidence θ_i par rapport à la normale avec la lame (figure 2.9). Par rapport à une onde directement réfléchiée par la surface (I₁), le retard temporel d_r subi par une onde réfléchiée par la lame après avoir fait un aller-retour dedans (I'₁), fait intervenir deux délais caractéristiques et se calcule de la manière suivante :

$$\begin{aligned} d_L &= \frac{1}{c} \frac{n_2 \cdot e}{\cos(\theta_2)} \\ d_a &= \frac{1}{c} 2n_1 \cdot e \cdot \tan(\theta_2) \cdot \sin(\theta_1) \\ \Rightarrow d_r &= 2d_L - d_a \end{aligned} \quad (2.33)$$

Les amplitudes des ondes réfléchies ou transmises par les interfaces dépendent de la polarisation de l'onde térahertz incidente. Nous donnons ici le cas de la polarisation transverse électrique. Ces coefficients sont, selon [Pérez 2004] :

$$\begin{aligned} r_{12} &= \frac{n_1 \cos(\theta_1) - n_2 \cos(\theta_2)}{n_1 \cos(\theta_1) + n_2 \cos(\theta_2)} \\ r_{21} &= -\frac{n_1 \cos(\theta_1) - n_2 \cos(\theta_2)}{n_1 \cos(\theta_1) + n_2 \cos(\theta_2)} \\ t_{12} &= 1 - r_{12} \\ t_{21} &= 1 - r_{21} \end{aligned} \quad (2.34)$$

Leurs valeurs numériques sont calculées pour une lame de silicium haute résistivité d'épaisseur e=285 μm et dont l'indice (supposé constant dans la gamme de fréquences considérée) est égal à n_{SiHR}=3,417 (ici les pertes sont négligées). On obtient :

$$\begin{aligned} r_{12} &= -0,6508 \\ r_{21} &= 0,6508 \\ t_{12} &= 0,349 \\ t_{21} &= 1,6508, \end{aligned} \quad (2.35)$$

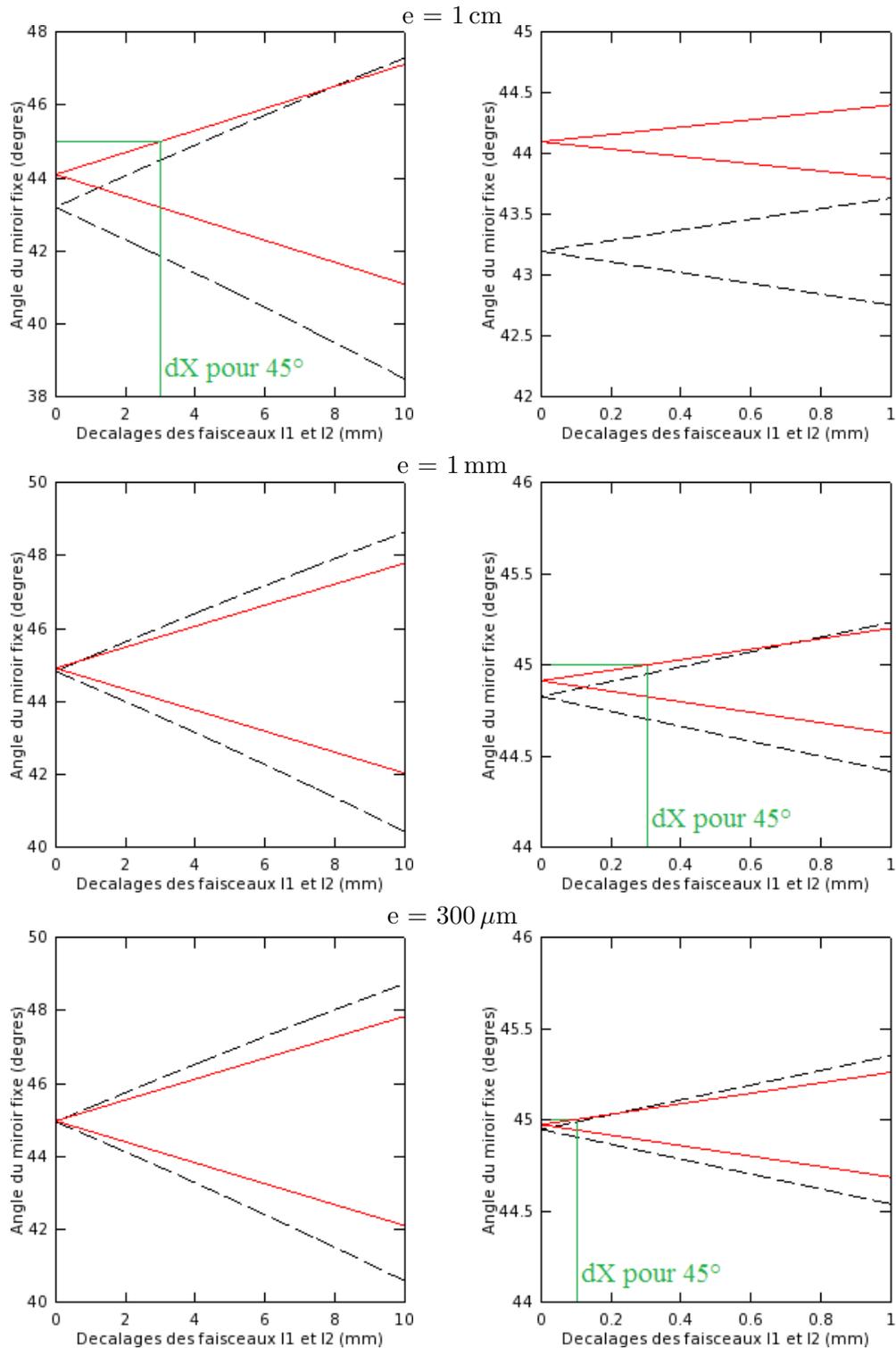


FIGURE 2.8 – À gauche, la représentation du décalage dX (trait plein) en fonction de l'angle d'incidence de la radiation réfléchi par le miroir fixe. Le décalage OP (à l'interface de sortie de la lame séparatrice) est représenté en tiret. À droite, le comportement du décalage Dx à proximité de l'interface de sortie de la lame séparatrice.

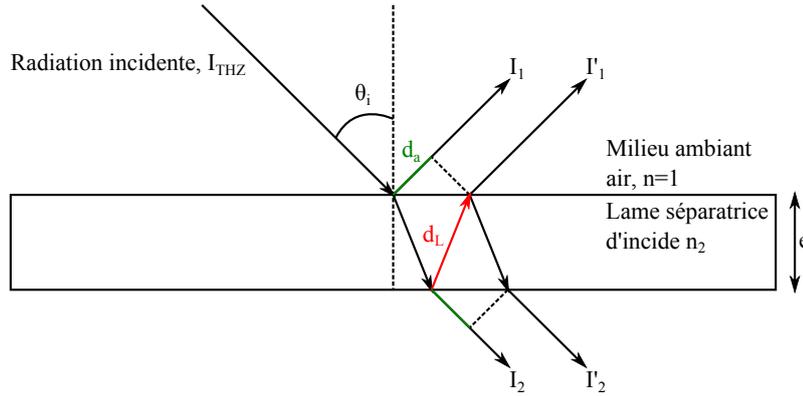


FIGURE 2.9 – Illustration du décalage temporel subi par une onde traversant une lame séparatrice d'épaisseur e et d'indice n_2 avec un angle d'incidence θ_i .

et pour les retards engendrés par la lame semi-réfléchissante : $d_L=3,318$ ps (temps de traversée de la lame sous une incidence $\theta_i=45^\circ$) et $d_a=6,351$ ps (retard entre l'impulsion réfléchiée par la face arrière de la lame par rapport à l'impulsion réfléchiée à la surface de la lame). Le champ térahertz incident (E_{THz}^i) est modélisé par une fonction phénoménologique qui donne un résultat similaire à l'expérience. Nous prenons ici le cas d'un champ généré sans rebond dans l'émetteur pour une approche plus claire de l'effet de la lame séparatrice sur les échos observés dans la fonction d'autocorrélation effectuée par l'interféromètre. Le champ térahertz s'écrit :

$$E_{THz}^i(t) \propto \frac{1}{t_f^2} [t - t_{imp} - t_f - t_0] \exp \left[-\frac{(t - (t_{imp} + t_f + t_0))^2}{2t_f^2} \right] - \frac{1}{t_r^2} [t - 2t_r - t_0] \exp \left[-\frac{(t - (2t_r + t_0))^2}{2t_r^2} \right], \quad (2.36)$$

où t_0 va définir le retard de l'impulsion par rapport à l'origine ; t_{imp} , t_f et t_r sont des temps caractéristiques de l'impulsion. Nous prenons $t_0=1$ ps, $t_{imp}=0$, ps, $t_f=0,3$ ps et $t_r=0,3$ ps. La forme temporelle de l'impulsion est la suivante :

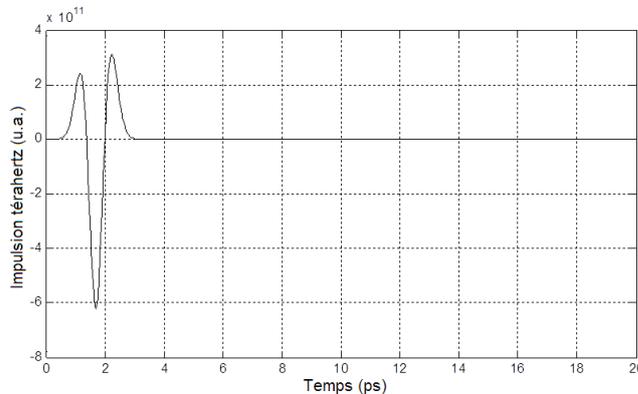


FIGURE 2.10 – Simulation temporelle de l'impulsion térahertz.

Nous calculons maintenant le signal tel qu'il est réfléchi par le miroir fixe ($R=100\%$) de l'interféromètre de Michelson et transmis par la lame séparatrice épaisse (figure 2.11).

Nous ne tenons compte que de 6 rebonds et nous ne tenons pas compte du décalage spatial induit par la lame (hypothèse de l'onde plane de dimension infinie).

La figure 2.11 permet de calculer les amplitudes des différents signaux transmis par le système, composé de la lame à face parallèle et du miroir fixe.

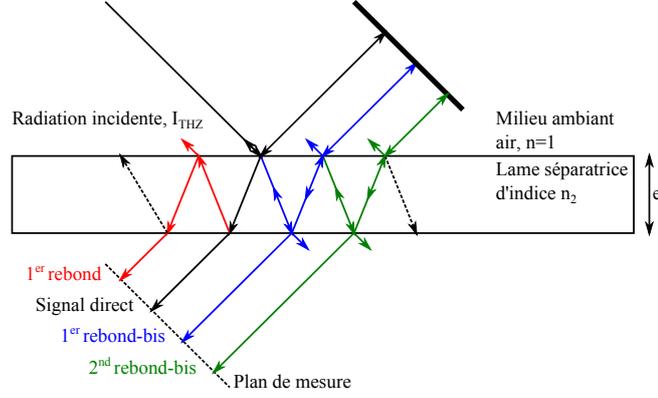


FIGURE 2.11 – Représentation des rebonds de l'impulsion initiale dans une lame séparatrice avec la contribution du miroir fixe de l'interféromètre.

Les transmissions, réflexions et retards subis par chaque rayon sont les suivants :

Rayon	Transmission / réflexions	Retard aller (dL)	Retard aller-retour (2.dL)
Direct	$r_{12} \cdot t_{12} \cdot t_{21}$	1	0
1 ^{er}	$r_{12} \cdot t_{12} \cdot t_{21} \cdot r_{21}^2 \cdot t_{21}$	1	1
1 ^{er} -bis	$t_{12} \cdot r_{21} \cdot t_{21} \cdot t_{12} \cdot t_{21}$	1	1
2 nd	$r_{12} \cdot t_{12} \cdot t_{21} \cdot r_{21}^2 \cdot t_{21} \cdot r_{21}^2 \cdot t_{21}$	1	2
2 nd -bis	$t_{12} \cdot r_{21} \cdot t_{21} \cdot t_{12} \cdot t_{21} \cdot r_{21}^2 \cdot t_{21}$	1	2

TABLE 2.1 – Résumé des transmissions, réflexions et retards subis par une onde dans une lame à face parallèle, d'épaisseur finie et d'indice n_2 (développement limité à 2 rebonds).

Le *signal direct*, qui subit une réflexion (r_{12}) et deux transmissions, au travers de la lame séparatrice (t_{12} et t_{21}) est affecté par un retard d_L . Son expression est donnée par :

$$E_{THz}^{transmis}(t - d_L) \propto r_{12} \cdot t_{12} \cdot t_{21} \cdot E_{THz}^i(t), \quad (2.37)$$

Le signal total ayant effectué un rebond dans la lame est égal à la superposition du signal direct plus la contribution du rebond :

$$E_{THz}^{transmis}(t - d_L + d_a) \propto [r_{12} \cdot t_{21} \cdot t_{21} \cdot r_{21}^2 + t_{21}^2 \cdot t_{21}^2 \cdot r_{21}] E_{THz}^i(t), \quad (2.38)$$

son retard est de $d_L + d_a$.

Les amplitudes des signaux suivants s'obtiennent par récurrence, soit pour N rebonds :

$$E_{THz}^{transmis} \left[t - (N + 1) \cdot d_L - N \cdot d_a \right] \propto [r_{12} \cdot t_{12} \cdot t_{12} r_{12}^{2N} + N \cdot t_{21}^2 \cdot t_{21}^2 \cdot r_{21}^{2N-1}] E_{THz}^i(t) \quad (2.39)$$

Le champ total transmis s'écrit donc :

$$E_{THz}^{transmis}(t) \propto \sum_{N=0}^m ax \left[r_{12}.t_{21}.t_{21}.r_{21}^{2N} + N.t_{21}^2.t_{21}^2.r_{21}^{2N-1} \right] E_{THz}^i(t, -(N+1).d_L - N.d_a). \quad (2.40)$$

Finalement, nous obtenons l'allure de l'impulsion térahertz après le passage dans la lame séparatrice et du miroir fixe, seul :

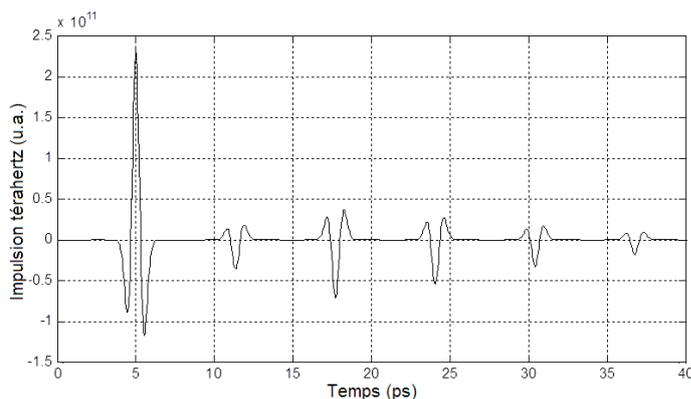


FIGURE 2.12 – Simulation temporelle de l'impulsion térahertz après de multiples traversées dans la lame séparatrice (pour un bras de l'interféromètre).

Nous observons que les rebonds sont tous retardés de 6.351 ps, qu'ils sont en opposition de phase par rapport à l'impulsion principale. Plus surprenante est l'amplitude réduite du premier rebond par rapport au second et même troisième rebond. Ceci est dû au fait que les deux contributions à ce premier rebond sont en opposition de phase (coefficients r_{21} et r_{12}) et ont donc tendance à s'annuler l'une et l'autre.

Le signal renvoyé par le miroir mobile de l'interféromètre de Michelson est exactement le même excepté qu'il est décalé temporellement du retard induit par la position du miroir mobile. Nous faisons varier ce retard pour obtenir le signal de sortie de l'interféromètre. Il est détecté en intensité et intégré par le détecteur de puissance, on obtient donc pour différentes valeurs du retard τ ($2.d_x/c$) induit par la ligne :

$$I_{THz}(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} [A.E_{THz}^{transmis}(t) + B.E_{THz}^{transmis}(t, \tau)]^2 .dt, \quad (2.41)$$

où A et B sont des coefficients pondérateurs qui peuvent permettre de prendre en compte un éventuel déséquilibre de l'interféromètre. Pour A et B égaux, et après normalisation du signal, nous obtenons l'interférogramme représenté figure 2.13.

On remarque que, comme attendu le signal moyen vaut 50 % de la valeur maximale. Si l'interféromètre est déséquilibré ($A \neq B$) il augmente relativement par rapport au maximum comme illustré figure 2.14, où $A=1$ et $B=0.38$.

Contraste de l'interféromètre et interférogrammes

Considérons deux ondes monochromatiques I_1 et I_2 d'amplitudes $I_0=1$ déphasées temporellement de π , $\pi/2$ et 0 radian respectivement, figure 2.15.

Des minima et maxima d'intensité sont observés pour deux valeurs de retard particulières

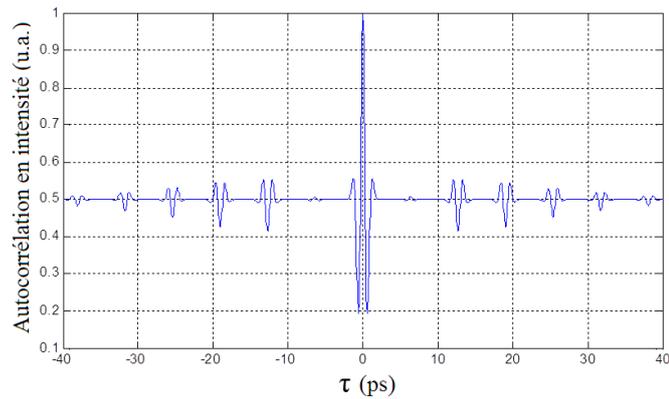


FIGURE 2.13 – Autocorrélation des impulsions transmises par l'interféromètre en faisant varier la position du miroir mobile, pour une lame séparatrice en silicium ($n=3,41$) d'épaisseur $285 \mu\text{m}$.

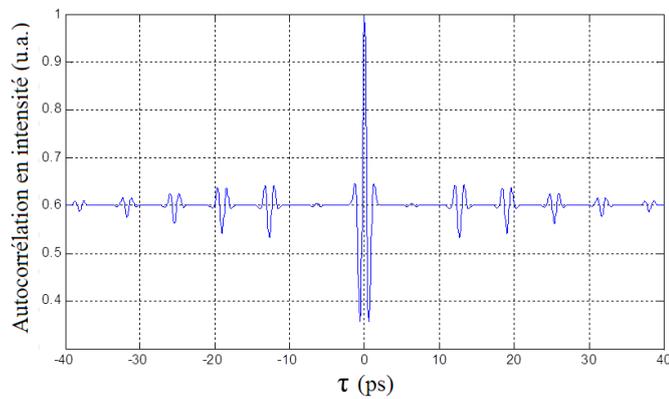


FIGURE 2.14 – Autocorrélation des impulsions, d'amplitudes différentes, transmises par l'interféromètre en faisant varier la position du miroir mobile.

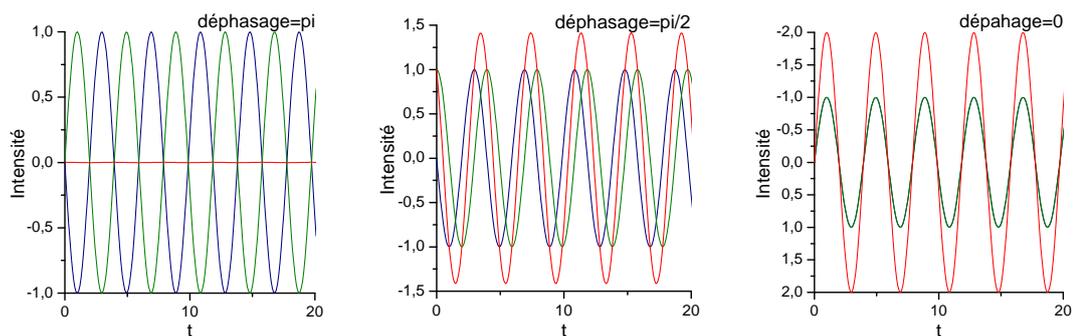


FIGURE 2.15 – Superposition de deux ondes monochromatiques retardées par la ligne de translation. L'interférogramme, en rouge, résulte de la somme des deux ondes sur l'ensemble des valeurs discrètes de dx .

($\phi = \pi$ rad et 0 rad) : lorsque les ondes sont en opposition de phases, l'intensité totale est nulle et quand les deux ondes sont en phases, l'intensité est maximale. Condition qui est vérifiée uniquement si le réglage des optiques de l'interféromètre permet un recouvrement spatial parfait entre les deux faisceaux (pour une lame séparatrice infiniment fine) quelle

que soit la position du miroir mobile (dx) et que les amplitudes des deux contributions soient identiques.

La figure d'interférence d'un appareil interférométrique à deux ondes², dans le plan XY, observé à un point M éloigné de la lame séparatrice, est donnée par l'expression suivante :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(2\pi \frac{2 \cdot dx}{\lambda_0}\right). \quad (2.42)$$

Les valeurs maximale et minimale de l'intensité I sont obtenues quand $\frac{2 \cdot dx}{\lambda_0}$ est un entier ou quand $\frac{2 \cdot dx}{\lambda_0}$ est un entier $+\frac{1}{2}$, respectivement. Ainsi, nous avons :

$$\begin{aligned} I_{max} &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \\ I_{min} &= I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \end{aligned} \quad (2.43)$$

Si $I_1=I_2=I_0$ alors $I_{max}=4I_0$ et $I_{min}=0$. Quand $\frac{2 \cdot dx}{\lambda_0}=0$, on obtient la frange de rang 0, celle formant le premier cercle sur le plan XY, là où les intensités des faisceaux se recouvrent et sont maximums. Le contraste C, aussi appelé visibilité, est alors donné par le rapport entre la différence des intensités sur la somme des intensités.

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \quad (2.44)$$

Quand les ondes sont cohérentes, le contraste ne dépend alors que des intensités I_1 et I_2 et est unitaire, $C=1$, si les deux ondes possèdent la même amplitude ($I_1=I_2=I_0$), soit :

$$I = 4I_0 \cos\left(2\pi \frac{2 \cdot dx}{\lambda_0}\right), \quad (2.45)$$

avec I_0 la valeur d'intensité maximale de sortie de l'interféromètre, soit : $I_0 = F_{TI} \cdot I_{THz}$, où I_{THz} est l'intensité fournie par la source térahertz et $F_{TI}(\theta_i)$ la fonction de transfert de l'interféromètre en fonction de l'angle d'incidence. Pour illustrer ces propos, la figure 2.16 montre l'évolution des maximum et minimum d'intensité, ainsi que le contraste en fonction des valeurs d'intensité des deux faisceaux ; avec I_1 variant de 0 à 1 et I_2 unitaire.

Plaçons nous maintenant dans le cas où l'onde générée par l'émetteur térahertz est polychromatique, l'interférogramme représente alors la somme des contributeurs monochromatiques de longueurs d'ondes différentes (et d'amplitudes qui peuvent aussi être différentes). Chacun des contributeurs monochromatiques présentent des maximums pour des différences de parcours optiques, entre les deux bras, qui sont des multiples entiers de leurs longueurs d'ondes. Quand la différence de parcours optique est nulle, toutes ces composantes se retrouvent synchronisées quelles que soient leurs longueurs d'ondes. Dans cette configuration, l'intensité en sortie d'interféromètre est maximale. En s'éloignant de cette position, les oscillations de fréquence les plus élevées vont présenter un minimum, suivies par les oscillations de fréquence moins élevées. Le synchronisme entre les contributeurs monochromatiques de longueurs d'ondes différentes tend alors à se perdre quand la différence de parcours optique entre les deux miroirs augmente, comme le montre la figure 2.17. Nous illustrons ceci en étudiant les interférences simultanées de 4 signaux sinusoïdaux, $\sin(2\pi f_n t - \frac{\pi}{2})$, pour des fréquences f_n différentes : 150, 200, 250 et 300 GHz.

2. Représentation spatiale d'interférences entre plusieurs ondes cohérentes sur un plan perpendiculaire à leur propagation

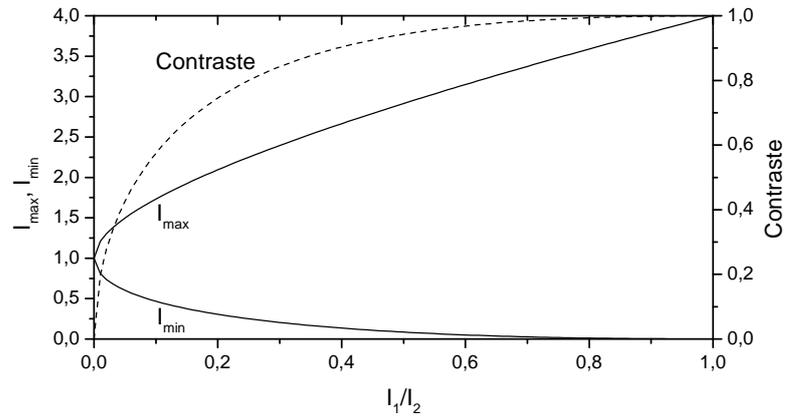


FIGURE 2.16 – Représentation du déséquilibre d'amplitude entre les deux faisceaux I_1 et I_2 issus d'un interféromètre à deux ondes. Les intensités maximale et minimale ainsi que le contraste sont tracés pour I_1 variant de 0 à 1 et pour $I_2=1$.

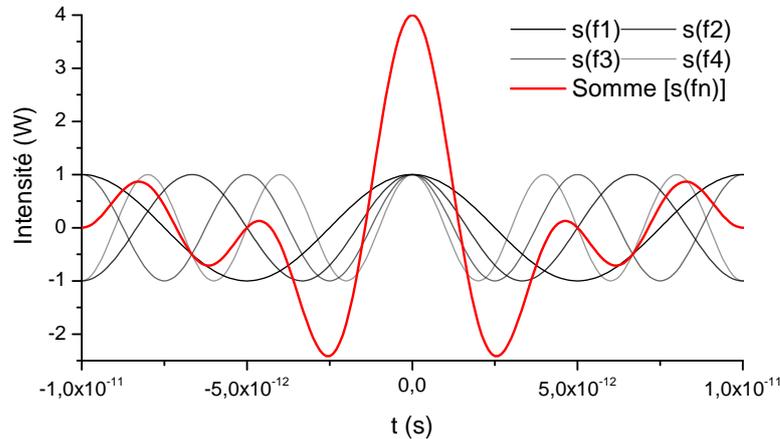


FIGURE 2.17 – Composantes sinusoïdales en phase quand la différence de parcours optique des chemins est nul. En rouge, l'interférogramme résultant de la somme des composantes.

L'interférogramme, issu de la somme des quatre sinusoïdes synchronisées en $\pi/2$, présente bien un maximum en $t'=0$ s (temps proportionnel au décalage dx en ce qui concerne l'interféromètre), puis des décroissances de chaque côté. Ici, ce signal est répété tous les $1/\Delta f$, où $\Delta f=50$ GHz, la différence entre chacune des fréquences utilisées.

Expérimentalement, loin du pic central d'interférence, l'absence de synchronisme entre les différentes composantes fait que la somme des intensités tend vers une valeur moyenne constante nulle (pour la partie alternative de l'interférogramme) et vers une valeur constante égale à I_1+I_2 (pour la partie continue de l'interférogramme).

Pour résumer, l'interféromètre de Michelson permet, à partir d'un signal cohérent composé de multiples longueurs d'ondes, de créer une variation d'intensité locale présentant un maximum d'intensité, contrôlée par le déplacement d'un miroir. Le balayage de ce miroir passant par la position du maximum d'intensité permet d'obtenir un interférogramme qui contient alors les informations spectrales de la source térahertz, de la fonction de transfert de l'expérience ainsi que la réponse spectrale du détecteur.

Introduction des pertes par absorption dans une lame séparatrice en silicium

Nous avons vu que dans le cas d'une lame séparatrice en silicium d'indice $n=3,417$, pour un faisceau térahertz incliné à 45° par rapport à la surface de la lame séparatrice, la fonction de transfert de l'interféromètre $FTI(\theta=45^\circ)$ est de 0,14. Pour deux faisceaux équilibrés et en phase, nous avons montré que l'intensité maximale (obtenue lorsque la différence de marche est nulle) est de $4.FTI(\theta).I_{THz}$ en sortie d'interféromètre, soit $0,564.I_{THz}$. À cela, ajoutons le facteur de recouvrement $R_r(dX)$. Il est inférieur à 1 si l'orientation du miroir fixe de l'interféromètre n'est pas réglée de sorte à compenser le décalage dX , induit par l'épaisseur de la lame séparatrice, entre les deux faisceaux devant le détecteur.

Introduisons maintenant les pertes liées à l'absorption dans les lames séparatrices en silicium. Un faisceau d'intensité I_0 , traversant un milieu d'épaisseur e et de coefficient d'absorption σ , subit des pertes et s'écrit selon :

$$I(e) = I_0 \exp(-\sigma e), \quad (2.46)$$

avec e , l'épaisseur du milieu et σ l'absorption caractéristique du matériau en cm^{-1} . Pour le silicium, dans une bande spectrale comprise entre 0.1 - 2 THz, le coefficient d'absorption est faible et ne dépasse pas $0,05 \text{ cm}^{-1}$ [Dai 2004], on prendra $\sigma=0,02 \text{ cm}^{-1}$ pour la bande spectrale considérée (0,1-1 THz). Pour une lame séparatrice d'épaisseur $e=1 \text{ mm}$, le faisceau térahertz traverse la lame séparatrice avec une incidence de 45° , soit un trajet dans la lame $e'=\sqrt{e^2 + (e \tan(\theta'))^2}=1,022 \text{ mm}$ (avec $\theta' = \sin^{-1}(\sin(\theta^{45})/n_{Si}) \approx 12^\circ$). Le coefficient de pertes par absorption P_σ vaut alors :

$$P_\sigma = \frac{I(e')}{I_0} = \exp(-\sigma.e') = 99,997\% \quad (2.47)$$

Sauf à utiliser des lames très épaisses (quelques centimètres) le faible coefficient d'absorption du silicium dans le domaine spectral considéré, fait que les pertes par absorption sont négligeables. La figure 2.18 illustre la dépendance du coefficient de pertes par absorption en fonction du coefficient d'absorption du milieu utilisé, pour plusieurs épaisseurs de matériaux³.

Pour une lame séparatrice en silicium d'épaisseur 1 cm (pour $\sigma=0,02 \text{ cm}^{-1}$), l'intensité transmise en sortie de la lame séparatrice vaut 97,97% de l'intensité incidente. Il en résulte que le coefficient de transfert maximal de l'interféromètre, obtenu quand I_1 et I_2 sont synchronisées, s'écrit comme :

$$FTI_T(dX, \theta, \sigma) = 4.P_\sigma.FTI(\theta).R_1(dX) \quad (2.48)$$

Il varie entre 55,26% et 56,39% pour des lames séparatrices en silicium d'épaisseurs comprises entre $100 \mu\text{m}$ et 1 cm.

2.3 Modélisation de l'interféromètre de Michelson

La modélisation de l'interféromètre de Michelson peut être abordée par une approche spectrale ou temporelle. La première consiste à modéliser le comportement de

3. Pour cette représentation, nous avons conservé l'indice de réfraction du silicium, qui influe ici sur la longueur du trajet e' vu par le faisceau traversant le matériau d'épaisseur e .

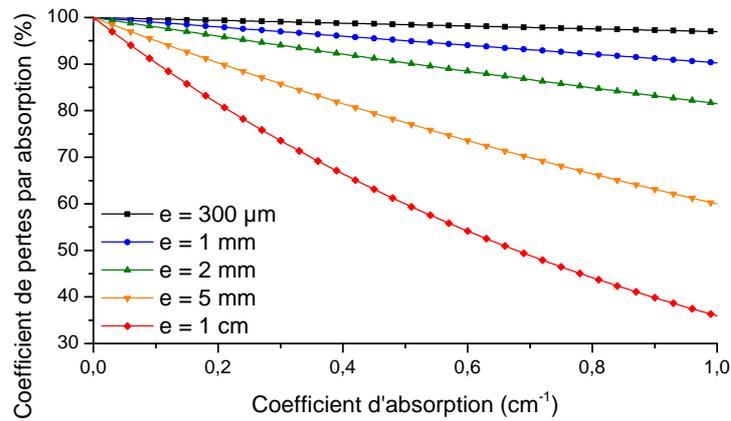


FIGURE 2.18 – Représentation des pertes par absorption liées au coefficient d'absorption du matériau, pour plusieurs épaisseurs (e).

l'interféromètre dans le domaine de Fourier. L'objectif étant de réaliser un modèle simple permettant la prédiction des résultats expérimentaux. La seconde s'appuie sur une fonction numérique continue, image de l'impulsion térahertz avec laquelle les différentes étapes du processus d'autocorrélation sont modélisées. Son avantage est de représenter le parcours de l'impulsion térahertz et ses interactions avec les différents milieux physiques de l'interféromètre au cours du temps, c'est-à-dire d'une manière proche de ce qui est observé expérimentalement. Son principal inconvénient est la lourdeur des calculs numériques notamment dans le cas du calcul des fonctions d'autocorrélation. C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser la première méthode.

Les différentes étapes du processus d'autocorrélation vont être présentées selon une suite logique (figure 2.19) qui sera illustrée par les résultats du modèle, établi dans l'espace de Fourier, et par des mesures expérimentales :

- Dans un premier temps, nous reconstruirons l'allure du signal térahertz en sortie de l'émetteur Tera-Sed 10, sans prendre en compte le rebond temporel présent dans l'impulsion temporelle puis, en le prenant en compte.
- Ensuite, nous procéderons à l'autocorrélation de ce signal sans prendre en compte les paramètres de la lame séparatrice térahertz. Le résultat représentera alors le signal en sortie d'interféromètre.
- Enfin, nous intégrerons ce dernier avec un détecteur de puissance.

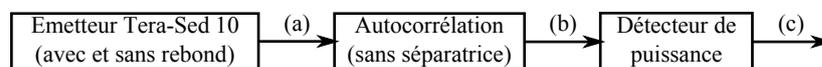


FIGURE 2.19 – Représentation graphique des étapes de la simulation.

Dans un souci de clarté, tous les résultats seront normalisés par leur maximum.

2.3.1 Présentation d'un modèle simplifié

Avant d'établir la modélisation prenant en compte les paramètres des différents éléments composant le banc expérimental, nous allons établir un modèle simplifié dans le but de décrire les opérations effectuées par l'appareil interférométrique et par la détection.

Pour cet exemple, nous assumons que le signal d'émission térahertz est une gaussienne centrée en 650 GHz, de largeur à mi-hauteur de 600 GHz (figure 2.20^a), exprimée par :

$$S_e(f) = P_c \cdot \exp \left(-(f - 650 \cdot 10^9)^2 / \left(\frac{600e9}{2\sqrt{\log(2)}} \right)^2 \right), \quad (2.49)$$

où P_c est la puissance crête, que l'on peut calculer à partir d'une estimation de la puissance moyenne générée par l'émetteur térahertz ($P_{moy}=5 \mu\text{W}$), que nous verrons à la fin de ce chapitre, suivant :

$$P_c = \alpha \cdot E \frac{\Delta f}{\sqrt{\pi}} = \frac{\delta t}{T_{rep}} \frac{P_{moy} \cdot T_{rep} \Delta f}{\sqrt{\pi}}, \quad (2.50)$$

avec $E=P_{moy} \cdot T_{rep}$, l'énergie, Δf , la largeur spectrale à mi-hauteur du spectre d'émission (S_e), $\delta t=2 \log(2)/\pi \Delta f$ la durée de l'impulsion térahertz et T_{rep} la période de répétition du laser (1/75 MHz).

L'autocorrélation de cette impulsion dans le domaine de Fourier consiste à faire le produit $S_e(t) \cdot S_e(t)$ pondéré par les pertes de l'interféromètre (sa fonction de transfert) et par l'inverse de la puissance de l'impulsion initiale ($1/P$) pour ne pas élever l'amplitude du signal au carré :

$$S_{ac} = \frac{1}{2} \frac{S_e(f) \cdot S_e(f)}{P}, \quad (2.51)$$

Ici, nous avons admis que les pertes dans l'interféromètre représentent la moitié du signal térahertz généré. De plus, nous avons vu que le calcul numérique de l'autocorrélation fait intervenir un facteur qui vient diminuer la largeur spectrale du spectre autocorrélé (expérimentalement, ce n'est bien évidemment pas le cas). Pour obtenir la bonne représentation de l'allure du signal autocorrélé, il faut alors multiplier sa largeur à mi-hauteur par 1,41 ($S_{ac}(f, 1,41)$), dans le cas d'un spectre de forme gaussienne. Le signal en sortie d'expérience est ensuite mesuré par un détecteur de puissance. Considérons un détecteur dont la réponse spectrale est centrée en 300 GHz et de largeur à mi-hauteur 200 GHz, pour une sensibilité de 500 V/W (à mi-hauteur), illustré figure 2.20^b :

$$\mathcal{R}_d(f) = 1000 \cdot \exp \left(-(f - 300 \cdot 10^9)^2 / \left(\frac{200e9}{2\sqrt{\log(2)}} \right)^2 \right) \quad (2.52)$$

Le signal délivré par le détecteur (en volts) est le résultat du produit entre S_{ac} et \mathcal{R}_d , illustré figure 2.20^c.

Pour obtenir l'interférogramme à partir de cette information spectrale, il suffit de lui appliquer une transformée de Fourier inverse ($\text{TF}^{-1}\{S_{ac} \cdot \mathcal{R}_d\}$). Elle est obtenue numériquement au travers d'un logiciel (GNU Octave) pondérant la mesure par divers facteurs. Pour retrouver l'amplitude réelle (en volts) du signal temporel $S_{ac}(t)$, on normalise sa puissance par rapport à celle du signal fréquentiel $S_{ac}(f)$. Intégrer sur l'ensemble de la bande spectrale ou sur un temps infini, ces deux informations (spectrale et temporelle) doivent être de puissance égale ($P_{moy}=5 \mu\text{W}$). $S_{ac}^{norm}(t)$ doit alors être pondéré par le rapport des puissances entre le signal fréquentiel et temporel selon :

$$S_{ac}^{norm}(t) = S_{ac}(t) \cdot \beta = S_{ac}(t) \cdot \frac{\sum \sqrt{|S_{ac}(f)|^2}}{\sum \sqrt{|S_{ac}(t)|^2}} \quad (2.53)$$

Il en résulte l'interférogramme, tel qu'il serait mesuré par l'expérience, représenté figure 2.21.

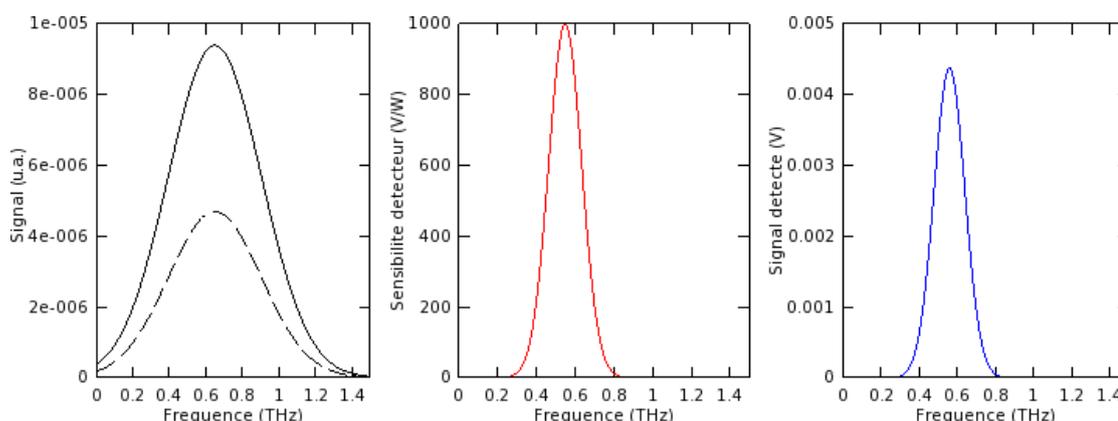


FIGURE 2.20 – Méthode de détection d'un signal au travers d'un interféromètre de Michelson (autocorrélateur) et d'un détecteur de puissance. En a., les allures du spectre d'émission (trait plein) et du spectre après autocorrélation (tirets). En b., la réponse du détecteur de puissance, centrée à 550 GHz, de largeur à mi-hauteur de 200 GHz et une sensibilité maximale de 100 V/W. En c. le spectre de sortie mesuré par le détecteur (produit convolution entre le spectre autocorrélé et la réponse du détecteur), en volts.

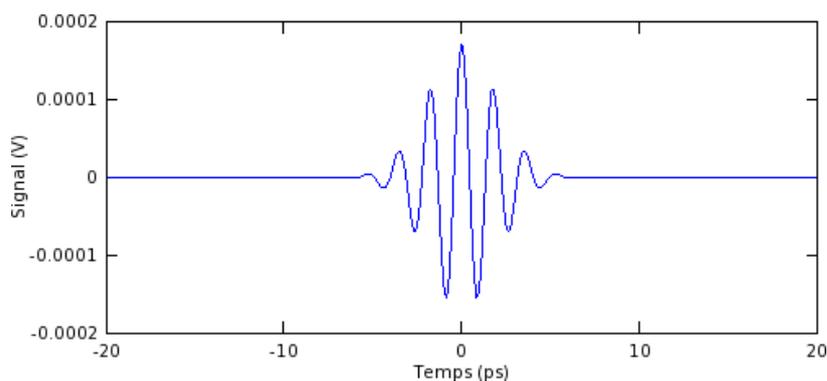


FIGURE 2.21 – Interférogramme mesuré par le détecteur de réponse spectrale \mathcal{R}_d , obtenu par la transformée de Fourier inverse du signal $S_{ac}(f)$ modélisé et normalisé en puissance.

2.3.2 Simulation du spectre de l'impulsion térahertz

L'émission térahertz a été réalisée avec l'émetteur Tera-Sed 10, présenté chapitre 1, section 1.4.3. En partant de l'acquisition temporelle du profil de l'impulsion térahertz enregistrée par échantillonnage temporel, nous obtenons le spectre associé par transformée de Fourier. Celui-ci est composé de franges, espacées d'environ 65 GHz, ce qui correspond dans le domaine temporel à 15,4 ps, figure 2.22, là où un répliqua de l'impulsion initiale est situé et que nous avons observé chapitre 1, figure 1.14. Rappelons qu'ils sont liés aux réflexions dans le substrat de l'émetteur Tera-Sed 10 qui n'a pas de lentille en silicium plaquée en face arrière du substrat, permettant l'adaptation d'indice.

Nous allons maintenant procéder à la modélisation de l'impulsion térahertz en prenant en compte les résonances liées à l'émission dans le Tera-Sed 10. Pour ce faire, un fenêtrage temporel est opéré numériquement sur l'acquisition de l'impulsion femtoseconde : la partie avant le premier répliqua (l'impulsion principale) est conservée intacte alors que la suite est lissée jusqu'à la fin de l'acquisition. Cela permet l'obtention d'une

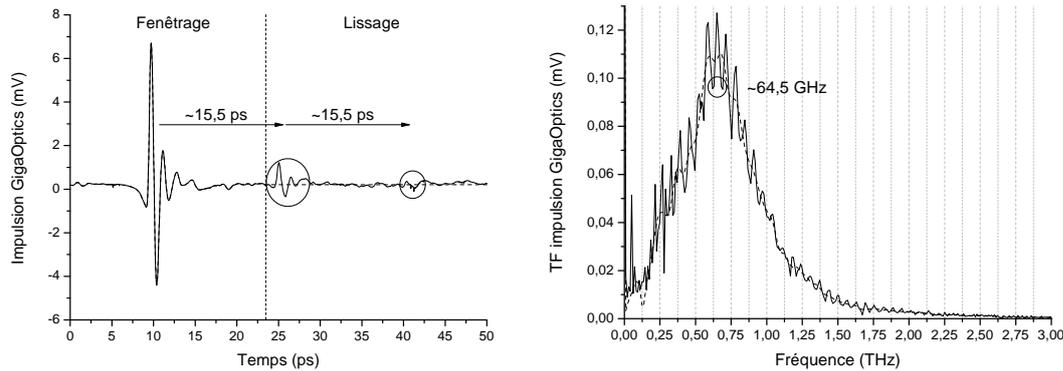


FIGURE 2.22 – Impulsion femtoseconde générée par le Tera-Sed 10 et mesurée par détection électro-optique elle-même reliée à une détection synchrone, à gauche et son spectre calculé par transformée de Fourier, à droite. Les courbes en pointillés correspondent au fenêtrage temporel de l’impulsion avant le premier répliqua.

allure spectrale qui n’est pas entachée par les résonances de Fabry Perot et qui va nous servir de base pour modéliser l’enveloppe de l’impulsion térahertz. Nous aurons alors deux versions représentatives de la génération térahertz au travers l’émetteur Tera-Sed 10 : la première brute, contenant toute les informations de l’impulsion (dont les allers-retours dans le substrat) et l’autre, lissée spectralement qui nous donne l’enveloppe du spectre d’émission (sans franges de Fabry-Perot). Pour ces deux versions de la même mesure, la résolution spectrale est identique car le fenêtrage temporel consiste uniquement à lisser les points de mesures à l’extérieur de la fenêtre et non à les supprimer. Les versions *fenêtrées*, de l’impulsion et de son spectre associé, sont représentées en pointillés sur la figure 2.22 et comparées aux données brutes. La bande spectrale d’émission, en forme de *cloche*, est centrée aux alentours de 600 GHz et de largeur spectrale à mi-hauteur d’environ 300 GHz avec des franges espacées de 64,5 GHz. Pour modéliser son allure, sans les franges dans un premier temps, une succession de Gaussiennes de fréquences centrales et de largeurs spectrales différentes sont utilisées. Cette enveloppe est ensuite normalisée par son maximum, ce qui permettra une meilleure visibilité des résultats. Une fois que l’ensemble des éléments du montage sera pris en compte dans le modèle, nous normaliserons les résultats avec la puissance moyenne P_m délivrée par le Tera-Sed 10, page 1.4.3. Pour tracer l’allure spectrale d’émission du Tera-Sed 10, $S_{TS}(f)$, nous employons une série de courbes gaussiennes, de la manière suivante :

$$S_{TS}(f) = P_m \cdot [G_1(f) + G_2(f) + \dots + G_7(f)] \quad (2.54)$$

avec $G_n(f)$ de la forme $\alpha \cdot \exp[-(f - \Delta f)^2 / f_0^2]$, où α est un coefficient de pondération, Δf la largeur à mi-hauteur et f_0 la fréquence centrale de la gaussienne. Le résultat de cette mise en forme de gaussiennes est représenté figure 2.23 avec les caractéristiques des allures gaussiennes utilisées. Ici, notre objectif n’est pas de faire de la rétro ingénierie en trouvant les paramètres matériaux d’une antenne photoconductrice en fonction de l’allure spectrale modélisée, mais simplement d’obtenir une allure spectrale d’émission proche de celle mesurée, pour l’intégrer au modèle. De plus, le modèle utilisé pour décrire la génération d’onde térahertz par photocommutation (section 1.4.3), étant simple, il ne nous permet pas de pouvoir recréer le profil de l’impulsion térahertz mesuré expérimentalement.

Pour simuler les franges dans le domaine spectrale, nous multiplions à la modélisation du spectre d’émission la formule de la fonction de transfert en intensité des interférences

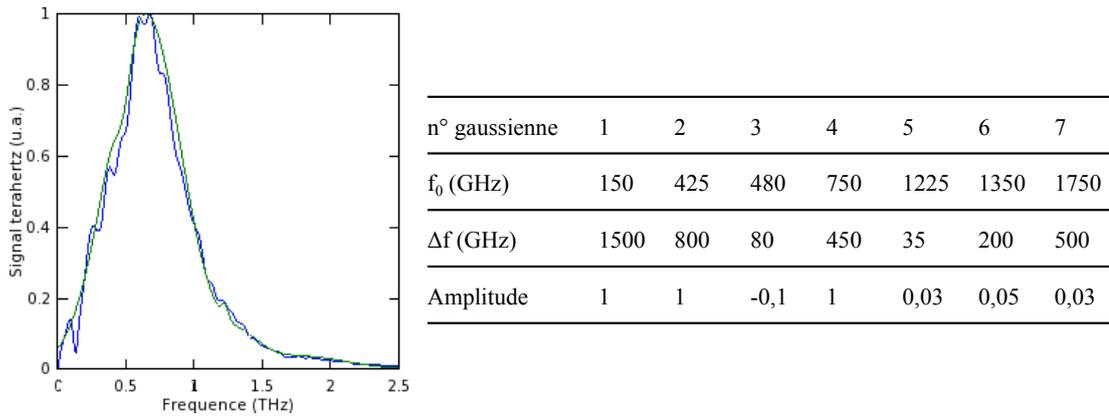


FIGURE 2.23 – À gauche, la représentation de l'allure spectrale de l'émission térahertz assurée par l'émetteur Tera-Sed 10 : la mesure expérimentale (en bleu) comparée à l'allure modélisée (en vert) par des gaussiennes, dont les caractéristiques sont données dans le tableau à droite.

de Fabry-Perot $T_{FP}(f)$, exprimée par :

$$T_{FP}(f) = \frac{(1 - R)^2}{1 + R^2 - 2R \cos(\Delta\phi)}, \quad (2.55)$$

avec R , le coefficient de réflexion entre le substrat de l'émetteur et le milieu adjacent.

Étant donnée la structure relativement complexe de l'émetteur Tera-Sed 10, illustrée figure 2.24, le coefficient de réflexion de la première interface ne peut être estimé de manière simple.

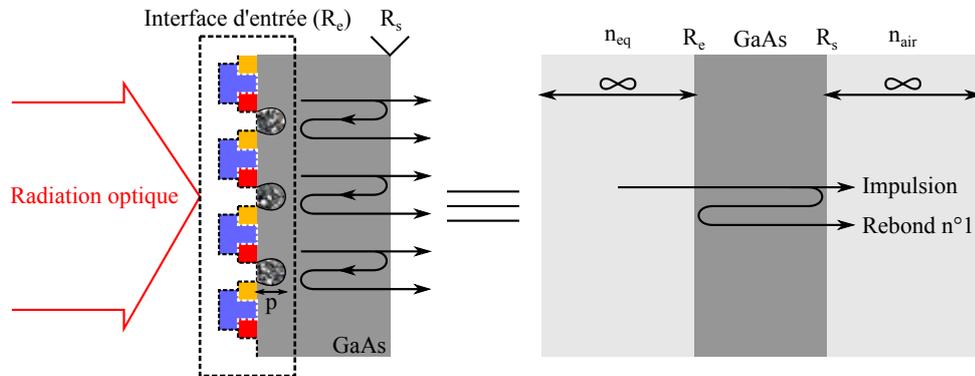


FIGURE 2.24 – Représentation de l'émetteur Tera-Sed 10, à gauche, et du schéma équivalent utilisé pour notre modélisation, à droite.

En effet, une onde réfléchie par l'interface de sortie (modélisée par son coefficient de réflexion en intensité R_s) en direction de l'interface d'entrée (R_e) peut rencontrer différents matériaux et donc coefficients de Fresnel. 50% de la surface de l'interface est recouverte par l'arrangement des doigts métalliques (plots rouge et jaune), 25% par la couche de passivation en Si_3N_4 (tirets noir) et les 25% restants par la couche en PMDA ou SiO_x (tirets blanc), permettant l'accroche de la seconde métallisation (qui protège un doigt sur 2 de la radiation optique incidente). On peut alors s'attendre à ce que le coefficient de réflexion de cette interface soit grand, dû à la grande majorité de la surface

recouverte par du métal.

D'après le relevé de l'impulsion térahertz (figure 2.22), l'amplitude du premier rebond (lié au substrat de GaAs) est réduit d'un facteur 0,152 par rapport à celle de l'impulsion transmise. Cette valeur correspond au produit des deux coefficients de réflexion (en champ) r_e et r_s des interfaces d'entrée et de sortie, soit $r_e \cdot r_s = 0,152$. Le coefficient en champ r_s peut être calculé à partir de la formule du coefficient de réflexion de Fresnel, soit :

$$r_s = \frac{n_{GaAs} - n_{air}}{n_{GaAs} + n_{air}} = \frac{3,4 - 1}{3,4 + 1} = 0,545 \quad (2.56)$$

On en déduit alors la valeur de $r_e = 1,152 / r_s = 0,279$, valeur plus faible que ce que nous avons présagé.

Cette différence peut être expliquée par le fait qu'au niveau des gaps de l'antenne⁴, éclairés par la radiation optique, des porteurs libres sont photo-générés à la surface du substrat de GaAs, sur une profondeur d'absorption (p) de quelques micromètres. Ces photo-porteurs libres sont à l'origine de l'absorption d'une partie des ondes réfléchies à l'interface d'entrée et contribuent alors à la diminution de l'amplitude des rebonds temporels en sortie de l'émetteur (figure 2.24). Il en résulte, que le coefficient de réflexion r_e doit être pondéré par le coefficient d'absorption lié aux photo-porteurs générés à la surface du substrat GaAs. Nous n'allons pas procéder à la simulation de ce phénomène physique. À la place, nous utilisons le coefficient de réflexion $r_e = 0,279$ (en champ) calculé à partir de la mesure temporelle que l'on introduit dans la formule de la transmittance en intensité d'une cavité de Fabry Perot (équation (2.57)), qui devient, selon la figure 2.24 :

$$T_{FP}^{TS10}(f) = \frac{(1 - R_e)(1 - R_s)}{1 + R_e R_s - 2\sqrt{R_e R_s} \cos(\Delta\phi)}, \quad (2.57)$$

Avec :

$$\Delta\phi = \frac{4\pi f}{c} n_{GaAs} e \cos(\theta_1) \quad (2.58)$$

où e est l'épaisseur du substrat de GaAs, θ_1 l'angle d'incidence de l'onde, ici considéré nul et $\Delta\phi$, le déphasage entre deux faisceaux ;

Et les coefficients de réflexion en intensité R_e et R_s donnés par :

$$R_e = \left(\frac{n_{GaAs} - n_{eq}}{n_{GaAs} + n_{eq}} \right)^2 = 0,279^2 = 0,077 \quad (2.59)$$

$$R_s = 0,545^2 = 0,297$$

Le signal $S_{TS}^{fr}(f)$, avec les résonances, s'écrit alors :

$$S_{TS}^{fr}(f) = S_{TS}(f) \cdot T_{FP}^{TS10}(f), \quad (2.60)$$

Le résultat de cette simulation est présenté figure 2.25 et comparé à la transformée de Fourier de l'impulsion temporelle (figure 2.22) mesurée expérimentalement.

Le modèle du signal fenêtré est en bon accord avec la mesure expérimentale. La formule des franges de Fabry-Perot, équation (2.57), fait intervenir les franges aux bonnes fréquences mais les amplitudes de ces dernières ne correspondent pas à celles de la mesure expérimentale.

4. Les parties qui se situent entre chaque métallisation, recouvertes par la couche de passivation.

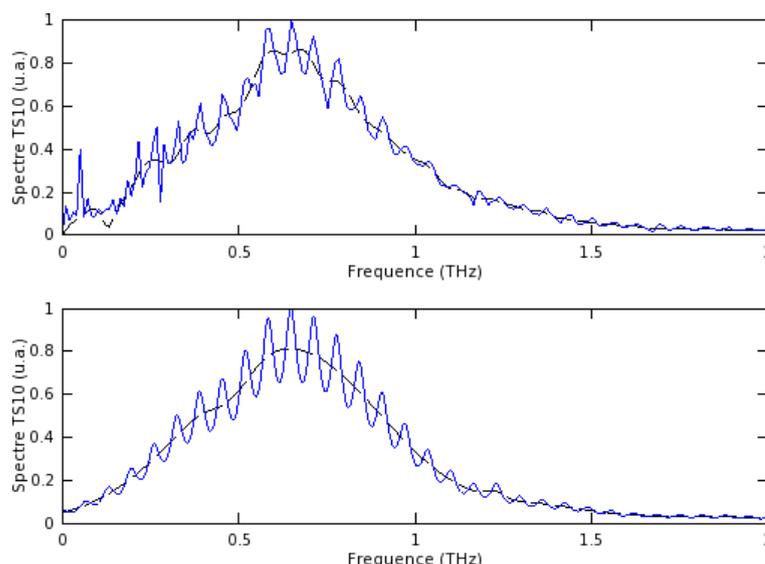


FIGURE 2.25 – Représentation du spectre d'émission généré par l'émetteur Tera-Sed 10 issu de la transformée de Fourier de l'interférogramme mesuré (en haut) et du modèle (en bas). En trait plein, le signal complet avec les résonances de Fabry-Perot, et en tirets, sans les résonances.

2.3.3 Autocorrélation de l'impulsion térahertz

Ici, nous appliquons le calcul d'autocorrélation sur l'impulsion térahertz issue du modèle et de la mesure expérimentale, sans prendre en compte les effets de la lame séparatrice. Dans le domaine de Fourier, l'autocorrélation revient à faire une multiplication : dans notre cas, il s'agit donc de multiplier le spectre de l'impulsion térahertz d'origine avec lui même, tel que :

$$S_i(f) = FTI_T[S_{TS}^{fr}(f).S_{TS}^{fr}(f)] \quad (2.61)$$

À l'issue de cette opération, nous obtenons le spectre de l'interférogramme de sortie, figure 2.26).

Comme nous l'avons vu lorsque nous avons rappelé l'outil mathématique d'autocorrélation, l'axe des abscisses doit être pondéré par un coefficient : 1,41 pour l'autocorrélation d'une gaussienne et 1,54 pour une sécante hyperbolique. Ici, ce coefficient est déterminé à 1,45 de façon à obtenir un signal (l'autocorrélation) de même largeur spectrale que le signal d'émission ; pour le modèle, cela revient à dilater l'axe des fréquences en le multipliant par 1,45. Le résultat issu du modèle est très proche du calcul numérique d'autocorrélation réalisé sur l'impulsion mesurée expérimentalement.

Traduite dans le domaine temporel, par une transformée de Fourier inverse, l'impulsion résultante de cette autocorrélation constitue l'interférogramme généré en sortie de l'interféromètre, figure 2.27.

L'allure temporelle de l'interférogramme modélisé est identique au résultat calculé à partir de la mesure expérimentale, seule l'amplitude des rebonds, situés de chaque côté de l'interférence, est un peu plus élevée.

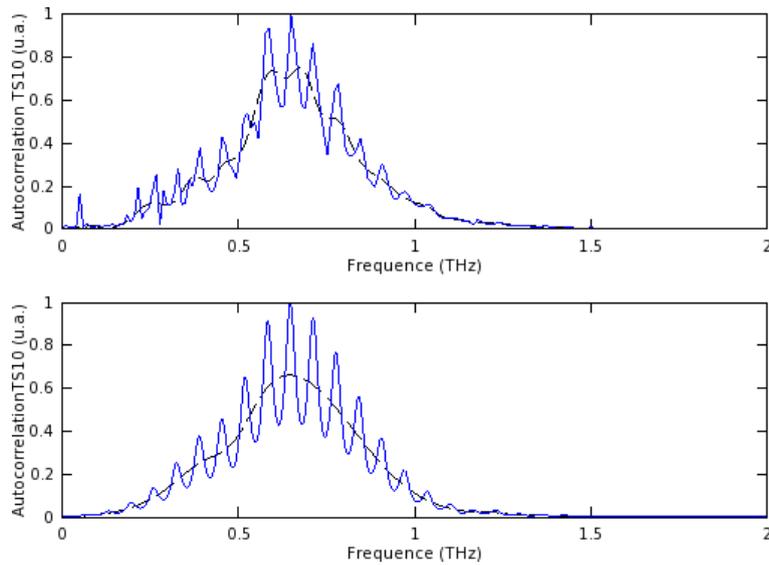


FIGURE 2.26 – Résultat du calcul numérique d’autocorrélation réalisé sur les spectres du Tera-Sed 10, issus de la mesure expérimentale (en haut) et du modèle (en bas). En trait plein, le signal complet avec les résonances de Fabry-Perot, et en tirets, sans les résonances.

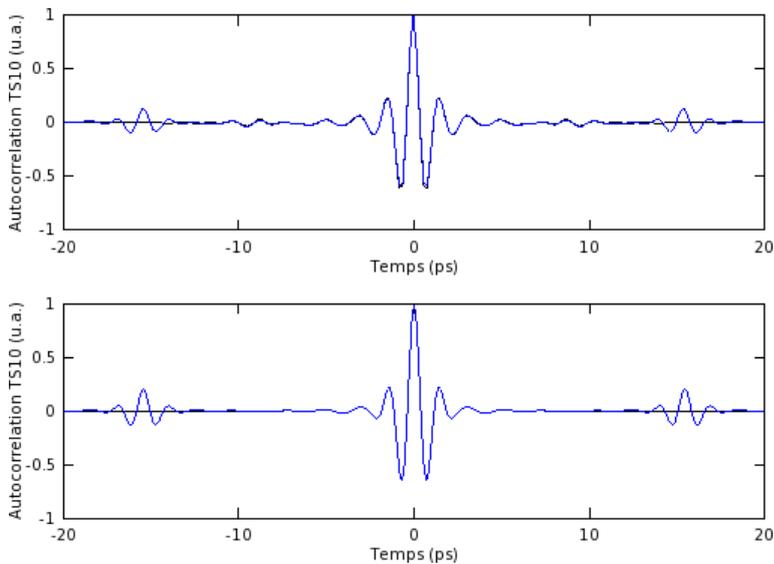


FIGURE 2.27 – Transformées de Fourier inverses des spectres obtenus figure 2.26, après l’autocorrélation du signal généré. En haut, le spectre du signal autocorrélé mesuré et en bas, le spectre du signal autocorrélé modélisé.

2.3.4 Acquisition d’un interférogramme

Nous poursuivons la modélisation en choisissant la diode Schottky WR1.9ZBD comme détecteur de référence, ce qui nous permettra de comparer les résultats expérimentaux au modèle. Ce choix a été guidé par les caractéristiques de la diode : excellente protection face aux perturbations extérieures, très bonne puissance équivalente de bruit et une bonne sensibilité, les mesures sont répétables et atteignent des rapports

signal sur bruit très satisfaisants. Avec les détecteurs large bande (le pyromètre ou le bolomètre) la mise en œuvre d'opérations répétables est plus complexe, d'une part pour les temps d'acquisitions plus longs (ces détecteurs sont lents) et d'autre part parce que le pyromètre est très peu protégé du bruit environnant et le bolomètre nécessite le maintien de sa température à 4 K. Les interférogrammes présentés et issus du modèle seront les parties modulées du signal et seront donc centrées en 0 (nous n'avons pas implémenté la valeur moyenne aux interférogrammes).

La réponse spectrale de la diode WR1.9ZBD est modélisée à l'aide de plusieurs fonctions (gaussiennes et erreur), de la manière suivante :

$$\mathcal{R}_d(f) = \text{erf}(f) \cdot \sum_{i=1}^{10} g_i(f), \quad (2.62)$$

avec les fonctions $\text{erf}(f)$ et $g_i(f)$ décrites ci-dessous et les caractéristiques des g_i (tableau 2.2) :

$$\text{erf}(f) = 0.5 + 0.5 \cdot \text{erf}\left(\frac{-350 \cdot 10^9 + f}{30 \cdot 10^9}\right), \quad g_i(f) = A \cdot \exp\left(-\frac{(f - f_0)^2}{(\Delta f)^2}\right) \quad (2.63)$$

g_i	A (V/W)	f_0 (GHz)	Δf (GHz)
g1	125	425	15
g2	-350	444	10
g3	1300	450	175
g4	250	450	20
g5	-120	480	20
g6	500	515	20
g7	-390	535	10
g8	250	545	20
g9	-170	570	10
g10	250	580	20

TABLE 2.2 – Caractéristiques des fonctions gaussiennes utilisées pour la modélisation de la réponse de la diode WR1.9ZBD.

La figure 2.28 illustre le résultat de cette modélisation qui est comparé à la réponse spectrale fournie par Virginia Diodes.

Ne disposant que de quelques points situés aux alentours du maximum de la réponse spectrale de la diode, les bords en basses et hautes fréquences ont été estimés sur la base d'une enveloppe Gaussienne. Cette allure a ensuite été normalisée avec la valeur maximale de sensibilité fournie par le constructeur.

Le signal délivré par un détecteur de puissance correspond au produit de l'intensité de l'interférogramme incident avec sa réponse spectrale \mathcal{R}_d , soit :

$$S_{ZBD}(f, \tau) = I(f, \tau) \mathcal{R}_d(f) \quad (2.64)$$

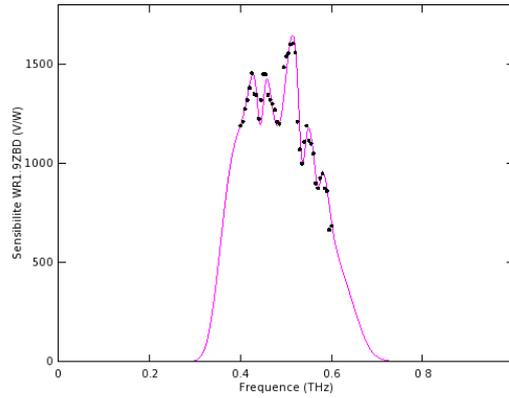


FIGURE 2.28 – Modélisation de la réponse de la diode Schottky WR1.9ZBD, en trait plein et la documentation constructeur, en points.

En procédant à la transformée de Fourier inverse de $S_{ZBD}(f, \tau)$ nous obtenons l'interférogramme, image de l'acquisition temporelle mesurée expérimentalement. Les résultats de la mesure expérimentale et du modèle sont illustrés figure 2.29 pour un interféromètre composé d'une lame séparatrice en silicium d'épaisseur $300 \mu\text{m}$:

À ce stade de la modélisation, la lame séparatrice en silicium (d'épaisseur $300 \mu\text{m}$ ou 1mm) n'est pas prise en compte dans le modèle. Néanmoins, nous pouvons déjà nous interroger sur les différences entre la mesure et le modèle : d'une part, alors que l'interférogramme issu du modèle a une amplitude moyenne nulle, pour la mesure expérimentale, la valeur moyenne du signal est d'environ $55 \mu\text{V}$. L'allure spectrale du signal s'en voit perturbée, en effet, les amplitudes des résonances de Fabry-Perot ne sont pas les mêmes. D'autre part, le spectre du signal s'étend légèrement plus vers les hautes fréquences, 800GHz , alors que sur la mesure il s'arrête à 700GHz .

2.4 Étude des paramètres de la séparatrice térahertz

L'objectif de cette étude est de chercher les moyens nous permettant de nous affranchir des rebonds, liés au milieu séparateur, que nous avons observés lors des dernières acquisitions (figure 2.29). La présence de ces rebonds détériore la réponse spectrale de l'interféromètre en introduisant des résonances de Fabry-Perot. Nous avons étudié ces phénomènes de cavité opérant dans les lames à faces parallèles, d'indice n_2 et d'épaisseur e , section 2.2.3. La formule de la transmittance de Fabry-Perot $T_{FP}(f)$, pour un milieu à face parallèle baignant dans un milieu homogène, est liée au coefficient de réflexion (en intensité) R , à l'indice du milieu séparateur n_2 et à l'angle d'incidence θ_i de la radiation térahertz suivant :

$$T_{FP}(f) = \frac{(1 - R)^2}{1 + R^2 - 2R \cos(\Delta\phi)} \quad (2.65)$$

avec $R = \left(\frac{n_2 - n_{air}}{n_2 + n_{air}} \right)^2$ et $\Delta\phi = \frac{4\pi \cdot f \cdot n_2 \cdot e}{c} \cdot \cos(\theta_i)$

De cette formule on voit que le coefficient de réflexion R , qui ne dépend pas de la fréquence, détermine l'amplitude des résonances. C'est donc le contraste d'indice entre le milieu séparateur et le milieu ambiant qui fixe cette valeur. Pour le minimiser nous

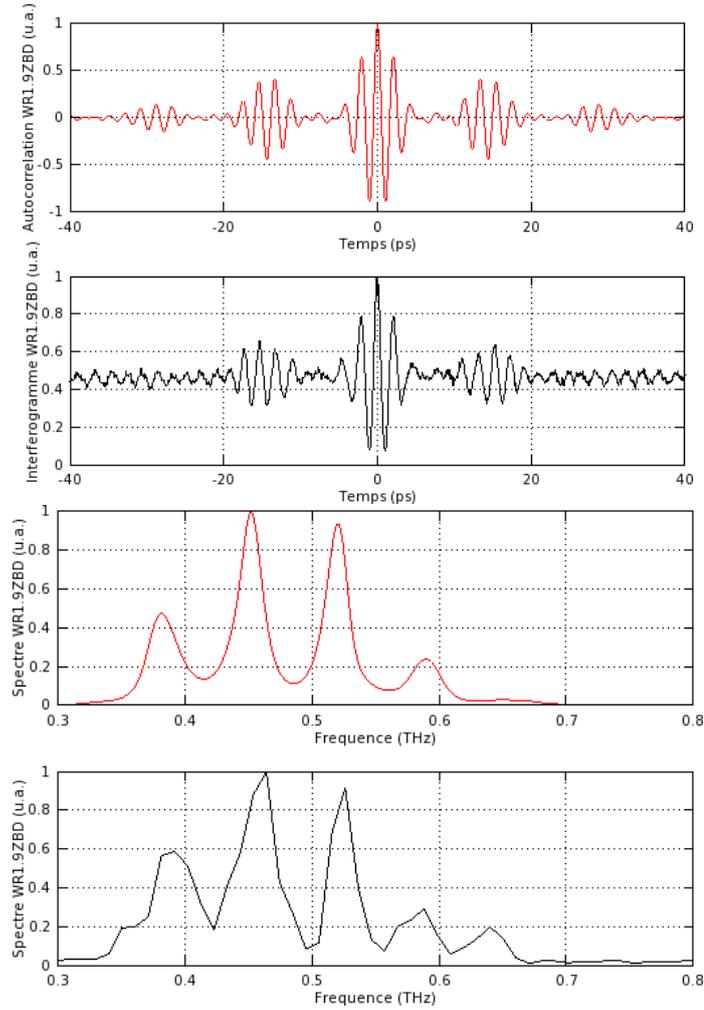


FIGURE 2.29 – Signal mesuré par la diode WR1.9ZBD avec une lame séparatrice en silicium d'épaisseur $300 \mu\text{m}$. En haut, les interférogrammes issus du modèle (rouge) et de la mesure (noir). En bas, les spectres associés. À gauche, la mesure expérimentale et à droite le modèle.

pouvons choisir une lame séparatrice d'indice proche du milieu ambiant (ici de l'air, $n=1$). Cependant, la fonction de transfert en intensité de l'interféromètre dépend fortement de l'indice de la lame séparatrice, comme nous l'avons calculé équation (2.21) et illustré figure 2.4, pour une radiation térahertz incidente $\theta_i=45^\circ$, l'indice optimal était de 2,75. Concernant la périodicité des résonances dans le domaine spectrale, elle est fixée par le temps de parcours τ_p (équation (2.66)) de l'onde térahertz dans la séparatrice, éclairée avec un angle θ_i par rapport à sa normale.

$$\tau_p = \frac{n_2 \cdot e}{c} \cdot \cos(\theta_i) \quad (2.66)$$

Idéalement, dans le cas de notre interféromètre, θ_i doit être égal à 45° ; l'écart entre deux interférences δf_{FP} est alors donné par $4\pi \cdot n_2 \cdot e / c$, soit de l'épaisseur et de l'indice de la lame séparatrice.

Dans cette partie nous allons tenter de déterminer le meilleur compromis possible nous permettant la génération d'interférogrammes équilibrés, en minimisant les pertes

dues au milieu séparateur. Dans un premier temps nous mettrons en évidence l'impact de l'épaisseur des lames séparatrices en silicium. Nous remplacerons ensuite le silicium par des matériaux séparateurs extrêmement fins : des films plastiques. Enfin, nous changerons la configuration de l'interféromètre pour le passer dans le domaine optique et ainsi utiliser une lame de verre 50/50. Nous traiterons également d'un interféromètre utilisant un réseau de diffraction comme lame séparatrice (Martin Puplett interferometer) et d'un interféromètre sans séparatrice (Lamellar interferometer).

2.4.1 Rôle de l'épaisseur des lames en silicium

D'après ce que nous venons de voir et en s'appuyant sur les résultats de l'étude réalisée section 2.2.3, on peut imaginer repousser les rebonds du centre de l'interféromètre (là où est le signal) en épaississant la lame séparatrice. L'intérêt de cette manipulation est de pouvoir ensuite fenêtrer les interférogrammes temporellement de sorte à ne conserver que la partie utile (sans rebonds). Plus le fenêtrage temporel est large, plus la résolution spectrale du signal est fine, nécessitant l'emploi de lames séparatrices relativement épaisses selon la résolution souhaitée⁵. Il faut alors prêter attention à ce que l'épaisseur de la lame séparatrice ne soit pas trop importante pour conserver un bon recouvrement des faisceaux térahertz, en sortie d'interféromètre (voir figure 3.33).

Nous avons fait la mesure d'interferogrammes, sur une même expérience, en remplaçant successivement des lames séparatrices en silicium d'épaisseur 300 μm et 1 mm. Le résultat de ces mesures est illustré figure 2.30.

En rouge, nous avons implémenté au modèle les perturbations, liées aux deux lames séparatrices, en multipliant les interférogrammes de sortie, mesurés par la diode WR1.9ZBD, avec la formule des franges de Fabry-Perot, équations (2.57) et (2.59). Celles-ci sont comparées aux mesures expérimentales (en noir) et sont en bon accord avec ces dernières. Sur ces relevés, on remarque clairement qu'une partie des rebonds, situés vers 15 ps, sont décalés du pic d'interférence, lorsque la lame passe d'une épaisseur de 300 μm à 1 mm. Des rebonds résiduels situés à environ 15 ps du pic central subsistent à la variation de la séparatrice. Il s'agit en fait des rebonds qui sont liés à la génération térahertz (avec le Tera-Sed 10). Ainsi, pour ces lames séparatrices d'épaisseurs 300 μm et 1 mm, les résonances de Fabry-Perot sont espacées, de ≈ 75 GHz et de ≈ 20 GHz respectivement. En regardant plus précisément l'emplacement des rebonds pour chacune des épaisseurs de lames séparatrices, on peut procéder à un fenêtrage temporel :

- Pour l'épaisseur de 300 μm , les rebonds se trouvent vers 15 ps, le fenêtrage de l'interférogramme peut être réalisé sur environ 20 ps, soit une résolution spectrale de 50 GHz.
- Pour la lame séparatrice d'épaisseur 1 mm, l'interférogramme peut être fenêtré sur environ 80 ps, soit une résolution spectrale de 12,5 GHz qui correspond à la moitié de la résolution maximale pouvant être atteinte par notre expérience (6,67 GHz).

Pour atteindre la limite de résolution spectrale, il faudrait alors une lame séparatrice en silicium d'épaisseur 2 mm, pour laquelle le recouvrement des faisceaux $R_1(dX)$ est estimé⁶ à 99,995 % ($dX=282 \mu\text{m}$). La fonction de transfert en intensité de la lame correspond à $\text{FTI}(45^\circ).R_1(dX)=14,1$ % (voir les équations (2.21) et (2.25) de $\text{FTI}(\theta_i)$ et

5. Nous rappelons que la résolution spectrale n'est limitée que par la course du déplacement du miroir mobile de l'interféromètre, soit une limite mécanique de la ligne de translation utilisée (4,5 cm \rightarrow 150 ps \rightarrow 6,67 GHz de résolution spectrale).

6. Selon notre étude précédente (section 2.2.3), dans le cas d'un faisceau térahertz d'incidence 45° par rapport à la normale de la lame séparatrice et de diamètre 1 cm.

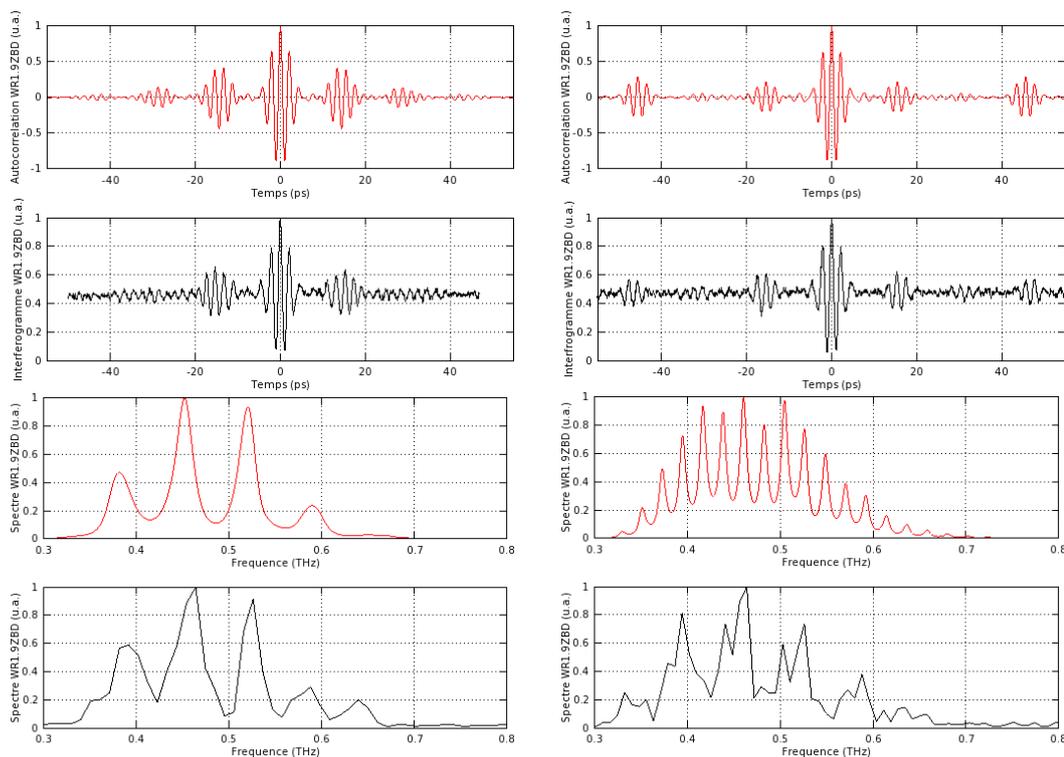


FIGURE 2.30 – Signaux mesurés avec la diode WR1.9ZBD pour des lames séparatrices en silicium d'épaisseurs $300\ \mu\text{m}$ (gauche) et $1\ \text{mm}$ (droite). En haut, les interférogrammes modélisés (rouge) et mesurés (noir) et en bas, les spectres calculés des interférogrammes présentés.

$R_1(dX)$ respectivement) dans cette configuration.

Pour valider ces observations, nous avons utilisé une lame séparatrice en silicium d'épaisseur $1\ \text{cm}$ pour un réglage optique de l'interféromètre, optimisé autour d'une lame séparatrice de fine épaisseur ($300\ \mu\text{m}$ - $1\ \text{mm}$). Le rapport de recouvrement $R_1(dX)$ des faisceaux, pour cette épaisseur de lame, est de $88,274\ \%$ ($dX=1,41\ \text{cm}$). Si l'on néglige les pertes dans le matériau, l'amplitude du signal mesuré avec cette lame séparatrice doit avoir une amplitude de $88,28\ \%$ du signal mesuré pour une lame séparatrice d'épaisseur $300\ \mu\text{m}$. L'acquisition temporelle de l'interférogramme mesurée avec le pyromètre THz9b-MT est représentée figure 2.31.

Les pertes par absorption dans la lame de silicium ($0,025.\text{cm}^{-1}$ [Dai 2004]), ont été étudiées section 2.2.3. Pour une lame d'épaisseur $1\ \text{cm}$, environ $97\ \%$ du signal est transmis.

2.4.2 Films plastiques comme milieu séparateur

Nous avons vu qu'une épaisseur plus importante de la lame silicium (≈ 1 à $2\ \text{mm}$) permet d'éloigner les oscillations perturbatrices. La conséquence directe est qu'un fenêtrage plus important de l'interférogramme est possible et permet d'avoir une meilleure résolution spectrale. Maintenant, nous allons voir qu'il est possible avec d'autres matériaux, au contraire extrêmement fins, de minimiser l'impact des allers-retours dans le milieu séparateur. Pour cela, nous avons utilisé deux films plastiques.

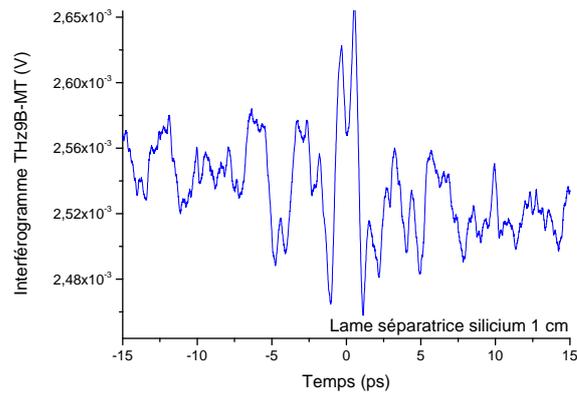


FIGURE 2.31 – Interférogramme mesuré par le pyromètre THz9B-MT avec une séparatrice en silicium d'épaisseur 1 cm et le Tera-Sed 10 en émission.

L'un traité en surface, avec un dépôt de nanoparticules métalliques, et l'autre en mylar, d'une épaisseur d'environ $15 \mu\text{m}$. Ces matériaux ont la particularité, dans le domaine spectral considéré, de pouvoir jouer le rôle de lame séparatrice. Homes *et al.* [Homes 2007] ont montré que, sous certaines conditions de polarisations et pour des angles incidents particuliers, le transfert énergétique peut être maximisé. Ces matériaux sont caractérisés par un indice de réfraction faible, $n=1,67$ pour le mylar [Krishnamurthy 2001] et relativement constant dans la gamme 0,1 - 2 THz. L'indice n valant que 1,67, cela nous donne un transfert maximal de l'intensité térahertz incidente de $\text{FTI}(\theta_i=45^\circ)=4,9,93\%$. Ainsi, 39,72 % de la puissance incidente seront reçus par le détecteur ($\approx 56\%$ pour une lame en silicium), ce qui réduit d'autant la dynamique de mesure. Dans notre cas, nous avons simplement remplacé la lame séparatrice en silicium par les films plastiques, l'incidence du faisceau par rapport à la surface de la séparatrice est de 45° .

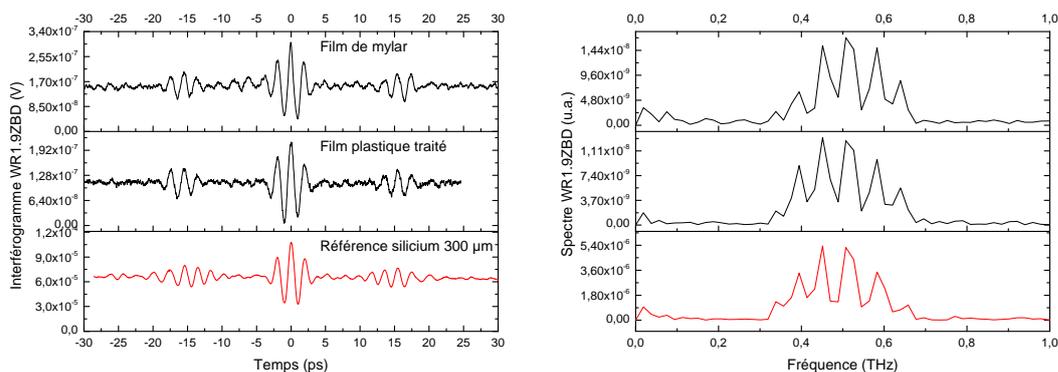


FIGURE 2.32 – Résultat des interférogrammes mesurés avec la diode WR1.9ZBD avec l'utilisation de films plastiques comme lames séparatrices. À gauche, les interférogrammes et à droite leurs spectres associés tracés pour un fenêtrage temporel des interférogrammes de 60 ps. L'émetteur utilisé est le Tera-Sed 10.

Les interférogrammes sont bien équilibrés, preuve du bon réglage des parcours optiques, seuls les rebonds liés à l'émission sont présents. Si l'on combine ces films plastiques à la génération térahertz par redressement optique, l'interféromètre réalisé n'introduit plus de résonances de Fabry-Pérot. Sa résolution spectrale est alors uniquement limitée par

le parcours de la ligne de translation du miroir mobile (environ 6 GHz dans notre cas). Cependant, l'intensité térahertz, en sortie des films plastiques est fortement diminuée, d'un facteur ≈ 500 sur nos acquisitions ce qui rend la mesure d'un signal impossible pour des détecteurs de faible sensibilité. Cette différence d'amplitude peut être expliquée par le fait que les films plastiques, tel que le mylar, sont très sensibles à la polarisation du faisceau incident et à son angle d'incidence. D'ailleurs, l'impact de la polarisation peut être limité, comme l'ont montré C. Homes *et al.* [Homes 2007]. Pour cela, il faut légèrement changer l'angle d'incidence du faisceau térahertz qui n'est pas de 45° , comme illustré sur la figure 2.33 ci-dessous.

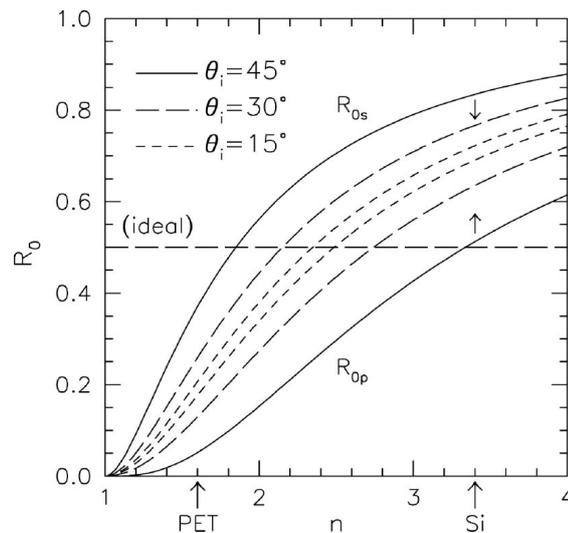


FIGURE 2.33 – Illustration du coefficient de réflexion R_0 en fonction de l'indice de la lame séparatrice et de la polarisation du faisceau incident, pour 3 angles d'incidence du faisceau térahertz (45° , 30° et 15°). Figure extraite de la référence [Homes 2007].

Le silicium haute résistivité, pour des épaisseurs de l'ordre de quelques millimètres (1 à 2 mm), est plus facile à mettre en œuvre sur ce type d'expérience et reste très efficace malgré les perturbations liées aux allers-retours de l'impulsion aux interfaces de lame à faces parallèles.

2.4.3 Interféromètre dans le domaine optique

Toujours dans l'objectif de s'affranchir des perturbations liées à la lame séparatrice en silicium, nous avons réalisé le montage de l'interféromètre de Michelson dans le domaine optique. Pour cela, une lame la séparatrice en verre (50/50), couramment utilisée en optique, permet de diviser le faisceau laser en deux intensités égales mais surtout, de ne pas produire de rebonds. Dans cette configuration, l'émetteur térahertz est placé en sortie d'interféromètre, là où les deux impulsions optiques interfèrent.

Le fait que les faisceaux optiques soient visibles, permet un réglage de l'expérience (recouvrement des faisceaux) plus aisé, même si, en contrepartie, la longueur d'onde plus courte implique un réglage plus fin. Cette expérience a été réalisée à l'institut Riken à Sendai avec comme pompe optique le laser amplifié Spitfire, le cristal de ZnTe d'épaisseur 2 mm utilisé comme émetteur et le pyromètre DLATGS en détection (figure 2.34). Le choix du cristal de ZnTe à la place du Tera-Sed 10 est motivé par le fait que l'on souhaite s'affranchir des rebonds temporels de cet émetteur (observés à $\approx 15,3$ ps). Le

faisceau térahertz, en sortie d'interféromètre est ensuite focalisé à l'aide d'une lentille tsurupica de longueur focale 5 cm.

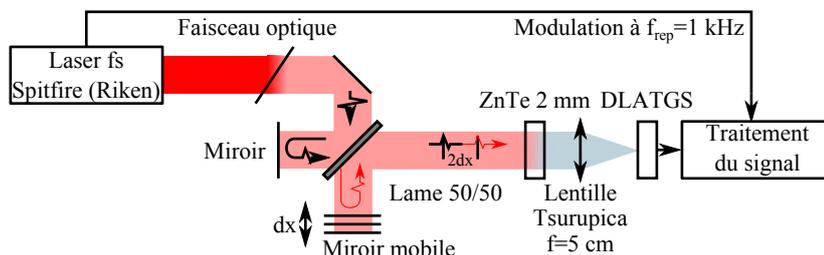


FIGURE 2.34 – Schéma de l'expérience interférométrique réalisée dans le domaine optique.

Intuitivement, nous pouvons penser que cette méthode présente l'avantage de pouvoir disposer d'une puissance térahertz plus élevée, car les pertes induites par l'expérience (surtout dans la lame séparatrice) peuvent être facilement compensées par la puissance du laser. Le chemin du signal térahertz est aussi beaucoup plus court, il est donc moins soumis à l'absorption de l'atmosphère. Pour ce type d'expérience, l'émetteur choisi doit permettre la conversion de deux impulsions optiques successives et donc posséder des temps de relaxation extrêmement brefs, à l'image des cristaux non linéaires. Pour une antenne photoconductrice, comme l'émetteur Tera-Sed 10, le temps de vie des électrons est de l'ordre de 1 ps. Les porteurs photogénérés par une première impulsion peuvent alors absorber une partie de la seconde impulsion, qui viendrait illuminer l'émetteur, avant que ces derniers aient eu le temps de se recombiner. Quand les deux impulsions optiques sont en phase (pour $\tau=0$) des risques de saturation ou de non-linéarité sont également envisageables. L'association entre le laser amplifié et le cristal non linéaire semble être la formule la plus adéquate pour répondre aux critères de rapidité de l'émetteur et de puissance térahertz générée.

La figure 2.35 illustre la comparaison entre la mesure d'un signal avec l'interféromètre térahertz et l'interféromètre optique, dans le même environnement et avec les mêmes dispositifs d'émission, de détection et d'acquisition du signal. Seule la puissance optique est différente, pour l'interféromètre térahertz $P_{opt}=650$ mW et pour l'interféromètre optique, $P_{opt}=1,25$ W

Nous constatons que l'interféromètre dans le domaine térahertz est plus efficace. En effet, son amplitude est 15,5 fois plus grande que celle de l'interférogramme obtenu pour l'interféromètre optique. Au delà de l'efficacité de génération, nous pouvons voir que les rebonds liés à la lame séparatrice térahertz, ne sont plus présents avec la lame 50/50 optique; ils ont été éloignés temporellement du pic central d'interférence. Le fait que l'interférogramme ("optique") soit déséquilibré reflète un alignement optique imparfait soit de l'un des miroirs ou de la lame 50/50, celui-ci a été corrigé par la suite. De plus, une déformation de ce signal est observée là où les deux contributions de l'interféromètre commencent à interférer constructivement (pour $\tau \rightarrow 0$). Nous avons observé l'effet de la puissance optique sur cette déformation pour en connaître la cause (figure 2.36).

Même si le signal, à partir d'une puissance pompe de 0,6 W commence à ne plus suivre la progression linéaire de la puissance de pompe, la déformation du signal observée n'est pas uniquement due à l'efficacité du cristal. Son origine est sûrement liée aux effets non linéaires parasites opérant dans le cristal de ZnTe; comme l'absorption à deux photons, la génération de second harmonique, etc [Vidal 2009]. Ces effets deviennent de plus en plus importants avec la puissance optique et perturbent la génération térahertz.

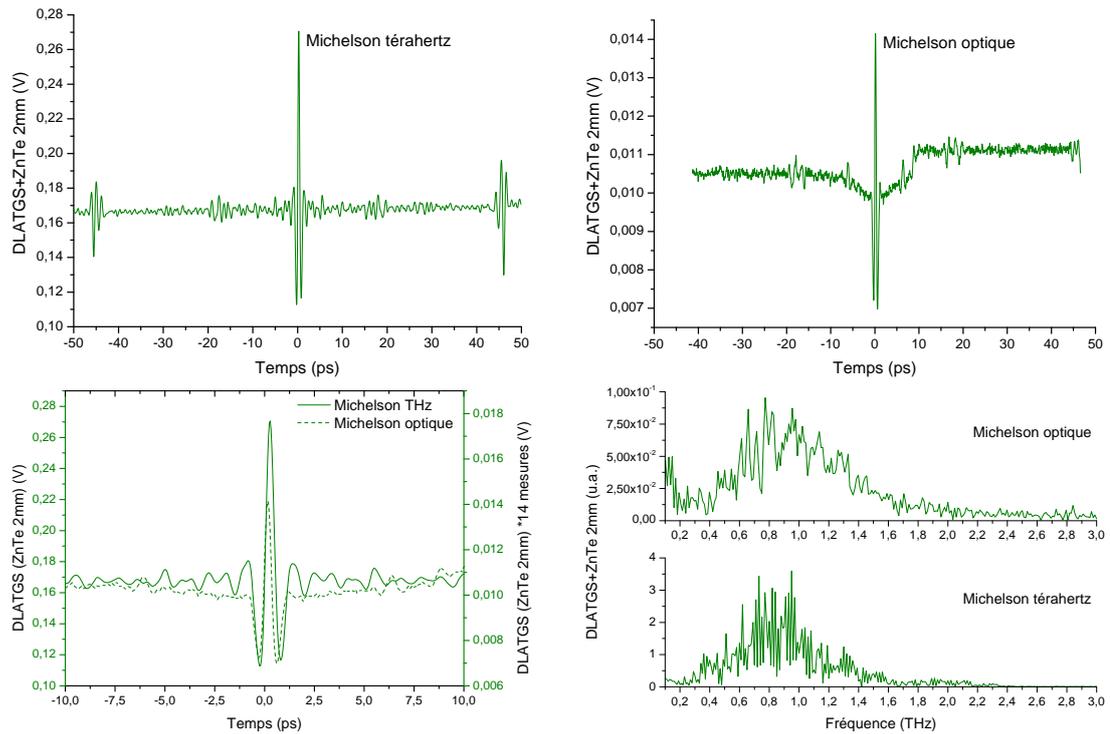


FIGURE 2.35 – Comparaison des interférogrammes mesurés par le détecteur DLATGS avec l'interféromètre en configuration optique ($P_{opt}=1,25\text{ W}$) et térahertz ($P_{opt}=650\text{ mW}$), en haut. En bas à gauche, un zoom sur la superposition des deux interférogrammes. En bas à droite, les spectres respectifs des deux mesures, calculés par transformée de Fourier des interférogrammes fenêtrés sur 80 ps).

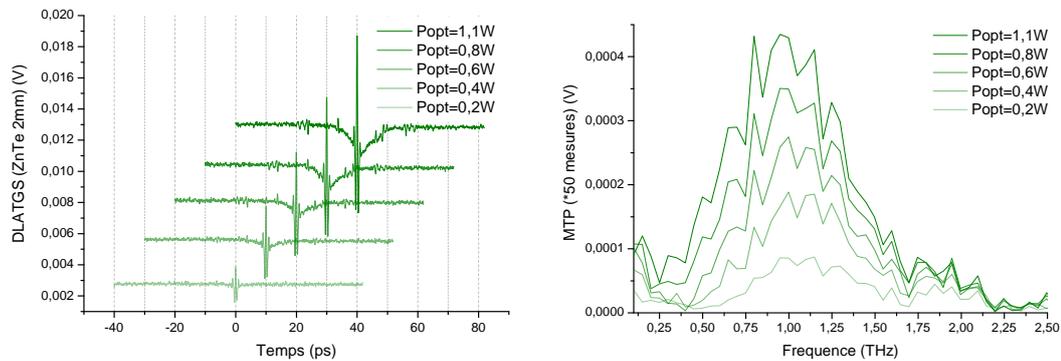


FIGURE 2.36 – Évolution du signal térahertz en fonction de la puissance de pompe optique avec l'interféromètre en configuration optique. Les spectres sont tracés avec des interférogrammes fenêtrés sur 20 ps pour plus de lisibilité.

2.4.4 Interféromètre à polariseur de type Martin-Puplett

L'interféromètre de Martin-Puplett est un interféromètre de Michelson dont la lame séparatrice est remplacée par un polariseur à grilles et les miroirs plans par des miroirs toits, son principe de fonctionnement est identique. Le schéma de l'interféromètre est représenté figure 2.37

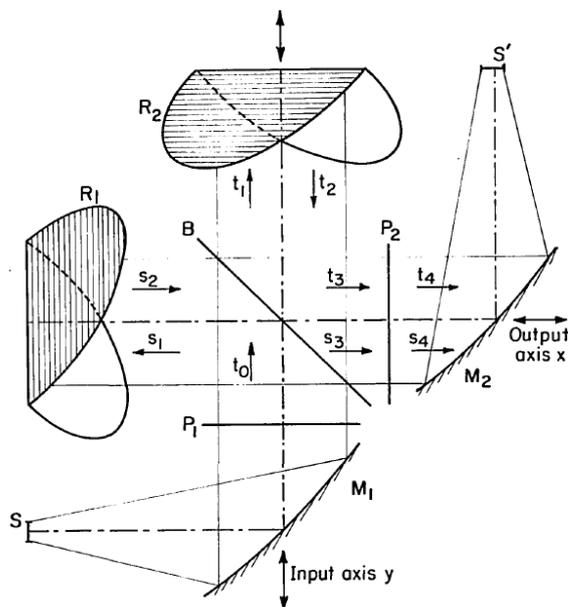


FIGURE 2.37 – Schéma de l'interféromètre de type Martin-Puplett, issu de la référence [Lambert 1978].

Son fonctionnement est basé sur l'utilisation de polariseurs à grilles métalliques qui permettent le contrôle de la polarisation de la radiation issue de la source térahertz, qui est alors transmise et ou réfléchi sur ces derniers en fonction de sa polarisation. Pour qu'un polariseur à grille soit efficace, il faut que la distance entre chacun des filaments composant la grille soit grandement inférieure à la longueur d'onde de la radiation térahertz. Un premier polariseur (P1), situé à l'entrée de l'interféromètre, permet la modulation de polarisation de la source térahertz incidente et ne transfère cette dernière que selon une unique polarisation rectiligne. Le transfert d'intensité est maximal si la source est déjà polarisée de manière rectiligne. Rappelons qu'un polariseur à grille transmet les composantes d'une radiation qui sont polarisées perpendiculairement à l'orientation de sa grille et réfléchit les composantes parallèles à cette dernière. Le faisceau térahertz, polarisé rectilignement par P1, est ensuite transmis vers la lame séparatrice, un polariseur à grille (B), dont l'orientation des grilles est de 45° par rapport à celles de P1 (soit par rapport à la polarisation qui lui est incidente). De cette manière, le faisceau térahertz subit une transmission (t_1) et une réflexion (s_1) sur le polariseur B. Chacune des contributions transmises et réfléchies correspondent à la moitié de l'intensité de la radiation en entrée de B et a subi une modification de sa polarisation : s_1 , la partie de radiation réfléchi est alors polarisée parallèlement par rapport à l'orientation des grilles de B et t_1 , la radiation transmise, est elle polarisée perpendiculairement à l'orientation des grilles de B. Les polarisations de s_1 et t_1 sont perpendiculaires. Les deux bras de l'interféromètre sont terminés par des miroirs toit (R1 et R2), chacun composé de deux miroirs plans joints avec un angle de 90° . Ils permettent de renvoyer les contributions s_1 et t_1 vers B en procédant à la rotation de leur polarisation avec angle de 90° (double réflexion). Il en résulte que la contribution s_2 (la réflexion de s_1 par R1), maintenant polarisée perpendiculairement à la grille de B est complètement transmise par le polariseur B (s_3). La contribution t_2 (la réflexion de t_1 par R2) est maintenant polarisée parallèlement par rapport au polariseur B, qui la réfléchit (t_3). s_3 et t_3 sont

alors polarisés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre puis recombinaés par B en direction du polariseur de sortie (P2). Ce dernier permet de moduler la polarisation des deux contributions pour maximiser le contraste du maximum d'interférence (quand les trajets optiques des deux bras de l'interféromètre sont égaux). Son orientation optimale est de 45° par rapport à B soit la même orientation que P1. Dans cette configuration, P2 doit être incliné de sorte à ce que les réflexions de s3 et t3 sur ce dernier ne soient retransmises dans l'interféromètre. En ce qui concerne l'intensité transmise, ce dernier polariseur fait perdre la moitié des intensités de s3 et t4, soit une intensité maximale en sortie d'interféromètre (S') égale à la moitié de l'intensité fournie par S.

Une alternative possible, pour obtenir toute l'intensité térahertz générée par la source en sortie d'expérience, est d'orienter le polariseur P2 comme le polariseur B, en configuration de lame séparatrice. Deux détecteurs identiques sont alors utilisés afin de mesurer les polarisations transverses des contributions s4 et t4 complètement réfléchi et transmise par P2. La somme des acquisitions temporelles (les interférogrammes mesurés en balayant l'un des miroirs sur un axe optique de l'interféromètre) permet d'observer des défauts d'alignements alors que la différence des acquisitions permet d'obtenir le signal maximal d'intensité équivalente à celle de la source S, tout en améliorant le rapport signal sur bruit de la mesure. Un résultat de cette expérience, réalisée par L. Fröhlich [Fröhlich 2005] est illustré figure 2.38.

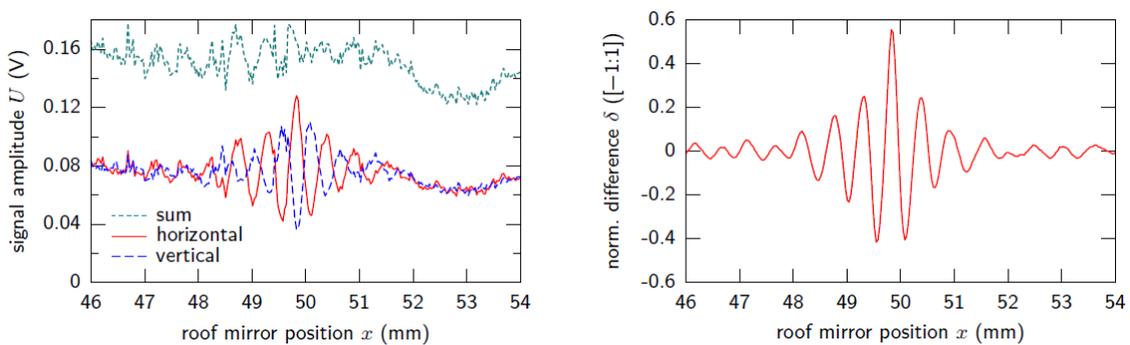


FIGURE 2.38 – Résultat de l'interféromètre de Martin-Puplett dans la configuration à deux lames séparatrices (deux détecteurs) réalisé par L. F [Fröhlich 2005]. À gauche, le résultat brut des mesures de polarisations verticales (s4, en bleu) et horizontales (t4 en rouge) par les deux détecteurs. La somme de ces mesures est représentée en pointillés et illustre les défauts des interférogrammes mesurés. À droite, le résultat normalisé de la différence des deux mesures.

Son principal avantage, face à l'interféromètre de Michelson, dans la configuration à deux détecteurs est qu'idéalement, la totalité de l'intensité térahertz fournie par la source peut être mesurée [Fröhlich 2005]. L'interféromètre de Michelson, lui, ne permet uniquement le transfert que de la moitié de l'intensité térahertz qui lui est incidente (toujours idéalement). En effet, la nature des lames séparatrices B et P2 permet de transporter l'ensemble de l'intensité térahertz vers les détecteurs. L'efficacité de cette expérience est cependant liée à la polarisation des différents faisceaux qui doivent être correctement polarisés : la polarisation de la source S doit être parfaitement rectiligne. En plus du rapport signal sur bruit, amélioré par les deux mesures, les interférogrammes sont centrés en 0 (pas de valeurs moyenne quand il y a désaccord de phase) ce qui peut, dans certains cas, éviter la saturation de détecteurs à cause de la valeur moyenne du

signal obtenue avec un interféromètre de Michelson.

2.4.5 Interféromètre sans séparatrice

Réalisé en 2008 par Myra Naftaly [Naftaly 2008] le *lamellar interferometer* est un interféromètre basé sur l'interféromètre de Michelson mais pour lequel la lame séparatrice a été remplacée par deux miroirs plans qui peuvent être décalés l'un par rapport à l'autre. Les deux miroirs reçoivent chacun une moitié de la distribution spatiale du faisceau térahertz, le miroir parabolique de sortie permet de recombiner ces deux moitiés de faisceaux qui vont interférer au niveau du détecteur. Le principe est représenté sur la figure 2.39.

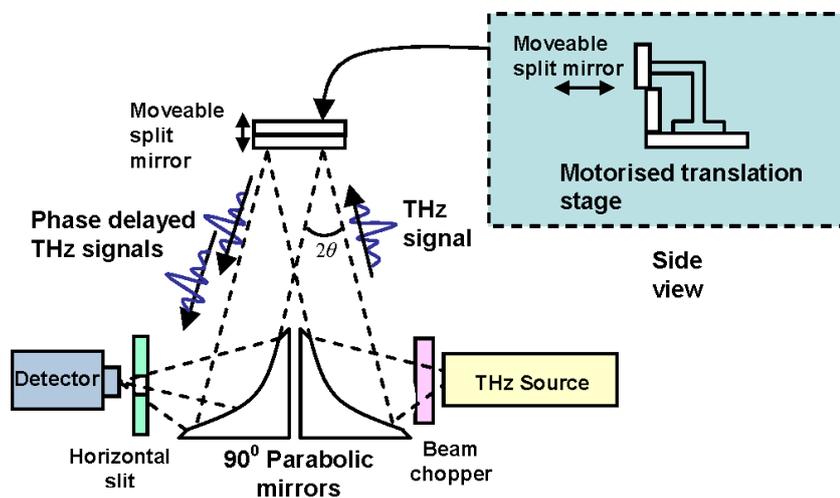


FIGURE 2.39 – Schéma de l'expérience interférométrique réalisée sans lame séparatrice, dans le domaine térahertz, issu de l'article de Mira Naftaly [Naftaly 2008].

Dans ce cas, la source térahertz peut tout aussi bien être une source continue comme une source large bande, à l'image de notre expérience. Dans l'article présenté, l'utilisation d'une antenne photoconductrice associée à un laser femtoseconde Ti :Sa conduit à la génération d'un signal large bande s'étalant de 0,1 THz à 3 THz. Le signal est ensuite collimaté sur les deux miroirs plans dont le rôle est d'assurer la différence de marche des deux parcours de l'interféromètre. Pour ce faire, l'un des miroirs (en bas) est fixe, tandis que l'autre, positionné juste au dessus, est piloté par une ligne de translation. Les deux bras de l'interféromètre sont équilibrés en intensité tant que le faisceau térahertz incident recouvre, de la même façon, le miroir mobile et le miroir fixe. Le déplacement du miroir mobile permet d'introduire le retard nécessaire à la constitution d'un interférogramme et donc de la fonction d'interférométrie. Les deux contributions du signal initial sont ensuite dirigées vers un second miroir parabolique assurant la focalisation du faisceau sur le détecteur. Ce banc expérimental permet grâce à un balayage du miroir de 25 mm d'obtenir une résolution spectrale de 6 GHz. Un interférogramme extrait de la référence [Naftaly 2008] mesuré par une cellule de Golay avec l'interféromètre à lamelles est présenté figure 2.40.

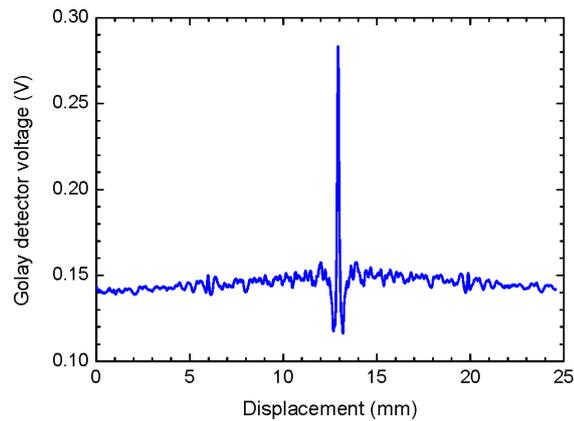


FIGURE 2.40 – Interférogramme mesuré à l'aide de l'interféromètre à lamelles développé par Naftaly *et al.* [Naftaly 2008] et d'une cellule de Golay.

2.4.6 Conclusion

Dans un premier temps nous avons observé l'impact de l'épaisseur des lames séparatrices en silicium (à haut indice de réfraction : 3,417). Plus l'épaisseur augmente, plus les rebonds s'éloignent du pic d'interférence principal et plus la résolution spectrale augmente. Pour une lame d'épaisseur 1 mm les rebonds liés à la séparatrice sont situés à environ 40 ps du pic d'interférence principale ce qui nous permet un fenêtrage temporel sans rebonds sur 80 ps, soit une résolution spectrale de 12,5 GHz. Cela est cependant limité par les pertes induites dans le silicium et par le décalage spatial dX entre les deux faisceaux interférents. Expérimentalement, pour une lame d'épaisseur 1 cm, l'acquisition d'un interférogramme a montré des déséquilibres prononcés du signal pour un faisceau térahertz d'entrée de diamètre 1 cm environ.

Au contraire, pour les matériaux extrêmement fins, comme les films plastiques (PET et mylar) les faibles indices de réfractons ($n \approx 1,6$) et épaisseurs de quelques dizaines de micromètres font que les rebonds sont situés vers le pic central d'interférence et possèdent de très faibles amplitudes. Sur les acquisitions temporelles réalisées, ils ne sont pas visibles. Cependant, le transfert de l'intensité térahertz n'est pas bon. À l'aide de notre expérience, un rapport d'intensité de 500 a été trouvé entre l'utilisation d'un film de mylar et d'une lame de silicium d'épaisseur 300 μm .

Nous avons ensuite changé la configuration de notre interféromètre pour l'utiliser dans le domaine optique où l'émetteur térahertz (un cristal de ZnTe) est placé en sortie et reçoit deux impulsions optiques, initialement délivrées par un laser femtoseconde (amplifié) et séparées par une lame de verre 50/50. Cette dernière permet de séparer spatialement les deux impulsions en limitant les rebonds du fait de son épaisseur. Avec cette méthode, les rebonds temporels ont été supprimés sur un fenêtrage temporel de plus de 80 ps mais le rendement est moins bon que l'interféromètre térahertz du fait de saturations dans le cristal d'émission observées à partir de puissance moyenne optique d'environ 600 mW. D'autres procédés interférométriques dérivés du Michelson ont ensuite été présentés. Le premier utilisant un polariseur à grille comme lame séparatrice qui ne génère aucun rebond et permet en plus d'avoir un interférogramme centré en 0 et de récupérer toute l'intensité térahertz (à la condition d'utiliser deux émetteurs identiques). La résolution spectrale de ce dernier n'est alors limitée que par la course du miroir mobile. Le second, est un interféromètre à lamelles composé de deux miroirs plans (dont un mobile) qui

forment les deux bras de l'interféromètre ainsi que la séparation des faisceaux térahertz : la radiation térahertz incidente éclaire les deux parties du miroir de façon équivalente. Là aussi aucun élément du montage interférométrique ne génère de résonances dans le domaine spectral et l'ensemble de l'intensité térahertz est transmis (si l'on ne prend pas en compte l'absorption dans l'atmosphère, etc.).

2.5 Étude des paramètres de la génération térahertz

Cette étude a pour objectif de déterminer la meilleure configuration possible de l'interféromètre : trouver le bon compromis entre intensité térahertz générée et résolution spectrale. Pour ce faire, différentes sources d'émission térahertz et lasers seront utilisées. La configuration de base de l'expérience est représentée figure 2.41.

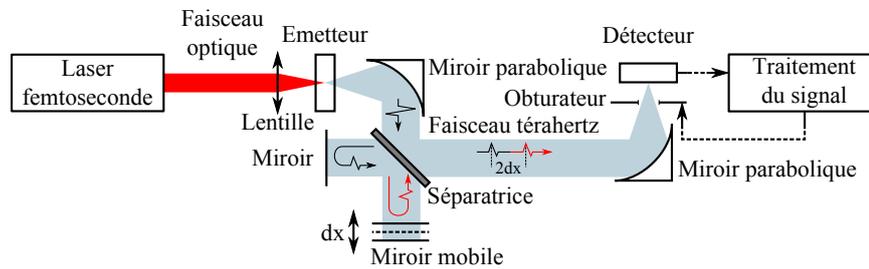


FIGURE 2.41 – Schéma de l'expérience interférométrique de base composée de la partie émission (laser et émetteur), l'interféromètre de Michelson, le détecteur et la partie acquisition (détection synchrone).

Nous commencerons par essayer de nous affranchir des interférences générées par le Tera-Sed 10 puis nous utiliserons des cristaux non linéaires associés à différentes pompes optiques (laser amplifié et non amplifié) pour comparer les intensités térahertz.

2.5.1 Génération térahertz par photocommutation

À l'aide des antennes photoconductrices dont nous disposons, présentées section 1.4.3, nous simulons les interférogrammes en sortie de l'interféromètre, figure 2.42. Ils sont obtenus par l'autocorrélation des impulsions générées pour les deux antennes, représentées figures 1.12 et 1.14, mesurées par échantillonnage électro-optique.

Dans un premier temps, nous constatons une différence d'amplitude entre les deux relevés en faveur du Tera-Sed 10. Celle-ci est d'autant plus importante qu'il est alimenté par une puissance optique de 200 mW, limite de la pompe optique au moment de l'expérience. Pouvant être éclairé sur une surface plus large, le TeraSed 10 peut être éclairé avec une puissance optique d'environ 500 mW et soumis à une tension de polarisation de 15 V, comme nous l'avons vu au premier chapitre, figure 1.15. L'antenne Teravil, quant à elle, est éclairée par une puissance optique de 8 mW et est polarisée avec une tension de 36 V, ce qui est relativement proche de son maximum autorisé. Nous pouvons alors estimer la différence d'amplitude entre les signaux générés par les deux antennes, lorsque celles-ci sont alimentées avec des puissances optiques et tensions de polarisation proches de leur limite ; soit finalement, 30 fois plus de signal avec le TeraSed 10

En ce qui concerne l'allure des interférogrammes, nous voyons clairement que l'antenne Teravil a un rendu plus propre : la valeur moyenne de l'interférogramme est constante

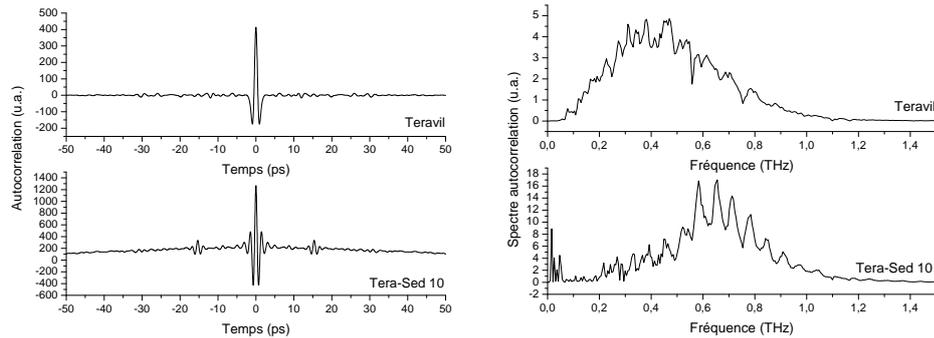


FIGURE 2.42 – Résultat de l'autocorrélation numérique d'impulsions térahertz mesurées par les antennes photoconductrices : l'antenne Teravil et le Tera-Sed 10. À gauche, les interférogrammes calculés et à droite, leurs spectres associés, obtenus par transformée de Fourier, pour un fenêtrage de 100 ps.

et sans oscillations latérales, à 15,5 ps du pic principal, comme celles observées sur l'interférogramme de l'émetteur Tera-Sed 10. Cette absence d'allers-retours de l'impulsion principale dans le substrat émetteur est assurée par la lentille collée en face arrière, réalisant un meilleur transfert de l'onde générée entre le substrat émetteur et le milieu ambiant. Dans le domaine spectral, ces perturbations sont visibles sous la forme de franges de Fabry-Perot espacées d'une fréquence de 66,7 GHz, réduisant alors la résolution effective de l'acquisition.

Le Tera-Sed 10 ne dispose pas d'un dégagement suffisant en face arrière pour y placer une lentille de substrat comme c'est le cas sur l'antenne Tera-Vil. Celle-ci permet de générer un signal térahertz en limitant les rebonds temporels dans le substrat émetteur. En outre nous pouvons ajouter un ou plusieurs morceaux de lames à faces parallèles, d'indice équivalent à celui du substrat, au contact de sa surface. Le but de cette manipulation est d'épaissir le substrat émetteur, par l'ajout de matière dont l'indice est équivalent. Pour cela, nous utilisons des morceaux de silicium haute résistivité dont l'indice ($n=3,417$) est très proche de celui du GaAs ($n=3,4$), qui constitue en grande partie le substrat de l'émetteur. Cependant, en face arrière, là où sont émises les radiations térahertz, une couche de Si_3N_4 d'épaisseur $1\ \mu\text{m}$ est déposée sur le substrat de GaAs, son indice, peu constant dans le domaine considéré est d'environ $n=2$. Les défauts d'interfaces (gaps d'air par exemple) qui peuvent exister entre les différentes surfaces (GaAs- Si_3N_4 , Si_3N_4 -SiHR et SiHR-SiHR), sont à l'origine de rebonds supplémentaires. Les rebonds liés à la couche de Si_3N_4 quant à eux sont très peu retardés par rapport à l'impulsion principale, du fait de l'indice et de l'épaisseur de la couche : $\tau_{\text{Si}_3\text{N}_4}=13,3\ \text{fs}$. De plus, les coefficients de réflexions entre les couches d'indice $\approx 3,4$ et celles de Si_3N_4 ($n=2$) sont peu élevés ($r_{2-3,4}=0,0676$ en intensité) ; ils ne perturbent alors que très peu le signal de sortie. La figure ci-dessous montre l'impact des lames de silicium mises en contact avec le substrat de l'émetteur Tera-Sed 10 (figure 2.43) ; les interférogrammes sont mesurés par la diode WR1.9ZBD. Sur ces mesures on note une perte d'amplitude sur les signaux où l'ajout de silicium a été fait. Concernant les rebonds, plus le nombre de lames de silicium est grand, plus ils sont nombreux et plus ils s'étalent temporellement en s'éloignant du pic d'interférence. D'une part, cela illustre l'idée de départ qui veut qu'en ajoutant de l'épaisseur (d'indice équivalent) au substrat on éloigne les rebonds du pic d'interférence et d'autre part, que les défauts d'interfaces amènent des résidus d'impulsions et de rebonds à interférer dans les lames de silicium.

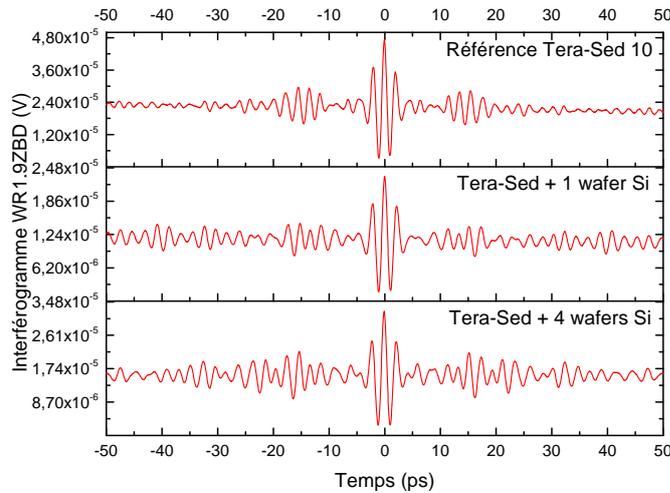


FIGURE 2.43 – Émission par le Tera-Sed 10 avec l'ajout de couches en silicium haute résistivité ($300 \mu\text{m}$ chacune) sur le substrat du Tera-Sed 10. La puissance optique et la polarisation de l'antenne sont constantes.

Pour la génération térahertz par photoconduction, idéale lorsque l'on utilise un laser non amplifié, nous choisissons alors de conserver l'émetteur Tera-Sed 10 seul, qui est 30 fois plus puissant que l'antenne Tera-Vil. En contrepartie, il introduit des rebonds temporels sur les acquisitions qui sont, comme nous venons de le voir, difficiles à supprimer.

2.5.2 Génération térahertz par redressement optique

Pour tirer partie des lasers amplifiés, l'utilisation de cristaux non linéaires peut s'avérer être une méthode de génération intéressante en terme d'intensité produite et de qualité du signal. En effet, en plaçant un cristal non linéaire dans le faisceau de pompe optique et en l'inclinant très légèrement, les allers-retours dans le milieu ne se retrouvent alors pas dans le signal térahertz généré. La photo de l'expérience montée à l'Institut Riken est représentée figure 2.44, elle met en œuvre un cristal de ZnTe pour la génération térahertz où le faisceau optique traversant le cristal est ensuite bloqué par une lame en silicium.

Nous avons choisi des cristaux non linéaires de ZnTe, d'épaisseurs 1, 2 et 4,45 mm répartis sur deux expériences et testés avec les trois lasers amplifiés. Au laboratoire, nous avons utilisé le cristal de 4,45 mm avec le laser Femtosource et le laser amplifié Libra, présentés page 10. Le choix de ce cristal a été fait car son spectre d'émission permet de localiser le transfert de puissance sur une bande spectrale dont le maximum est proche de la bande passante de la diode WR1.9ZBD, figure 2.45.

Les faisceaux optiques (des deux lasers) sont acheminés sur la même expérience de manière successive : le réglage des optiques est donc identique pour chacune des mesures, l'une avec le Femtolaser et l'autre avec le Libra. Les dimensions du cristal de ZnTe utilisé étant millimétriques, les faisceaux optiques sont alors focalisés par une lentille de longueur focale 30 cm ; l'emploi de faisceaux collimatés n'est pas envisageable dans cette configuration. La puissance optique moyenne du Femtosource est de 435 mW (pour 80 MHz) contre 2,6 W pour le Libra (à 1 kHz), puissance en sortie d'une densité optique 1,5 ; soit des puissances crêtes de 363 kW pour le Femtolaser et 433 GW pour le Libra

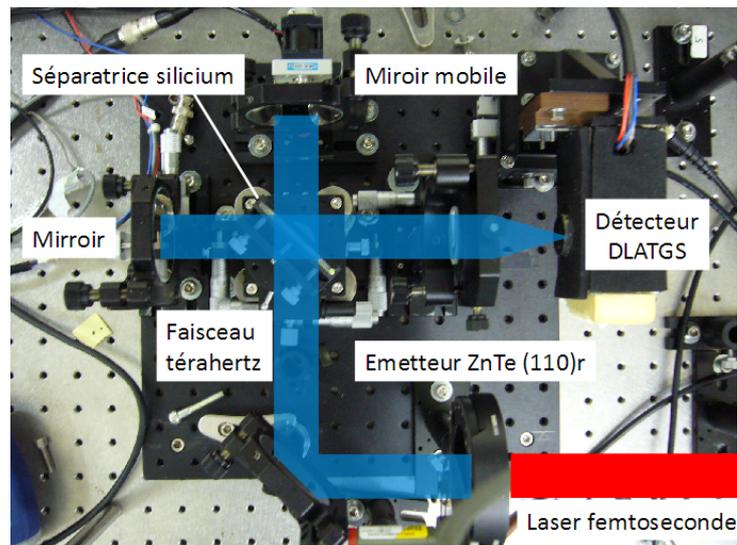


FIGURE 2.44 – Photo de l'expérience interférométrique montée à l'Institut Riken.

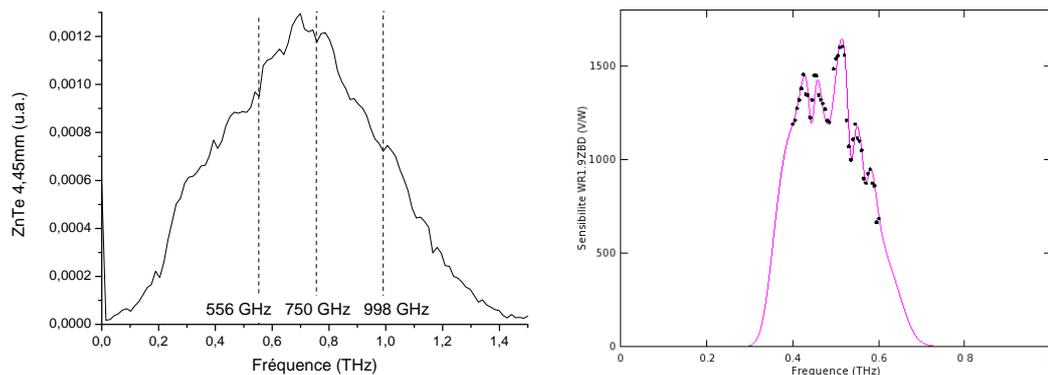


FIGURE 2.45 – À gauche, le spectre d'émission du cristal de ZnTe d'épaisseur 4,45 mm, mesuré par échantillonnage électro-optique. À droite, la réponse de la diode WR1.9ZBD donnée par le constructeur Virginia Diodes (points).

(voir le tableau 1.1 des caractéristiques des lasers, du chapitre 1). Les interférogrammes sont enregistrés au travers de la diode WR1.9ZBD via la détection synchrone et sont représentés figure 2.46.

Les deux systèmes fournissent approximativement la même puissance moyenne térahertz si l'on se contente de regarder les amplitudes des interférogrammes, malgré une puissance moyenne plus importante du Libra. Cependant, au regard de l'allure de l'interférogramme enregistré dans la configuration où le laser amplifié est utilisé, nous devinons un effet de saturation du cristal dans le processus de génération. En effet, le creux formé au centre de l'interférogramme indique que la contribution de puissance au-delà du seuil de conversion optique-terahertz profite à des effets non linéaires⁷, comme le doublement de fréquence, qui ne contribuent pas à la génération térahertz. Rappelons que le Libra peut fournir une puissance crête maximale de 867 GW ($P_{moy}=5,2$ W). Au delà d'une certaine densité de puissance sur le cristal, ce dernier peut être définitivement endommagé ; l'utilisation

7. Les mêmes que nous avons vus précédemment, concernant l'interféromètre optique, page 104.

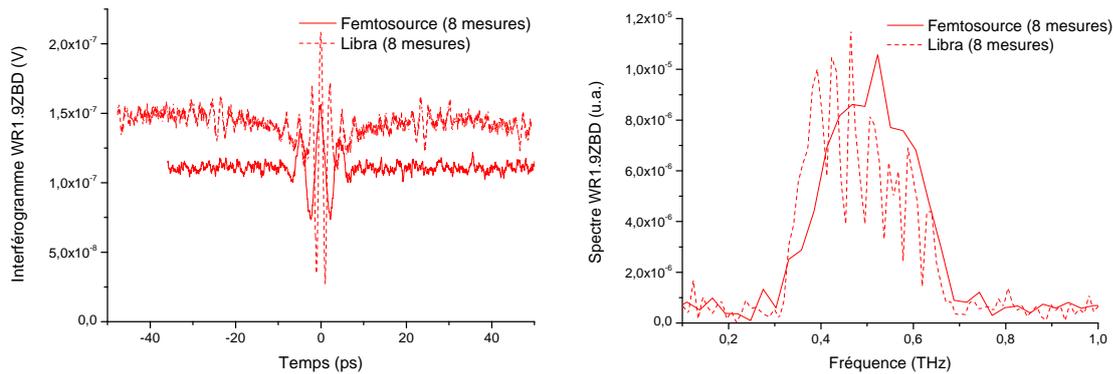


FIGURE 2.46 – Interférogrammes mesurés avec la diode WR1.9ZBD moyennés sur 8 mesures. L'émission est faite via un cristal de ZnTe d'une épaisseur de 4,45 mm, éclairé par le Femtosource (435 mW) en trait plein et par le Libra en pointillés (2,6 W).

de densités optiques pour diminuer la puissance du laser a été nécessaire.

Si l'on compare ces résultats à ceux obtenus avec les antennes photoconductrices, et plus particulièrement le Tera-Sed 10, nous remarquons que l'intensité térahertz fournie par ces cristaux, dans cette configuration, est bien en dessous de ce que peut produire le Tera-Sed 10, exemple figure 2.29, où l'amplitude maximale de l'interférogramme, dans des conditions similaires, est de $\approx 140 \mu\text{V}$ contre $0,2 \mu\text{V}$ pour les cristaux, soit un facteur 700. Les allures spectrales sont proches, cependant, le système amplifié (Libra) est plus bruité et apporte des perturbations, visibles sur les acquisitions temporelles (à 22,5 ps) et spectrales sous la forme de franges. Néanmoins, sur l'acquisition réalisée avec le Femtosource, ces perturbations n'existent pas, ce qui signifie qu'elles sont antérieures à la génération térahertz : l'unique différence entre les deux systèmes est l'utilisation de densités optiques pour le libra. Pour une densité optique d'épaisseur $2 \cdot dx = c \cdot dt$, avec dt le retard observé, il vient : $2 \cdot dx = 3 \cdot 10^8 \cdot 22,5 \cdot 10^{-12} = 6,6 \text{ mm}$, soit $dx = 2,2 \text{ mm}$ pour une lame d'indice $n=1.5$.

Nous nous intéressons maintenant à l'influence de l'épaisseur des cristaux de ZnTe. Cette étude a été réalisée avec l'expérience montée à l'Institut Riken, figure 2.47, où la pompe optique est assurée par le laser amplifié Spitfire, présenté page 10.

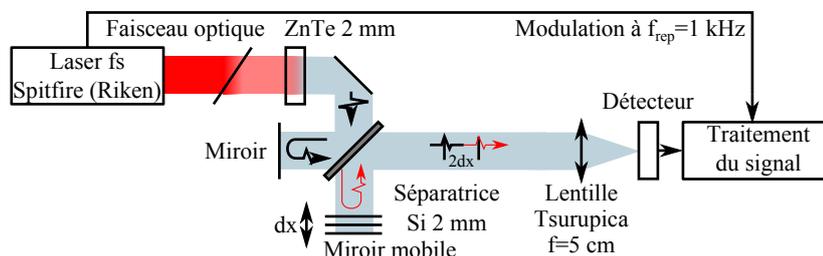


FIGURE 2.47 – Schéma de l'expérience interférométrique réalisée à l'Institut Riken (Sendai/Japon) composée de la partie émission (laser amplifié Spitfire et émetteur ZnTe 2 mm), l'interféromètre de Michelson, le détecteur et la partie acquisition (pré amplificateur et détection synchrone).

La puissance optique moyenne du laser est d'environ 1 W, le faisceau est cette fois-ci collimaté en direction du cristal non linéaire sur la quasi-totalité de sa surface ($\approx 1,13 \text{ cm}$),

nous pouvons alors considérer que le faisceau térahertz est également collimaté. Le rayonnement térahertz est ensuite dirigé par un miroir plan vers l'interféromètre de Michelson, composé d'une lame séparatrice en silicium haute résistivité d'épaisseur 2 mm. Les résultats présentés (figure 2.48) ont été obtenus pour des épaisseurs de cristal de 1 et 2 mm et mesurés par le détecteur pyroélectrique DLATGS. Concernant l'allure de ces

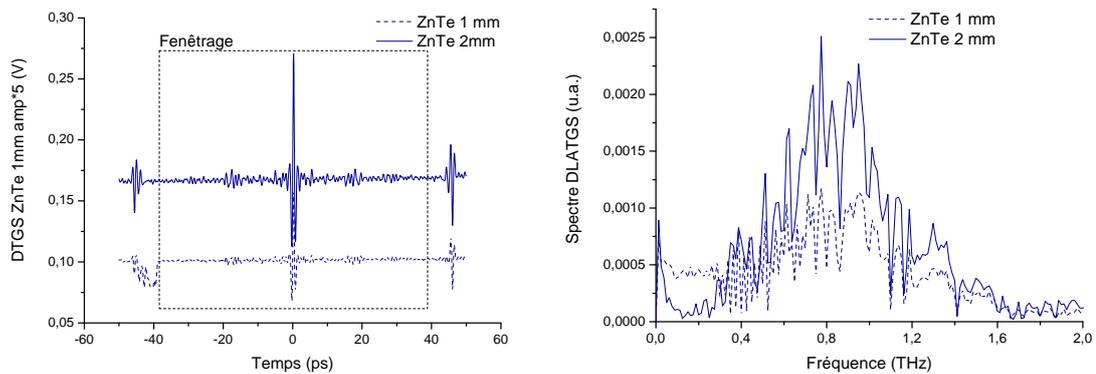


FIGURE 2.48 – Mesure d'interférogramme pour des cristaux de ZnTe d'épaisseurs 1 et 2 mm en émission, éclairés par le laser amplifié Spitfire. À gauche, les interférogrammes et à droite leurs spectres associés pour un fenêtrage temporel de 80 ps.

relevés, tous deux présentent de légères perturbations aux alentours de 18 ps et 27,5 ps de part et d'autre du pic d'interférence de l'interférogramme. La perturbation à 45 ps étant un rebond temporel dans la lame séparatrice en silicium ($n=3,417$) d'épaisseur 2 mm. Celles-ci ne peuvent être liées aux cristaux de ZnTe car ils ne sont pas de la même épaisseur et possèdent la même transparence aux longueurs d'ondes optiques et térahertz (même milieu). S'il devait y avoir des rebonds dans les cristaux utilisés, ils seraient situés à 20 ps pour le cristal d'1 mm d'épaisseur et à 40 ps pour le cristal de 2 mm d'épaisseur, selon $dt=2.e.n/c$ et l'indice du ZnTe étant $n=3$. Il peut alors s'agir de l'utilisation successive de deux densités optiques d'épaisseurs différentes, soit 1,8 mm et 2,75 mm si leur indice est $n=1,5$.

L'efficacité de la génération térahertz est fortement liée à l'épaisseur du cristal, comme nous l'avons vu lors du premier chapitre (section 1.4.1). Plus celui-ci est épais, plus les fréquences générées sont basses : l'accord de phase n'est pas optimal sur toute la longueur de l'axe de propagation de l'onde optique, dans l'épaisseur du cristal non linéaire. Dans notre cas cet effet est souhaitable car la densité spectrale de puissance se trouve alors maximale là où les détecteurs à caractériser sont sensibles. Ce résultat confirme bien la théorie, le cristal de 2 mm permet un meilleur transfert de la puissance optique vers les fréquences utiles à notre expérience que celui de 1 mm. Un cristal plus fin donnerait un spectre plus large avec une densité spectrale de puissance alors plus faible. Le détecteur utilisé présente une réponse supposée constante sur la bande d'émission avec une sensibilité évaluée à environ $S_{DLATGS}=21,700 \text{ kV/W}$. La tension moyenne de l'interférogramme lue par la détection synchrone correspond alors à une puissance térahertz émise de $0,175 \text{ V/5}/S_{DLATGS}=1,61 \mu\text{W}$ contre les $5 \mu\text{W}$ que nous avons estimée lors du chapitre 1, pour le Tera-Sed 10 avec la matrice de micro-bolomètres. Les deux systèmes expérimentaux sont alors très proches en terme d'intensité térahertz.

2.5.3 Conclusion

Cette étude paramétrique a été réalisée dans le but de minimiser au maximum les phénomènes d'allers-retours (observés avec l'antenne émettrice Tera-Sed 10, par exemple). Nous avons montré que l'utilisation des cristaux non linéaires permet d'atteindre cet objectif. Cependant, dans certains cas, l'efficacité de la génération térahertz est moins bonne que celle des antennes photoconductrices à larges ouvertures. En effet, nous avons vu que l'émetteur Tera-Sed 10 permet de générer 30 fois plus d'intensité térahertz que l'antenne Tera-Vil de conception plus classique (gap de $5\ \mu\text{m}$). En ce qui concerne les cristaux non linéaires, tout est question de la densité de puissance optique. Si le cristal est petit, le faisceau optique doit être focalisé et la densité de puissance peut rapidement être élevée avec les oscillateurs femtosecondes. Dans ce cas, l'utilisation de laser non amplifié, est un choix pertinent, même si les niveaux d'amplitude atteints avec les antennes photoconductrices peuvent être meilleurs. Dans le cas d'un cristal de dimension plus importante, un laser amplifié de puissance crête élevée (pouvant atteindre le PW), permet d'exciter le cristal sur une large surface (environ 1 cm) en conservant une densité de puissance très élevée. Un avantage à cette technique de génération est que le faisceau térahertz en sortie du cristal est déjà collimaté.

Cette configuration, que nous avons réalisée à l'Institut Riken nous a permis d'une part de nous affranchir des rebonds liés à la génération térahertz ; et d'autre part, en utilisant une lame séparatrice en silicium d'épaisseur 2 mm, d'éloigner les perturbations à plus de 40 ps du pic central d'interférence. Ainsi, l'interférogramme exploitable, sans perturbation, peut être fenêtré sur 80 ps et permet ainsi une résolution spectrale de 12,5 GHz, tout en ayant des niveaux d'intensité térahertz légèrement supérieurs à la génération dans l'antenne Tera-Sed 10.

2.6 Synthèse des études paramétriques

Ce que nous pouvons retenir de ces différentes études, réalisées dans le but de minimiser les rebonds temporels, peut être résumé de la manière suivante : tout dépend des sources optiques disponibles. Si le choix d'un laser non amplifié est fait, l'idéal est d'opter pour une antenne photoconductrice en émission et y adjoindre une lentille en face arrière. Dans le cas d'un laser amplifié, l'émission peut se faire au travers d'un cristal non linéaire, il faut alors déterminer son épaisseur selon la bande de caractérisation souhaitée et choisir un cristal à fort coefficient non linéaire, comme le ZnTe. Enfin, selon les besoins en terme de résolution spectrale, principalement limitée par le balayage du miroir mobile, réalisé par la ligne de translation mécanique, nous pouvons ; soit utiliser un montage avec une lame séparatrice, qui fait intervenir des franges de Fabry-Perot dans le spectre, réduisant alors la résolution spectrale effective ; soit un montage avec un polariseur, n'introduisant pas de rebond temporel ou encore de type *Lamellar Michelson Interferometer*. Dans la configuration de base avec une lame en silicium d'épaisseur 1 mm, une résolution de 12,5 GHz peut être obtenue avec comme génération térahertz du redressement optique dans un cristal de ZnTe.

2.7 Caractéristiques du banc expérimental

Les différents paramètres de l'interféromètre venant d'être étudiés, nous allons maintenant analyser les caractéristiques globales du banc expérimental, avec l'utilisation du

Tera-Sed 10 comme émetteur térahertz, et du Femtolaser (non amplifié) : dans un premier temps, nous donnerons la résolution spectrale maximale pouvant être atteinte par le banc expérimental. Puis nous donnerons les caractéristiques du faisceau térahertz en terme de dimensions et de distribution spatiale et spectrale. La puissance moyenne du faisceau térahertz sera estimée pour en déduire la valeur du signal minimal pouvant être détectée ou, autrement dit, la sensibilité minimale d'un détecteur permettant l'acquisition d'un signal. Pour cela, nous étudierons les différentes sources de bruits présentes dans notre environnement expérimental et verrons quelles ont été les méthodes pour minimiser leur effet.

2.7.1 Résolution spectrale

Pour obtenir les informations spectrales des signaux temporels mesurés (interférogrammes), nous utilisons la transformée de Fourier discrète. La résolution de l'acquisition du signal est contrôlée par un programme Labview développé au laboratoire, pilotant la ligne de translation motorisée. Un pas du moteur dx correspond à un déplacement de 147 nm, soit une résolution temporelle maximale de $\delta t = 2 \cdot dx / c = 2.147 \text{ nm} / 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} = 0,98 \text{ fs}$. Plus la longueur de balayage de la ligne de translation est grande, plus la résolution spectrale de la transformée de Fourier discrète de l'interférogramme, est élevée. La ligne de translation utilisée sur le banc expérimental limite ce parcours à environ 2,25 cm, soit approximativement 150 ps. La résolution spectrale maximale est donc égale à 6,67 GHz. De la même façon, plus la résolution temporelle $2 \cdot dx / c$ est fine, plus la fenêtre spectrale est large et le spectre mesuré peut être étendu. Dans notre cas, la bande de mesure la plus étendue est $\delta f = 1 / \delta t = 1020 \text{ THz}$, ce qui est largement plus que nécessaire. Cette résolution temporelle nous permet plutôt d'observer plus finement les interférogrammes mesurés. Une résolution d'un dixième de picoseconde, soit une dizaine de points sur la mi-hauteur d'une impulsion est amplement satisfaisante.

2.7.2 Caractéristiques du faisceau térahertz

Le faisceau térahertz issu de l'émetteur Tera-Sed 10 est très peu divergent, d'après la documentation constructeur. Son diamètre, une fois collimaté par notre premier miroir parabolique (de longueur focale 5 cm), est d'environ 1 cm. Pour avoir une idée de la dimension du spot térahertz, au plan focal, là où sont placés les détecteurs, nous utilisons le pyromètre THz9B-MT sur une platine 3 axes de résolution millimétrique. L'ouverture du détecteur est réduite via un obturateur de diamètre 3,5 mm. Le détecteur, intégrant le signal térahertz incident (positionné sur le maximum d'interférence) balaye le plan focal en X et Y par incrément de 0,5 mm. La cartographie résultante de cette mesure est présentée figure 2.49.

Les profils obtenus, selon X et Y, sont quasiment Gaussiens (pointillés) et attestent du bon réglage de l'expérience. La dimension du spot à mi-hauteur est évaluée à environ 2,85 mm à partir des Gaussiennes analytiques, suivant les axes X et Y passant par le centre du spot. Nous verrons au chapitre 3, section 3.7.2, qu'il est possible avec cette expérience de réaliser la cartographie spatiale et spectrale du faisceau par la mesure d'interférogramme en chaque point de la cartographie, ce qui permet une caractérisation très précise du faisceau térahertz.

Dans la prochaine section, nous allons utiliser une caméra térahertz étalonnée, d'une résolution spatiale de $50 \mu\text{m}$ (dimension d'un pixel), qui va nous permettre à la fois de cartographier le faisceau térahertz mais aussi d'en extraire la puissance moyenne.

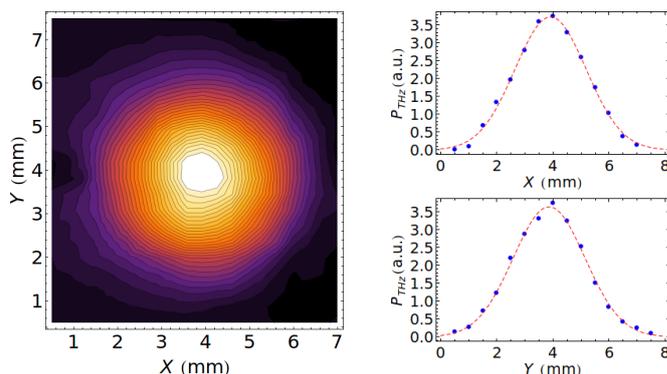


FIGURE 2.49 – Cartographie du faisceau térahertz sur le plan focal avec le pyromètre THz9B-MT, dont l’ouverture a été réduite à 3,5 mm.

2.7.3 Estimation de la puissance térahertz moyenne générée

Mesure expérimentale

L’objectif de cette section est d’estimer la puissance moyenne générée par l’émetteur Tera-Vil 10. Pour cela, nous utiliserons notre expérience en remplaçant la lame séparatrice de l’interféromètre par un miroir redirigeant le faisceau térahertz vers la détection (figure 2.50).

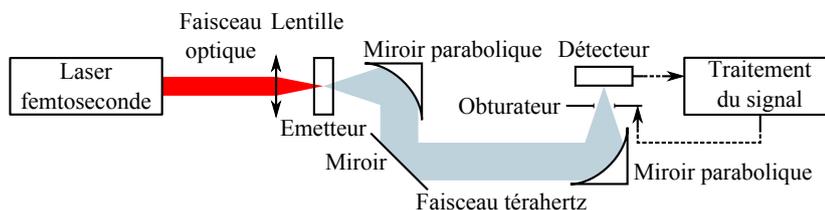


FIGURE 2.50 – Schéma de l’expérience permettant l’acquisition du spot térahertz avec la matrice de micro-bolomètre du CEA LETI.

La mesure de l’intensité térahertz sera faite à l’aide de deux détecteurs : le premier étant la matrice de micro-bolomètre du CEA-LETI et le second, le pyromètre THz9B-MT.

La caméra du CEA-LETI est composée d’un capteur de 320x240 micro-bolomètres d’une résolution de $50\ \mu\text{m}$ (fenêtre de $16\times 12\ \text{mm}^2$), possède une sensibilité de $16\ \text{MV/W}$, mesurée avec un laser à cascade quantique (QCL) étalonné, à la fréquence centrale de 2.5 THz [Simoens 2012]. La bande passante, déterminée par des simulations de l’absorption d’un pixel en fonction des longueurs d’ondes de la radiation incidente [Nguyen 2012b], présente une fréquence centrale de 2.4 THz et une largeur spectrale à mi-hauteur supérieure à 2 THz, figure 2.51. Sur cette figure, la bande spectrale émise par le Tera-Sed 10, en noir est présentée, elle est mesurée par deux détecteurs différents : l’antenne Ekspla Tera-Vil et un cristal de ZnTe <111> de 1 mm, comme nous l’avons vu lors du premier chapitre, section 1.5.1. Nous observons un recouvrement partiel entre la bande d’émission et la bande passante de détection ce qui va permettre la mesure du spot du faisceau térahertz en sortie d’expérience ainsi que sa puissance. La cartographie du spot térahertz se fait en temps réel, les variations de températures sont numérisées par un circuit de lecture CMOS codant chaque valeur donnée par un pixel sur 14 bits

(3.3 V) où le LSB⁸ vaut $200 \mu\text{V}$. Chaque seconde, un obturateur piloté par un boîtier vient couper le faisceau de sorte à faire une mesure du bruit qui est soustraite au reste des acquisitions. En sortie de détection, une routine développée par la CEA LETI délivre une image au format RAW du faisceau térahertz incident.

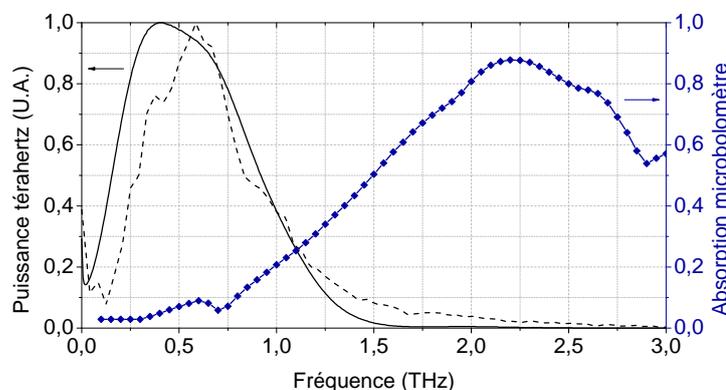


FIGURE 2.51 – Bande spectrale d’émission de l’émetteur Tera-Sed 10, en noir à gauche, mesurée par détection cohérente avec une antenne Ekspla Tera-Vil, en trait plein, et un cristal de ZnTe $\langle 111 \rangle$, en pointillés. L’absorption spectrale simulée de la matrice de micro-bolomètres (CEA-LETI), pour une polarisation du champ térahertz alignée avec l’antenne de couplage capacitif (voir détail de la matrice section 1.6.6), en bleu à droite.

La méthode employée pour estimer la puissance térahertz absorbée par le détecteur, décrite dans la référence [Oden 2013], se base sur l’extraction des valeurs en tensions données par la cartographie du spot térahertz, figure 2.52. À partir du fichier RAW, nous déterminons la dimension du spot térahertz à sa mi-hauteur, en s’aidant des courbes tracées selon x et y passant par le maximum de tension $V_{max} = 332,5 \text{ mV}$, figure 2.52 à droite, nous trouvons une surface couverte d’environ 6×7 pixels, soit $320 \times 340 \mu\text{m}$. Les variations de la tension relevée sur le plancher de bruit de la cartographie indiquent la tension de bruit V_{bruit} égale à $0,43 \text{ mV}$. En considérant V_{max} , le rapport signal sur bruit est alors de 29 dB. Cette figure montre que la tache focale n’est pas parfaitement Gaussienne, elle présente notamment deux lobes latéraux. Ils sont probablement dus au réglage des deux miroirs paraboliques ($f=5 \text{ cm}$), optiques introduisant des aberrations géométriques (voir section 3.7.1), permettant la mise en forme du faisceau térahertz, voir figure 2.50. Afin de réduire ces aberrations, nous avons également utilisé un doublet de lentilles en téflon constitué de deux lentilles de focale 10 cm accolées l’une à l’autre. L’image du spot térahertz obtenue avec cette optique de focale 5 cm et d’épaisseur 2,76 cm est présentée figure 2.53. Les aberrations ont disparu mais l’intensité térahertz est fortement atténuée puisque le signal V_{max} ne dépasse pas 3 mV. Ceci est dû à l’absorption résiduelle du téflon qui est estimée à $\alpha=0,1$ à 3 cm^{-1} dans le domaine 0,5-2 THz [Naftaly 2007]. Étant donné la forte épaisseur de notre optique (2,76 cm) cette faible absorption engendre trop de pertes. Cette solution n’est donc pas retenue. Pour estimer la puissance térahertz du signal observé figure 2.52, nous relevons la tension V_{int} intégrant l’ensemble du signal reçu sur une surface circulaire de rayon 60 px, bien supérieure à celle du spot térahertz, centrée sur le maximum de signal $V_{max} = 332,5 \text{ mV}$. Nous définissons ensuite une surface $S_{eff} = V_{int}/V_{max}$ qui correspond au nombre de pixels générant le maximum de

8. Less Significant Bit, bit donnant la valeur la plus faible de l’ensemble des données sur la cartographie enregistrée.

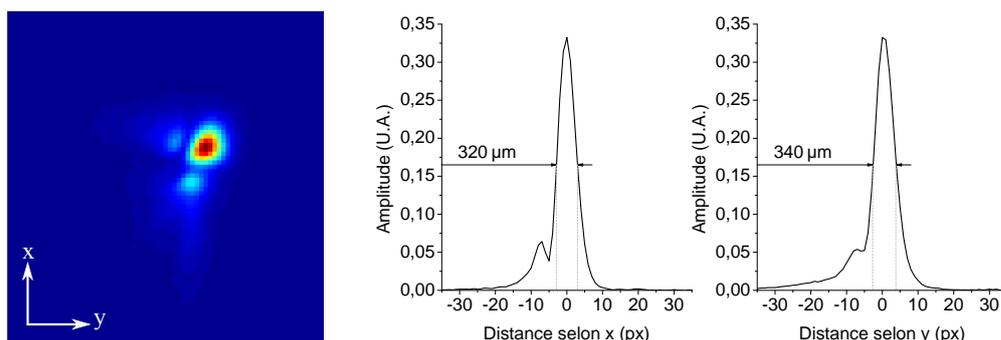


FIGURE 2.52 – À gauche, le spot térahertz mesuré par la matrice de microbolomètre (CEA LETI) au point de focalisation en sortie d'expérience, sur une fenêtre xy de 71x76 px. À droite, les coupes dans le plan x et y passant par la valeur maximale V_{max} du spot avec les largeurs à mi-hauteur estimées en micromètres.

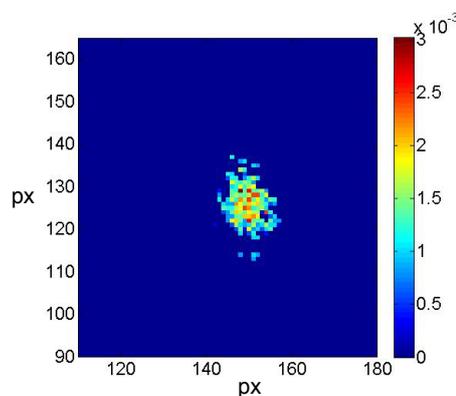


FIGURE 2.53 – Spot térahertz mesuré par la matrice de microbolomètre (CEA LETI) au point de focalisation sur une fenêtre xy de 71x76 px en sortie d'expérience avec une configuration optique basée sur un doublet de lentilles de longueur focale 5 cm.

signal V_{max} qu'il faudrait pour obtenir l'ensemble de la puissance térahertz intégrée sur un faisceau de forme quelconque. Ce concept de surface effective est intéressant quand aucune description mathématique simple, de la forme du faisceau, n'est possible. En considérant un pixel dont la dimension est une unité de longueur, un faisceau 2D Gaussien de diamètre $2r$ (calculé en $1/e^2$) et d'amplitude 1, supporte une énergie totale de πr^2 , sa surface effective S_{eff} sera donc également πr^2 . Cela implique que le faisceau Gaussien peut être approximé par un cylindre de diamètre $2r$, ce qui est souvent fait en optique. Dans le cas des profils du spot tracés selon x et y, figure 2.52, la valeur de S_{eff} représente approximativement 97 px. Pour l'ensemble du signal mesuré par la matrice de microbolomètres, sur l'acquisition du spot térahertz (320x240px), et compte tenu de la sensibilité du détecteur (16 MW/V), le niveau de bruit total de l'expérience a été estimé à 27 pW et la puissance térahertz intégrée détectée (sur les 97 px) à $2.3 \mu\text{W}$. Comme nous l'avons vu précédemment, figure 2.51, la puissance intégrée par le détecteur ne correspond qu'à une portion du signal émis, la puissance effectivement générée par le Tera-Sed 10 est donc supérieure (≈ 10 à $20 \mu\text{W}$). Elle est estimée en tenant compte de la portion du spectre d'émission détectée par la matrice, soit approximativement 20 % du spectre total. Pour corroborer ce résultat, nous faisons la mesure de l'intensité du spot térahertz

avec le détecteur pyroélectrique (Gentec THz9B-MT) qui donne une puissance térahertz d'environ $5 \mu\text{W}$. Cette valeur est obtenue en corrigeant la sensibilité du détecteur en dessous de 1 THz pour compenser la diminution de son absorbance en basses fréquences. De plus, en considérant la tension de polarisation (15 V) et la puissance moyenne du faisceau optique (300 mW) que nous avons appliqué sur l'émetteur Tera-Sed 10, notre estimation de la puissance térahertz générée est en bon accord avec celle publiée par Dreyhaupt *et al.*, [Dreyhaupt 2006]. Ils ont caractérisé la puissance émise par un Tera-Sed 3 (fenêtre de $3 \times 3 \text{ mm}$) avec une expérience composée d'un arrangement optique proche au nôtre et d'un laser femtoseconde Ti:Sa ($\lambda=800 \text{ nm}$) cadencé à 78 MHz dont la durée des impulsions est de 86 fs pour une puissance moyenne de 800 mW. Leur spot térahertz est d'environ $300 \mu\text{m}$.

Pour résumer, nous avons estimé la puissance térahertz moyenne en sortie du banc expérimental, sans l'interféromètre de Michelson, avec deux détecteurs différents. Les résultats convergent vers des valeurs de puissance du même ordre de grandeur, autour de $5 \mu\text{W}$, et sont en adéquation avec ceux obtenus par Dreyhaupt *et al.*, [Dreyhaupt 2006].

Intégration de la puissance térahertz au modèle

Pour vérifier que la puissance térahertz se situe bien autour des $5 \mu\text{W}$, nous allons l'intégrer au modèle de l'interféromètre et comparer les interférogrammes obtenus avec la diode WR1.9ZBD (dont la réponse a été modélisée).

Nous rappelons que l'expérience est constituée de l'émetteur Tera-Sed 10 alimenté par le laser Femtolaser. Dans un premier temps, calculons l'énergie transmise par la source térahertz :

$$\mathcal{E}_{THz}(t) = \mathcal{E}_{THz}(f) = P_{THz}^{moy} \cdot T_{rép} = 6,67e^{-14} \text{ J}, \quad (2.67)$$

avec $T_{rép}$ la période de répétition du Femtolaser, cadencée à 75 MHz. Il s'agit de l'énergie térahertz fournie par l'émetteur Tera-Sed 10 à partir de laquelle nous pouvons calculer la puissance crête térahertz. Pour cela, nous allons faire l'hypothèse que le spectre d'émission, généré par l'émetteur Tera-Sed 10, est d'allure Gaussienne avec une largeur à mi-hauteur de 635 GHz, centré en 640 GHz (figure 2.54).

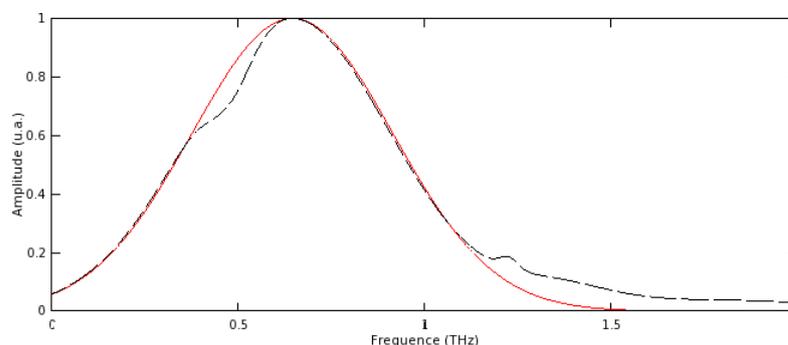


FIGURE 2.54 – Représentation du spectre d'émission (Tera-Sed 10) modélisé sans les franges de Fabry-Perot, en pointillés, comparé à une Gaussienne de largeur à mi-hauteur $\Delta f=635 \text{ GHz}$, centré en 645 GHz, en rouge.

À partir de Δf , et de l'énergie \mathcal{E}_{THz} , nous en déduisons la puissance crête d'une impulsion

térahertz $P_{THz}^{crête}$:

$$P_{THz}^{crête} = \mathcal{E}_{THz} \frac{\Delta f}{\sqrt{\pi}} = P_{THz}^{moy} \cdot T_{rép} \frac{\Delta f}{\sqrt{\pi}} \quad (2.68)$$

et de cette puissance crête nous calculons la puissance moyenne répartie sur la bande d'émission de l'émetteur Tera-Sed 10 :

$$P_{THz} = P_{THz}^{crête} \frac{\delta t}{T_{rép}} = P_{THz}^{moy} \cdot T_{rép} \frac{\Delta f}{\sqrt{\pi}} \frac{\delta t}{T_{rép}} = \frac{\delta t}{T_{rép}} \frac{\mathcal{E}_{THz} \Delta f}{\sqrt{\pi}} \quad (2.69)$$

avec $\delta t/T_{rép} = 104,25e^{-6}$, le rapport cyclique du train d'impulsion térahertz où δt est la durée à mi-hauteur de l'impulsion térahertz donnée par :

$$\delta t = \frac{4Ln(2)}{\pi \Delta f} = 1,39 ps. \quad (2.70)$$

L'allure du nouveau spectre normalisée avec la puissance térahertz est donnée figure 2.55.

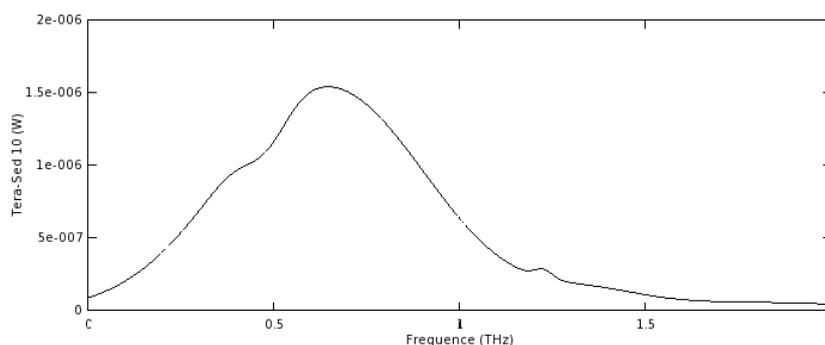


FIGURE 2.55 – Illustration du spectre d'émission avec pour amplitude la puissance calculée à partir de la puissance moyenne térahertz estimée expérimentalement.

Pour obtenir l'interférogramme de sortie, en volts, mesuré par la diode et le comparer à un résultat expérimental, il faut avant procéder à l'autocorrélation du spectre d'émission avec lui-même, ajouter les franges de Fabry-Perot liées à la lame séparatrice pour enfin calculer la transformée de Fourier inverse. Pour cela, nous reprenons la réponse spectrale de la diode $R_{WR1.9ZBD}(f)$ que nous avons modélisée (figure 2.28) et la multiplions avec le résultat de l'autocorrélation du spectre d'émission $S_{ac}^{TS10}(f)$ et avec la formule des franges de Fabry-Perot (voir équations page 93), il vient :

$$S(f) = S_{ac}^{TS10}(f) \cdot R_{WR1.9ZBD}(f) \frac{(1 - R)^2}{1 + R^2 - 2R \cos(\Delta\phi)}. \quad (2.71)$$

Ce résultat correspond alors à l'information spectrale en volt donnée par la diode.

À ce spectre, nous appliquons maintenant l'algorithme de la transformée de Fourier inverse afin de retrouver l'allure temporelle du signal mesuré par la diode : l'interférogramme. Celui-ci est réalisé par une fonction du logiciel GNU Octave, qui donne un résultat erroné de l'amplitude engendrée par l'utilisation de multiples coefficients pondérateurs. Il nous faut alors normaliser l'amplitude du résultat obtenu après le calcul numérique de la transformée de Fourier inverse. Pour cela, nous calculons le facteur

de transformation⁹ entre le signal fréquentiel et le signal temporel, pour enfin le multiplier au signal temporel calculé par la transformée de Fourier inverse du logiciel, soit l'expression suivante :

$$S(t) = \mathcal{F}^{-1}(\mathcal{F}(S(f))) \cdot \frac{\int |S(f)|^2}{\int |\mathcal{F}^{-1}(S(f))|^2} \quad (2.72)$$

La figure 2.56 illustre la comparaison du résultat obtenu entre le modèle (pour une puissance moyenne térahertz $P_{THz}^{moy} = 5 \mu\text{W}$) et une acquisition réalisée avec la diode WR1.9ZBD dans les conditions expérimentales suivantes :

- la polarisation de l'émetteur Tera-Sed est de 15 V ;
- la puissance de la pompe optique sur l'émetteur est de 300 mW ;
- le spot térahertz est d'environ 330 μm de diamètre ;
- la lame séparatrice est d'épaisseur 300 μm .

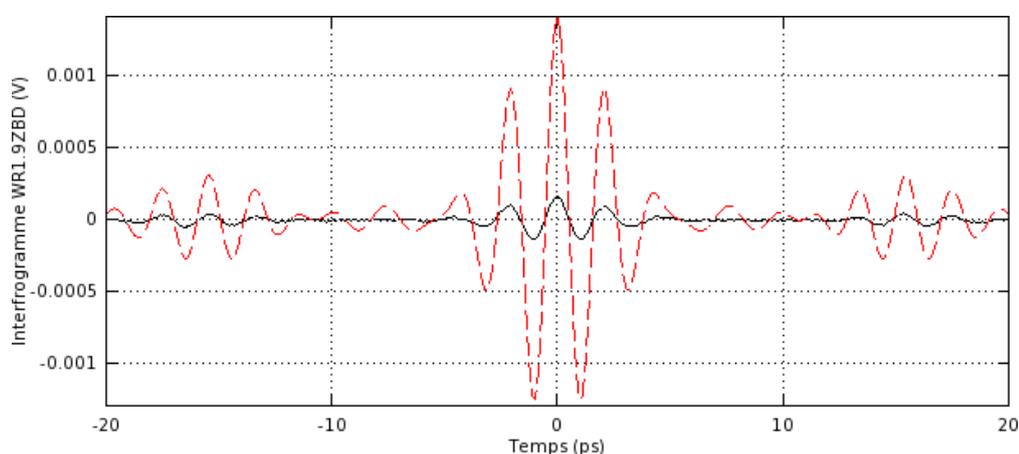


FIGURE 2.56 – Comparaison entre un interférogramme mesuré expérimentalement avec la diode WR1.9ZBD (en trait plein), centré en 0 sur l'axe des amplitudes, et celui obtenu par la modélisation (en pointillés), à partir d'une puissance moyenne térahertz de 5 μW .

La différence d'amplitude entre les deux interférogrammes peut être minimisée en ajustant P_{Thz}^{moy} , utilisé par le modèle. Pour que les deux amplitudes soient identiques, nous trouvons une nouvelle valeur de $P_{Thz}^{moy} = 0.55 \mu\text{W}$. Cependant, sur la mesure expérimentale, les réglages optiques de l'expérience jouent un rôle important sur le contraste en amplitudes de l'interférogramme, alors que l'interférogramme simulé est obtenu pour un réglage optique parfait. De plus, la puissance moyenne térahertz que nous avons estimée à 5 μW , à l'aide de la matrice de microbolomètres, a été obtenue sans la présence de l'interféromètre et des pertes en intensité qu'il introduit. Nous avons calculé la fonction de transfert de l'interféromètre (cas idéal) $FTI = 0.56$, ce qui reviendrait à avoir une puissance térahertz moyenne optimale en sortie d'interféromètre de $P_{THz}^{moy} = 2.8 \text{ W}$. Les pertes dans la lame séparatrice en silicium n'ont pas été implémentées au modèle vu leurs faibles valeurs ($>1\%$ du signal dans notre cas, voir page 88).

Pour affiner cette comparaison, nous pouvons également estimer la puissance térahertz intégrée par la diode WR1.9ZBD ($P_{THz}^{WR1.9ZBD}$) qui correspond à la tension

9. Il correspond à la racine carré du rapport de puissance de signal spectral sur le signal temporel (la somme de leur valeurs absolues élevée au carré).

moyenne générée par la diode (ici, $100 \mu\text{V}$) et de sa sensibilité à mi-hauteur (700 V/W).

$$P_{THz}^{WR1.9ZBD} = \frac{S_{WR1.9ZBD}^{moy}}{\mathcal{R}_{WR1.9ZBD}^{moy}} = \frac{100e^{-6}}{700} \approx 142 \text{ nW} \quad (2.73)$$

À partir de cette information, on retrouve la puissance térahertz devant le détecteur ($P_{THz}^{TS10-ac}$) à l'aide de la largeur à mi-hauteur de la réponse spectrale de la diode (Δf) : Le rapport entre la bande spectrale d'émission du Tera-Sed 10 et de la réponse de la diode (le taux de recouvrement des deux allures spectrales), vaut 0,3. Pour une valeur moyenne de sensibilité de la diode de 700 V/W (mi-hauteur), la puissance moyenne délivrée par le Tera-Sed 10 est donnée par :

$$P_{THz}^{TS10-ac} = \frac{\int S_{TS10}(f)}{\int S_{WR1.9ZBD}(f)} \frac{S_{WR1.9ZBD}^{moy}}{\mathcal{R}_{WR1.9ZBD}^{moy}} = 3 \frac{100e^{-6}}{700} \approx 428 \text{ nW}, \quad (2.74)$$

soit 2 fois moins que la puissance trouvée avec le modèle et 11,68 fois moins que celle estimée avec le pyromètre et la matrice de micro-bolomètres ($5 \mu\text{W}$) sans interféromètre. Si on intègre la fonction de transfert maximale en intensité de l'interféromètre, ($\text{FTI}(dX, \theta, \sigma)_i \approx 56 \%$), sans prendre en compte les éventuels défauts d'alignement optique, l'intensité mesurée par la matrice de microbolomètre, pondérée par T_i , vaut $0,44 \times 5 \mu\text{W} = 2,2 \mu\text{W}$. La puissance estimée avec la diode WR1.9ZBD est alors 5 fois plus faible que celle estimée avec la matrice en incluant les pertes liées à l'interféromètre.

Conclusion

Nous avons estimé la puissance térahertz générée par l'émetteur Tera-Sed 10 au travers de plusieurs détecteurs et arrangements optiques.

Sans interféromètre et avec une matrice de microbolomètre, nous obtenons une puissance térahertz d'environ $5 \mu\text{W}$, ordres de grandeurs confirmés par une mesure réalisée avec notre pyromètre THz9B-MT. En pondérant cette valeur par la fonction de transfert de l'interféromètre, calculée page 87, cette puissance serait d'environ $2,2 \mu\text{W}$ avec l'utilisation de l'interféromètre de Michelson muni d'une lame séparatrice en silicium relativement fine $e < 1 \text{ mm}$ ($\text{FTI} \approx 0,56$).

À l'aide de notre diode Schottky WR1.9ZBD, étalonnée en fréquence par le constructeur, nous avons fait l'acquisition d'interférogrammes, dans la configuration où une lame séparatrice en silicium d'épaisseur $300 \mu\text{m}$ est utilisée. À l'aide des caractéristiques en tension du signal mesuré et de la sensibilité moyenne de la diode, nous avons estimé la puissance térahertz moyenne intégrée sur la bande spectrale du détecteur ($128,79 \text{ nW}$). Afin d'estimer la puissance générée par le Tera-Sed 10, sur l'ensemble de sa bande spectrale d'émission, nous avons pondéré ce résultat par le rapport entre le spectre d'émission et celui de détection (réponse spectrale de la diode), pour trouver 428 nW . Ce résultat donne une intensité térahertz 5 fois moins importante que celui estimé avec la matrice de micro-bolomètre pondéré par la fonction de transfert calculée de l'interféromètre.

2.7.4 Sensibilité minimale de détection

La sensibilité minimale de détection S_d^{min} est déterminée par la mesure d'un signal térahertz, de puissance P_{THz} , émis par l'émetteur Tera-Sed 10 et dont l'acquisition est faite par la diode WR1.9ZBD, directement connectée à la détection synchrone. Les

valeurs de signal, en volt, correspondent alors à la tension délivrée en sortie de la diode et mesurée par la détection synchrone.

En faisant varier la tension de polarisation V_{TS} du Tera-Sed 10 de 0 V jusqu'à son maximum, nous déterminons la limite de détection de la diode WR1.9ZBD, figure 2.57.

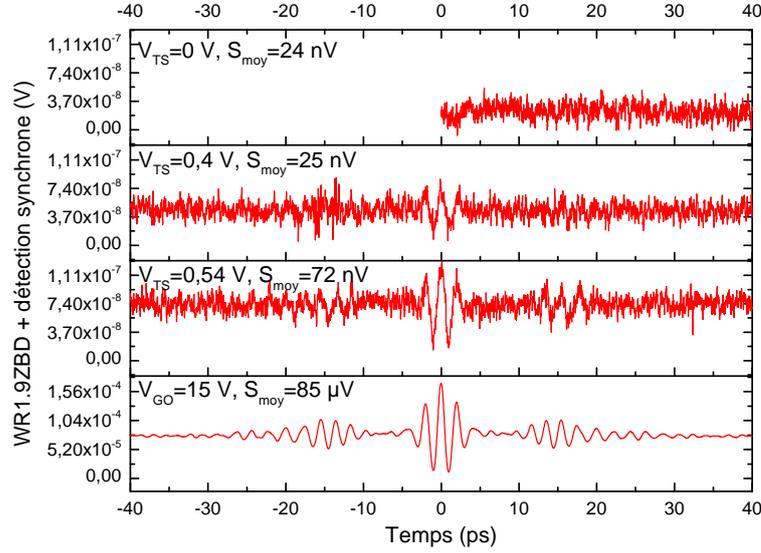


FIGURE 2.57 – Détection du signal minimal pouvant être mesuré par la diode WR1.9ZBD en fonction de la polarisation appliquée sur l'émetteur Tera-Sed 10, pour une puissance optique de 620 mW en sortie du laser (environ 350 mW sur l'émetteur).

Pour $V_{TS}=0$ V, en l'absence de signal, la valeur moyenne du bruit mesurée S_d^{moy} vaut 24 nV et est centré en $S_d^{RMS}=8,9$ nV, on considère que c'est notre "plancher" de bruit. Le signal apparaît avec un rapport signal à bruit unitaire pour $V_{TS}^{min}=0,4$ V avec $V_d^{moy}=25$ nV et devient clairement visible pour $V_{TS}=0,54$ V où $V_d^{moy}=0,72$ nV. Pour $V_{TS}^{max}=15$ V, le signal moyen est maximal et vaut 85 μ V conduisant à un rapport signal à bruit $RSB=85 \mu V / 25 \text{ nV} = 3400$. La puissance térahertz incidente captée par la diode peut être calculée à partir de sa réponse, figure 1.35, fournie par le constructeur. Pour le calcul de la puissance térahertz, équation 2.75, nous choisissons de prendre la sensibilité à mi-hauteur de la réponse spectrale de la diode, Δf , comprise entre 350 GHz et 625 GHz, soit ≈ 660 V/W.

$$P_{THz}^{max} = \frac{V_d^{moy}}{S_d} = \frac{85 \mu V}{660 \text{ V/W}} = 128,79 \text{ nW}. \quad (2.75)$$

Cette puissance est celle vue par la diode. Or, la bande passante de la diode ne recouvre pas totalement le spectre d'émission de l'émetteur Tera-Sed 10. En se référant à l'étude menée page 118, il faut alors calculer α (équation (2.76)) : le rapport entre la somme des valeurs de la réponse du détecteur \mathcal{R}_d^{norm} et du spectre d'émission B_e^{norm} tous deux normalisés en amplitude (figure 2.58).

$$\alpha = \frac{\sum S_{WR1.9ZBD}}{\sum S_{TS10}} = 0,295, \quad (2.76)$$

La puissance totale alors délivrée par le Tera-Sed 10 est estimée à :

$$P_{THz}^{TS} = \frac{P_{THz}^{max}}{\alpha} = \frac{128,79 \text{ nW}}{0,295} = 436,6 \text{ nW}. \quad (2.77)$$

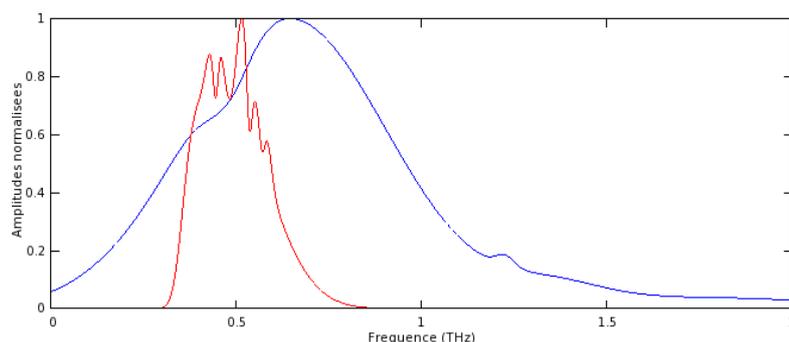


FIGURE 2.58 – Spectres normalisés en amplitude de la génération térahertz (Tera-Sed 10) et de la détection (diode WR1.9ZBD).

Nous allons maintenant établir la formule de la sensibilité minimale pour un détecteur quelconque. Pour cet exemple, nous faisons l’hypothèse, dans un premier temps, que ce détecteur possède une puissance équivalente de bruit (NEP) équivalente à celle de la diode WR1.9ZBD. Le signal incident peut alors être mesuré si le détecteur possède une sensibilité capable de convertir P_{THz}^{TS} en V_d^{min} ¹⁰, soit une sensibilité minimale de détection, S_d^{min} :

$$S_d^{min} = \frac{V_d^{min}}{P_{THz}^{TS}} = \frac{25 \text{ nV}}{436,6 \text{ nW}} = 0,057 \text{ V/W}. \quad (2.78)$$

Cette formule est vraie dans le cas où la radiation térahertz incidente est totalement absorbée par le détecteur : c’est-à-dire que la bande passante du détecteur recouvre entièrement la bande spectrale d’émission et l’ouverture (la zone sensible de détection) reçoit la totalité du faisceau.

La conversion de la puissance térahertz moyenne en tension, effectuée par le détecteur, dépend de sa sensibilité mais aussi de sa bande passante. En effet, si la bande passante du détecteur ne couvre pas l’ensemble de la bande spectrale d’émission, une partie de la puissance du signal utile n’est pas transmise au détecteur. Il en est de même lorsque la bande passante du détecteur et la bande spectrale d’émission ne sont pas alignées : seul le chevauchement entre les deux spectres correspond à la bande de fréquence utile, comme cela a été le cas avec la matrice de micro-bolomètres (2.7.3). Dans notre cas, nous émettons un signal dont la bande d’émission s’étale de 100 GHz jusqu’à 1 THz et les détecteurs que nous utilisons ont soit :

- des bandes passantes comprises dans la bande spectrale d’émission : détecteurs à bande étroite, que l’on souhaite caractériser (diode Schottky ou nanotransistors) ;
- des bandes passantes plus larges que le spectre d’émission : les détecteurs large bande qui nous serviront de référence (de pyromètres et d’un bolomètre), ce qui n’est pas gênant.

Cette sensibilité minimale que nous venons de calculer doit donc être revue à la hausse selon les différents cas de figures :

- si l’ouverture ou la surface sensible du détecteur est inférieure au spot térahertz ;
- en cas de mauvais alignement optique ;
- si les bandes spectrales d’émission et de détection ne se recouvrent que partiellement.

¹⁰. Il s’agit de la valeur du signal V_d^{moy} pour laquelle le rapport signal sur bruit obtenu avec la diode est unitaire, soit 25 nV.

Dans ce cas, la formule de la sensibilité devient :

$$S_d^{min} = \frac{0,057}{\alpha' \cdot \beta_\emptyset} (V/W), \quad (2.79)$$

avec α' le rapport des spectres entre détection et émission à l'image de α et β_\emptyset le rapport entre la surface sensible du détecteur et la surface du spot térahertz dans le cas où le détecteur ne détecterait pas l'ensemble de la radiation incidente.

Prenons le cas d'un détecteur dont la réponse spectrale est Gaussienne, de largeur à mi-hauteur $\Delta f=100$ GHz, centrée sur $f_c=300$ GHz ; ce qui pourrait correspondre à un transistor. Dans ce cas, $\alpha'=0,15$, conduisant à une sensibilité minimale de détection $S_d^{min}=0,38$ V/W, selon l'équation (2.79). Cela est valable seulement si $\beta_\emptyset=1$ soit, si l'ouverture (ou surface sensible) du détecteur permet le couplage de la radiation incidente, sur sa réponse spectrale. Dans le cas où la surface sensible du détecteur $\text{Surf}_{détecteur}$, que l'on admet circulaire, $\text{Surf}_{détecteur} = \pi R_{détecteur}^2$, est inférieure à celle du spot térahertz (Surf_{spot}) alors $\beta_\emptyset = \text{Surf}_{détecteur} / \text{Surf}_{spot} < 1$. Par exemple, si le rayon de la surface sensible du détecteur et $R_{détecteur}=20$ μm , alors :

$$\beta_\emptyset = \frac{\pi R_{détecteur}^2}{\pi R_{spot}^2} \approx \frac{20e^{-6^2}}{\frac{330}{2}e^{-6^2}} = 0,0147 \quad (2.80)$$

Ce coefficient peut également être associé à la surface d'une potentielle antenne, assurant le couplage des radiations incidentes au détecteur, où la dimension de ces dernières est logiquement plus importante que la surface sensible dudit détecteur (donc β_\emptyset plus grand). Ce paramètre conduit à l'expression de la sensibilité minimale S_d^{min} , exprimée par l'équation (2.79). À noter qu'elle n'est valable qu'à la condition où la surface sensible du détecteur (ou celle d'une potentielle antenne) est égale ou inférieure à celle du spot térahertz. Dans le cas de notre exemple, celle-ci vaut :

$$S_d^{min} = \frac{0,057}{0,15 \cdot 0,0147} = 25,8 \text{ V/W}. \quad (2.81)$$

Enfin vient le dernier paramètre à prendre en compte, inhérent à tout détecteur : la puissance de bruit équivalente, décrite page 44. Elle dépend de nombreux paramètres, comme le type de détecteur : sa technologie et le procédé de sa fabrication (sa structure), si un circuit électronique est intégré (amplificateur, source de tension, etc), s'il est placé dans un boîtier blindé ou encore s'il possède un cornet en entrée pour filtrer les fréquences en dehors de la réponse du détecteur térahertz, etc. Plus cette puissance augmente, plus la sensibilité du détecteur, pour détecter un même signal, doit être grande. Puisque les différentes valeurs de S_d^{min} (sur la base de l'équation (2.78)), ont été obtenues avec les caractéristiques de la diode WR1.9ZBD, il faut maintenant normaliser ce résultat par sa valeur de puissance équivalente de bruit ($NEP_{WR1.9ZBD}=4,1$ pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$), la formule (2.79) devient :

$$S_d^{min} = \frac{0,057}{NEP_{WR1.9ZBD}} \frac{NEP_d}{\alpha' \beta_\emptyset} (V/W), \quad (2.82)$$

où NEP_d est la puissance équivalente de bruit du détecteur utilisé. Toujours avec notre exemple, si l'on prend un NEP de 50 pV/ $\sqrt{\text{Hz}}$, correspondant à une puissance équivalente de bruit d'un transistor (voir tableau 3.1 du chapitre 1), l'application numérique de S_d^{min} donne :

$$S_d^{min} = \frac{0,057}{4,1 \cdot 10^{-12}} \frac{50 \cdot 10^{-12}}{0,15 \cdot 0,0147} = 315,25 \text{ V/W}, \quad (2.83)$$

Ce qui veut dire qu'un transistor d'une surface de couplage de rayon $R=20\ \mu\text{m}$, de fréquence centrale $f_0=300\ \text{GHz}$ et de largeur à mi-hauteur $\Delta f=100\ \text{GHz}$, doit au minimum, avoir une sensibilité de $315,25\ \text{V/W}$ pour pouvoir détecter un signal, avec un rapport signal à bruit de 1, avec notre émetteur Tera-Sed 10.

Dans le cas de notre détecteur pyroélectrique THz9B-MT ($\text{NEP}=10\ \text{nW}/\sqrt{\text{Hz}}$), le rapport des puissances équivalentes de bruit entre pyromètre et la diode vaut 2439, soit $S_d^{\text{min}}=139\ \text{V/W}$, avec $\alpha=1$ et $\beta_\varnothing=1$, au regard de la bande passante du pyromètre (couvrant largement le spectre d'émission de l'émetteur Tera-Sed 10) et de sa surface de détection (1 cm de diamètre, largement supérieur au spot térahertz de diamètre $330\ \mu\text{m}$). Le constructeur annonce une sensibilité de $20\ \text{kV/W}$ étalonnée à $633\ \text{nm}$. À l'aide de la réponse spectrale de sa couche absorbante, nous avons déterminé sa sensibilité à $7\ \text{kV/W}$, dans la bande spectrale considérée (voir la fin de la section 1.6.5 du chapitre 1). Pour retrouver une valeur de sa sensibilité à l'aide de notre développement, il faut multiplier $S_d^{\text{min}}=139\ \text{V/W}$ par le rapport signal sur bruit d'une mesure réalisée dans des conditions équivalentes (puissance d'émission et réglage optique). Typiquement, les mesures réalisées avec le THz9b-MT, donnent des rapports signal sur bruit de l'ordre de 36 ($S_d^{\text{moy}} \approx 3,23\ \text{mV}$ et $S_d^{\text{bruit}} \approx 90\ \mu\text{V}$) pour une configuration en puissance en dessous de celle du développement décrit ci-dessus : $V_{TS}=9\ \text{V}$ contre $15\ \text{V}$ et $P_{\text{opt}}=500\ \text{mW}$ contre $620\ \text{mW}$. La configuration optique de l'expérience est la même, seuls les réglages peuvent être sensiblement différents. La sensibilité, légèrement sous-estimée, du pyromètre est alors de $39.S_d^{\text{min}}=5421\ \text{V/W}$, de l'ordre de l'estimation que nous avons pu faire avec la courbe d'absorption fournie par le constructeur.

2.7.5 Réduction du bruit

Compte tenu de la puissance équivalente de bruit que pourraient avoir certains détecteurs et des niveaux de tensions, en sortie de ces derniers, relativement à la faible énergie térahertz incidente, il est indispensable de réduire au maximum les sources de bruit, d'isoler le détecteur des parasites extérieurs.

Le bruit peut s'avérer beaucoup plus élevé que le signal utile à mesurer, mais, sa puissance est répartie sur une très large bande spectrale. Il est alors possible, par l'emploi de certaines méthodes, de venir réduire le bruit ou d'extraire le signal utile des perturbations environnantes. Nous avons envisagé plusieurs solutions, pouvant être utilisées conjointement pour une meilleure efficacité : la première, consiste à venir blinder le détecteur de sorte à éviter les sources électromagnétiques émises en espace libre. Ce blindage consiste à positionner le détecteur dans un boîtier métallique avec une petite ouverture laissant passer la radiation térahertz. Si le détecteur nécessite une polarisation externe, celle-ci est réalisée avec un circuit alimenté par une pile, dans le boîtier métallique du détecteur, dont la masse est reliée au système de mesure. Pour toutes mesures de signaux térahertz, nous avons utilisé un amplificateur à détection synchrone qui, pour la mesure de signaux faibles, est une méthode de détection incontournable. Enfin, nous avons mené des tests à l'aide d'amplificateurs différentiels commerciaux, dans le but de réduire le bruit en amont de la détection synchrone.

Principe de l'amplificateur à détection synchrone

L'amplificateur à détection synchrone est un outil dédié à la mesure de signaux alternatifs de faible amplitude noyés dans du bruit. Ce procédé repose sur une technique

de détection de phases permettant d'extraire un signal utile de fréquence f_r et de phase θ_r déterminées. Cette fréquence est choisie dans une bande pour laquelle la densité spectrale de bruit est faible. De cette façon, le bruit de scintillement (en $1/f$) et le 50 Hz sont atténués ; typiquement $f_r \approx 1$ kHz (en évitant les harmoniques de 50 Hz). Dans le cas des lasers amplifiés, c'est la fréquence de répétition des impulsions optiques qui est utilisée. Autour de cette fréquence de référence, le bruit est rejeté et n'affecte plus la mesure. La bande passante de la détection, assurée par la détection de phase, peut être aussi étroite que 0,01 Hz, à 10 KHz, ce qui, avec des dispositifs de filtrage et d'amplification classiques, n'est pas réalisable. Des signaux de quelques nanovolts peuvent ainsi être extraits d'environnements bruyants, où l'amplitude du bruit est supérieure au millivolt.

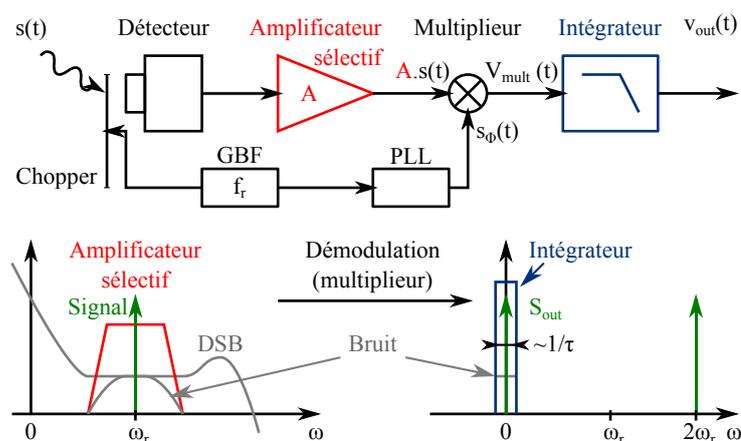


FIGURE 2.59 – Schéma de principe de la détection utilisant un amplificateur à détection synchrone, en haut. Représentation, dans le domaine spectral, des composantes d'un signal traité par la détection synchrone, en bas.

Le signal de référence $s_\phi(t)$ de la détection synchrone est généré par le verrouillage de phase¹¹ d'une fonction carré délivrée par un générateur de basse fréquence (GBF) externe, fonctionnant à la pulsation ω_r . Un hacheur mécanique (chopper), activé par ce même signal, permet la modulation de l'information mesurée $S(t)$, à ω_r . Considérons l'expression de $S(t)$ suivante : $S(t) = V_s \sin(\omega_r t + \theta_s)$. Notons qu'à la base, le signal de modulation est carré, mais étant filtré par le filtre passe bas de la détection synchrone, seul le premier harmonique est conservé (sinusoïde à ω_r). Après détection du signal par le détecteur, $S(t)$ est amplifié par la détection synchrone (amplificateur passe bande sélectif) et multiplié avec le signal de référence interne à la détection synchrone $S_\phi(t) = V_\phi \sin(\omega_\phi t + \theta_r)$, figure 2.59. Il en résulte :

$$\begin{aligned} V_{mult}(t) &= A.V_s V_\phi \sin(\omega_r t + \theta_s) \sin(\omega_\phi t + \theta_r) \\ &= \frac{A.V_s V_\phi}{2} \left(\underbrace{\cos[(\omega_r - \omega_\phi)t + \theta_s - \theta_r]}_{\text{terme en } \omega_r - \omega_\phi} - \underbrace{\cos[(\omega_r + \omega_\phi)t + \theta_s + \theta_r]}_{\text{terme en } \omega_r + \omega_\phi} \right) \end{aligned} \quad (2.84)$$

Ce signal est ensuite intégré avec un filtre passe bas, de fréquence de coupure f_c dont la durée d'intégration τ est supérieure à la période du signal modulant ou du signal modulé. En sortie de détection synchrone, le signal V_{out} est continu. Si $\omega_r \neq \omega_\phi$, $V_{out} = 0$ V et si

11. Le verrouillage de phase est assuré par une boucle à verrouillage de phase.

$\omega_r = \omega_\phi$, alors V_{out} est proportionnel à l'amplitude du signal utile mesuré :

$$V_{out} = \frac{V_s V_\phi}{2} \cos(\theta_s - \theta_r) \quad (2.85)$$

La phase θ_r doit être accordée à celle du signal θ_s de sorte à ce que $\Delta\theta = \theta_s - \theta_r$ soit égale à 0 pour obtenir la valeur optimale de V_{mult} : $V_{mult}^{max} = (V_s V_\phi)/2$ en sortie du multiplieur.

Préamplification pour la détection différentielle

Durant la collaboration avec l'Institut Riken, nous avons obtenu un signal avec un nanotransistor d'une sensibilité mesurée à quelques V/W (présenté chapitre 3, page 157). Ce signal a été mesuré par la combinaison d'un préamplificateur de tension bas bruit SR560¹², d'une puissance équivalente de bruit de $4\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ connecté à une détection synchrone SR830 DSP¹³. Son usage a été limité en un étage d'amplification, situé entre la sortie du détecteur et l'entrée de la détection synchrone.

Avec ce type de préamplificateur, ou directement sur la détection synchrone, il est possible d'utiliser deux entrées, se soustrayant, de sorte à réaliser une détection différentielle. Cette méthode de détection permet dans certaines configurations de réduire le bruit. Deux cas sont envisagés. Le premier nécessite d'avoir à disposition deux détecteurs identiques, connectés et alimentés identiquement, un seul des deux détecteurs étant illuminé par le signal térahertz (figure 2.60).

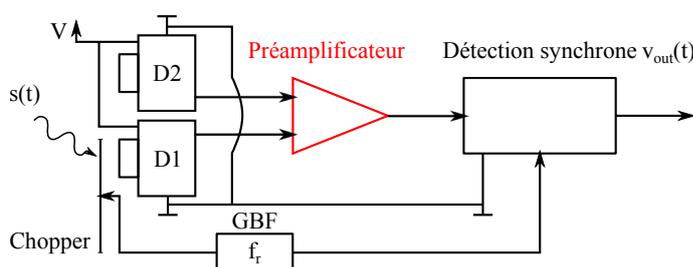


FIGURE 2.60 – Schéma de l'amplification différentielle dans le cas où deux détecteurs identiques peuvent être utilisés.

Les signaux issus des deux détecteurs sont :

$$\begin{aligned} V_1 &= V_{bruite\ externe} + V_{bruit\ interne} \\ V_2 &= V_{bruite\ externe} + V_{bruit\ interne} + G.V_{THz} \end{aligned} \quad (2.86)$$

En sortie de l'amplificateur différentiel nous avons alors :

$$V_s = A_d(V_2 - V_1) + A_c\left(\frac{V_2 + V_1}{2}\right) = A_d.G.V_{THz} + A_c\left(\frac{V_2 + V_1}{2}\right), \quad (2.87)$$

où A_d est le gain de mode différentiel et A_c le gain du mode commun. Pour les amplificateurs différentiels que nous avons utilisés, nous avons typiquement $A_d/A_c=90$ dB. Grâce à

12. Pré-amplificateur bas bruit Stanford Research SR560, www.thinksrs.com. Réglé pour amplifier le signal 5 fois et le filtrer sur une bande étroite autour de la fréquence de répétition du laser avec une atténuation de 6 dB/dec.

13. Amplificateur à détection synchrone Stanford Research SR830 DSP, www.thinksrs.com.

cette méthode, nous avons pu réduire d'un facteur 700 le bruit issu de détecteurs à nano-transistors commerciaux (Fujitsu). Malheureusement cette méthode requiert l'utilisation de deux détecteurs équivalents et n'a pas pu être mise en œuvre systématiquement.

La seconde méthode que l'on utilise lorsque l'on n'a qu'un seul détecteur permet de s'affranchir du bruit externe capté par les câbles de sortie du détecteur. Elle consiste à brancher en entrée d'amplificateur différentiel deux câbles coaxiaux : un mesurant la différence de potentiel entre la masse du boîtier et sa sortie, l'autre (câble "mort") mesurant la différence de potentiel entre la masse du détecteur et la masse du boîtier (2.61).

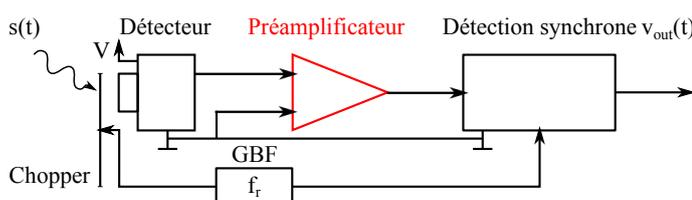


FIGURE 2.61 – Schéma de l'amplification différentielle dans le cas où un unique détecteur est utilisé.

Dans ce cas les signaux sont :

$$\begin{aligned} V_1 &= V_{\text{bruitexterne}} + V_{\text{bruitinterne}} + G.V_{THz} \\ V_2 &= V_{\text{bruitexterne}} \end{aligned} \quad (2.88)$$

La sortie V_s donne alors :

$$V_s = A_d(V_{\text{bruitinterne}} + G.V_{THz}) + A_c\left(\frac{V_1 + V_2}{2}\right). \quad (2.89)$$

Le bruit externe, notamment celui capté par la tresse des câbles coaxiaux est réduit.

2.8 Conclusion

Ce chapitre a eu pour objectif la présentation du banc expérimental térahertz composé d'un interféromètre de Michelson.

La première partie, dédiée à l'étude et la modélisation de l'interféromètre, nous a permis de comprendre son fonctionnement et d'interpréter les différentes interactions onde-matière inhérentes aux éléments le composant. À l'aide de mesures complémentaires nous avons observé les limites du dispositif interférométrique en terme de résolution spectrale. Elles sont principalement liées à des résonances de Fabry-Perot générées dans la lame séparatrice et dans le substrat de l'émetteur (Tera-Sed 10). Une étude expérimentale paramétrique, portant sur ces deux éléments, nous a permis de définir des configurations de l'expérience nous permettant de limiter ces phénomènes de résonances, sans compromettre les niveaux de puissance de sortie.

Dans le cas où le laser utilisé est non amplifié (Femtosource), l'antenne Tera-Sed 10 est le choix que nous avons retenu. Elle permet de générer de forte intensité térahertz (30 fois plus que l'antenne Tera-Vil), même si elle introduit des résonances de Fabry-Perot dans les signaux mesurés. Ces résonances sont observées sous la forme de rebonds temporels situés à $\pm 15,4$ ps de chaque côté du maximum d'interférence de l'interférogramme. Un fenêtrage temporel de 30 ps, permet alors d'obtenir un signal sans résonance, d'une

résolution spectrale de 33 GHz. Dans le cas où un laser amplifié est utilisé, les cristaux non linéaires (ZnTe) sont préférés car ils permettent d'atteindre des niveaux d'intensité comparables à ceux délivrés par l'antenne Tera-Sed 10, sans l'ajout de résonances. La résolution spectrale ne dépend alors que de la distance maximale de parcours de la ligne de translation entraînant le miroir mobile : la durée des interférogrammes mesurés.

Pour ces deux configurations, les lames séparatrices en silicium ont été retenues. Les résonances qu'elles induisent peuvent être évitées en choisissant une épaisseur de lame permettant d'éloigner suffisamment les rebonds du pic central d'interférence. Ainsi, avec une lame de 1 mm d'épaisseur, il est possible de faire l'acquisition d'un interférogramme sur plus de 80 ps, soit un signal sans rebond d'une résolution spectrale de 12,5 GHz. Expérimentalement, nous avons relevé des signaux d'amplitudes 200 fois plus élevés avec l'utilisation de lames séparatrices en silicium qu'avec des films plastiques (comme le mylar). De plus, dans le domaine spectral considéré, le silicium possède un faible coefficient d'absorption, qui est négligeable pour des épaisseurs de lame inférieures à 5 mm. Le transfert de l'intensité térahertz est alors correct sans toutefois égaler d'autres configurations d'interféromètres, de type Martin Puplett et Lamellar Interferometer, qui permettent le transfert théorique de toute l'intensité incidente.

Nous avons ensuite donné les différentes caractéristiques de l'expérience. La résolution spectrale maximale pouvant être atteinte est limitée à 6,67 GHz (interférogramme de 200 ps) par le déplacement mécanique de la ligne de translation. La puissance térahertz en sortie de l'émetteur Tera-Sed a été estimée à $\approx 5-10 \mu\text{W}$ avec une matrice de microbolomètres étalonnée provenant du CEA-LETI. Avec l'utilisation de l'interféromètre de Michelson, la puissance de sortie est de quelques micro Watts.

La matrice de détecteur nous a permis d'estimer la dimension du spot térahertz en sortie d'interféromètre à environ $340 \mu\text{m}$.

Avec ces caractéristiques, la sensibilité minimale d'un détecteur, permettant l'acquisition d'un interférogramme avec un rapport signal sur bruit de 1, a pu être déterminée. La valeur de sensibilité trouvée est de $0,1 \text{ V/W}$ dans le cas d'un détecteur large bande couvrant l'ensemble de la bande spectrale d'émission et dont l'ouverture permet de capter l'intégralité du faisceau térahertz ($>340 \mu\text{m}$).

Enfin, nous avons présenté la chaîne d'acquisition nous permettant de réduire le bruit présent dans l'environnement expérimental, se composant de méthodes de mesures différentielles, de préamplificateurs bas bruit et d'une détection synchrone.

Caractérisation large bande de détecteurs, faisceaux et matériaux

Sommaire

3.1	Introduction	134
3.2	Méthode de caractérisation des détecteurs de puissance	134
3.3	Présentation des détecteurs et acquisitions temporelles	137
3.4	Caractérisation des diodes Schottky	139
3.4.1	Caractérisation de la diode WR1.9ZBD	139
3.4.2	Caractérisation des diodes WR1.5ZBD et WR2.8ZBD	142
3.5	Caractérisation de transistors	146
3.5.1	Présentation des transistors utilisés	147
3.5.2	Recherche du point de polarisation optimale	148
3.5.3	Caractérisation du HEMT Giuseppe 4	151
3.6	Synthèse des résultats de caractérisation	159
3.7	Imagerie et spectroscopie térahertz	160
3.7.1	Matrice de détecteur pour l'imagerie térahertz	160
3.7.2	Distribution spatiale et spectrale du faisceau térahertz	160
3.7.3	Caractérisation de matériaux : spectroscopie térahertz	162
3.7.4	Synthèse	171
3.8	Conclusion	171

3.1 Introduction

Ce chapitre traite des résultats expérimentaux obtenus à l'aide de l'expérience interférométrique décrite au chapitre précédent. Les premiers concernent la caractérisation des détecteurs électroniques, tels que les diodes Schottky et un transistor HEMT. Nous présenterons également diverses études pouvant être réalisées avec le banc expérimental, appuyées par des mesures et modèles : de la caractérisation de sources monochromatiques, de faisceaux, de matériaux (spectroscopie) jusqu'à l'imagerie spatiale résolue en temps (vidéo) et en fréquence, dans le domaine térahertz.

3.2 Méthode de caractérisation des détecteurs de puissance

Nous allons décrire le processus de caractérisation permettant l'extraction de la réponse spectrale des détecteurs de puissance sur une bande spectrale de 100 GHz jusqu'à 1 THz. La méthode que nous utilisons est inspirée des techniques de spectroscopie, où deux mesures sont effectuées : la première, sans l'échantillon (signal référent) et la seconde avec l'échantillon (signal échantillon). La comparaison des deux spectres issus de la transformée de Fourier inverse des acquisitions temporelles permet de retrouver les informations (indice, absorption, ...) du matériau caractérisé. Pour la caractérisation des détecteurs de puissance, nous effectuons également deux mesures : la première avec un détecteur référent ("la référence"), qui est large bande et l'autre avec le détecteur à caractériser ("l'échantillon"). Le rapport des spectres de l'échantillon sur la référence, permet de retrouver l'allure spectrale du détecteur à caractériser. Sa sensibilité est ensuite déduite grâce à celle du détecteur référent, dont nous connaissons la réponse spectrale étalonnée. Cette opération permet de s'affranchir de la fonction de transfert de l'expérience (de l'interféromètre) ainsi que du spectre d'émission, qui sont contenus dans les signaux mesurés par les deux détecteurs. Théoriquement, le signal obtenu au travers de ce rapport ne contient alors plus que les réponses spectrales des deux détecteurs : Soit $I_{interf}(f, \tau)$, équation (2.4), l'intensité de l'interférogramme de sortie de l'interféromètre. Le signal de sortie d'un détecteur correspond à $S_d(f, \tau) = I_{interf}(f, \tau) \cdot \mathcal{R}_d(f)$, avec $\mathcal{R}_d(f)$ sa réponse fréquentielle en V/W. La nouvelle réponse du détecteur à caractériser (rapport de deux détecteurs multipliés par la sensibilité du détecteur référent \mathcal{R}_{d2}), correspond alors à :

$$\mathcal{R}_{d1}(f) = \frac{S_{d1}(f, \tau)}{S_{d2}(f, \tau)} \mathcal{R}_{d2} = \frac{I_{interf}(f, \tau) \cdot \mathcal{R}_{d1}(f)}{I_{interf}(f, \tau) \cdot \mathcal{R}_{d2}(f)} \mathcal{R}_{d2} \quad (3.1)$$

Idéalement, la mesure de référence doit être effectuée avec un détecteur dont la réponse spectrale est large bande et recouvre le spectre d'émission. En effet, pour permettre une caractérisation précise, il est préférable lors de la mesure de référence de récolter le maximum d'informations sur la convolution entre l'émission térahertz et la fonction de transfert de l'expérience. L'allure de la réponse spectrale du détecteur référent importe peu en théorie, néanmoins, il est souhaitable qu'elle soit la plus homogène possible, sur la bande spectrale de caractérisation, pour simplifier la reconstitution de la réponse spectrale du détecteur à caractériser.

Pour illustrer nos propos, nous reprenons le modèle avec lequel nous avons simulé la génération térahertz (Tera-Sed 10) ainsi que la diode WR1.9ZBD, section 2.3.2. Pour

cet exemple, nous allons utiliser la diode comme détecteur à caractériser. Considérons maintenant deux détecteurs référents large bande : le premier, D_{ref} , qui possède une bande passante de 2 THz centrée en 1 THz avec une sensibilité maximale de 500 V/W, alors que le second, D_{ref}' , présente les mêmes caractéristiques à la différence que sa réponse comporte des fluctuations périodiques d'amplitudes crête ± 100 V/W autour de 450 V/W. Leurs réponses recouvrent la totalité de la bande d'émission du Tera-Sed 10, illustrées figure 3.1.

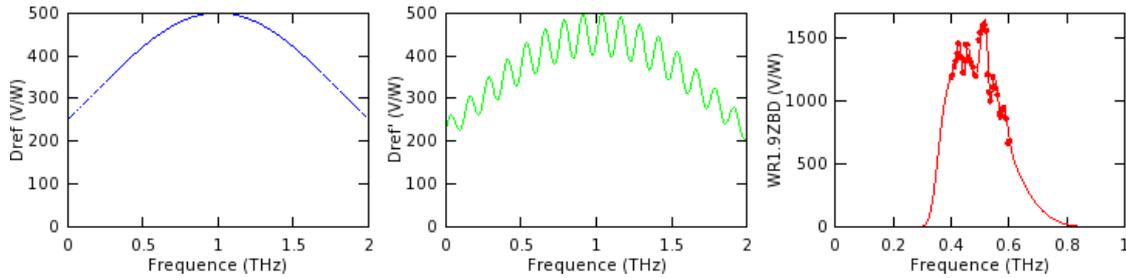


FIGURE 3.1 – Représentation des réponses spectrales intrinsèques aux détecteurs simulés et de la diode WR1.9ZBD.

Nous rappelons que, d'un point de vue expérimental, l'acquisition d'un signal se fait sous la forme d'un interférogramme, par une mesure résolue en temps équivalent (échantillonnage temporel) dont l'information spectrale est obtenue par une transformée de Fourier numérique. Cette réponse spectrale correspond à la convolution, dans le domaine fréquentiel, de la réponse du détecteur avec le spectre de la source térahertz et de la fonction de transfert de l'expérience (voir section 2.7.3), illustrée figure 3.2.

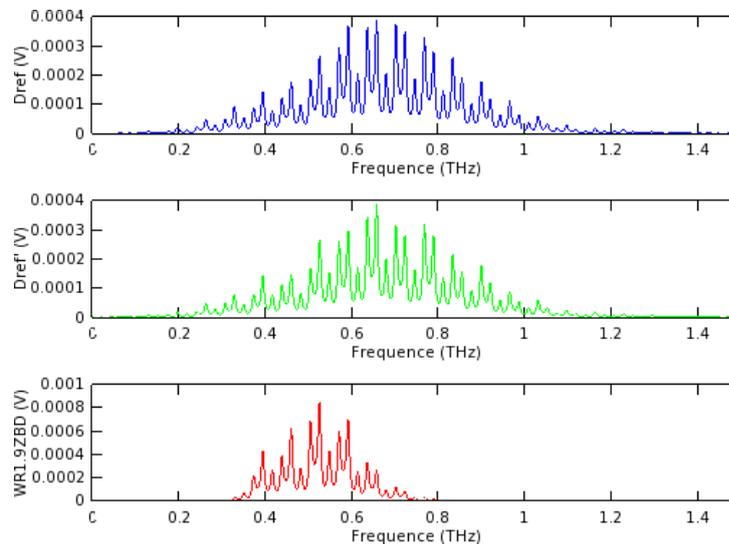


FIGURE 3.2 – Représentation des allures spectrales des détecteurs qui sont le produit de convolution entre le spectre d'émission (émetteur Tera-Sed 10), de l'expérience (avec ici une lame séparatrice en silicium d'épaisseur 1 mm) et de leur réponse spectrale modélisée.

Dans le cas de cette simulation, les réponses spectrales des détecteurs ont été convoluées avec le spectre d'émission térahertz du Tera-Sed 10 (modélisé au chapitre 2) et par la fonction de transfert de Fabry-Perot d'une lame séparatrice en silicium d'épaisseur 1 mm.

La contribution de deux résonances de Fabry-Perot se retrouve alors dans les spectres simulés.

La transformée de Fourier inverse de ces spectres nous permet d'obtenir les interférogrammes, correspondant aux spectres présentés, images des signaux temporels mesurés expérimentalement (figure 3.3).

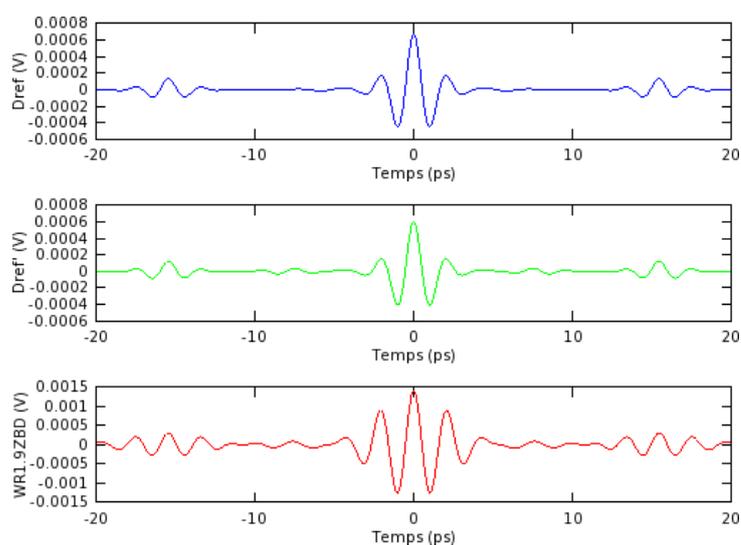


FIGURE 3.3 – Interférogrammes obtenus par transformée de Fourier des spectres modélisés, pour les détecteurs Dref, D'ref et la diode Schottky WR1.9ZBD.

Les amplitudes de ces interférogrammes sont de l'ordre du mV pour une puissance moyenne P_{THz}^{moy} générée par l'émetteur Tera-Sed 10 de l'ordre de $5 \mu W$.

Finalement, la figure 3.4 illustre la reconstitution de la sensibilité du détecteur à caractériser. Le rapport des spectres $WR1.9ZBD/D_{ref}$ et $WR1.9ZBD/D'_{ref}$, nous permet d'obtenir la réponse spectrale de WR1.9ZBD. Son amplitude maximale correspond à la différence de sensibilité entre la diode et le détecteur large bande. En multipliant ce rapport par la sensibilité du détecteur large bande nous retrouvons la sensibilité de la diode WR1.9ZBD, représentée en bleu à gauche. Il en est de même pour D'ref, en vert à gauche. Les réponses du détecteur à caractériser obtenues avec les deux détecteurs référents, de réponses spectrales différentes, sont identiques et correspondent à l'allure de la diode représentée en point rouge à gauche, figure 3.4.

Dans le cas où la réponse du détecteur est constante sur la bande spectrale de caractérisation, alors, il suffit de multiplier le rapport des spectres par la sensibilité de celui-ci. Si l'on ne dispose pas de l'étalonnage en fréquence du détecteur référent, il est possible alors de minimiser l'impact des fonctions de transfert du banc et de ce dernier : cela consiste à diviser l'allure du spectre du détecteur référent (la transformée de Fourier de l'interférogramme mesuré) avec l'allure du spectre d'émission tous deux normalisés avec leur maximum et de renormaliser le spectre obtenu avec son ancienne amplitude. Le résultat obtenu sera alors proche de l'allure de la réponse du détecteur et il suffira alors de la normaliser avec la sensibilité donnée par le constructeur. Plusieurs détecteurs référents peuvent également être utilisés afin d'obtenir plusieurs réponses du détecteur à caractériser et ainsi affiner le résultat de la caractérisation.

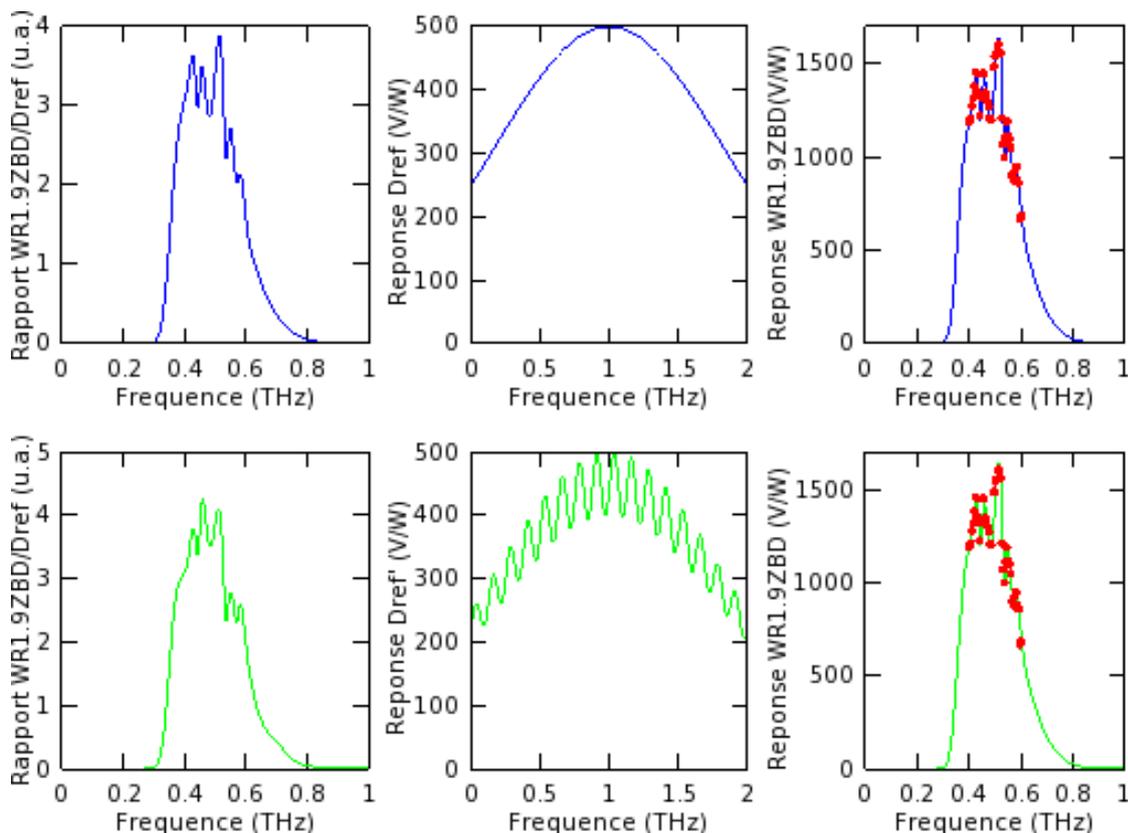


FIGURE 3.4 – Principe de la reconstitution de la réponse d’un détecteur à partir d’un détecteur référent. À gauche, le rapport entre WR1.9ZBD et le détecteur référent : $\text{WR1.9ZBD}/D_{\text{ref}}$ et $\text{WR1.9ZBD}/D_{\text{ref}}$, que nous multiplions par la réponse (en V/W) du détecteur référent, représentée au milieu. À droite, le résultat de la caractérisation avec, en points rouges, la réponse de la diode WR1.9ZBD donnée par le constructeur.

3.3 Présentation des détecteurs et acquisitions temporelles

Nous allons maintenant passer au cœur de ce travail de thèse en présentant les différents résultats de caractérisation de détecteurs de puissance que nous avons obtenus. Dans un premier temps, nous rappelons les différentes caractéristiques des détecteurs ayant été utilisés en tant que détecteurs référents ou détecteurs à caractériser. Ainsi, nous retrouvons les deux classes de détecteurs que nous avons étudiés lors du premier chapitre : les détecteurs thermiques et les détecteurs électroniques. Un code couleur a été mis en place, les pyromètres sont représentés en bleu, le bolomètre en vert, les diodes Schottky en rouge et pour finir le transistor en noir. Le tableau 3.1 résume les différentes caractéristiques des détecteurs présentés.

Ces derniers ont été utilisés sur des expériences interférométriques (interféromètre de Michelson) d’arrangement optique et de méthodes de génération térahertz différentes. Deux types de systèmes laser ont été utilisés : oscillateur simple ou laser amplifié. Les différentes acquisitions temporelles (interférogrammes) pour chacun des détecteurs, obtenus par échantillonnage temporel, sont tracées figure 3.5.

Selon le type de détecteur, la modulation du signal, nécessaire à la détection synchrone, doit être adaptée : avec les diodes Schottky, nous avons utilisé des fréquences de modula-

Type	Nom	$\Delta\omega$ (THz)	S_{max} (V/W)
Pyromètre	THz9B-MT	Large bande	≈ 20000
Bolomètre	HDL Dewar	Large bande	≈ 8000
Diode Schottky	WR1.9ZBD	0,45-0,65	1600 à 515 GHz
Pyromètre	SPIA65THz	Large bande	≈ 21700 à 1 THz
Pyromètre	DLATGS	Large bande	-
Diode Schottky	WR1.5ZBD	0,46-0,74	3300 à 500 GHz
Diode Schottky	WR2.8ZBD	0,26-0,4	2150 à 320 GHz
Transistor HEMT	Giuseppe TA04	0,25-0,35	2-5 vers 300 GHz

TABLE 3.1 – Récapitulatif des détecteurs utilisés, dont 4 sont larges bandes (pyromètres et bolomètre) servant de référence pour nos mesures et 4 composants électroniques à bande étroite, à caractériser.

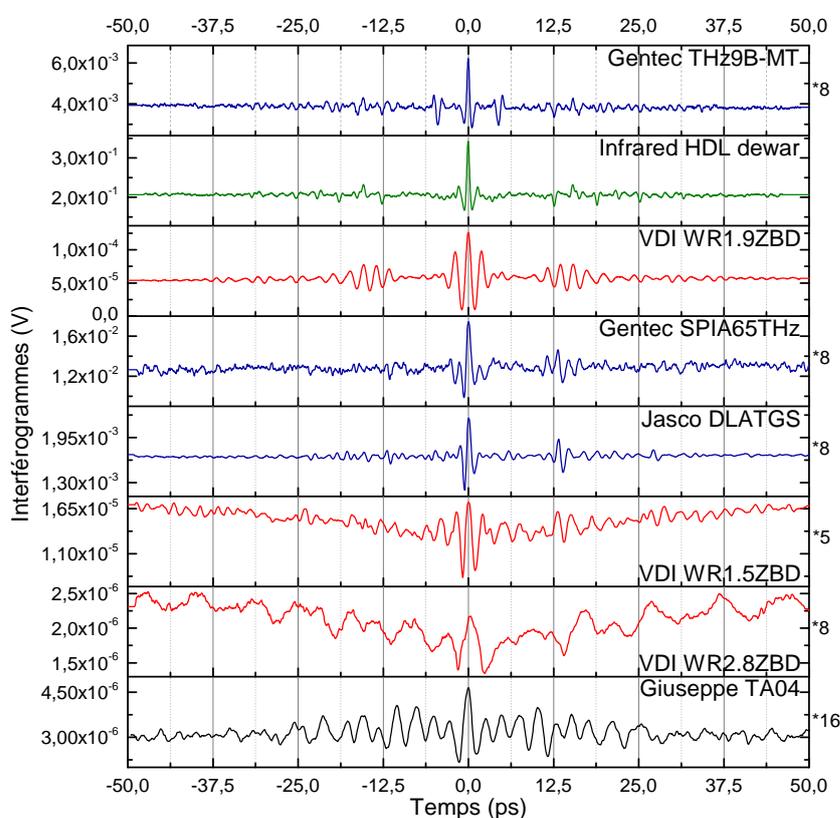


FIGURE 3.5 – Acquisitions des interférogrammes issus d'expériences interférométriques. Les trois premiers ont été mesurés au laboratoire tandis que les suivants ont été obtenus à l'Institut Riken au Japon.

tion de l'ordre du kilohertz, réalisées par un chopper ou par un signal de synchronisation avec la fréquence de répétition des lasers amplifiés ; pour les pyromètres et le bolomètre, l'utilisation d'un chopper fonctionnant aux alentours de 30 Hz était nécessaire. Ainsi, les temps d'acquisitions des interférogrammes varient d'une minute (diodes Schottky) à 25 minutes pour un pyromètre. Par la suite, nous rappellerons les caractéristiques de l'expérience utilisée pour chacun des résultats présentés.

3.4 Caractérisation des diodes Schottky

Nous allons procéder à la caractérisation des 3 diodes Schottky que nous avons eu l'occasion d'essayer. La première a été caractérisée avec le banc du laboratoire (laser Femtolaser et émetteur Tera-Sed 10) alors que les deux autres ont été caractérisées avec le banc monté à Riken (laser Spitfire et cristal de ZnTe). Chaque diode Schottky utilisée durant cette thèse a été fournie avec sa réponse en fréquence, étalonnée par le constructeur. Cela nous permettra, dans cette section, de pouvoir évaluer la pertinence des résultats issus de nos caractérisations.

3.4.1 Caractérisation de la diode WR1.9ZBD

La caractérisation de la réponse spectrale de la diode WR1.9ZBD a été réalisée à l'aide de deux détecteurs référents : le pyromètre Gentec THz9B-MT et le bolomètre Infrared HDL Dewar refroidi à 4K. Ces mesures ont été réalisées sur l'expérience interférométrique utilisant le Femtolaser et l'émetteur Tera-Sed 10, polarisé sous une tension de 15 V, et utilisant une lame séparatrice en silicium d'épaisseur 300 μm . Nous rappelons que pour cette épaisseur de lame séparatrice, le temps d'aller-retour dans la lame séparatrice est de 6,68 ps (équations (2.33), chapitre 2). De plus, sur les interférogrammes, seuls les rebonds à partir du deuxième apparaissent, soit ici à environ 13 ps.

Le bolomètre possédant un circuit d'amplification interne de gain 10000, il nous a fallu diminuer la puissance du faisceau optique afin d'éviter toute saturation au niveau de la détection synchrone, en sortie de l'étage d'amplification du bolomètre. De même, pour tenir compte de cette amplification, l'interférogramme de la diode a été mesuré dans les mêmes conditions puis multiplié par 1000. Les mesures avec le bolomètre et le pyromètre (détecteurs référents) n'ont pas été réalisées le même jour, compte tenu du refroidissement du bolomètre qui nécessite un certain temps pour sa mise en œuvre. L'alignement optique de l'expérience ainsi que la puissance optique en sortie du laser ne sont donc pas strictement identiques pour les deux caractérisations et nous obtenons ainsi deux spectres légèrement différents pour la diode Schottky.

Les allures spectrales obtenues après transformées de Fourier numériques des interférogrammes mesurés sont représentées figure 3.6.

Pour une meilleure visibilité, les spectres mis en avant dans ces relevés sont ceux tracés à partir des interférogrammes fenêtrés : ceux où l'on a lissé les oscillations dues aux rebonds dans la lame séparatrice et dans l'émetteur, soit ici des interférogrammes fenêtrés d'une durée d'environ 20 ps (résolution spectrale de 50 GHz).

Nous ne disposons pas de l'étalonnage en fréquence des deux détecteurs référents mais seulement d'une valeur de leur sensibilité. Concernant le pyromètre THz9B-MT, son étalonnage donnant la sensibilité de 20 kV/W est réalisé à 633 nm, nous en avons déduit d'après sa courbe d'absorption (figure 1.41, chapitre 1) que sa sensibilité dans le régime térahertz que nous considérons est d'environ 7 à 8 kV/W. Pour le bolomètre Infrared, sa sensibilité (8 kV/W) a été déduite de valeurs trouvées dans la littérature. L'exactitude de ces valeurs de sensibilité ne peut alors être confirmée, tant pour le pyromètre que pour le bolomètre. La correction des allures spectrales obtenues, issue du rapport des spectres, vue précédemment section 3.2, n'est pas réalisable : nous n'avons pas l'allure de la réponse spectrale des détecteurs référents mais seulement une information sur leur sensibilité. La réponse spectrale de la diode est alors obtenue en multipliant le rapport des spectres par les valeurs de sensibilités de chacun des détecteurs référents,

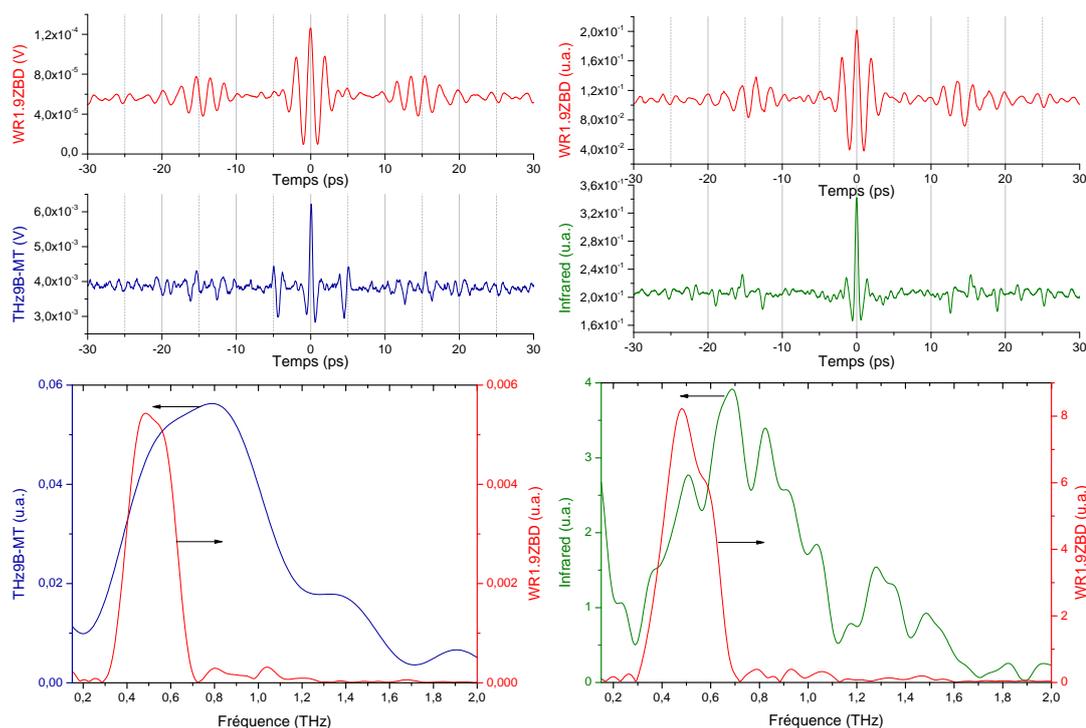


FIGURE 3.6 – Représentation des allures temporelles (en haut) et spectrales (en bas). Ces dernières sont obtenues par le calcul des transformées de Fourier des acquisitions temporelles, fenêtrées à 8 ps (pour le pyromètre) et 20 ps (pour le bolomètre) autour du pic d'interférence. À gauche, les acquisitions réalisées avec le pyromètre THz9B-MT comme détecteur référent et à droite, les acquisitions réalisées avec le bolomètre Infrared comme détecteur référent.

illustré figure 3.7. Pour le pyromètre THz9B-MT (bleu), nous choisissons dans un premier temps de conserver sa valeur de sensibilité brute, donnée par le constructeur, soit par 20 kV/W et conservons la valeur de 8 kV/W pour le bolomètre Infrared (vert). Cette approximation signifie que nous admettons que la réponse du détecteur référent est homogène (la plus constante possible) sur l'ensemble de la bande passante de la diode, sur environ 400 GHz. Ce qui signifie que les potentielles fluctuations de sensibilité des détecteurs référents vont moduler le résultat de la réponse spectrale de la diode. Le résultat de cette caractérisation est représenté ci-dessous, figure 3.7.

Ce résultat nous permet de valider notre méthode de caractérisation. En effet, les deux allures du spectre de la diode obtenues suivent toutes deux la même évolution. De plus, elles sont en bon accord avec les quelques points de l'étalonnage réalisés par le constructeur Virginia Diodes, représentés en rouge. Une légère différence sur l'allure de la réponse de la diode est observée vers 550 GHz, ce qui peut correspondre à une fluctuation de sensibilité de l'un ou l'autre des détecteurs, compte tenu de l'approximation réalisée (sensibilité constante).

En ce qui concerne les amplitudes obtenues, lorsque nous multiplions le rapport des spectres par les sensibilités respectives des détecteurs référents, les réponses spectrales de la diode ne convergent pas en sensibilité (figure 3.8).

Pour le résultat obtenu avec le pyromètre, il a fallu pondérer l'amplitude de la réponse de la diode par un facteur 0.55 (1/1,8) pour que celle-ci soit proche de la valeur donnée par

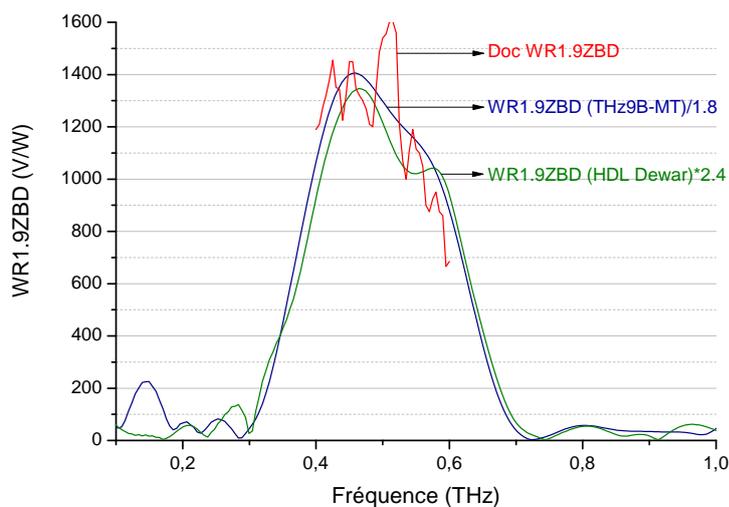


FIGURE 3.7 – Sensibilité estimée de la diode Schottky WR1.9ZBD avec les détecteurs référents : le pyromètre THz9B-MT et le bolomètre Infrared.

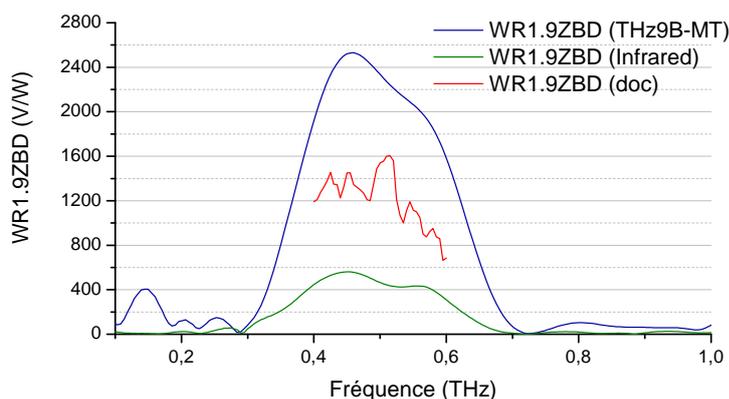


FIGURE 3.8 – Résultat des réponses spectrales de la diode WR1.8ZBD obtenu par l'utilisation du pyromètre THz9B-MT (bleu) et du bolomètre Infrared (vert) sans facteur de pondération. Ils sont comparés à la réponse spectrale de la diode étalonnée par le constructeur (rouge).

le constructeur. Si nous avons pris la sensibilité de 8 kV/W que nous avons déduite de la courbe d'absorption, et non les 20 kV/W donnés pour $\lambda=633 \text{ nm}$, le résultat devrait alors être pondéré par un facteur 1,38. Concernant le bolomètre, la réponse obtenue a dû être pondérée par 2,4. Autrement dit, si nous avons considéré les sensibilités des détecteurs référents comme vraies, alors la réponse spectrale maximale de la diode serait de 2530 V/W à 459 GHz , pour le pyromètre (à 20 kV/W), ou 560 V/W à 464 GHz , pour le bolomètre (à 8 k/W). Or, le constructeur indique environ 1400 V/W vers 460 GHz et 1600 V/W maximum à 515 GHz pour notre diode qui a été étalonnée, valeurs pour lesquelles nous avons confiance.

La divergence de ces résultats montre que les sensibilités indiquées par les constructeurs, dans cette espace de fréquence, sont incorrectes : étant des détecteurs large bande, issus du domaine de l'infrarouge, les sensibilités indiquées sont souvent données pour $\lambda=633 \text{ nm}$, il peut donc y avoir de très fortes variations selon que l'on se trouve aux

basses ou hautes fréquences de la bande de détection¹. Cela dit, nous pouvons inverser les rôles et prendre comme détecteur référent la diode Schottky WR1.9ZBD afin d'évaluer les sensibilités des détecteurs THz9B-MT et Infrared, sur la bande de fréquence ≈ 400 -600 GHz. Nous trouvons alors une sensibilité de $20000/1.8=11,1$ kV/W pour le pyromètre et $8000 \times 2,4=19,2$ kV/W pour le bolomètre. Cette méthode de caractérisation, peut permettre de comparer des détecteurs de manière expérimentale en terme de sensibilités et de bandes passantes.

L'allure de la diode a également été obtenue à l'aide d'une source continue accordable en fréquence qui est dérivée d'un système de spectroscopie térahertz (EMCORE). Cette source nous a permis le balayage de la réponse spectrale de la diode. Le résultat obtenu, présenté annexe A.1, est en bonne adéquation avec ceux mesurés avec notre banc impulsionnel.

3.4.2 Caractérisation des diodes WR1.5ZBD et WR2.8ZBD

Les mesures qui suivent ont été réalisées avec l'expérience interférométrique de l'Institut Riken², mettant en œuvre le laser amplifié Spitfire, couplé à des cristaux de ZnTe <110> d'épaisseur 1 et 2 mm pour l'émission et comme détecteurs de références, les pyromètres DLATGS et SPIA65THz. L'interféromètre lui est composé d'une lame séparatrice en silicium d'épaisseur 255 μm ou 2 mm.

Environnement expérimental et mesures

Durant les mesures effectuées avec les diodes Schottky, nous avons relevé la présence d'un bruit sinusoïdale basse fréquence (les détecteurs pyroélectriques n'y sont pas sensibles³) dont l'origine n'a pas pu être déterminée. Il suffit de brancher la diode, recevant le faisceau térahertz, sur la détection synchrone pour voir une fluctuation très lente de la tensions mesurée. Lors des acquisitions temporelles, d'une durée de l'ordre d'une minute, les interférogrammes mesurés sont déformés par son allure sinusoïdale. Nous avons changé la vitesse de parcours de la ligne de translation pour observer l'influence de ce bruit sur les interférogrammes mesurés avec la diode WR2.8ZBD, figure 3.9. La diode WR1.5ZBD, elle, y est moins sensible.

La fréquence du bruit évolue avec la vitesse d'acquisition et donc avec la durée pour faire la mesure d'un interférogramme. Les interférogrammes, même pour des acquisitions relativement rapides (60 Hz), sont fortement perturbés. Nous faisons alors l'acquisition d'un signal durant 61,5 secondes⁴ pendant lesquelles la ligne de translation reste immobile, pour relever la fréquence de ces oscillations. Pour minimiser l'impact de cette perturbation, sur les acquisitions, (figure 3.10) une moyenne de plusieurs mesures est faite pour chacune des diodes (8 pour la WR2.8ZBD et 5 pour la WR1.5ZBD). Ainsi, après n acquisitions (réduisant le bruit par un facteur $1/\sqrt{n}$), les interférogrammes obtenus sont

1. Dans notre cas, nous nous trouvons dans les basses fréquences de la bande de détection du pyromètre et du bolomètre, ces détecteurs étant principalement conçus pour le domaine de l'infrarouge.

2. Le schéma de l'expérience est représenté figure 2.47, chapitre 2.

3. Les pyromètres sont plus sensibles au bruit du fait de leurs larges bandes passantes : ils intègrent le bruit distribué sur une plus grande fenêtre spectrale, comparativement aux diodes Schottky. Notre pyromètre THz9B-MT est très sensible aux perturbations extérieures (jusqu'au claquement de porte) alors que la diode WR1.9ZBD, elle, est très bien isolée (blindage, cornet en entrée et bande passante moins grande).

4. Il s'agit d'une acquisition de 100 ps en temps équivalent, avec une fréquence d'oscillation du moteur pas à pas de 40 Hz.

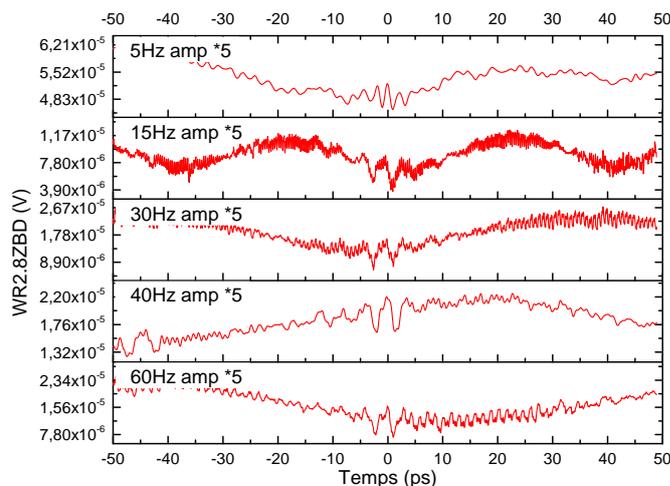


FIGURE 3.9 – Bruit basse fréquence observé sur les relevés d’interférogrammes avec les diodes WR2.8ZBD et WR1.5ZBD sur l’expérience interférométrique de Riken. Les fréquences indiquées sont celles de la ligne de translation et traduisent la vitesse de déplacement du moteur pas à pas.

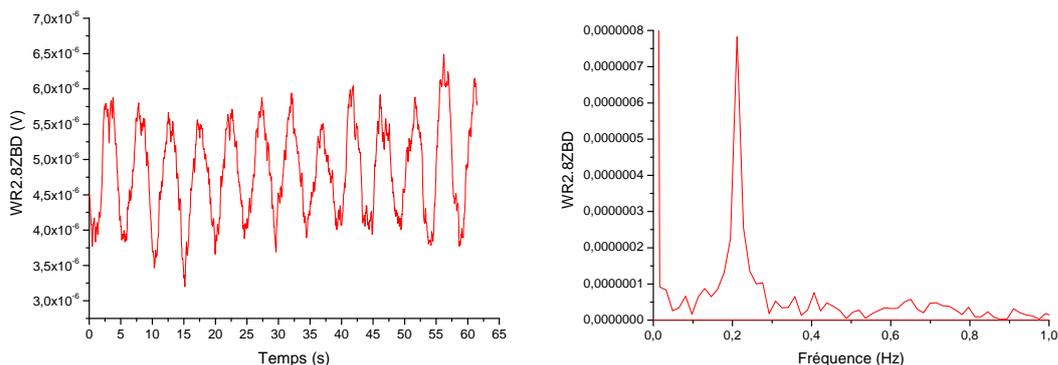


FIGURE 3.10 – Relevé du bruit sinusoïdale avec la diode WR2.8ZBD sur une durée équivalente de 100 ps à 40 Hz pour 3000 points, soit un temps réel d’acquisition de 61,5 s. Sa fréquence est relevée à 0,2 Hz.

moins perturbés. Cependant, bien que le bruit en basse fréquence soit réduit, il subsiste toujours des perturbations dans les interférogrammes : de chaque côté du maximum d’interférence, le signal mesuré comporte des oscillations et a tendance à augmenter en s’éloignant du pic central.

Ce qui est davantage problématique avec ce bruit c’est qu’avec des amplitudes de l’ordre de $43 \mu\text{V}$ et $75 \mu\text{V}$ maximales, respectivement pour la diode WR2.8ZBD et la diode WR1.5ZBD, le rapport signal à bruit est faible.

Les sensibilités des diodes, données par Virginia Diodes, sont représentées figure 3.11. Comparées à la diode WR1.9ZBD (caractérisée précédemment, au chapitre 2), celles-ci sont plus sensibles. Seulement, les rapports signal sur bruit sont de ≈ 5 pour la diode WR2.8ZBD et de ≈ 35 pour la diode WR1.5ZBD alors que pour la diode WR1.9ZBD, nous trouvons un rapport signal sur bruit d’environ 3400. La puissance térahertz délivrée par cette expérience doit pourtant être sensiblement équivalente à celle du couple Fem-

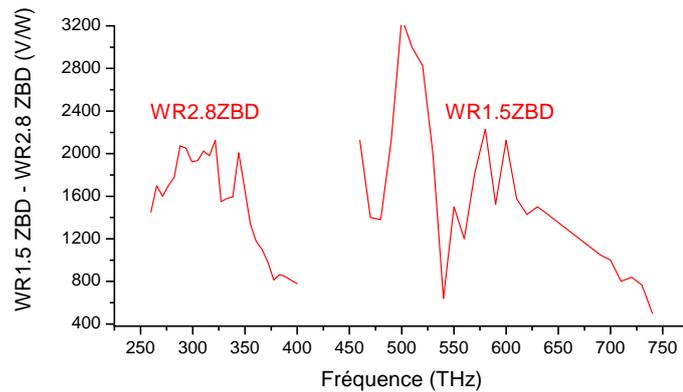


FIGURE 3.11 – Réponses des diodes Schottky Virginia Diodes WR2.8ZBD et WR1.5ZBD utilisées, fournies par le constructeur.

tolaser et Tera-Sed 10. En effet, les niveaux de tensions délivrés par les diodes sont équivalents à ceux que nous avons sur notre expérience avec la diode WR1.9ZBD. De plus la génération par redressement optique est censée être moins bruyante que l'utilisation d'antenne polarisée, le bruit doit alors principalement être généré par l'environnement expérimental.

Pour estimer de façon grossière la puissance térahertz émise par cette expérience, nous prenons la tension maximale délivrée par le pyromètre SPIA65THz lors de l'acquisition de son interférogramme et divisons cette valeur par sa sensibilité. Sur le document certifiant l'étalonnage du pyromètre SPIA65THz, la sensibilité est annoncée être précise à $\pm 2,1\%$. La valeur de $32,6\text{ kV/W}$ a été étalonnée à 633 nm là où la couche absorbant la radiation a soit-disant une efficacité de 60% . Dans la bande spectrale considérée, l'absorbance de la couche est donnée à 40% ce qui réduit alors la sensibilité du pyromètre à $21,7\text{ kV/W}$. Soit une puissance térahertz de $0,174\text{ V}/21700\text{ V/W}$, environ $8\text{ }\mu\text{W}$.

Caractérisation des diodes

Avant d'effectuer la caractérisation des deux diodes, il nous faut connaître la valeur de sensibilité du pyromètre DLATGS que nous n'avons pas. Pour l'évaluer, nous utilisons la valeur de la puissance térahertz estimée avec le pyromètre SPIA65THz ($8\text{ }\mu\text{W}$). En supposant que le détecteur couvre l'ensemble de la bande spectrale d'émission, nous pouvons alors calculer une valeur de sa sensibilité. Pour cela, nous divisons la valeur de tension maximale relevée sur son interférogramme avec la valeur de puissance térahertz, soit $44,6\text{ mV}/8\text{ }\mu\text{W}=5,575\text{ kV/W}$. La figure 3.12, représente l'allure de la réponse du DLATGS recouvrant les réponses spectrales des deux diodes.

Les sensibilités moyennes du pyromètre DLATGS, dans les bandes de détections à mi-hauteur des diodes à caractériser et que nous utiliserons, sont alors de 10 kV/W pour la bande $200\text{-}300\text{ GHz}$ et de 60 kV/W pour la bande $450\text{-}650\text{ GHz}$.

Les interférogrammes mesurés sont représentés figure 3.13 et leurs transformées de Fourier, calculées sur une fenêtre de 20 ps , figure 3.14 :

Nous observons qu'en basses fréquences (en dessous de 200 GHz), les spectres ne sont pas exploitables. Les réponses des diodes sont assez marquées même si du coup, une partie du spectre de la diode WR2.8ZBD est difficilement exploitable.

Nous procédons maintenant au rapport des spectres des diodes sur les spectres des

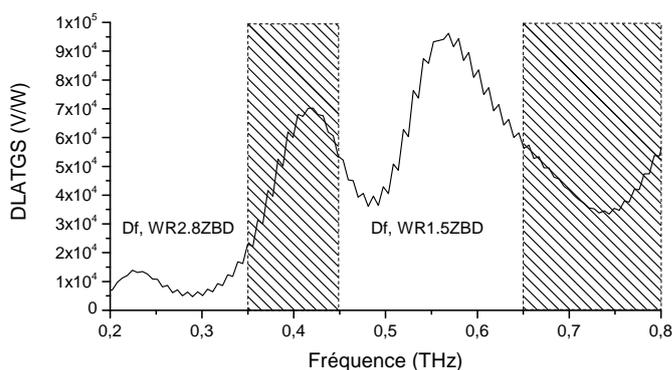


FIGURE 3.12 – Sensibilité du pyromètre DLATGS déduite de la réponse en fréquence du pyromètre SPIA65THz mesuré par le banc expérimental.

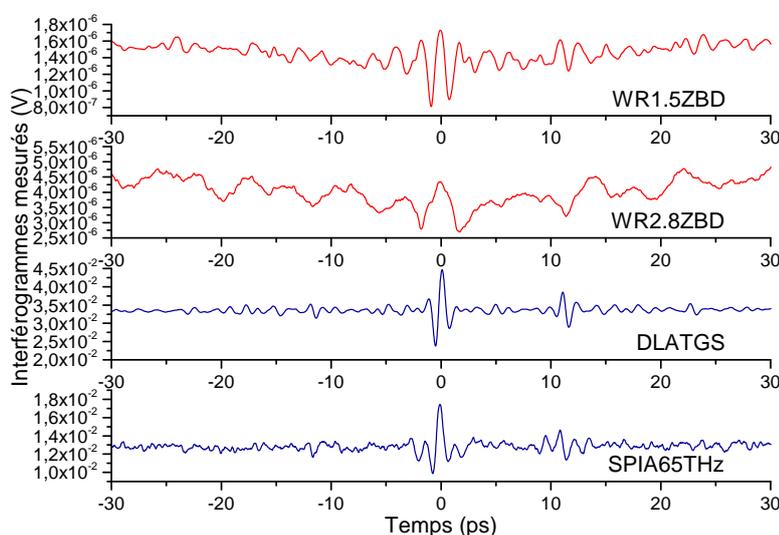


FIGURE 3.13 – Interférogrammes mesurés par les diodes WR1.5ZBD et WR2.8ZBD et les pyromètres référents : le DLATGS et le SPIA65THz

pyromètres.

Les réponses spectrales obtenues sont fortement perturbées car les spectres des détecteurs pyroélectriques, en basses fréquences, n'ont pas un bon rapport signal sur bruit. De plus, ils présentent des allures de formes différentes, ce qui fait que les réponses des deux diodes ne sont pas bien alignées. En multipliant ces différents rapports par les sensibilités des détecteurs référents (5,575 kV/W pour le DLATGS et 21,7 kV/W pour le SPIA65THz), nous trouvons :

- Pour la diode WR2.8ZBD, la sensibilité maximale est comprise entre 18,95 V/W (DLATGS) et 30,38 V/W (SPIA65THZ) ;
- Pour la diode WR1.5ZBD, la sensibilité maximale est comprise entre 1,9 V/W (DLATGS) et 13,88 V/W (SPIA65THZ).

Comparées aux valeurs de sensibilités de quelques kV/W données par le constructeurs (figure 3.11), celles que nous trouvons sont très faibles et ne reflètent à priori pas les performances de ces composants⁵. En effet, les interférogrammes mesurés présentent de

5. Voir la caractérisation de la diode WR1.9ZBD réalisée précédemment, page 139.

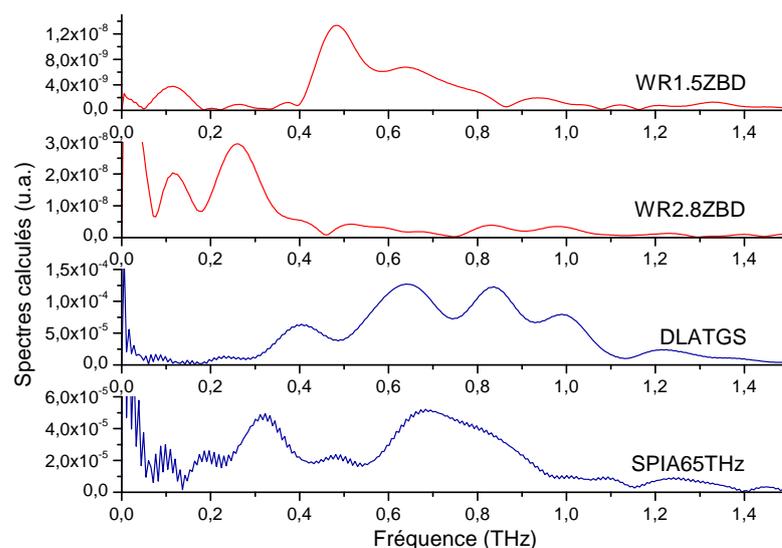


FIGURE 3.14 – Transformées de Fourier des acquisitions temporelles, fenêtrées à 20 ps.

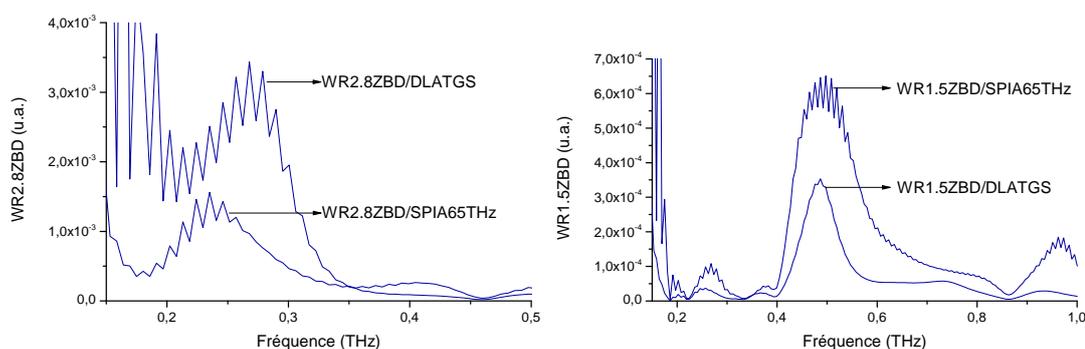


FIGURE 3.15 – Réponses des diodes WR2.8ZBD (gauche) et WR1.5ZBD (droite) obtenues pour chacun des détecteurs référents, le pyromètre SPIA65THz et le pyromètre DLATGS.

fortes dégradations qui sont liées à l’environnement expérimental. Les signaux collectés sont peu contrastés et bruyants, ce qui ne se retrouve pas sur les acquisitions réalisées par les détecteurs pyroélectriques. Pourtant, ces derniers intègrent les signaux sur des temps beaucoup plus importants (supérieur à 1 ms) et le signal est modulé en basse fréquence (entre 5 et 20 Hz), favorisant la détection de bruit basse fréquence. C’est là l’unique différence en ce qui concerne la méthode de détection entre les deux types de détecteurs, ce qui pourrait nous laisser penser que ces perturbations proviennent du signal modulant : la fréquence de répétition du laser amplifié. Nous n’avons pas pu malheureusement approfondir cette étude faute de temps (une semaine de déplacement à l’Institut Riken).

3.5 Caractérisation de transistors

Durant ces travaux de thèse, de nombreux transistors ont été testés sur le banc de caractérisation interférométrique dans le but de définir leur bande passante et leur sensi-

bilité. Dans un premier temps, nous présenterons succinctement les différentes structures des transistors utilisés qui nous ont été confiés par les différents partenaires du projet WITH. Ensuite, nous rechercherons le point de polarisation de chacun d'entre eux, pour cela, nous détaillerons la méthode utilisée qui repose sur une expérience utilisant une source continue (CW) émettant à 90 GHz.

3.5.1 Présentation des transistors utilisés

Ces transistors sont soit commerciaux (HP et Fujitsu) soit fabriqués par les partenaires (IEMN et Université de Tohoku) (tableau 3.2).

Type de transistor	HEMT Fujitsu	HEMT HP	HEMT InGaAs/GaN double grilles	HEMT Giuseppe + antenne
Provenance	L2C F. Teppe	IES S. Blin L. Tohme	Tohoku Univ. T. Otsuji Y. Kurita K. Kobayashi	IEMN S. Bollaert P. Artillan
Testé sur expérience	IMEP-LAHC	IMEP-LAHC RIKEN IES	IMEP-LAHC RIKEN IEMN	IMEP-LAHC IEMN IES RIKEN
Caractérisation térahertz	-	IES L.Tohme	IEMN G. Ducournau	IEMN-G. Ducournau IES-L. Tohme RIKEN-J. Oden
Caractéristiques	-	$f_0=250$ GHz $\Delta f \approx 40$ GHz $S \approx 1$ V/W	$S=22,7$ kV/W Normalisé par le spot THz	$f_0=300$ GHz $\Delta f \approx 200$ GHz $S \approx 5$ V/W

TABLE 3.2 – Liste des transistors utilisés durant la thèse.

Les transistors Fujitsu sont des structures où deux grilles (DG) de commande sont connectées aux mêmes contacts de source et de drain. Les échantillons sont composés de deux transistors connectés sur le même support et le tout a été placé dans un boîtier métallique avec une ouverture de 5 mm (figure 3.16).

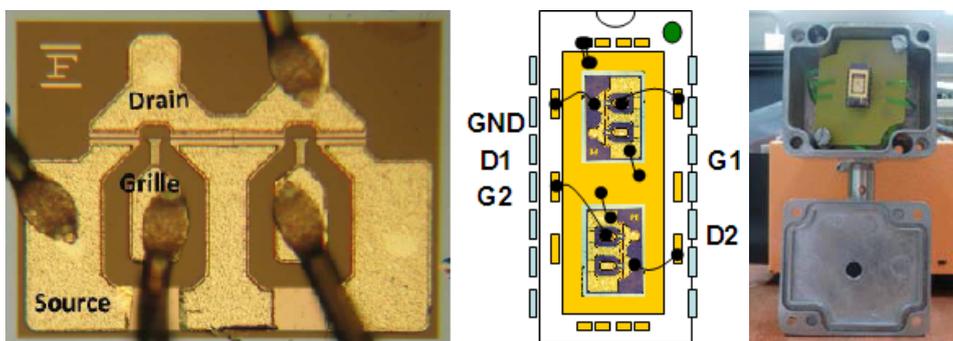


FIGURE 3.16 – Illustration du transistor HEMT Fujitsu, placé dans un boîtier métallique.

Le transistor HP est un transistor commercial qui a été blindé (boîtier métallique) et possède un circuit de polarisation interne (V_{GS}) ainsi qu'un cornet optimisé à 300 GHz à son entrée (figure 3.17). Sa sensibilité a été mesurée à environ 1 V/W par l'équipe TeraLab de Montpellier, aux alentours de 260 GHz.

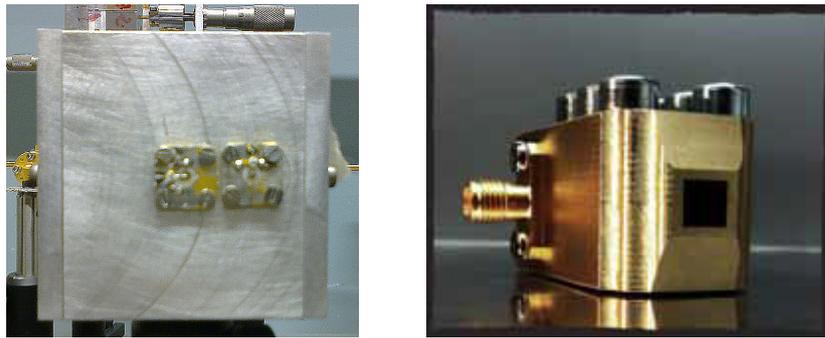


FIGURE 3.17 – Illustration du transistor HP, placé dans un boîtier métallique (gauche) et son antenne cornet (droite).

Pour les transistors Giuseppe provenant de l'IEMN (figure 3.18), plusieurs échantillons et générations de transistors (3 générations) ont été testées durant cette thèse. Ils sont connectés à une antenne *slot ring* optimisée à 300 GHz, avec un circuit d'adaptation d'impédance.

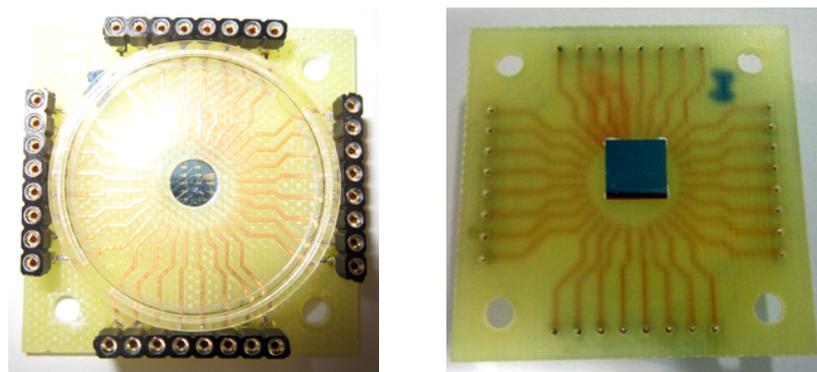


FIGURE 3.18 – Illustration des transistors Giuseppe, où la face avant est protégée par une capsule en plastique et la face arrière libérée pour avoir la possibilité d'y placer une lentille en silicium.

Pour comparer l'efficacité de ces transistors, nous avons aussi disposé d'une diode Schottky à tension de polarisation nulle issue de chez Virginia Diodes (figure 3.19) et fournie par le groupe Photonique Terahertz de l'IEMN qui l'ont connectée à une antenne de type bow tie et déposée sur un film transparent. Sa réponse maximale de $2,3 \text{ V/W}$ (caractérisée par le groupe *Photonique Terahertz*) a été obtenue pour 110 GHz, sa sensibilité moyenne est d'environ 2 V/W sur une bande passante à mi-hauteur s'étalant de 95 GHz à 250 GHz.

3.5.2 Recherche du point de polarisation optimale

Pour rechercher le point de polarisation optimale pour chacun des transistors, nous avons eu recours à l'utilisation d'une expérience micro-onde en régime continu, fonctionnant à 90 GHz (figure 3.20). Ce banc expérimental est composé d'une diode Gunn multipliée en fréquence ($15 \text{ GHz} \times 6$), d'un guide rectangulaire WR10 acheminant le signal sur une antenne de diamètre 9 cm qui permet d'obtenir le faisceau parallèle. Une

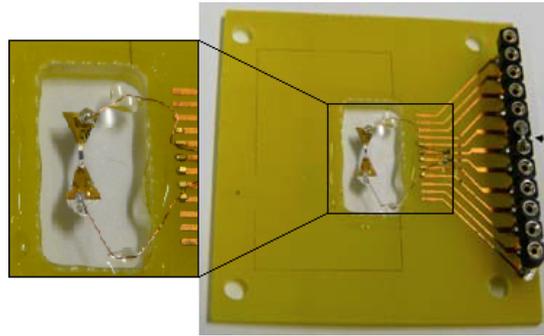


FIGURE 3.19 – Illustration de la diode Schottky à tension de polarisation nulle connectée à une antenne bow-tie.

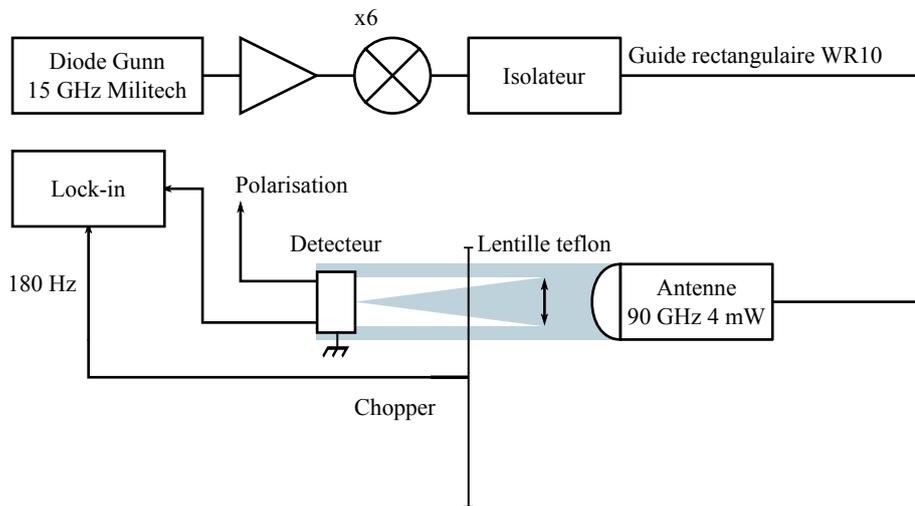


FIGURE 3.20 – Expérience d'émission d'onde continue à 90 GHz.

lentille en téflon de diamètre 5 cm et de focale 10 cm est utilisée pour focaliser le faisceau sur le détecteur. La mesure du signal se fait à l'aide d'une détection synchrone et d'un large chopper fonctionnant aux alentours de 180 Hz. La puissance émise par l'antenne est de 4 mW (6,4 dBm). Le diamètre de la lentille en téflon étant plus petite que le faisceau émis, nous ne collectons qu'une partie de la puissance émise, soit la surface de l'antenne divisée par la surface de la lentille (0,31), donc une puissance de 1,25 mW. Le diamètre du spot focalisé a été mesuré avec une lentille Tsurupica de diamètre 5 cm et de focale 5 cm, figure 3.21.

Cette valeur est confirmée par le calcul suivant :

$$d_{spot} = \frac{\lambda.f}{d_{lentille}^{Tsurupica}} = \frac{3,33.50}{50} = 3,3 \text{ mm}, \quad (3.2)$$

que l'on applique alors dans le cas de la lentille en téflon, soit la dimension du spot :

$$d_{spot} = \frac{\lambda.f}{d_{lentille}^{\text{téflon}}} = \frac{3,33.100}{50} = 6,66 \text{ mm}. \quad (3.3)$$

Compte tenu des bandes passantes des transistors, contenues dans les basses fréquences du spectre térahertz, des réponses à 90 GHz sont obtenues. Grâce à cela,

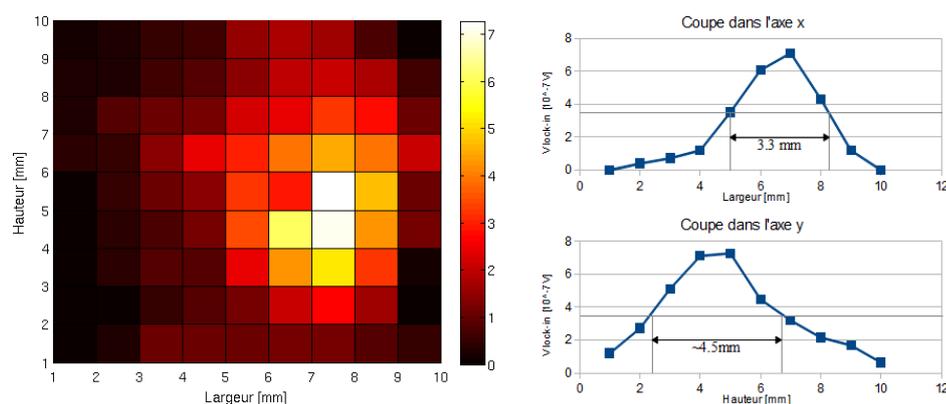


FIGURE 3.21 – Cartographie du spot de l'expérience en régime continu à 90 GHz, avec une lentille Tsurupica ($d=5$ cm, $f=5$ cm) devant le transistor Giuseppe 2-4 polarisé à $V_{GS1}=-0,8$ V et $V_{GS2}=0$ V.

nous pouvons mesurer les niveaux de tensions en sortie des transistors, d'une part pour trouver leur tension de polarisation (V_{GS}) optimale et d'autre part, en tirer une information sur leur sensibilité à 90 GHz. Le tableau 3.3 résume les résultats obtenus par les meilleurs échantillons de chacun des types de transistors testés⁶ et comparés à la mesure faite avec la diode Schottky.

Détecteur	V_{DS}^{max} (μ V)	$V_{GS}^{optimale}$ (V)	Sensibilité (V/W)
Fujitsu	802	-0,5	0,652
Giuseppe 8	590	-0,6	0,478
TDG*	2,28	-1,3	0,185
Diode Schottky	2740	x	2,219

TABLE 3.3 – Tension de polarisation optimale des transistors et estimation de leur sensibilité à 90 GHz, comparées à la diode Schottky. TDG : Transistor Doubles Grilles (Tohoku University).

Les sensibilités obtenues sont données à titre indicatif et servent principalement à comparer les composants entre eux :

- d'une part, tous les composants testés n'ont pas la même largeur de réponse spectrale, et à 90 GHz, et n'ont pas la même sensibilité. Le but de cette expérience étant surtout de trouver le point de polarisation offrant le maximum de signal de sortie.
- d'autre part, les rapports entre le spot du faisceau gigahertz et les surfaces sensibles des transistors, sont différents pour chaque type de composants utilisés. Le calcul de la sensibilité présentée dans le tableau ne tient pas compte de ce rapport, il s'agit de la sensibilité effective correspondant au rapport entre la tension délivrée par un transistor (V_{DS}) et la puissance délivrée par la source.

6. Excepté celui de Montpellier, qui possède un cornet en entrée, optimisé pour 300 GHz et qui filtre alors les basses fréquences, dont les 90 GHz font partie.

En ce qui concerne la polarisation V_{GS} des transistors, un *sourcemeter Keithley 2400* a été utilisé, permettant de limiter le courant, de $100 \mu\text{A}$ jusqu'à 1 mA pour certains transistors Giuseppe (figure 3.22). Pour les transistors doubles grilles du Japon (TDG), cette limitation ($100 \mu\text{A}$) ne nous a pas permis d'obtenir le régime de saturation des transistors (figure 3.22) et de ce fait d'atteindre les performances optimales de ces composants, ce qui explique en partie la plus faible sensibilité obtenue, bien plus faible que pour les autres dispositifs.

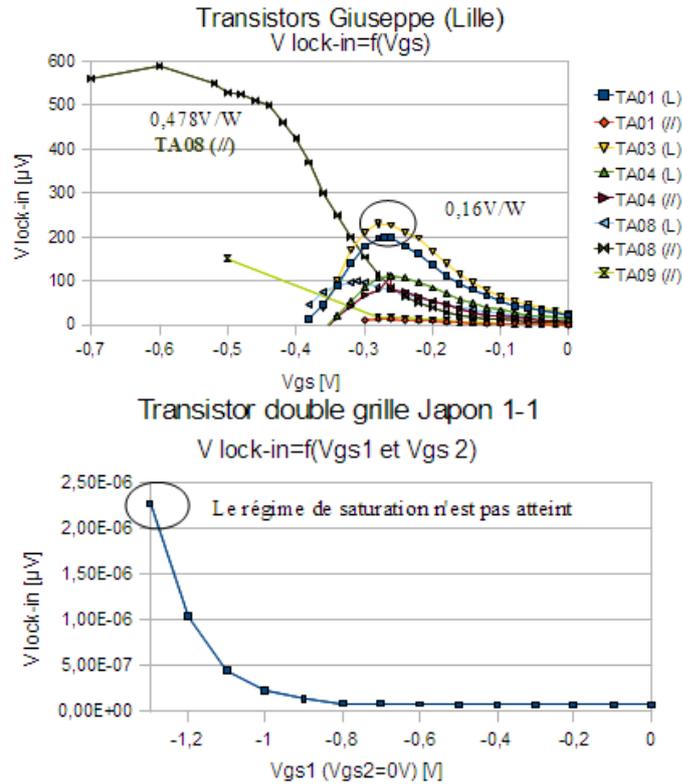


FIGURE 3.22 – Représentation des allures de tensions drain-source relevées pour des variations des tensions de grilles, pour les transistors Giuseppe (en haut) et pour le transistor doubles grilles (en bas).

L'ajout d'une polarisation continue (ou d'un courant) entre la source et le drain, a pour objectif d'augmenter la sensibilité des dispositifs [Boubanga-Tombet 2010]. En appliquant cette manipulation sur les transistors Giuseppe, celle-ci a mené à l'augmentation des courants de fuite dans les dispositifs et à l'élévation du bruit. Suite à cette manipulation, certains transistors ont été détériorés.

3.5.3 Caractérisation du HEMT Giuseppe 4

Ce transistor, issu de la première génération des transistors fabriqués à l'IEMN pour le projet WITH, a été caractérisé à l'IEMN et à Montpellier à l'aide de sources continues (voir annexe A.2). Les sensibilités alors obtenues sont de $0,5$ à 10 V/W (annexe A.2). Nous rappelons la structure du transistor ainsi que la réponse théorique de son antenne slot ring (figure 3.23).

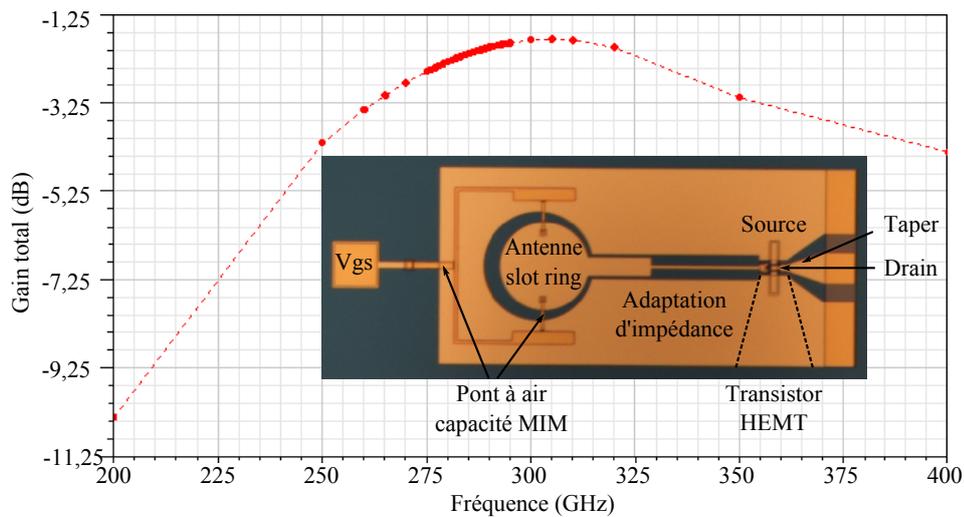


FIGURE 3.23 – Représentation de la structure du transistor Giuseppe et rappel de la bande spectrale de détection théorique de l’antenne slot ring.

Résultats expérimentaux

Les détecteurs référents utilisés pour la caractérisation du transistor Giuseppe 4 sont les pyromètre Gentec SPIA65THz et Jasco DLATGS, dont les interférogrammes sont présentés figure 3.24 . L’acquisition des signaux temporels s’est faite en modulant le signal reçu par la détection synchrone avec la fréquence de répétition du laser Spitfire (1 kHz) pour le transistor et avec un chopper mécanique cadencé à 5 Hz pour le pyromètre, sur le banc expérimental élaboré à Riken. Celui-ci est composé d’un cristal de ZnTe <110> d’épaisseur 1 mm comme émetteur et d’une lame séparatrice en silicium d’une épaisseur d’environ 350 μm . Pour pouvoir extraire l’interférogramme du transistor (représenté figure 3.24), un temps d’intégration supérieur à la seconde a été appliqué sur la détection synchrone ; la distinction du signal a été obtenue en observant l’évolution de la tension de bruit avec et en coupant le faisceau térahertz en amont de l’expérience. Une fois le signal trouvé et la position du transistor optimisée, l’acquisition de plusieurs interférogrammes (16) a permis de minimiser l’amplitude du bruit (d’un facteur $1/\sqrt{16}$) et de fait, d’améliorer le rapport signal sur bruit, au travers du moyennage des acquisitions. Le transistor était éclairé en face arrière, l’ajout d’une lentille hyper-hémisphérique en silicium, dont l’objectif est de permettre un couplage plus efficace de l’onde incidente avec le substrat, a ensuite été fait, mais nous avons alors perdu le signal.

Les interférogrammes obtenus ne sont pas parfaitement symétriques, ce qui laisse penser à un réglage optique de l’expérience qui n’est pas optimal. De plus, ces deux mesures sont assez bruitées, surtout celle du pyromètre où de nombreuses fluctuations sont observées de chaque côté du pic d’interférence principal. Concernant l’acquisition du transistor, on remarque de nombreuses oscillations autour du pic d’interférence qui doivent en partie être dues au rebond dans la lame séparatrice. En effet, si l’on se réfère à l’interférogramme du pyromètre, un rebond est situé à 11,4 ps du centre de l’interférogramme. Le transistor ayant une réponse spectrale beaucoup plus étroite que celle du pyromètre, à l’image des diodes Schottky, les oscillations sont alors plus étendues dans le domaine temporel.

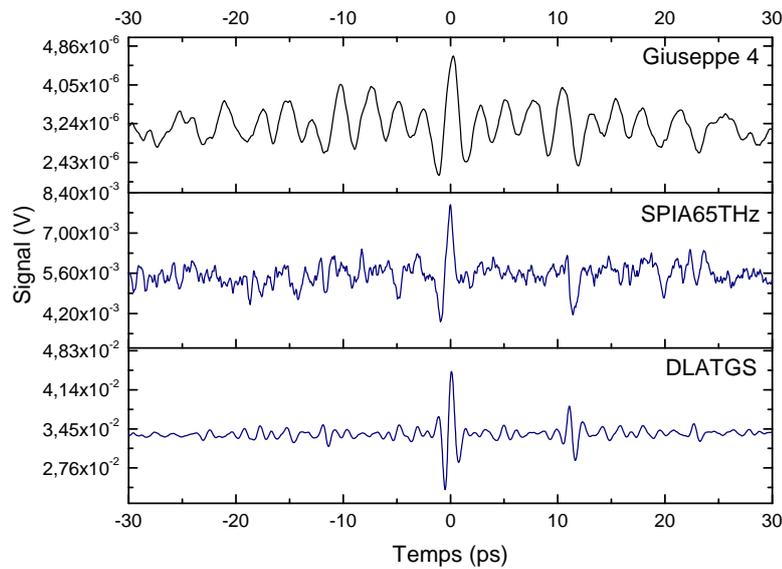


FIGURE 3.24 – Représentation des interférogrammes obtenus avec le transistor (16 mesures), en haut et les pyromètres (8 mesures), en bas. Les détecteurs étaient reliés au pré-amplificateur (SR580) bas bruit et à la détection synchrone (SR830 DSP).

Exploitation des résultats

Les représentations spectrales des signaux temporels mesurés par le pyromètre et par le transistor, sur une fenêtre de 100 ps, sont illustrées figure 3.25.

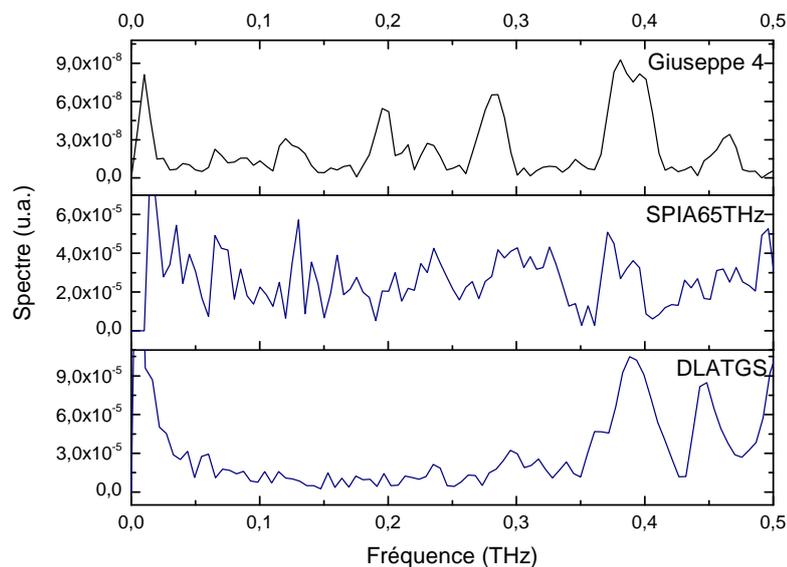


FIGURE 3.25 – Transformées de Fourier des interférogrammes mesurés par le transistor Giuseppe 4 et des pyromètres SPIA65THz et DLATGS, sur une fenêtre temporelle de 100 ps.

Comme nous l'avons constaté sur les acquisitions temporelles, le signal du pyromètre SPIA65THz est fortement bruité. En basses fréquences, où le signal est faible, la possibi-

lité d'étalonner le transistor devient critique. Quant au pyromètre DLATGS, sa réponse spectrale est fortement atténuée vers les basses fréquences, il ne pourra alors qu'être utile pour la caractérisation du transistor qu'à partir de 300 GHz. Concernant le spectre du transistor, celui-ci montre plusieurs lobes situés à différentes fréquences, ce qui est probablement dû, en partie, par les résonances de Fabry-Perot dans la lame séparatrice. Sa bande spectrale de détection, semble s'étendre de 175 GHz jusqu'à 500 GHz. Ci-dessous, nous procédons au rapport des deux spectres qui nous permet d'obtenir une information sur l'allure de la réponse spectrale du transistor Giuseppe 4 (figure 3.26).

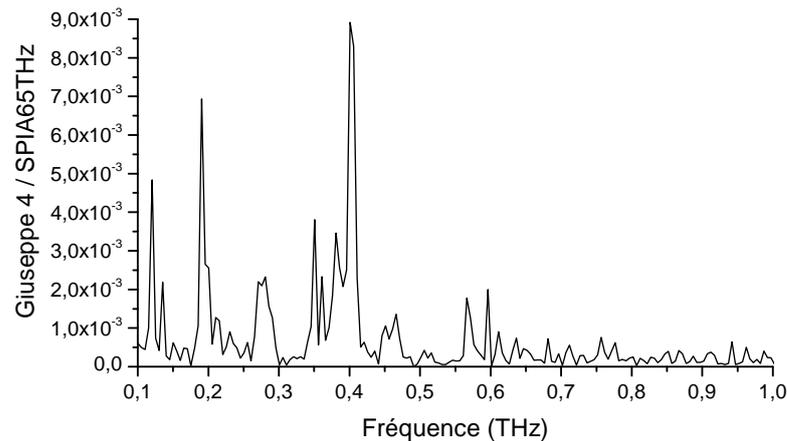


FIGURE 3.26 – Rapport des spectres entre le signal mesuré avec le transistor et le signal mesuré avec le pyromètre.

Les mesures du pyromètre SPIA65THz étant fortement bruitée et les acquisitions temporelles n'étant pas parfaitement équilibrées, nous ne sommes pas très confiants quant à la validité de ce résultat.

Pour l'améliorer, nous procédons au fenêtrage des acquisitions temporelles de sorte à éliminer l'influence des résonances dues à la lame séparatrice et ainsi obtenir plus de visibilité sur la réponse spectrale obtenue. Nous choisissons dans un premier temps un fenêtrage de 20 ps. Les informations spectrales de chacun des détecteurs ainsi que le rapport entre les deux signaux sont représentés figure 3.27.

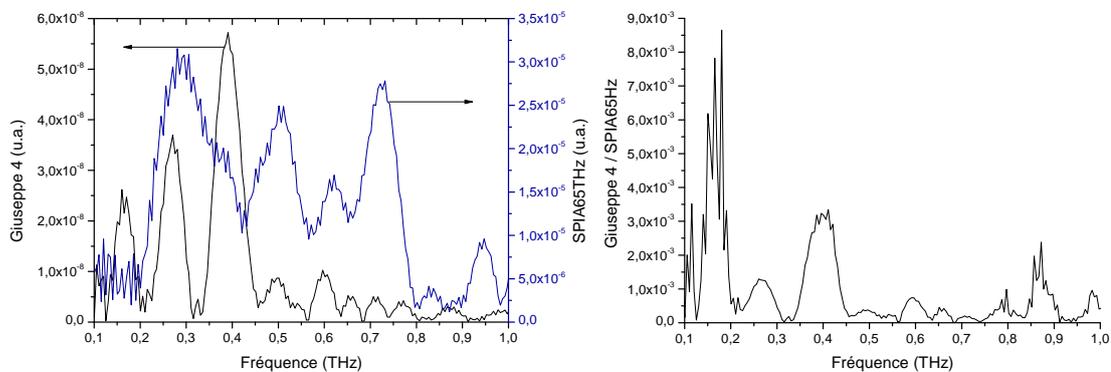


FIGURE 3.27 – Représentation des spectres pour un fenêtrage temporel de 20 ps, à gauche et le rapport des spectres entre le signal mesuré avec le transistor et le signal mesuré avec le pyromètre, à droite.

Concernant les spectres calculés, celui du pyromètre est beaucoup plus homogène et moins bruyant, le fenêtrage a permis de supprimer l'influence des rebonds et d'une partie du bruit intégré temporellement par le détecteur ; celui du transistor, par contre, se voit lisser mais les trois lobes, situés vers 150, 250 et 400 GHz subsistent toujours. Cette allure un peu particulière peut être expliquée par le fait que la réponse du transistor ne se limite pas seulement au couplage de la radiation incidente réalisé par l'antenne mais aussi par sa structure (on pense notamment aux pads et aux bondings). Il en résulte que la nouvelle allure spectrale de la réponse du transistor est plus lisible : deux lobes significatifs sont identifiés, le premier à 275 GHz, fréquence vers laquelle le transistor est censé opérer (antenne optimisée pour fonctionner à 300 GHz) et observée lors de la caractérisation faite à Montpellier A.2 et le second à 400 GHz. En dessous de 200 GHz, on constate que la réponse est principalement influencée par le bruit du spectre du détecteur pyroélectrique, dont le rapport signal à bruit en basse fréquence est critique. Ce phénomène a déjà été observé sur cette expérience lors des mesures réalisées avec les diodes Schottky (figure 3.15). La réponse du transistor que nous visualisons alors à 150 GHz se voit particulièrement perturbée.

La contribution des interférences liées à la lame séparatrice a été soit supprimée, dans le cas du pyromètre, soit minimisée dans le cas du transistor : il y a toujours trois pics distincts. En effet, le fenêtrage de 20 ps, n'a certainement pas suffi à supprimer l'ensemble des résonances.

Nous procédons à un nouveau fenêtrage, sur les deux acquisitions temporelles, cette fois-ci nous choisissons une fenêtre de 8 ps qui ne conserve alors uniquement l'interférence centrale (pic central). Les spectres, calculés par transformée de Fourier, ainsi que l'allure de la réponse du transistor, sont illustrés ci-dessous. La réponse du transistor obtenue

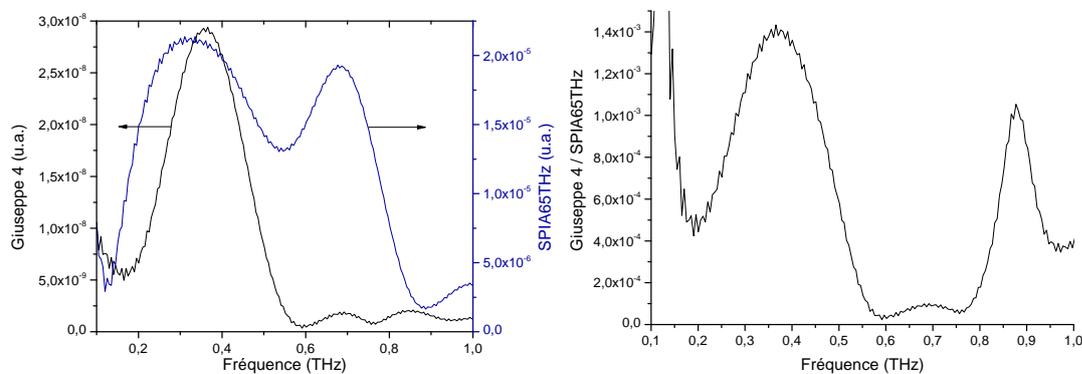


FIGURE 3.28 – Représentation des spectres pour un fenêtrage temporel de 8 ps, à gauche et le rapport des spectres entre le signal mesuré avec le transistor et le signal mesuré avec le pyromètre, à droite.

est en forme de cloche, centrée en 360 GHz et de largeur à mi-hauteur de 244 GHz, ce qui correspond davantage à la courbe de gain de l'antenne (figure 3.23). Cependant, ce fenêtrage temporel est un peu restrictif, il filtre une partie du signal utile mesuré ce qui a pour effet direct d'augmenter artificiellement la réponse spectrale du transistor (on enlève des oscillations). D'après ces résultats, qui sont fenêtrés plus ou moins fortement, on admet que la réponse du transistor n'exécède pas les 500 GHz.

Comme pour la diode WR2.5ZBD pour laquelle la réponse spectrale est dans la même gamme de fréquences que celle du transistor Giuseppe 4 (d'environ 0,1 à 0,5 THz), les résultats en basses fréquences sont perturbés par la dynamique de mesure du détecteur

réfèrent principalement et du transistor. Pour améliorer la réponse du transistor obtenue, nous allons également utiliser l'interférogramme du pyromètre SPIA65THz ayant servi à la caractérisation des diodes Schottky. Bien que cette mesure n'ait pas été réalisée le même jour, les réglages de l'interféromètre sont inchangés ; seules les caractéristiques du faisceau laser ont pu subir quelques variations. L'intérêt de ce pyromètre est que son signal s'étend davantage vers les basses fréquences que celui du DLATGS. Par contre, le DLATGS prend l'avantage à partir de 300 GHz grâce à son rapport signal à bruit qui est plus élevé.

Les précédents interférogrammes mesurés, figures 3.13 (SPIA65THz) et 3.24 (DLATGS et Giuseppe 4), ont été légèrement modifiés de sorte à compenser les défauts d'alignement (défaut de symétrie). Le procédé de cet arrangement est le suivant : dans un premier temps, l'interférogramme est séparé en deux signaux, la partie *positive* (pour $t > 0$) et la partie *négative* (pour $t < 0$). Une symétrie est ensuite appliquée sur chacune des parties de sorte à composer deux nouveaux interférogrammes distincts. Ces derniers sont ensuite moyennés pour former le nouvel interférogramme du détecteur, qui est alors symétrique. Les spectres, présentés figure 3.29, sont calculés à partir de ces interférogrammes (fenêtrés à 100 ps), pour les 3 détecteurs.

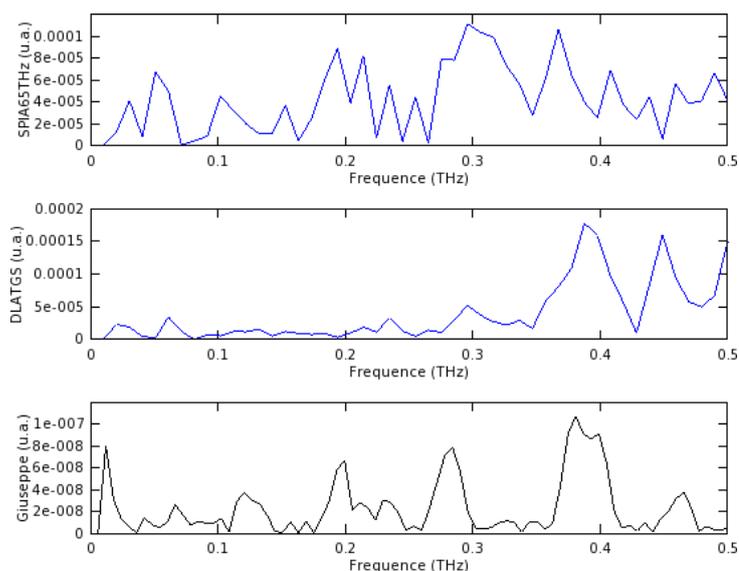


FIGURE 3.29 – Spectres des deux détecteurs référents et du transistor à caractériser, calculés pour des interférogrammes fenêtrés à 100 ps.

Afin de minimiser l'impact du bruit de ces mesures, nous modélisons par des gaussiennes les différents spectres obtenus.

Même si l'allure modélisée du spectre du détecteur SPIA65THz, fait apparaître un signal relativement propre, rappelons qu'elle est tout de même réalisée sur une mesure bruyante, où le signal peut être en partie masqué (on modélise aussi le bruit). Ces allures spectrales sont des approximations.

Nous procédons maintenant au rapport des spectres modélisés, qui nous donne deux réponses différentes du transistor en fonction du détecteur référent :

Comme évoqué précédemment, nous tenons compte de la réponse du pyromètre SPIA65THz jusqu'à 200 GHz, qui permet d'obtenir un signal même s'il est basé sur une mesure bruyante et au delà de 200 GHz, nous tenons compte de la réponse fournie

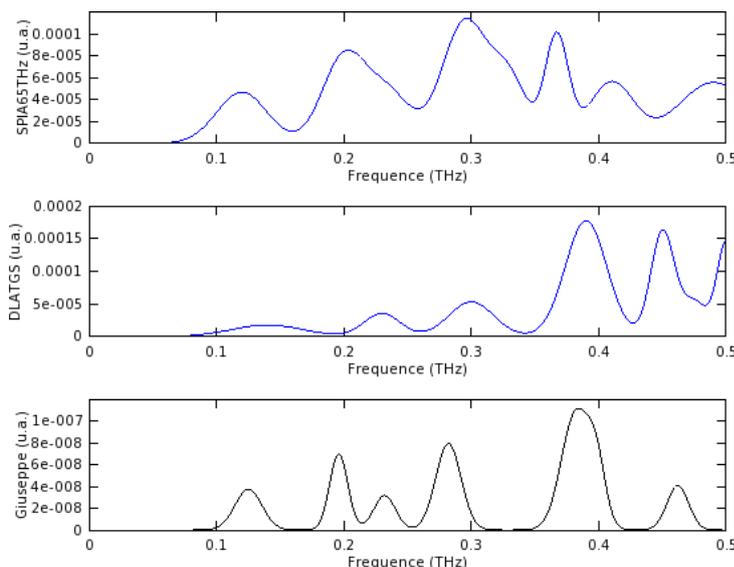


FIGURE 3.30 – Modélisation des spectres des deux détecteurs référents et du transistor à caractériser par des assemblages de fonctions gaussiennes .

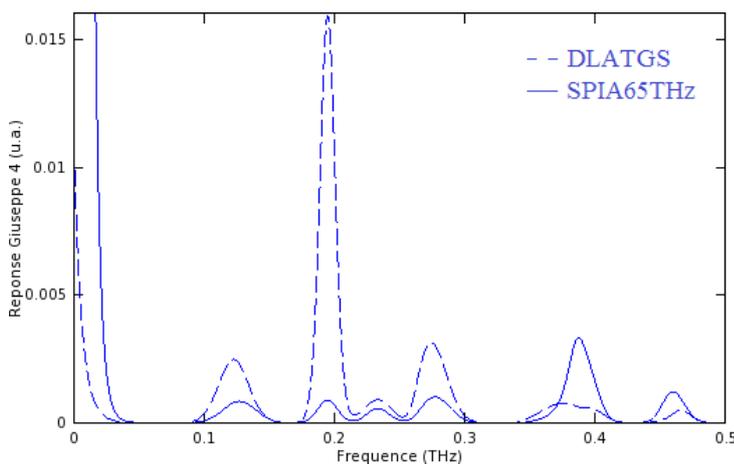


FIGURE 3.31 – Réponses spectrales du transistor Giuseppe 4 obtenues par le rapport des spectres pour les deux détecteurs référents, le DLATGS et le SPIA65THz.

par le pyromètre DLATGS qui a un meilleur rapport signal sur bruit que son homologue. La réponse normalisée en sensibilité, par les détecteurs référents, est présentée figure 3.32.

Comparée à la réponse obtenue figure 3.27, nous disposons davantage d'informations en basse fréquence même si celles-ci proviennent de la mesure très bruitée du pyromètre SPIA65THz. Nous avons vu qu'à 90 GHz, il était possible de capter du signal avec ces transistors, ce qui montre que la réponse du transistor est relativement large bande. Par ailleurs, l'amplitude du lobe situé vers 125 GHz, que nous avons pris en compte dans la modélisation, est certainement surestimée par le niveau de bruit. Concernant l'allure de la réponse évaluée par le pyromètre DLATGS, celle-ci correspond davantage à ce que l'on peut retrouver sur les caractérisations réalisées sur ces transistors (avec lentille) (voir annexe A.2) malgré le creux situé vers 330 GHz.

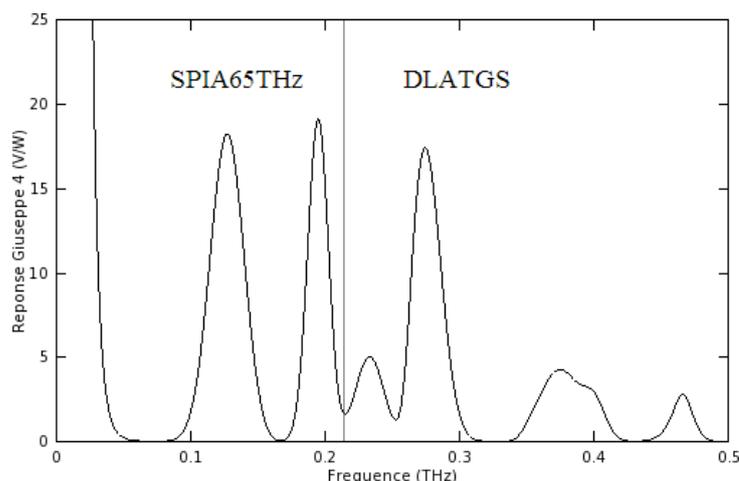


FIGURE 3.32 – Réponse spectrale du transistor Giuseppe 4 normalisée par les sensibilités des détecteurs référents.

Les valeurs de sensibilités obtenues sont par contre surestimées d'un facteur 10 environ. Les partenaires du projet ayant fait la caractérisation de ces composants (annexe A.2), à l'aide de sources continues, ont plutôt estimé la sensibilité autour de quelques V/W, vers 300 GHz, avec des disparités constatées sur différents transistors.

Le résultat que nous venons de présenter est à notre connaissance l'unique mesure d'interférogramme réalisée avec un transistor sur un banc expérimental interférométrique large bande. Des transistors de structures similaires au Giuseppe ont été conçus pour fonctionner à 600 GHz, ceux-là ont été testés avec une source continue accordable en fréquence, dans une expérience interférométrique, sans donner de résultats, alors que la diode WR1.5ZBD nous a permis de faire l'acquisition d'un interférogramme (annexe A.6). Tous les essais que nous avons faits avec les autres transistors n'ont pas été concluants. Cela est dû aux faibles niveaux de puissance térahertz générés ou aux rapports entre les surfaces sensibles des transistors et du spot térahertz (même avec l'emploi de lentille ou un cornet en entrée du détecteur), mais aussi à cause des différentes sources de bruit. Lors de ces différents essais, nous avons pu classer par ordre d'importance, les différents éléments du banc influant sur les niveaux de bruit mesurés.

La principale source de bruit provient de la tension de polarisation V_{GS} , lorsque celle-ci est fournie par un dispositif tel qu'un Keithley 2400, le bruit peut être amplifié d'un facteur de plus de 40 pour 1 V de polarisation (testé sur un transistor double grille). Ensuite viennent les éléments d'instrumentations comme le pré-amplificateur utilisé au laboratoire (NF Electronic Instruments 5307). Quant à l'émission térahertz, composée du laser et de l'émetteur Tera-Sed (polarisé à 15 V) le bruit est négligeable (≈ 5 nV), du fait de la modulation du faisceau (chopper mécanique) qui est réalisée sur le faisceau térahertz. De même que le bruit généré par la détection synchrone, de l'ordre de la dizaine de nV.

Des résultats de caractérisation de transistor ont néanmoins été obtenus à l'aide de sources térahertz continues accordables en fréquences avec ou par les partenaires du projet WITH, et sont présentés en annexes A.2, A.3 et A.5.

3.6 Synthèse des résultats de caractérisation

Dans cette partie, nous avons présenté notre méthode de caractérisation de détecteur de puissance et validé son bon fonctionnement. Les réponses spectrales de plusieurs détecteurs à bandes passantes étroites ont été caractérisées et comparées à leurs caractéristiques délivrées par les constructeurs. Ainsi, à notre connaissance, nous avons réalisé la première mesure d'interférogramme avec un transistor, intégré sur l'ensemble de sa réponse spectrale, dans le domaine térahertz et en avons déduit sa réponse spectrale. Les sensibilités mesurées ne sont pas en parfaite adéquation avec les spécifications des constructeurs. Nous expliquons ceci par la connaissance imparfaite que nous avons des réponses des détecteurs référents. En effet, les détecteurs référents n'ont pas tous été étalonnés dans la bande spectrale térahertz que nous utilisons (le pyromètre THz9B-MT, le bolomètre Infrared et le pyromètre DLATGS). Nous ne disposons en réalité que d'une information générale sur la sensibilité des détecteurs, bien souvent étalonnés par le constructeur en un point de sa bande passante, aux alentours de 633 nm. Les réponses sont ensuite déterminées à partir des courbes d'absorption des matériaux sensibles, qui se révèlent peu fiables. Pour un même constructeur, on peut trouver un même matériau avec des courbes d'absorption différentes. D'autant plus que des disparités existent entre chaque détecteur d'une même série, parfois importante, ce qui rend d'autant plus aléatoire les informations parfois présentées dans les documentations. Nous n'avons donc pas pu réaliser une caractérisation complète et précise de chacun des détecteurs, mais validé le concept de l'expérience, grâce aux résultats obtenus, notamment avec l'expérience montée au laboratoire avec laquelle nous avons caractérisé la diode WR1.9ZBD.

Concernant les performances des détecteurs utilisés, d'un point de vue purement expérimental, la diode Schottky WR1.9ZBD et les pyromètres DLATGS et SPIA65THz ont été les plus simples à mettre en œuvre et avec lesquels les signaux térahertz ont été obtenus plus rapidement. Le bolomètre Infrared ne démérite pas dans ce domaine mais son installation est plus complexe puisqu'il doit être maintenu à une température de 4 K et nécessite alors l'utilisation d'azote et d'hélium liquide. C'est probablement avec ce dernier que les signaux obtenus ont été les plus importants, notamment grâce à son amplificateur intégré.

L'inconvénient des pyromètres et du bolomètre est la nécessité de moduler le signal à basse fréquence, de l'ordre de quelques dizaines de hertz maximum, ce qui rend les acquisitions d'interférogrammes plus longues (le temps d'intégration de la détection synchrone est liée à la fréquence de modulation) et accroît l'influence du bruit du laser (RIN en $1/f$). De plus, le pyromètre THz9B-MT est extrêmement sensible à tous types de perturbations, notamment mécaniques (vibration, flux d'air etc.) ce qui le rend très délicat à utiliser malgré sa bonne sensibilité. Le moyennage de plusieurs mesures, pour ces détecteurs, a permis de minimiser l'influence du bruit, au prix d'un temps d'acquisitions du signal plus élevé.

À propos de l'environnement expérimental, nous avons pu juger de son impact sur les outils de mesures et détecteurs. Par exemple, pour les expériences menées à l'Institut Riken, les mesures faites avec les diodes Schottky WR2.8ZBD et WR1.5ZBD ont été très perturbées alors que celles faites avec les pyromètres, dans les mêmes conditions étaient bien équilibrées, avec pourtant des fréquences de modulations de quelques hertz. À l'inverse, sur notre expérience, les mesures avec la diode WR1.9ZBD ont révélé que son blindage et son cornet d'entrée étaient très efficaces, nous permettant de relever

d'excellents rapports signal sur bruit, idem pour le bolomètre Infrared. Même le pyromètre THz9B-MT, pourtant plus sensible aux perturbations, nous a permis la mesure d'interférogrammes équilibrés.

3.7 Imagerie et spectroscopie térahertz

Les deux principaux avantages des détecteurs de puissance sont de fournir une information électrique proportionnelle à l'intensité du rayonnement incident sans devoir être activés de manière hétérodyne et, de pouvoir être assemblés sous la forme de matrice de détecteurs. Leur utilisation s'apparente alors au *power meter* optique. Pour enregistrer la cartographie du faisceau térahertz, il suffit de déplacer un détecteur large bande sur les deux axes du plan perpendiculaire au faisceau ou d'utiliser directement une matrice de détecteurs. Dans notre configuration, bâtie autour de l'interféromètre de Michelson, de nombreuses possibilités de mesures et caractérisations sont envisageables. Dans le cas où nous utilisons une matrice de détecteurs dont la surface active est supérieure au diamètre du faisceau térahertz, nous enregistrons la cartographie du faisceau térahertz lorsqu'il est focalisé et collimaté. Si nous déplaçons le miroir mobile de l'interféromètre de Michelson, nous enregistrons alors la trace temporelle d'interférence pour chacun des pixels, et obtenons par la transformée de Fourier de celle-ci, la distribution spectrale à deux dimensions du faisceau térahertz. Enfin, en plaçant un objet dans le faisceau, nous pouvons réitérer la mesure pour retrouver la cartographie spatiale, spectrale ainsi que l'indice de réfraction de l'objet.

3.7.1 Matrice de détecteur pour l'imagerie térahertz

L'acquisition de l'intensité du faisceau térahertz, issu du banc expérimental (Femto-laser et l'émetteur Tera-Sed 10), a été enregistrée sur le plan focal à l'aide de la matrice de micro-bolomètres du CEA LETI, présentée section 2.7.3. Les cartographies sont visualisées en temps réel ce qui permet d'observer l'influence des réglages de l'expérience sur les caractéristiques du faisceau térahertz. Ainsi, des aberrations géométriques ont pu être observées (figure 3.33), lors de l'alignement et du réglage des optiques (miroirs paraboliques). Ces aberrations sont d'autant plus importantes que le faisceau est large bande. Ces dispositifs d'imagerie sont d'un grand secours pour régler une expérience térahertz, où le faisceau n'est pas visible à l'œil nu. Une fois les chemins optiques réglés, nous avons mesuré la dimension du spot térahertz, figure 3.33, en sortie de l'expérience, figure ci-dessous.

La dimension du spot est alors évaluée à $\approx 320 \times 340 \mu\text{m}$, comme nous l'avions vu au chapitre 2. Cette matrice peut alors servir à tous les stades d'une expérience térahertz : au réglage de l'expérience, dans un premier temps, mais aussi comme un détecteur de puissance de large ouverture, capable d'intégrer l'intensité du faisceau incident avec une résolution spatiale de $50 \mu\text{m}$.

3.7.2 Distribution spatiale et spectrale du faisceau térahertz

L'acquisition d'un interférogramme permet d'obtenir, par transformée de Fourier, les informations spectrales du faisceau en un point donné. Si cette mesure est faite simultanément sur plusieurs points de l'espace, avec une matrice de détecteur par exemple, nous obtenons la distribution spatiale et spectrale du faisceau térahertz, en relation avec sa cartographie temporelle.

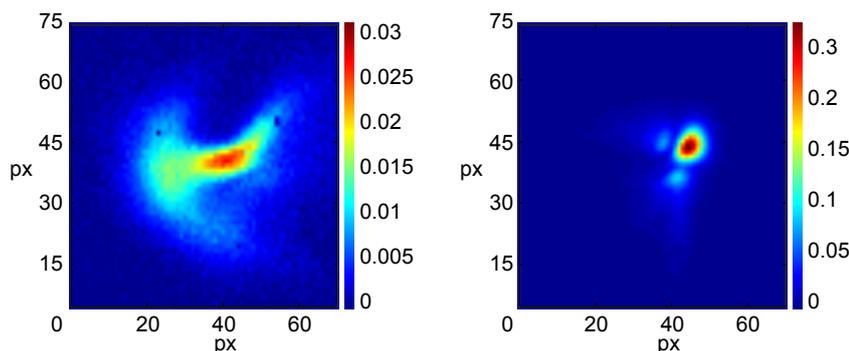


FIGURE 3.33 – Acquisition de la cartographie de l’intensité térahertz au plan focal, en sortie d’expérience. À gauche, le spot déformé géométriquement par un mauvais réglage des miroirs paraboliques. À droite, le spot térahertz après le réglage en temps réel des miroirs paraboliques. Ici, un pixel correspond à un carré de $50 \times 50 \mu\text{m}$.

Les résultats que nous allons présenter ont été réalisés avec le pyromètre THz9B-MT et la diode Schottky WR1.9ZBD, montés sur un système de translation trois axes X, Y, Z, afin de réaliser la cartographie (X, Y) en puissance du faisceau térahertz par l’acquisition d’interférogrammes. L’axe (Z) sert principalement à placer le détecteur sur le plan focal en sortie d’interféromètre. L’utilisation d’une matrice de détecteurs comme celle du CEA-LETI (large fenêtre) aurait permis un gain de temps conséquent comparativement à ces *détecteurs ponctuels* : une unique mesure, soit un balayage du miroir mobile, aurait suffi à couvrir l’ensemble du faisceau avec une résolution de $50 \mu\text{m}$ (pour la matrice de micro-bolomètres précédemment utilisée). Cependant, nous n’avons disposé de cette matrice que durant les quelques jours nécessaires aux mesures déjà présentées ci-dessus et au chapitre 2. Nous avons alors utilisé le pyromètre THz9B-MT (Gentec) diaphragmé pour réaliser quelques cartographies résolues spectralement. Le diaphragme utilisé réduit l’ouverture du détecteur à un diamètre de 3.4 mm. Dans un premier temps les détecteurs sont placés sur le maximum d’intensité térahertz (centre de la cartographie), au point focal. Nous procédons ensuite aux relevés des interférogrammes, en incrémentant la position du détecteur sur les axes X et Y (passant par le centre de la cartographie) par pas de 0,5 mm pour le pyromètre et de 1 mm pour la diode Schottky. La représentation schématique de la méthode de mesure est illustrée figure 3.34.

Les cartographies temporelles et spectrales (obtenues par transformée de Fourier) résultantes de ces mesures sont illustrées figure 3.35^a pour le pyromètre THz9B-MT et figure 3.35^b pour la diode Schottky WR1.9ZBD.

Pour chacun des détecteurs, les deux cartographies du haut représentent l’évolution de l’interférogramme en fonction de la position en X et Y du détecteur d’intensité. Nous retrouvons alors une ligne blanche au milieu de chacune des cartographies, correspondant au maximum des interférences le long de l’axe X et Y. Pour le pyromètre il s’agit d’une unique ligne tandis que pour la diode Schottky, du fait de sa bande plus étroite, l’interférogramme comporte plusieurs oscillations qui s’atténuent lorsque l’on s’éloigne de la différence de marche nulle. Cette représentation permet d’observer l’évolution de la largeur spectrale du faisceau, selon l’endroit où l’on se place sur le faisceau térahertz. Cependant, les dimensions des fenêtres d’observations utilisées, 3.5 mm pour le pyromètre ⁷

7. Diamètre pour lequel le rapport signal à bruit du pyromètre reste correct, en dessous de cette dimension, le bruit devient gênant.

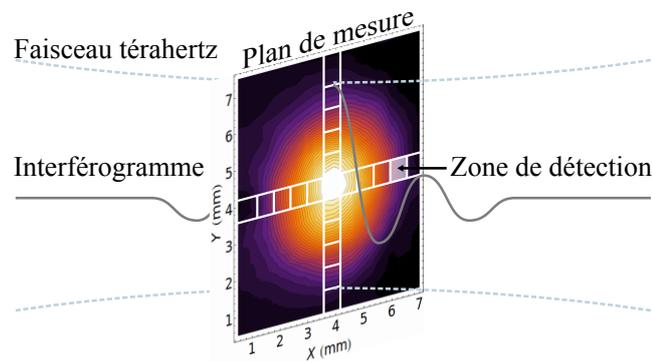


FIGURE 3.34 – Schéma de principe de la mesure d'interférogrammes dans le plan XY, au point focal, sur les deux axes passant par le maximum de signal (centre du spot térahertz), réalisée avec des détecteurs ponctuels (pyroélectrique THz9B-MT et diode Schottky WR1.9ZBD).

et quelques mm pour la diode (la surface d'ouverture du cornet d'entrée), sont plus grandes que la dimension du spot térahertz (estimé à environ $340\ \mu\text{m}$). Ce qui est observé n'est alors pas la cartographie du spot térahertz par la fenêtre d'ouverture (le détecteur) mais plutôt la fenêtre d'ouverture des détecteurs par le spot térahertz. Pour mener à bien cette expérience, il faudrait :

- soit, une ouverture de détection inférieure à la dimension du spot térahertz, ce qui conduirait à l'incapacité du pyromètre à détecter le signal incident et à une faible dynamique de mesure pour la diode ($\text{SNR} < 20$ si l'ouverture est 2 fois moins grande que la dimension du spot térahertz) ;
- soit, réaliser ces mesures sur le faisceau térahertz non focalisé (environ 1 cm de diamètre).

Sur la première cartographie (en X) réalisée avec le pyromètre et la diode, nous voyons que la cartographie n'est pas symétrique (comme pour l'axe Y) mais légèrement déformée. Cela peut être dû à un mauvais alignement optique du détecteur ou du faisceau incident. Sur les cartographies spectrales (surtout pour la diode) on peut voir le gradient de fréquence : les hautes fréquences se trouvent au centre du faisceau et tendent à laisser la place aux fréquences moins élevées en périphérie du faisceau [Gürtler 1998]. Ce qui est prévu par la théorie de la diffraction (Huygens-Fresnel), que nous avons étudié au chapitre, 1 page 28. De plus, sur cette représentation, les franges de Fabry-Perot ressortent bien, surtout sur les acquisitions réalisées avec la diode Schottky (figure 3.35^b) où le rapport signal sur bruit est plus important qu'avec le pyromètre.

3.7.3 Caractérisation de matériaux : spectroscopie térahertz

La spectroscopie par transformée de Fourier est couramment utilisée dans le domaine de l'infrarouge pour l'extraction, par la mesure dans le domaine spectral, de l'absorption d'échantillons, de spectres d'émission (sources), etc. Elle tire partie d'une des propriétés fondamentales de l'interféromètre de Michelson : une acquisition temporelle (un interférogramme) permet de recueillir simultanément l'information concernant l'ensemble des longueurs d'onde reconstruite en sortie de l'interféromètre, soit une grande partie du spectre d'émission fournie par la source. Contrairement aux sources monochro-

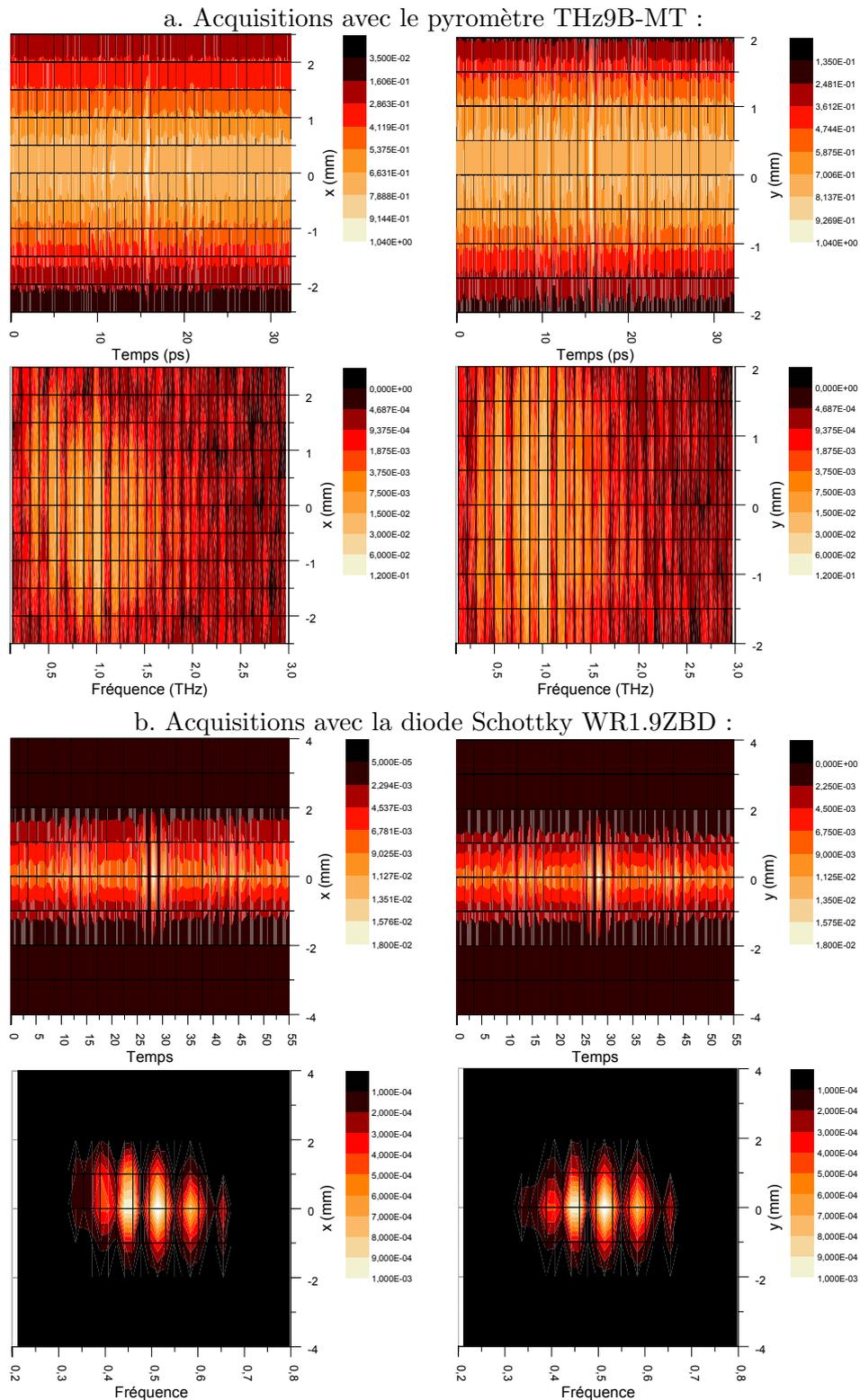


FIGURE 3.35 – Cartographies temporelles (en haut) et spectrales (en bas) mesurées par le pyromètre THz9B-MT, a., et par la diode Schottky WR1.9ZBD, b., sur les axes X et Y (sur le plan focal), centrées sur le maximum d'intensité du spot térahertz.

matiques, où chaque mesure correspond à une longueur d'onde et où la reconstitution d'une information spectrale se fait en plusieurs mesures. Dans ce cas, la résolution est proportionnelle au nombre de mesures sur une bande spectrale déterminée. La résolution d'un interféromètre de Michelson excité par une source large bande, comme nous l'avons vu chapitre 2 section 2.7.1, dépend uniquement de la distance de balayage du miroir mobile, dx . La représentation de l'interféromètre de Michelson, dans sa configuration de spectromètre, est illustrée figure 3.36

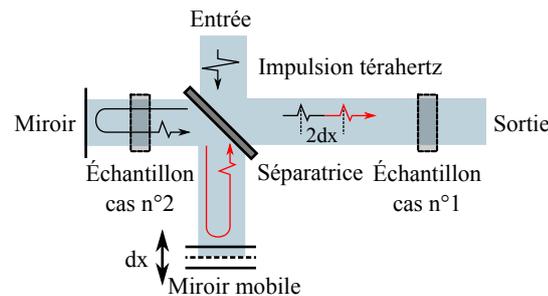


FIGURE 3.36 – Représentation schématique de l'interféromètre de Michelson pour deux configurations permettant la spectroscopie par transformée de Fourier d'un matériau.

En plaçant un matériau au sein de l'interféromètre, l'objectif est de relever son spectre d'absorption, c'est-à-dire la quantité de puissance absorbée par celui-ci : les déplacements successifs du miroir mobile permettent de sélectionner des groupes de longueurs d'ondes interférant dans le système. Les mesures discrètes effectuées au cours de ce déplacement reconstruisent alors l'information spectrale en rassemblant toutes les longueurs d'onde ayant interféré entre elles. En plaçant un matériau absorbant dans le faisceau, l'intensité térahertz mesurée se voit modifiée pour chaque longueur d'onde en fonction du spectre d'absorption du milieu. À l'image de ce que nous avons fait précédemment, en réalisant une mesure avec et sans échantillon, nous pouvons récupérer le spectre d'absorption du matériau à caractériser, l'échantillon.

En spectroscopie par échantillonnage temporel (résolue en temps), l'échantillon est placé dans le faisceau térahertz entre l'émetteur et le détecteur, sur un point focal ou sur une partie du faisceau collimaté, selon l'objectif de la caractérisation (locale ou globale). Les deux mesures réalisées, sans et avec l'échantillon, sont des acquisitions temporelles de l'impulsion térahertz générée par la source. Celle obtenue lorsque l'échantillon est présent est décalée temporellement en fonction de son épaisseur ou de la profondeur d'absorption si la spectroscopie est effectuée en réflexion en plus d'être atténuée.

Nous allons maintenant présenter les résultats de caractérisation d'une lame de téflon (PTFE : Poly tetrafluoroethylene) d'épaisseur 3 mm avec les détecteurs suivants : le pyromètre THz9B-MT, le bolomètre Infrared et la diode Schottky WR1.9ZBD. Dans le domaine térahertz, le téflon a un indice plutôt constant de 1,38 [Yun-Sik 2006, Naftaly 2007] et une absorption autour de 1 à 2 cm^{-1} sur une plage de 0,1 à 1 THz. La lame de téflon dont nous disposons a déjà été caractérisée au laboratoire à l'aide d'une expérience de spectroscopie résolue temporellement (figure 3.37).

Nous considérons son indice de réfraction égale à $n=1,432$, dans la bande spectrale d'émission de l'émetteur Tera-Sed 10 (0,1 à 0,8 THz), son absorption est comprise entre 0 et 1,5 cm^{-1} .

Pour déterminer les pertes par absorption et l'indice du milieu, deux possibilités sont envisageables (figure 3.36).

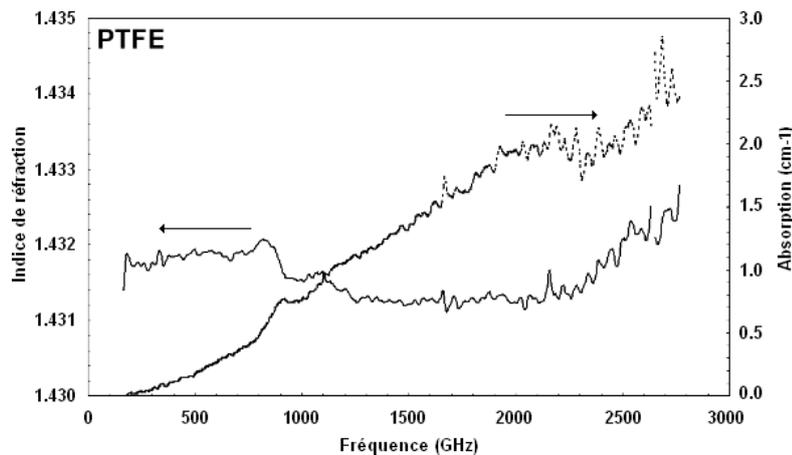


FIGURE 3.37 – Mesure de l’indice de réfraction et de l’absorption de la lame de téflon d’épaisseur 3 mm, réalisée au laboratoire à l’aide de la méthode d’extraction développée par L. Duvillaret *et al.* [Duvillaret 1996].

La première méthode se base sur la mesure des pertes en intensité liées aux pertes par absorption dans l’échantillon (le matériau est placé en sortie d’interféromètre). Une mesure avec et sans échantillon permet de déduire les pertes par absorption induites par le milieu à caractériser. Dans ce cas, les interférogrammes mesurés (figure 3.38), sans et avec l’échantillon, seront centrés quelle que soit l’épaisseur des matériaux utilisés. En effet, l’interférogramme se construit par le déplacement du miroir mobile, ainsi, la contribution maximale de l’interférence est donnée lorsque la différence de parcours entre les deux miroirs est nulle. L’échantillon n’affecte alors que l’amplitude de l’interférogramme mesuré. Pour obtenir l’indice de réfraction du milieu, plusieurs épaisseurs du même matériau sont nécessaires (au moins 2 échantillons d’épaisseurs différentes), la comparaison des pertes en intensité permet de retrouver la différence d’épaisseur entre les échantillons et ainsi obtenir l’indice de réfraction. Cette méthode permet de ne pas déséquilibrer les amplitudes des deux bras de l’interférogramme (l’échantillon est à l’extérieur de l’interféromètre) et ainsi de conserver un contraste d’interférences optimales. En revanche, il est nécessaire de disposer de plusieurs matériaux identiques mais d’épaisseurs différentes. Cela implique que cette méthode n’est réalisable sous l’unique condition où les échantillons à caractériser sont à faces parallèles.

Le résultat expérimental de la mesure de deux interférogrammes (avec et sans échantillon), pour une lame de téflon d’épaisseur 1 cm, est présenté ci-dessous. Le détecteur utilisé pour la mesure est le pyromètre THz9B-MT.

Des acquisitions temporelles, on relève un décalage entre les interférogrammes de référence et d’échantillon qui ne devrait normalement pas exister puisque l’interférogramme se construit avant la traversée de la lame de téflon. Il s’agit alors certainement d’un défaut de la ligne de translation ayant introduit un offset lors du changement de direction pour le balayage retour. À partir des spectres tracés par transformée de Fourier (sur des fenêtres de 10 ps), on remarque que l’absorption par la lame de téflon n’est pas négligeable, surtout vers les plus hautes fréquences.

Pour l’évaluer, il faut avant procéder au rapport entre le spectre d’échantillon le spectre

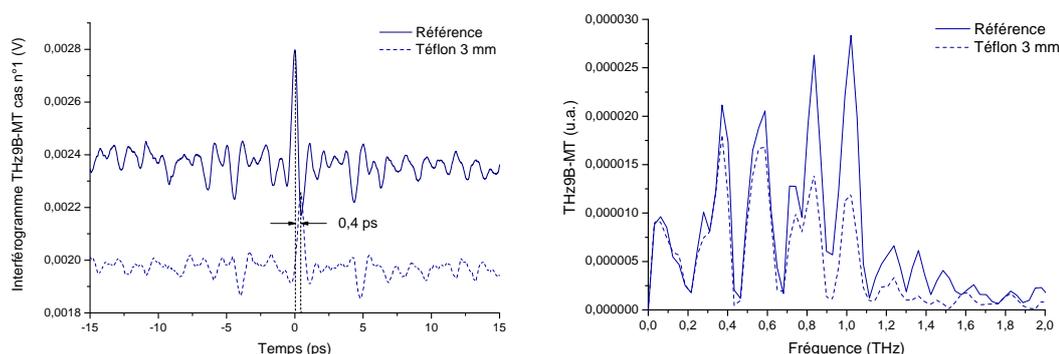


FIGURE 3.38 – Relevés des interférogrammes et de leurs transformées de Fourier (fenêtrée) sans et avec une plaque de téflon d'épaisseur 3 mm en employant la première méthode (échantillon en sortie d'interféromètre), avec le pyromètre THz9B-MT.

de référence et la transmission de la radiation au travers de la lame de téflon, soit :

$$Pertes = \frac{Ech(f)/Ref(f)}{4n_{mat}/2(n_{mat} - 1)} \quad (3.4)$$

On en déduit le coefficient des pertes par absorption (tracé figure 3.39) :

$$A = \frac{-\ln(Pertes)}{2.100.e_{mat}} \quad (3.5)$$

L'indice de réfraction du téflon sera extrait via la seconde méthode de caractérisation, nous prenons alors la valeur présentée sur la figure 3.37, soit l'approximation d'un indice constant $n=1,432$. La tendance de ce résultat est juste si on le compare à la figure 3.37,

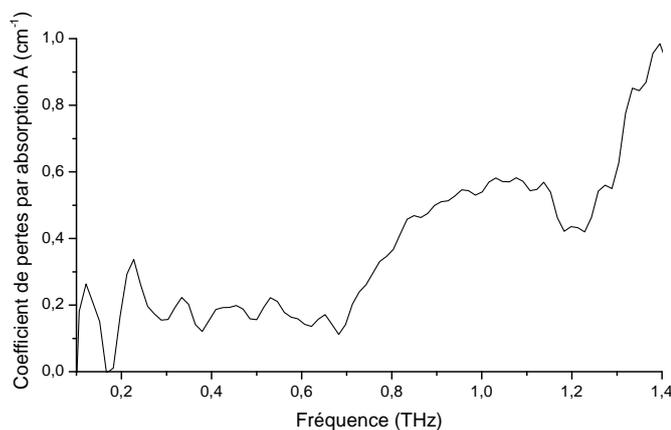


FIGURE 3.39 – Coefficient d'absorption extrait à l'aide de la première méthode de caractérisation et de l'indice du téflon fixé à $n=1,432$. Celui-ci est lissé par le fenêtrage des acquisitions temporelles de 10 ps.

même si fortement lissé, il reste perturbé. Le détecteur THz9B-MT, n'est peut être pas le meilleur choix pour réaliser ce type de mesure (très sensible aux perturbations extérieures).

La seconde méthode, où l'échantillon est placé dans un des bras de l'interféromètre, ne nécessite que l'utilisation d'un échantillon. Les interférogrammes issus des mesures sans

et avec échantillon (figure 3.40) sont alors retardés, proportionnellement à l'épaisseur du matériau utilisé. L'impulsion térahertz du bras dans lequel est positionné l'échantillon subit deux fois la traversée de l'échantillon, d'où le retard par rapport au trajet de la radiation de l'autre bras. De plus, ces traversées introduisent un déséquilibre en amplitude entre les deux bras de l'interféromètre, réduisant alors le contraste des interférences. Dans le cas où l'on souhaite caractériser des échantillons à forte absorption, la dynamique de mesure risque d'être fortement réduite. En revanche, l'intérêt de cette méthode est de pouvoir retrouver l'épaisseur du matériau qui est proportionnelle au délai entre les deux interférogrammes mesurés, lui même proportionnel à l'indice de réfraction du milieu caractérisé.

Des mesures obtenues pour la lame de téflon d'épaisseur 3 mm sont présentées figure 3.40, avec trois détecteurs différents : le pyromètre THz9B-MT, le bolomètre Infrared et la diode WR1.9ZBD.

Ces relevés montrent bien l'effet du matériau par rapport à l'interférogramme de référence, d'une part, les interférogrammes sont décalés temporellement et d'autre part, les signaux mesurés avec la plaque de téflon sont fortement atténués. Cette atténuation relève de deux contributions, la première qui est liée aux pertes par absorption dans le téflon, et la deuxième au coefficient de transmission de la lame qui fait que les deux bras de l'interféromètre sont déséquilibrés, impliquant une perte de contraste des interférences. On remarque que le décalage induit par l'épaisseur de la lame de téflon n'est pas le même sur les différentes acquisitions. Les mesures n'ayant pas été réalisées le même jour, le positionnement de la lame de téflon n'est alors pas le même, impliquant ces variations.

Le calcul de l'indice et de l'absorption du matériau, à partir des deux signaux, est réalisable si l'on connaît l'épaisseur de l'échantillon. Inversement, si l'on connaît l'indice du matériau, nous pouvons retrouver son épaisseur. C'est donc la différence de phase entre les deux mesures qui nous permet d'extraire ces informations. Étant donné les différences entre les décalages temporels observés précédemment pour chaque détecteur, nous pouvons nous attendre à ce que les résultats obtenus soient légèrement différents. La formule de l'indice du matériau à caractériser n_{mat} est donnée ci-dessous :

$$n_{mat} = \frac{-\Delta\phi.c}{360.f.2e_{mat}} + 1, \quad (3.6)$$

où $\Delta\phi$ est la différence de phase (en degrés) entre les deux acquisitions et e_{mat} l'épaisseur du matériau. L'obtention de la phase d'une acquisition se fait en comparant les mesures temporelles de référence et d'échantillon. La transmission de la radiation au travers de la lame de téflon s'exprime par :

$$T_{teflon} = \left(\frac{4n_{mat}}{2(n_{mat} + 1)} \right)^2 \quad (3.7)$$

Le calcul des pertes se fait en calculant le rapport entre les deux spectres des interférogrammes mesurés et de la transmission, selon :

$$Pertes = \frac{Ech(f)/Ref(f)}{T_{teflon}}, \quad (3.8)$$

Le coefficient de perte (l'absorption en cm^{-1}) peut alors être calculé :

$$A = \frac{-\ln(Pertes)}{2.100.e_{mat}} \quad (3.9)$$

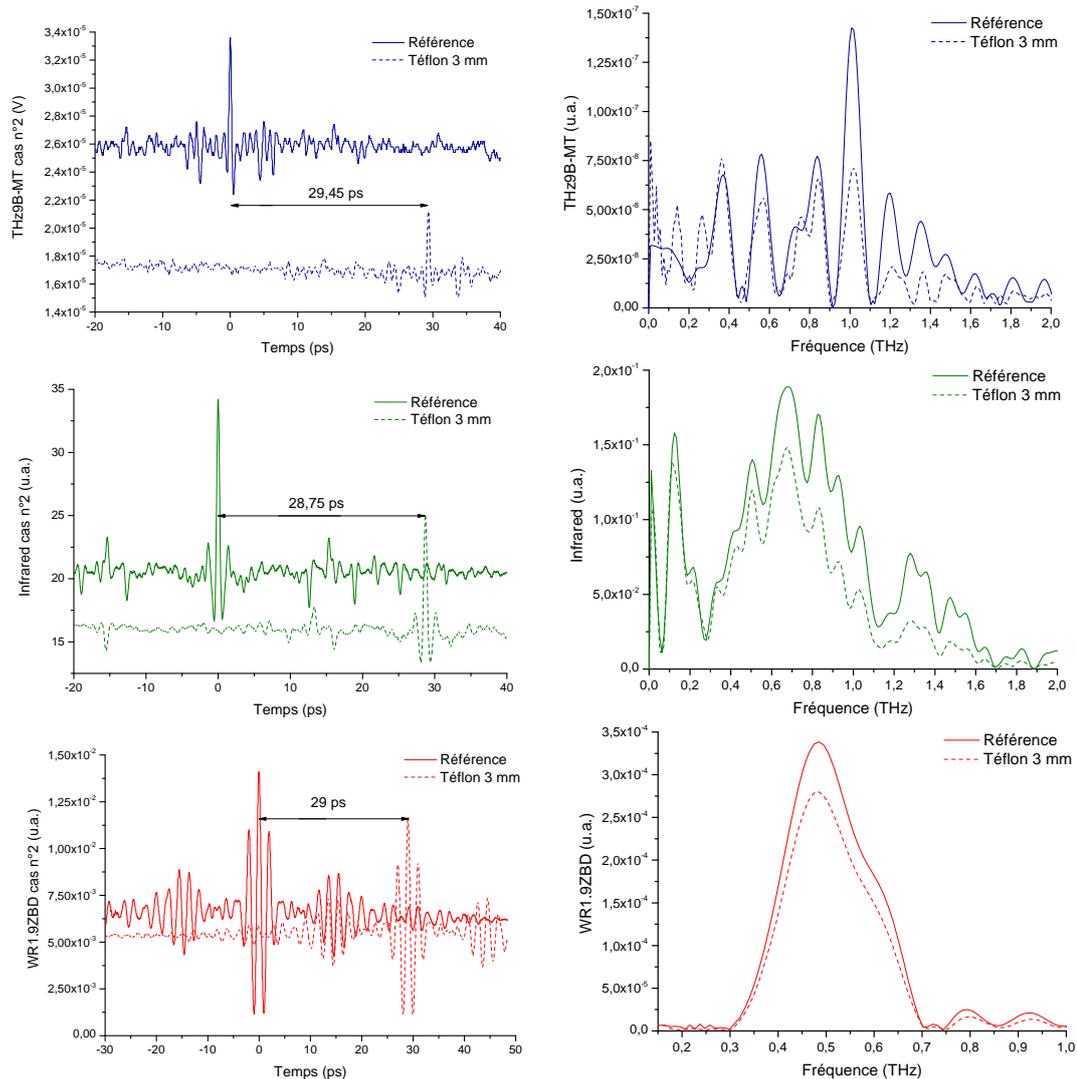


FIGURE 3.40 – Relevés des interférogrammes et de leurs transformées de Fourier (sur des fenêtres temporelles de 20 ps) sans et avec une plaque de téflon d'épaisseur 3 mm en employant la seconde méthode (échantillon dans un bras de l'interféromètre), avec le pyromètre THz9B-MT, le bolomètre Infrared et la diode Schottky WR1.9ZBD.

Les résultats de la caractérisation de la lame de téflon, à faces parallèles, sont présentés figure 3.41, avec comme détecteurs le pyromètre THz9B-MT, le bolomètre Infrared et la diode WR1.9ZBD. Les indices sont extraits via la méthode présentée par Lionel Duvillaret *et al.* [Duvillaret 1996] qui est implémentée dans le logiciel labview, développé au laboratoire, qui permet le pilotage de la ligne de translation mécanique.

Comparés à l'indice de réfraction $n=1,432$ obtenu par l'expérience de spectroscopie résolue en temps, les indices extraits des mesures ne sont pas très précis, selon le détecteur utilisé. Seul l'indice de réfraction mesuré par le bolomètre Infrared est juste ($n=1,431$). Il est mesuré sur la totalité de la bande d'émission de l'émetteur Tera-Sed 10, soit plus de 1,5 THz. En ce qui concerne les deux autres relevés, on remarque que celui réalisé avec le pyromètre THz9B-MT est très perturbé, la valeur de l'indice de réfraction est aussi très éloignée de l'indice réel ($n=1,225$ au lieu de $n=1,432$). Pour la diode Schottky

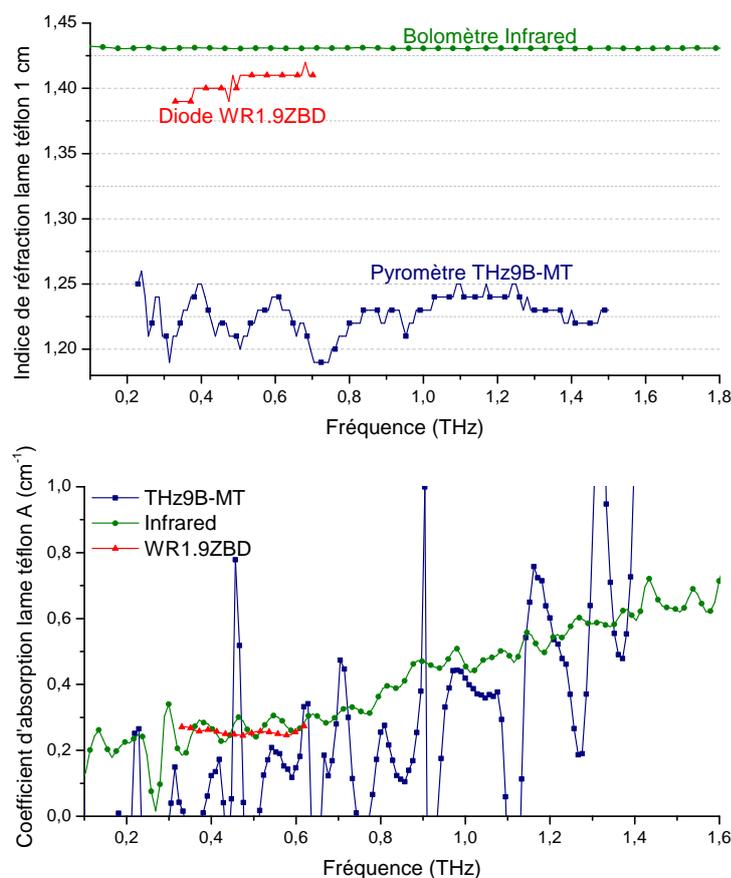


FIGURE 3.41 – En haut, l'indice de réfraction du téflon et en bas, son coefficient d'absorption, mesurés par spectroscopie, avec les détecteurs Infraréd, WR1.9ZBD et THz9B-MT.

WR1.9ZBD, son intérêt est limité par la largeur de sa réponse spectrale, l'indice trouvé ($n=1,40$) évolue avec la fréquence et n'est pas très précis même s'il est relativement proche de l'indice que nous sommes censés trouver. Pour les coefficients d'absorptions, les mêmes remarques peuvent être faites concernant les détecteurs. Les tendances sont justes, même pour le pyromètre THz9B-MT, mais les valeurs ne correspondent pas à celles de la mesure réalisée par notre référence (figure 3.37). Ici, en basse fréquence l'absorption est à $0,2 \text{ cm}^{-1}$ (contre 0 pour la référence) vers 300 GHz et termine aux alentours de $0,8\text{-}1 \text{ cm}^{-1}$ à 1,6 THz (contre environ $1,5 \text{ cm}^{-1}$ pour la référence).

La conclusion de ce résultat est que l'expérience fonctionne très bien et permet, en plus de la caractérisation de détecteurs de puissance, de caractériser des matériaux à la manière de la spectroscopie par transformée de Fourier (FTIR). Le paramètre clef est de choisir un détecteur de puissance large bande avec une puissance équivalente de bruit la plus faible possible, à l'image du bolomètre Infraréd refroidi à 4 K.

Nous faisons maintenant la simulation du dispositif de spectroscopie afin d'étudier le comportement en amplitude des interférogrammes générés dans les deux configurations présentées. Pour ces deux méthodes, le signal de référence (sans échantillon) est le même (figure 3.42) ; aussi, nous négligerons les phénomènes de cavité Fabry-Perot dans la lame de téflon ainsi que les pertes par absorption.

Dans le premier cas, l'interférogramme à la sortie de l'interféromètre traverse la lame de téflon, son amplitude (en intensité) doit alors être multipliée par le coefficient de

transmission au carré de la plaque de téflon, soit $t_{12}^2=0,947$ (pour $n_{teflon}=1,39$). Nous avons $S_{ech}=0,947.S_{Ref}$. Expérimentalement, sur la mesure réalisée avec le THz9B-MT (figure 3.38), nous mesurons $S_{ech}=0,624.S_{Ref}$, en prenant le rapport des amplitudes crête à crête du signal échantillon sur le signal de référence.

Dans le second cas, l'intensité de la contribution d'un des bras de l'interféromètre, dans lequel se trouve l'échantillon, subit à deux reprises la traversée de la lame de téflon. La différence d'intensité entre I_1 et I_2 , les intensités de sortie de chacun des bras de l'interféromètre, est égale au coefficient de transmission de la lame de téflon élevé à la puissance 4. Soit, $I_1=I_0$ (pas d'échantillon) et $I_2=t_{12}^4.I_0=0,897.I_0$. Nous pouvons alors calculer les intensités maximale et minimale de l'interférogramme en présence de l'échantillon, soit $I_{max}=I_1+I_2+\sqrt{I_1.I_2}=2,845$ et $I_{min}=I_1+I_2-\sqrt{I_1.I_2}=0,95$. On en déduit l'amplitude crête à crête de l'interférogramme : $I_{max}-I_{min}=1,895$. Pour l'interférogramme de référence, si $I_1=I_2$ (cas du réglage parfait de l'interféromètre), alors $I_{max}-I_{min}=4$. Le rapport entre le signal échantillon et le signal de référence vaut alors $1,895/4 = 0,474$, soit $S_{ech}=0,474.S_{ref}$.

Expérimentalement, nous avons relevé les valeurs de ces rapports d'amplitudes crêtes à crêtes, pour les interférogrammes mesurés avec les 3 détecteurs, soit : 0,55 pour le pyromètre THz9B-MT, 0,656 pour le bolomètre Infrared et 0,839 pour la diode WR1.9ZBD. Ces valeurs montrent qu'à l'origine il existe déjà une différence d'amplitude entre I_1 et I_2 , ce qui fait baisser le contraste entre la mesure de référence et la mesure avec échantillon. Par rapport à l'interférogramme mesuré sans échantillon, avec la première méthode nous

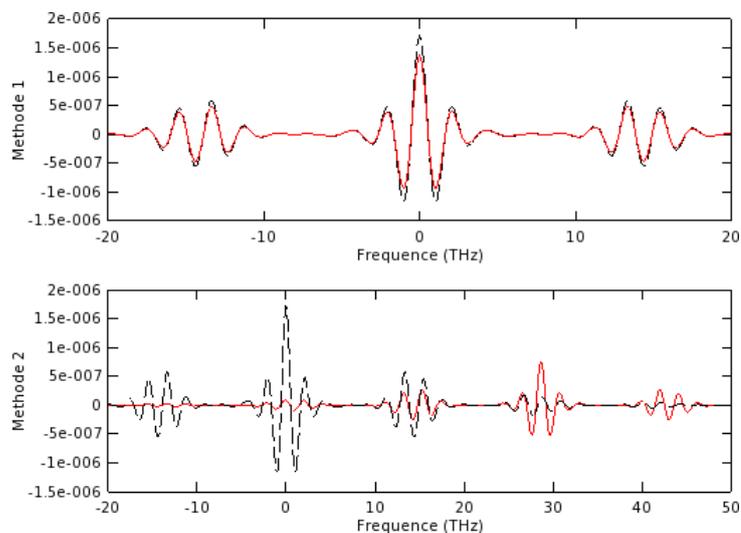


FIGURE 3.42 – Comparaison des amplitudes des interférogrammes simulés en sortie d'interféromètre (sans détecteur), avec l'émetteur Tera-Sed 10, une lame séparatrice en silicium d'épaisseur 1 mm. En haut, la première méthode de spectroscopie et en bas, la seconde. En tirets, l'interférogramme de référence ; en trait plein (rouge), les interférogrammes avec échantillon. L'absorption n'est pas prise en compte dans cette modélisation.

obtenons une amplitude pic à pic de 89,4 % et avec la seconde de 80 %. La différence d'amplitude entre les deux méthodes de spectroscopie est de 10,6 % dans cet exemple où l'échantillon est très peu absorbant (téflon). Cette différence d'amplitude entre les deux méthodes de spectroscopie de mesure évolue avec l'indice du matériau à caractériser,

plus celui-ci est grand, plus la différence d'amplitude est grande. Pour caractériser des échantillons dont l'absorbance est grande, dans le domaine considéré, alors la première méthode est à envisager sinon, la deuxième méthode permet l'obtention de résultats plus rapidement et ne nécessite qu'un échantillon.

Cette méthode présente les avantages de la spectroscopie par transformée de Fourier (FTIR), sa facilité de mise en œuvre, mais est plus performante dans ce domaine fréquentiel. Cependant elle ne supporte pas la comparaison face à la spectroscopie résolue en temps mettant en œuvre des photocommutateurs dans un système où la dynamique avoisine les 70 dB. De plus, avec cette expérience et une matrice de détecteurs, il serait possible de faire de la spectroscopie à deux dimensions (spatiale) d'un objet positionné dans le faisceau térahertz (dans un bras de l'interféromètre). L'image de l'objet est obtenue en faisant deux mesures, où chacun des pixels de la caméra contient une information spectrale. Dans le cas où le matériau serait absorbant, le moyennage de mesures successives permettrait de minimiser le bruit et ainsi d'augmenter la dynamique de mesure. Dans le cas d'un système de spectroscopie hétérodyne classique, l'imagerie d'un objet en deux dimensions prendrait un temps infini et la nécessité de fibrer l'antenne photoconductrice. Dans le cadre d'expérience de type goniométrique, cette méthode présenterait les mêmes avantages, il suffirait simplement de mettre en rotation l'objet dans le faisceau térahertz et pour chaque incrément de rotation de l'objet, faire l'acquisition d'un interférogramme, une seule référence est nécessaire.

3.7.4 Synthèse

Nous venons de voir que notre banc expérimental permet, en plus de sa fonction initiale (caractérisation de détecteur de puissance), de caractériser la distribution spatiale et spectrale d'un faisceau térahertz et de caractériser des matériaux par l'emploi des méthodes de la spectroscopie térahertz résolue en temps. Ainsi, une matrice de détecteurs nous permettrait de faire l'image d'un objet, en transmission, alors qu'une acquisition d'interférogramme nous donnerait une information sur son indice de réfraction ou de son épaisseur (si l'indice est connu). Plus communément, cela pourrait permettre d'observer des variations d'indice au sein d'un même échantillon sans avoir à faire plusieurs mesures, en différents points de l'échantillon.

3.8 Conclusion

Dans ce dernier chapitre, nous avons présenté les différents résultats de caractérisation expérimentale utilisant le banc interférométrique large bande.

Dans un premier temps la méthode de caractérisation des détecteurs de puissance a été présentée et validée par la caractérisation de la diode WR1.9ZBD avec l'expérience mettant en œuvre l'émetteur Tera-Sed 10. Nous avons alors pu retrouver l'allure de la réponse spectrale de la diode, à l'aide des deux détecteurs référents (Infrared et THz9B-MT), ainsi que des valeurs approchées de sa sensibilité, qui ont été comparées à celles données par le constructeur. Les écarts de valeurs de sensibilités trouvés tiennent du fait que les détecteurs référents employés n'ont pas été étalonnés dans la plage de fréquence à laquelle nous travaillons. Sur cette caractérisation, la résolution effective est de 50 GHz.

Les autres résultats de caractérisation de détecteurs de puissance ont été obtenus à l'aide de l'expérience réalisée à l'institut Riken, avec le laser amplifié Spitfire. Malgré des acquisitions très perturbées pour les détecteurs électroniques (les diodes Schottky

WR2.8ZBD et WR1.5ZBD), nous avons pu retrouver des allures de leurs réponses spectrales, relativement proches de celles données par le constructeur mais où les valeurs de sensibilités (données via les détecteurs référents) sont loin des valeurs attendues. À ces mesures s'ajoute l'unique acquisition que nous avons pu faire avec un *transistor térahertz*, le HEMT Giuseppe fabriqué à l'IEMN. Sa réponse spectrale a alors pu être retrouvée à l'aide des détecteurs pyroélectriques référents (SPIA65THz et DLATGS).

Nous nous sommes ensuite servis du banc expérimental pour réaliser d'autres expériences : de l'imagerie du faisceau térahertz à la spectroscopie d'indice et d'absorption d'une plaque de téflon d'épaisseur 3 mm.

L'utilisation de *détecteurs de puissances ponctuels* placés sur des platines de translation ou de matrices de détecteurs nous permet d'effectuer la cartographie du faisceau térahertz. Ajoutant à cela l'interféromètre de Michelson, nous montrons, avec l'acquisition d'interférogrammes, qu'il est possible non seulement d'avoir la dimension du faisceau (ou du spot térahertz) mais également sa répartition spectrale dans l'espace. Cette visualisation particulière du faisceau peut être utilisée pour régler des expériences térahertz, observer les composantes spectrales contenues dans le faisceau en différents points de l'espace, etc.

Nos essais de spectroscopie térahertz ont donné des résultats épars selon les caractéristiques des détecteurs employés. Le résultat obtenu avec le bolomètre a montré une excellente corrélation avec celui obtenu par une expérience de spectroscopie résolue temporellement. La méthode utilisée permet des résolutions spectrales plus fines que la méthode de spectroscopie par transformée de Fourier mais ne subit pas la comparaison face à la spectroscopie résolue en temps utilisant des détecteurs de champs électriques. Néanmoins, les résultats de la caractérisation de la plaque de téflon obtenus avec le bolomètre Infrarouge et la diode Schottky WR1.9ZBD, sont encourageants et proches de l'indice trouvé dans la littérature.

Nous avons montré dans ce chapitre des résultats intéressants et originaux (acquisition d'un signal avec un transistor avec une expérience large bande et l'obtention de la distribution spatiale et spectrale du faisceau térahertz), obtenus par l'association d'un interféromètre de Michelson et de détecteurs de puissance.

Conclusion

Ce travail de thèse a eu pour objectif la caractérisation de détecteurs de puissance sur une bande spectrale s'étalant de 0,1 jusqu'à environ 1 THz.

Nous avons ainsi conçu une expérience large bande, inspirée des bancs expérimentaux de spectroscopie térahertz résolue en temps. La génération d'ondes térahertz est assurée par des méthodes impulsionnelles, comme le redressement optique dans des cristaux non linéaires ou la photo-commutation, toutes deux obtenues par des lasers impulsionnels femtosecondes. Ces méthodes, ainsi que des techniques de détection cohérente et incohérente, ont été présentées au premier chapitre. Les détecteurs à caractériser intègrent la puissance térahertz incidente, c'est pourquoi nous avons eu recours au façonnement des impulsions térahertz émises, afin de créer des variations d'intensité en sortie de banc expérimental. Pour ce faire, la réalisation d'un interféromètre de Michelson permet l'établissement d'interférogrammes : deux impulsions térahertz sont synchronisées pour créer un maximum d'intensité lorsqu'il y a désaccord de phase, la valeur moyenne du signal est constante. Ce procédé permet alors, en introduisant un retard entre deux impulsions térahertz, de générer un interférogramme et de l'enregistrer au cours du balayage temporel, à l'aide d'un détecteur de puissance. La trace temporelle obtenue est la convolution de la réponse du détecteur avec l'impulsion issue du banc expérimental. L'isolement de la réponse du détecteur se fait en réalisant deux mesures d'interférogrammes, l'une avec le détecteur à caractériser et l'autre en utilisant un détecteur dont la réponse en fonction de la fréquence est connue et recouvre la bande spectrale d'émission du banc térahertz. En faisant le rapport entre les deux mesures, nous éliminons les informations concernant la fonction de transfert du banc expérimental et de la génération térahertz. L'information obtenue correspond alors uniquement à la réponse du détecteur à caractériser divisée par la réponse du détecteur connu. La multiplication de ce résultat par la réponse du détecteur connu nous permet par conséquent d'obtenir la réponse du détecteur à caractériser. La sensibilité et la bande passante d'un détecteur peuvent ainsi être obtenues à l'aide de deux mesures résolues en temps, dont la durée d'acquisition dépend à la fois des technologies des détecteurs de puissance employés (temps de montée). De plus, la résolution spectrale souhaitée est proportionnelle à la durée d'acquisition d'un interférogramme.

Lors du second chapitre, nous avons démontré le principe de cette méthode et modélisé le banc expérimental à l'aide de nos mesures. Les caractéristiques du banc ont ensuite été déterminées et présentées au travers du modèle et de nos mesures. Par ailleurs, plusieurs expériences ont été réalisées avec différents émetteurs térahertz et configurations de l'interféromètre. Cela nous a alors permis d'obtenir des résolutions de l'ordre de 12,5 GHz au maximum, sur une bande spectrale allant de 0,1 à 1,5 THz, avec des puissances térahertz moyennes de l'ordre de 5 à 10 μW .

La validation de cette expérience via la caractérisation de diodes Schottky et d'un

transistor a été démontrée dans le troisième chapitre. Nous avons caractérisé avec succès la réponse spectrale d'une diode Schottky commerciale WR1.9ZBD de chez Virginia Diodes. La précision du banc expérimental en terme de sensibilité dépend exclusivement des détecteurs référents utilisés. Ainsi, un détecteur mal calibré, ou dont les caractéristiques sont mal connues, nuit à la qualité des résultats.

Les faibles puissances de génération térahertz ainsi que les perturbations expérimentales (sources de bruit), et les faibles sensibilités de certains détecteurs, ont été les principaux obstacles de ce travail.

En effet, certains résultats divergent en sensibilité lorsque l'on tient compte des caractéristiques données par les constructeurs de détecteurs de puissances. Il est alors difficile de déterminer avec précision lequel des détecteurs utilisés est fiable ou non.

De plus, les faibles sensibilités de certains détecteurs, ou leur faible résistance aux perturbations extérieures, rendent l'obtention d'un signal extrêmement complexe. Cela a été le cas pour l'ensemble des transistors térahertz utilisés. Seul un signal avec le transistor HEMT Giuseppe fabriqué à l'IEMN nous a permis d'obtenir une information sur sa réponse spectrale. Il s'agit d'ailleurs, à notre connaissance, du seul résultat expérimental de ce genre.

Lors du dernier chapitre, nous avons montré que notre banc de caractérisation térahertz offre de très intéressantes possibilités.

Il permet notamment la caractérisation de faisceaux térahertz ainsi que l'obtention de sa distribution spatiale et spectrale à l'aide d'une mesure résolue temporellement. Avec un détecteur de puissance large bande, de préférence étalonné et idéalement présenté sous forme d'une matrice de plusieurs détecteurs, l'acquisition de la cartographie d'un faisceau térahertz est immédiate (distribution spatiale). Sa distribution spectrale, quant à elle, est mesurée en effectuant la transformée de Fourier d'une acquisition d'un interférogramme. Cette méthode permet, par l'imagerie et la caractérisation de faisceau térahertz, d'affiner les réglages d'un banc expérimental tout en connaissant parfaitement les caractéristiques du faisceau térahertz : sa puissance moyenne, son étalonnement, ses dimensions, sa largeur spectrale, sa divergence, etc.

La caractérisation de matériaux a également été envisagée en s'inspirant des méthodes de spectroscopies térahertz couramment utilisées par la communauté térahertz. Nous avons ainsi pu caractériser une plaque de Téflon d'épaisseur 1 cm sur une large bande passante et avec une précision satisfaisante, qui dépend principalement du détecteur de puissance utilisé. Cette méthode, plus efficace que la spectroscopie par transformée de Fourier, est cependant moins efficace que la spectroscopie térahertz résolue en temps.

Ce travail de caractérisation de détecteurs pourrait mener à la calibration efficace d'un ou de plusieurs détecteurs de puissance référents, sur la bande spectrale considérée. De plus, la mise en place d'un interféromètre de type *lamellar interferometer*, sans lame séparatrice, permettrait d'augmenter la résolution spectrale, c'est-à-dire passer de 12,5 GHz à 6,7 GHz, à la condition que la génération de térahertz ne soit pas assurée par l'émetteur Tera-Sed 10 mais par une antenne possédant une lentille de substrat. Cela éviterait alors l'apparition de franges de Fabry-Perot, ce qui peut également être obtenu par redressement optique de l'onde dans un cristal non linéaire, justifiant ainsi le choix d'un laser amplifié.

Sources continues pour la caractérisation de détecteurs de puissance

A.1 Système Emcore : caractérisation de la diode WR1.9ZBD

Pour comparer les résultats issus de notre méthode de caractérisation impulsionnelle, nous avons effectué la mesure de la réponse spectrale de la diode WR1.9ZBD avec un banc de spectroscopie par transformée de Fourier, en régime continu : le système Emcore¹ (illustré figure A.1). Alors que les bancs de spectroscopie par transformée de Fourier

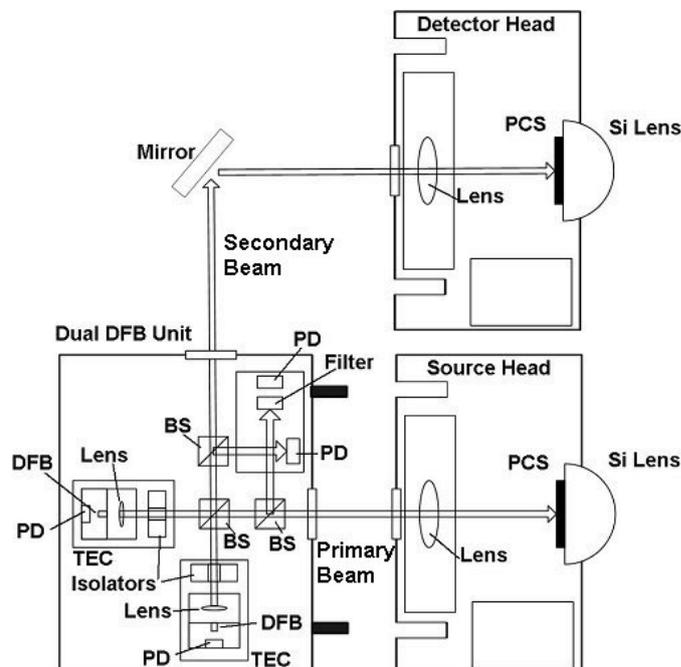


FIGURE A.1 – Schéma du banc de spectroscopie Emcore tiré de l'article de Joseph R. Demers et Ronald T. Logan Jr. [Demers 2007].

1. Portable Frequency Domain Terahertz Spectrometers : PB7220-2000-T Single-Channel Transmission System, www.emcore.com

(infrarouge) sont équipés de détecteurs de puissance en sortie, celui-ci est composé de deux antennes photoconductrices fibrées (à droite), pour la détection et la génération d'onde térahertz. La source térahertz est réalisée par le battement de deux sources continues, délivrées par des photodiodes accordables en longueurs d'ondes, dans une antenne photoconductrice couvrant bande spectrale allant de 100 GHz à 1,8 THz. La puissance térahertz émise est concentrée sur une fine bande spectrale et décroît avec l'augmentation de la fréquence. Ainsi, la puissance varie de 10 à 20 μW à 100 GHz, et descend jusqu'à 2 μW à 1 THz, figure A.2 [Demers 2007]. La résolution spectrale du dispositif

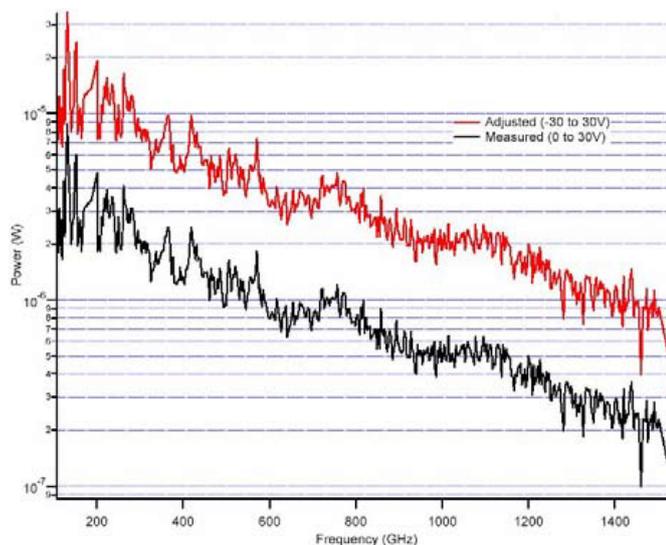


FIGURE A.2 – Puissance de la source térahertz du système Emcore en fonction de la fréquence/ Mesurée avec une cellule de Golay calibrée (en bas) et e calculé (en haut) [Demers 2007].

est de l'ordre de 0,25 GHz. Cependant, compte tenu de la nature du signal émis (quasi monochromatique) des ondes stationnaires sont générées entre l'émetteur et le détecteur, et évoluent en fonction de la distance émetteur-récepteur.

Dans le cadre de notre expérience, nous n'utilisons que la source continue dont le faisceau est focalisé sur la diode WR1.9ZBD avec une lentille en téflon (PTFE) de focale 10 cm. La diode est reliée à une détection synchrone connectée à un oscilloscope, nous permettant de réaliser l'acquisition du signal, dans le domaine temporel. La source térahertz est paramétrée pour effectuer un balayage en fréquence autour de la réponse spectrale de la diode (de 270 GHz à 700 GHz). Les distances entre la source, la lentille de téflon et la diode sont choisies de sorte à ce que le spectre mesuré ne soit pas affecté par les résonances des ondes stationnaires. Lors du balayage en fréquence de la source, nous enregistrons la tension de sortie de la diode sur la fenêtre de l'oscilloscope, résolue temporellement. Trois mesures sont réalisées afin de confirmer la répétabilité et la stabilité du processus de mesure. Enfin, nous reconstituons l'axe des fréquences de ces acquisitions par de nouvelles mesures localisées à différents endroits du spectre. Le résultat de cette manipulation est illustré figure A.3 et est comparé à la réponse en fréquence de la diode, donnée par le constructeur.

Concernant l'allure de la réponse spectrale mesurée, celle-ci paraît correcte de 300 GHz à 475 GHz lorsqu'on la compare aux données constructeur. Vers 500 GHz, la réponse de la diode mesurée diminue, ce qui peut correspondre à la décroissance de la puissance

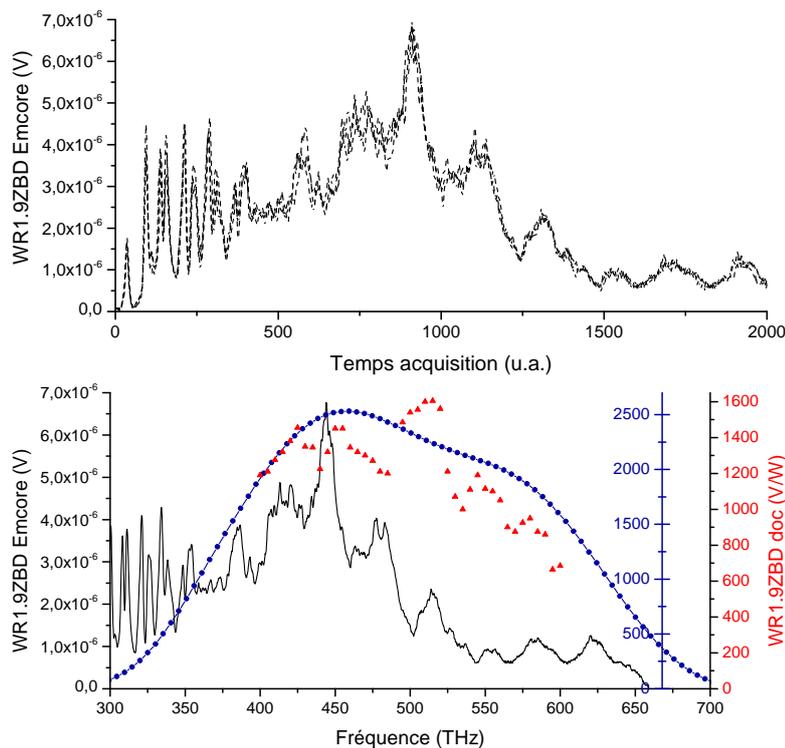


FIGURE A.3 – En haut, les acquisitions brutes enregistrées par l’oscilloscope. En bas, la moyenne de ces trois mesures, avec l’axe des fréquences, en trait plein (noir) comparée à la sensibilité de la diode donnée par la documentation constructeur, en triangle (rouge) et le résultat de la caractérisation de la diode avec le pyromètre THz9B-MT en rond (bleu).

téraherz générée en fonction de la fréquence (figure A.2). Pour obtenir l’allure spectrale de la diode indépendamment de la bande spectrale d’émission téraherz, il faudrait pouvoir la diviser par cette dernière. Ne disposant pas des points de la courbe de puissance générée en fonction de la fréquence, nous procédons au redressement de la réponse spectrale de la diode en simulant la décroissance de la puissance téraherz par une courbe logarithme. Le résultat de ce redressement est illustré figure A.4.

L’allure spectrale obtenue est bonne mais ne donne pas satisfaction entre 500 et 600 GHz. Pour cela, notre méthode de caractérisation impulsionnelle donne des résultats plus proches des résultats donnés par le constructeur.

Pour estimer la sensibilité de la diode dans le cas de cette expérience, nous relevons la tension pour laquelle le spectre présente un maximum, pour la diviser avec la puissance correspondante, figure A.2. Le maximal de signal est atteint aux alentours de 450 GHz, où nous relevons une tension de $8 \mu\text{V}$. Pour cette fréquence, et dans le cas de la mesure effectuée avec la cellule de Golay, la puissance émise par la source est de $1,1 \mu\text{W}$. La sensibilité maximale de la diode, déduite de cette valeur de puissance est alors de $8e^{-6} \text{ V}/1,1e^{-6} \text{ W} = 7,272 \text{ V/W}$ à 450 GHz. Cette valeur ne correspond pas aux données constructeurs et aux mesures que nous avons faites. La puissance indiquée dans la documentation constructeur est alors surestimée. En prenant la sensibilité à mi-hauteur de la diode WR1.9ZBD (700 V/W), on retrouve une puissance téraherz moyenne de $11,4 \text{ nW}$ entre 300 et 600 GHz.

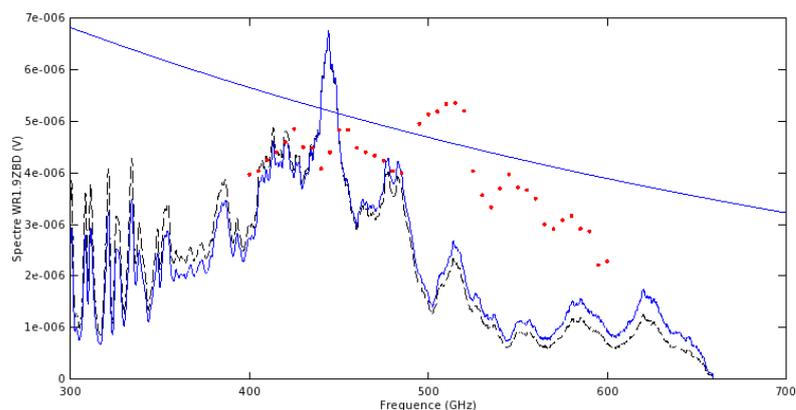


FIGURE A.4 – Mesure du spectre de la diode WR1.9ZBD avec le système Emcore (en tirets), la même mesure, corrigée par l’allure de la décroissance de la puissance térahertz générée (simulation) en fonction de la fréquence (trait plein) et enfin, la réponse de la diode donnée par le fabricant (points rouge).

Pour conclure, que ce soit par l’utilisation d’une source continue (ici le système Emcore) ou de notre méthode impulsionnelle, nous sommes confrontés à des résonances dans le domaine spectral. Dans le premier cas, il s’agit d’un phénomène d’ondes stationnaires qui peut difficilement être corrigé en raison de sa nature physique. Il faut alors jouer sur le chemin optique entre l’émission et la détection pour contrôler au mieux les zones libres de toutes résonances. Cependant, si nous souhaitons procéder à une expérience de type spectroscopie (ou d’imagerie), les matériaux situés entre l’émetteur et le détecteur vont influencer sur le chemin optique qui sera différent du chemin optique sans matériau : le contrôle des résonances devient alors difficile à gérer. Dans notre cas (source impulsionnelle), les résonances sont dues au choix de la lame séparatrice, de l’interféromètre ou de la génération térahertz. Nous avons vu qu’il était possible de les supprimer à l’aide de certaines combinaisons émetteur/séparatrice ou de configuration d’interféromètre à deux ondes différentes (Martin Puplett Interferometer ou Lamellar Interferometer).

En ce qui concerne les temps d’acquisition et le traitement de l’information, le système Emcore a l’avantage qu’une seule mesure soit nécessaire pour obtenir la réponse spectrale du détecteur quand la bande spectrale d’émission est connue. Il est également moins encombrant que l’expérience impulsionnelle. Cependant, les ondes stationnaires dues à la génération térahertz continue constituent un frein en terme de polyvalence du banc dès lors que les chemins optiques entre émetteur et détecteur sont modifiés par l’ajout d’un matériau.

A.2 Caractérisation de transistors Giuseppe

Avec une source VDI accordable en fréquence (IES)

Le transistor caractérisé a été placé le substrat face au faisceau térahertz (sans lentille de silicium), généré par une source multipliée en fréquence commerciale (Virginia Diodes) accordable de 220 à 320 GHz. Le faisceau en sortie de la source a été collimaté et focalisé par un doublet de lentilles en téflon de focale 10 cm, séparées l’une de l’autre d’une distance de 10 cm. Pour la mesure, un amplificateur de gain 40 dB, a été utilisé (Femto

HVA-200M-40-F), connecté à un analyseur de spectre électrique (RBW=10 Hz, raie 550Hz). Le résultat de la mesure est représenté figure A.5.

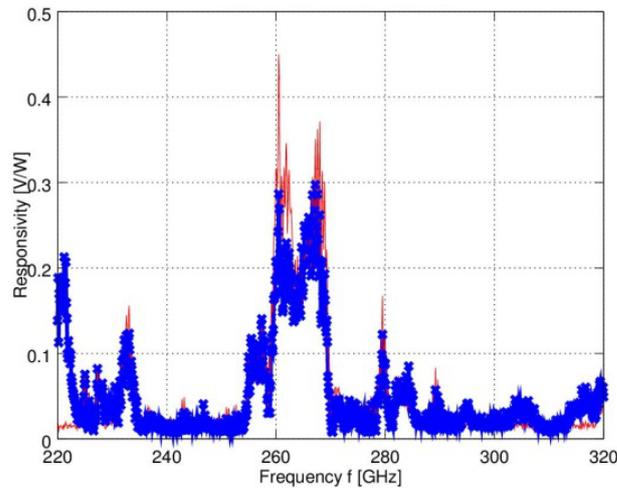


FIGURE A.5 – Résultat de la réponse du transistor Giuseppe 6 (Lille) obtenue à l’aide d’une source multipliée en fréquence VDI, accordable de 220 à 320 GHz.

La sensibilité du transistor, sans lentille plaquée en face arrière, atteint son maximum de 0,45 V/W à ≈ 260 GHz. Ce résultat a été obtenu lors d’un déplacement à Montpellier avec les partenaires du projet WITH.

Avec un analyseur de réseau vectoriel x18 (IEMN)

Le résultat a été obtenu par Guillaume Ducourneau du groupe Photonique Terahertz de l’IEMN. La source térahertz utilisée ici est un analyseur de réseau vectoriel (VNA ZVA 24) suivi d’un multiplieur (X18) et d’un cornet. Sa fréquence d’émission est comprise entre 220 et 325 GHz. Pour mettre en forme le faisceau, deux lentilles en téflon de focale 2,5 cm sont utilisées. Une lentille hémisphérique est plaquée sur la face arrière du transistor (sur son substrat) et permet un meilleur couplage de la radiation térahertz incidente. La mesure est réalisée à l’aide d’une détection synchrone et est illustrée figure A.6.

La sensibilité maximale obtenue ici est de 10 V/W (avec l’utilisation d’une lentille silicium) et sa valeur moyenne est d’environ 5 V/W autour de 300 GHz, fréquence pour laquelle l’antenne *slot ring* est optimisée. L’allure de la réponse du transistor obtenue semble suivre la forme d’une cloche.

A.3 Caractérisation du transistor HP, par TeraLAB

Le transistor HP a été caractérisé de la même manière que le transistor Giuseppe, par l’équipe TeraLab. Un arrangement optique constitué de deux lentilles en téflon a également été utilisé. Sa sensibilité estimée par la mesure est d’environ 1 V/W pour une réponse spectrale de 40 GHz centrée à 260 GHz, ou, 0,3 V/W autour de 670 GHz.

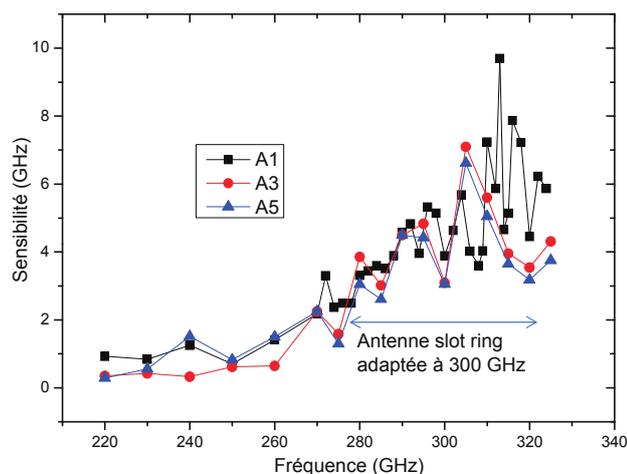


FIGURE A.6 – Résultat de la réponse des transistors Giuseppe 1, 3 et 6 (Lille) obtenue à l'aide d'une source continue accordable en fréquence (VNA) balayant la plage de fréquence 220-325 GHz.

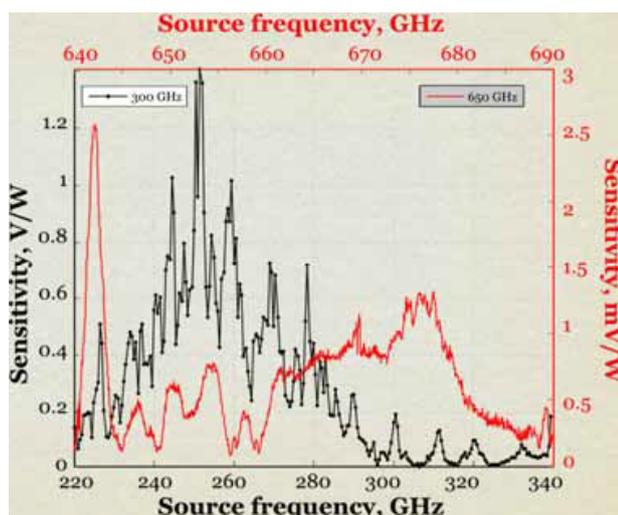


FIGURE A.7 – Résultat de la réponse du transistor HP obtenue à l'aide d'une source électronique continue accordable en fréquence et mesurée avec un analyseur de spectre.

A.4 Caractérisation de transistors Fujitsu, par L2C

La puissance térahertz générée par le carcinotron, à une fréquence de 332 GHz est d'environ 0,7 W. Le résultat de la photoréponse obtenu par les transistors Fujitsu est donné ci-dessous :

La réponse optimale est obtenue pour $V_{gs} \approx -0,7$ V, tension pour laquelle le transistor délivre une tension V_{ds} maximale d'environ 11 μ V. Sa sensibilité, à 332 GHz peut alors être estimée à environ 15,7 μ V/W.

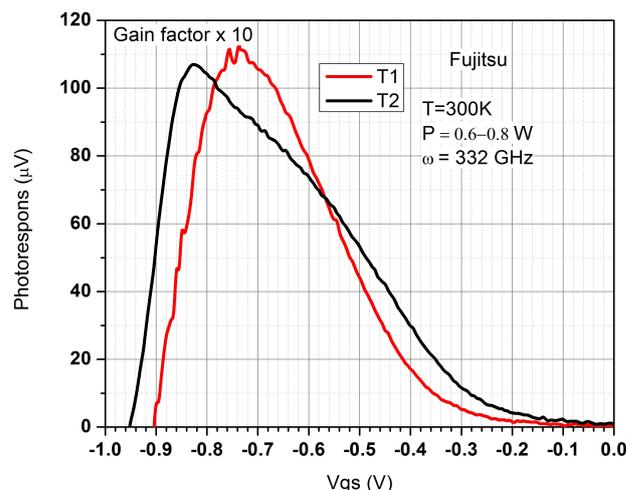


FIGURE A.8 – Résultat de la réponse (tension V_{ds}) des transistors Fujitsu par l'utilisation d'un carcinotron délivrant une puissance d'environ 0,7 W à 332 GHz.

A.5 Caractérisation des transistors doubles grilles, par Otsuji-Lab

Des transistors doubles grilles fabriqués par le laboratoire Otsuji Lab de l'université de Tohoku (Sendai) ont fait l'état de nombreuses publications où des sensibilités records ont été démontrées [Kurita 2013], de l'ordre de 22,7 kV/W. Ces résultats sont obtenus sur des expériences utilisant des sources térahertz continues accordables en fréquence et un arrangement optique simple constitué de deux lentilles en polymers (téflon). Les sensibilités mesurées sont normalisées par le rapport entre la surface du spot térahertz (s_t) et la surface sensible des transistors (s_d). Avec $s_d=20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$, ce rapport peut être très important, compte tenu des fréquences incidentes (200 GHz). Par exemple, avec l'utilisation d'une lentille de 2,5 cm de diamètre et de longueur focale (comme pour l'expérience réalisée à l'IEMN), le diamètre du spot térahertz au plan focal est donné par :

$$d_{spot} = \lambda \frac{f_{lentille}}{d_{lentille}} = \frac{\lambda 2,5}{2,5} = \lambda = \frac{c}{f} = \frac{3e^8}{200e^9} = 1,5 \text{ mm}, \quad (\text{A.1})$$

Soit une surface $s_t = \pi \times (0,75 \text{ mm})^2$ et donc un rapport de surface égale à 4415. La sensibilité efficace du transistor (non normalisée par la dimension du faisceau incident) est alors de 5,14 V/W, soit à peu près équivalente à celle d'un transistor Giuseppe muni d'une lentille en silicium plaquée sur sa face arrière (10 V/W) dans des conditions expérimentales équivalentes.

A.6 Caractérisation d'une source continue à 600 GHz

La caractérisation d'une source continue repose sur le même procédé que nous avons détaillé tout au long de ce manuscrit, à savoir une mesure d'interférogramme traduite dans le domaine de Fourier. Une source térahertz continue délivre un signal de type sinusoïdal oscillant à la fréquence f_0 . La représentation fréquentielle de l'autocorrélation de deux sinus (dans le domaine temporel) correspond à une raie plus ou moins large centrée en f_0 . En réalité, la finesse de cette raie dépend de la qualité de la source, ou autrement dit, de la bande spectrale d'émission de la source. La durée d'enregistrement de l'interférogramme doit être choisie afin d'obtenir une résolution spectrale suffisante pour la visualisation de la transformée de Fourier du signal mesuré.

Nous avons réalisé la mesure d'un interférogramme à la sortie d'un interféromètre de Michelson éclairé par une source continue (figure A.9) : une diode Virginia Diodes accordable en fréquence, de $\approx 600\text{-}665$ GHz (VDI-MC-S0007), utilisée à une fréquence de $f_0=625$ GHz, figure A.9.

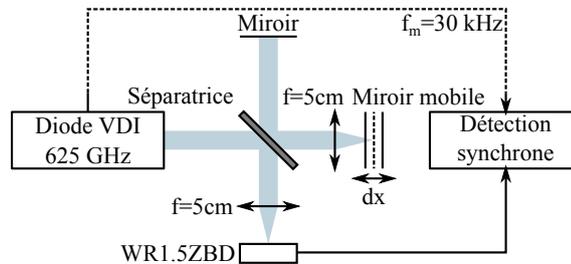


FIGURE A.9 – Schéma du banc expérimental utilisé pour la caractérisation de la source Virginia Diodes continue accordable en fréquence.

La puissance moyenne générée est d'environ $20 \mu\text{W}$ pour un signal modulé à 30 kHz. La mesure est enregistrée sur 140 ps, à l'aide de la diode WR1.5ZBD, caractérisée au chapitre 2.

Le résultat de la mesure est illustrée figure A.10.

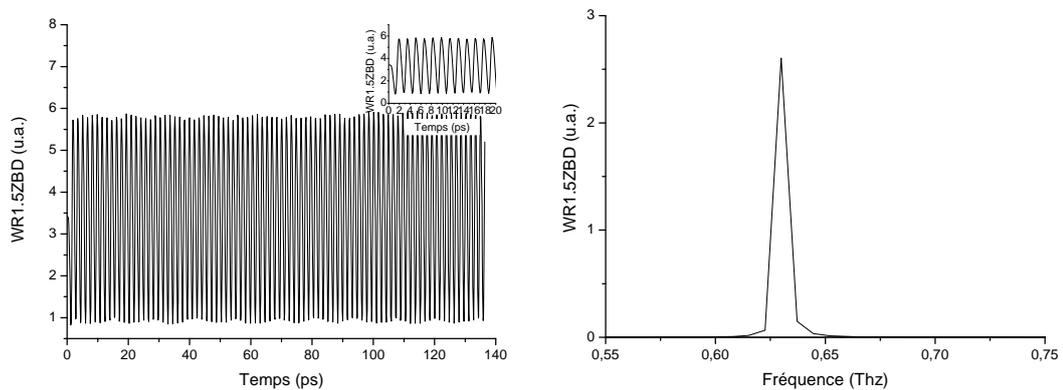


FIGURE A.10 – Caractérisation de la source continue accordable en fréquence par la diode WR1.5ZBD. À gauche, l'interférogramme résultant de la mesure temporelle et à droite, sa transformée de Fourier.

Nous observons le pic central en ≈ 630 GHz, ce qui correspond approximativement à

la fréquence d'oscillation de la source (625 GHz). Le système peut alors servir à la caractérisation de sources TéraHertz, si le détecteur utilisé à une réponse calibrée sur la bande de fréquence de la source.

Bibliographie

- [Apostolopoulos 2014] V Apostolopoulos et M E Barnes. *THz emitters based on the photo-Dember effect*. Journal of Physics D : Applied Physics, vol. 47, no. 37, page 374002, 2014. Cité pages 20 et 21.
- [Armand 2006] Damien Armand. *Application de la spectroscopie térahertz à la détection de substances sensibles*. PhD thesis, L'Université de Grenoble, 2006. Cité pages 14 et 38.
- [Ashida 2008] M Ashida, R Akaia, H Shimosato, I Katayama, K Miyamoto et Ito H. *Ultrabroadband THz Wave Detection Using Photoconductive Antenna*. IEEE, 2008. Cité page 39.
- [Auston 1984] D. H. Auston, K. P. Cheung et P. R. Smith. *Picosecond photoconducting Hertzian dipoles*. Appl. Phys. Lett., vol. 45, no. 3, pages 284–286, 1984. Cité pages 1 et 22.
- [Beck 2010] M. Beck, H. Schäfer, G. Klatt, J. Demsar, S. Winnerl, M. Helm et T. Dekorsy. *Impulsive terahertz radiation with high electric fields from an amplifier-driven large-area photoconductive antenna*. Opt. Express, vol. 18, no. 9, pages 9251–9257, Apr 2010. Cité page 32.
- [Bhan 2009] R.K. Bhan, R.S. Saxena, C.R. Jalwania et S.K. Lomash. *Uncooled Infrared Microbolometer Arrays and their Characterisation Techniques*. Defence Science Journal, vol. 59, no. 6, pages 580–589, 2009. Cité pages 62 et 64.
- [Bishop 1990] W.L. Bishop, E.R. Meiburg, R.J. Mattauch, T.W. Crowe et L. Poli. *A micron-thickness, planar Schottky diode chip for terahertz applications with theoretical minimum parasitic capacitance*. In Microwave Symposium Digest, 1990., IEEE MTT-S International, pages 1305–1308 vol.3, May 1990. Cité page 50.
- [Blin 2012] S. Blin, F. Teppe, L. Tohme, S. Hisatake, K. Arakawa, P. Nouvel, D. Coquillat, A. Penarier, J. Torres, L. Varani, W. Knap et T. Nagatsuma. *Plasma-Wave Detectors for Terahertz Wireless Communication*. Electron Device Letters, IEEE, vol. 33, no. 10, pages 1354–1356, Oct 2012. Cité pages 53 et 64.
- [Boppel 2012] Sebastian Boppel, Alvydas Lisauskas, Martin Mundt, Dalius Seliuta, Linas Minkevicius, Irmantas Kasalynas, Gintaras Valusis, Martin Mittendorff, Stephan Winnerl, Viktor Krozer et Hartmut G. Roskos. *CMOS Integrated Antenna-Coupled Field-Effect Transistors for the Detection of Radiation From 0.2 to 4.3 THz*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 60, page 3834, 2012. Cité page 53.
- [Boumbanga-Tombet 2010] S. Boumbanga-Tombet, F. Teppe, J. Torres, A. El Moutaouakil, D. Coquillat, N. Dyakonova, C. Consejo, P. Arcade, P. Nouvel, H. Marinchio, T. Laurent, C. Palermo, A. Penarier, T. Otsuji, L. Varani et W. Knap. *Room*

- temperature coherent and voltage tunable terahertz emission from nanometer-sized field effect transistors*. Applied Physics Letters, vol. 97, no. 26, pages –, 2010. Cité page 151.
- [Brun, A. 1996] Brun, A. et Georges, P. *Sources laser femtosecondes*. vol. 4, pages 287–307, 1996. Cité page 10.
- [Cai 1998] Y. Cai, I. Brener, J. Lopata, J. Wynn, L. Pfeiffer, J. B. Stark Q. Wu et X. C. Zhang J. F. Federici. *Coherent terahertz radiation detection : Direct comparison between free-space electro-optic sampling and antenna detection*. Appl. Phys. Lett., vol. 73, no. 4, page 444, 1998. Cité page 42.
- [Castro-Camus 2005] E. Castro-Camus, J. Lloyd-Hughes et M.B. Johnston. *Three-dimensional carrier-dynamics simulation of terahertz emission from photoconductive switches*. Phys. Rev. B, vol. 71, 2005. Cité page 22.
- [Castro-Camus 2008] E. Castro-Camus, L. Fu, J. Lloyd-Hughes, H. H. Tan, C. Jagadish et M. B. Johnston. *Photoconductive response correction for detectors of terahertz radiation*. Journal of Applied Physics, vol. 104, no. 5, pages –, 2008. Cité page 40.
- [Chen 2001] Q. Chen, M. Tani, Zhiping Jiang et X.-C. Zhang. *Electro-optic transceivers for terahertz-wave applications*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 18, no. 6, pages 823–831, Jun 2001. Cité page 38.
- [Cherry 2004] S. Cherry. *Edholm’s law of bandwidth*. Spectrum, IEEE, vol. 41, no. 7, pages 58–60, July 2004. Cité page 3.
- [Chou 2008] Rone-Hwa Chou et Ci-Ling Pan. *Gap-Dependent Terahertz Pulses from Mid-Size-Gap Multi-Energy Arsenic-Ion-Implanted GaAs Antennas*. Japanese Journal of Applied Physics, vol. 47, no. 11R, page 8419, 2008. Cité page 25.
- [Coutaz 2008] Jean-Louis Coutaz, Robin Boquet, Nicolas Breuil, Laurent Chusseau, Paul Crozat, Jean Demaison, Lionel Duvillaret, Guilhem Gallot, Frédéric Garret, Jean-François Lampin, Didier Lippens, Juliette Mangeney, Patrick Mounaix, Gaël Mouret et Jean-François Roux. *Optoélectronique térahertz*. EDP Sciences, 2008. Cité page 23.
- [Cowley 1965] A. M. Cowley et S. M. Sze. *Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor Systems*. Journal of Applied Physics, vol. 36, no. 10, pages 3212–3220, 1965. Cité page 48.
- [Cowley 1966] A.M. Cowley et H. O. Sorensen. *Quantitative Comparison of Solid-State Microwave Detectors*. Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on, vol. 14, no. 12, pages 588–602, Dec 1966. Cité page 49.
- [Dai 2004] Jianming Dai, Jiangquan Zhang, Weili Zhang et D. Grischkowsky. *Terahertz time-domain spectroscopy characterization of the far-infrared absorption and index of refraction of high-resistivity, float-zone silicon*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 21, no. 7, pages 1379–1386, Jul 2004. Cité pages 87 et 100.
- [Dekorsy 1993] T. Dekorsy, T. Pfeifer, W. Kütt et H. Kurz. *Subpicosecond carrier transport in GaAs surface-space-charge fields*. Phys. Rev. B, vol. 47, no. 7, 1993. Cité page 19.
- [Dekorsy 1996] T. Dekorsy, H. Auer, H. J. Bakker, H. G. Roskos et H. Kurz. *THz electromagnetic emission by coherent infrared-active phonons*. Phys. Rev. B, vol. 53, no. 7, 1996. Cité pages 19 et 20.

- [Demers 2007] J.R. Demers, R.T. Logan et E.R. Brown. *An Optically Integrated Coherent Frequency-Domain THz Spectrometer with Signal-to-Noise Ratio up to 80 dB*. In Microwave Photonics, 2007 IEEE International Topical Meeting on, pages 92–95, Oct 2007. Cité pages 175 et 176.
- [Demyanenko 2009] M. A. Demyanenko, D. G. Esaev, V. N. Ovsyuk, B. I. Fomin, A. L. Aseev, B. A. Knyazev, G. N. Kulipanov et N. A. Vinokurov. *Microbolometer detector arrays for the infrared and terahertz ranges*. J. Opt. Technol., vol. 76, no. 12, pages 739–743, Dec 2009. Cité pages 63 et 64.
- [Dreyhaupt 2005] A. Dreyhaupt, S. Winnerl, T. Dekorsy et M. Helm. *High-intensity terahertz radiation from a microstructured large-area photoconductor*. Appl. Phys. Lett., vol. 86, pages 121114–121116, 2005. Cité pages 25 et 32.
- [Dreyhaupt 2006] André Dreyhaupt, Stephan Winnerl et Manfred Helm. *Optimum excitation conditions for the generation of high-electric-field terahertz radiation from an oscillator-driven photoconductive device*. Optics Letters, vol. 81, no. 10, page 1548, 2006. Cité pages 22, 28, 29, 31, et 120.
- [Ducournau 2014] G. Ducournau, P. Szriftgiser, A. Beck, D. Bacquet, F. Pavanello, E. Peytavit, M. Zaknour, T. Akalin et J.-F. Lampin. *Ultrawide-Bandwidth Single-Channel 0.4-THz Wireless Link Combining Broadband Quasi-Optic Photomixer and Coherent Detection*. Terahertz Science and Technology, IEEE Transactions on, vol. 4, no. 3, pages 328–337, May 2014. Cité pages 4 et 51.
- [Duffy 2001] S.M. Duffy, S. Verghese, K. A. McIntosh, A. Jackson, A.C. Gossard et S. Matsuura. *Accurate modeling of dual dipole and slot elements used with photomixers for coherent terahertz output power*. Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on, vol. 49, no. 6, pages 1032–1038, Jun 2001. Cité page 22.
- [Duvillaret 1996] Lionel Duvillaret, Frédéric Garet et Jean-Louis Coutaz. *A Reliable Method for Extraction of Material Parameters in Terahertz Time-Domain Spectroscopy*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 2, no. 3, page 739, 1996. Cité pages 165 et 168.
- [Duvillaret 2001] Lionel Duvillaret, Frédéric Garet, Jean-François Roux et Jean-Louis Coutaz. *Analytical Modeling and Optimization of Terahertz Time-Domain Spectroscopy Experiments Using Photoswitches as Antennas*. Quantum Electronics, vol. 7, no. 4, 2001. Cité pages 22, 23, 39, et 42.
- [Duvillaret 2002] Lionel Duvillaret, Stéphane Rialland et Jean-Louis Coutaz. *Electro-optic sensors for electric field measurements. II. Choice of the crystals and complete optimization of their orientation*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 19, page 2704, 2002. Cité page 35.
- [Dyakonov 1993] Michael Dyakonov et Michael Shur. *Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor : New mechanism of plasma wave generation by dc current*. Phys. Rev. Lett., vol. 71, pages 2465–2468, Oct 1993. Cité pages 53 et 55.
- [Dyakonov 1996] Michael I. Dyakonov et Michael S. Shur. *Plasma wave electronics : novel terahertz devices using two dimensional electron fluid*. IEEE Transactions on Electronics Devices, vol. 45, no. 10, page 1640, 1996. Cité page 53.
- [Dyer 2011] Gregory C. Dyer, Gregory R. Aizin, John L. Reno, Eric A. Shaner, et S. James Allen. *Novel Tunable Millimeter-Wave Grating-Gated Plasmonic Detectors*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 17, no. 1, 2011. Cité page 53.

- [Erschens 2001] Dines Noddegaard Erschens, Dmitry Turchinovich et Peter Jepsen. *Optimized Optical Rectification and Electro-optic Sampling in ZnTe Crystals with Chirped Femtosecond Laser Pulses*. J Infrared Milli Terahz Waves, 2001. Cité page 15.
- [Eusèbe 2004] Hervé Eusèbe. *Étude théorique et expérimentale de la génération térahertz par photocommutation dans des composants en GaAs basse température*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, décembre 2004. Cité page 24.
- [Fülöp 2011] József András Fülöp, László Pálfalvi, Matthias C. Hoffmann et János Hebling. *Towards generation of mJ-level ultrashort THz pulses by optical rectification*. Optics Express, vol. 19, no. 16, pages 15090–15097, 2011. Cité page 11.
- [Fröhlich 2005] L Fröhlich. *Bunch length measurements using a Martin-Puplett interferometer at the VUV-FEL*. PhD thesis, Hamburg Univ., Hamburg, 2005. Presented on June 2005. Cité page 106.
- [Gaborit 2007] G. Gaborit, J.-L. Coutaz et L. Duvillaret. *Vectorial electric field measurement using isotropic electro-optic crystals*. Applied Physics Letters, vol. 90, no. 24, pages –, 2007. Cité page 38.
- [Grischkowsky 1989] D. Grischkowsky. *High-brightness TeraHertz beams characterized by an ultra fast detector*. Appl. Phys. Lett, vol. 55, July 1989. Cité page 39.
- [Gürtler 1998] A. Gürtler, C. Winnewisser, H. Helm et P. Uhd Jepsen. Experimental and numerical studies of thz pulse propagation in the near and far field, December 1998. Cité page 162.
- [Gürtler 2000] Andreas Gürtler, Carsten Winnewisser, Hanspeter Helm et Peter Uhd Jepsen. *Terahertz pulse propagation in the near field and the far field*. J. Opt. Soc. Am. A, vol. 17, no. 1, pages 74–83, Jan 2000. Cité page 28.
- [Hairui 2011] Liu Hairui, Yu Junsheng, Huggard Peter et Alderman Byron. *Measurements of Schottky-Diode Based THz Video Detectors*. Terahertz Science and Technology, vol. 4, no. 3, pages 104–108, 2011. Cité page 50.
- [Han 2009] Seong-Tae Han, A.C. Torrezan, J.R. Sirigiri, M.A. Shapiro et R.J. Temkin. *Active real-time imaging system employed with a CW 460-GHz gyrotron and a pyroelectric array camera*. In Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2009. IRMMW-THz 2009. 34th International Conference on, pages 1–2, Sept 2009. Cité pages 60 et 64.
- [Han 2013] S.-P. Han, H. Ko, J.-W. Park, N. Kim, Y.-J. Yoon, J.-H. Shin, D. Y. Kim, D. H. Lee et K. H. Park. *InGaAs Schottky barrier diode array detector for a real-time compact terahertz line scanner*. Optics Express, vol. 21, page 25874, Novembre 2013. Cité pages 50 et 64.
- [Hesler 2007a] J. L. Hesler et T. W. Crowe. *Responsivity and Noise Measurements of Zero-Bias Schottky Diode Detectors*. In A. Karpov, editeur, Eighteenth International Symposium on Space Terahertz Technology, page 89, 2007. Cité page 51.
- [Hesler 2007b] Jeffrey L. Hesler et Thomas W. Crowe. *Responsivity and Noise Measurements of Zero-Bias Schottky Diode Detectors*. 18th International Symposium on Space Terahertz Technology, no. 18, pages 89–92, 2007. Cité pages 49 et 50.
- [Hesler 2007c] J.L. Hesler et T.W. Crowe. *NEP and responsivity of THz zero-bias Schottky diode detectors*. In Infrared and Millimeter Waves, 2007 and the 2007 15th International Conference on Terahertz Electronics. IRMMW-THz. Joint 32nd International Conference on, pages 844–845, Sept 2007. Cité page 51.

- [Heyman 2001] J. N. Heyman, P. Neocleous, D. Hebert, P. A. Crowell, T. Müller et K. Unterrainer. *Terahertz emission from GaAs and InAs in a magnetic field*. Physical Review B, vol. 64, 2001. Cité page 20.
- [Heyman 2002] J. N. Heyman, H. Wraage, C. Linda, D. Heberta, P. Neocleousa, P.A. Crowellb, T. Müllerc et K. Unterrainerc. *Terahertz Emission From Magneto-plasma Oscillations in Semiconductors*. Ultrafast Phenomena in Semiconductors, vol. 6, 2002. Cité page 20.
- [Hirata 2009] Akihiko Hirata, R. Yamaguchi, T. Kosugi, H. Takahashi, K. Murata, T. Nagatsuma, N. Kukutsu, Y. Kado, N. Iai, S. Okabe, S. Kimura, H. Ikegawa, H. Nishikawa, T. Nakayama et T. Inada. *10-Gbit/s Wireless Link Using InP HEMT MMICs for Generating 120-GHz-Band Millimeter-Wave Signal*. Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on, vol. 57, no. 5, pages 1102–1109, May 2009. Cité page 3.
- [Hoeﬂe 2013] M. Hoeﬂe, A. Penirschke, O. Cojocari et R. Jakoby. *Broadband zero-bias Schottky detector for E-field measurements up to 100 GHz and beyond*. In Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2013 38th International Conference on, pages 1–2, Sept 2013. Cité page 51.
- [Homes 2007] Christopher C. Homes, G. Lawrence Carr, Ricardo P. S. M. Lobo, Joseph D. LaVeigne et David B. Tanner. *Silicon beam splitter for far-infrared and terahertz spectroscopy*. Appl. Opt., vol. 46, no. 32, pages 7884–7888, Nov 2007. Cité pages 101 et 102.
- [Hou 2011] L Hou et W Shi. *Intense terahertz radiation from μm -gap GaAs photoconductive antenna*. Journal of Physics : Conference Series, vol. 276, no. 1, page 012208, 2011. Cité pages 22 et 25.
- [HP 1994] HP. *The zero bias Schottky detector diode*. Application note 969, 1994. Cité page 49.
- [Ito 2005] Hiroshi Ito, Fumito Nakajima, Tomofumi Furuta et Tadao Ishibashi. *Continuous THz-wave generation using antenna-integrated uni-travelling-carrier photodiodes*. Semiconductor Science and Technology, vol. 20, no. 7, page S191, 2005. Cité page 8.
- [Ito 2008] Hiroshi Ito, Fumito Nakajima, Tetsuichiro Ohno, Tomofumi Furuta, Tadao Nagatsuma et Tadao Ishibashi. *InP-Based Planar-Antenna-Integrated Schottky-Barrier Diode for Millimeter- and Sub-Millimeter-Wave Detection*. Japanese Journal of Applied Physics, vol. 47, no. 8R, page 6256, 2008. Cité page 50.
- [J.-Q. 2001] Lu J.-Q. et Shur M.S. *Terahertz Detection by High Electron Mobility Transistor : Effect of Drain Current*. 12th International Symposium on Space Terahertz Technology, pages 103–111, 2001. Session 4, Detectors, Mixers. Cité page 56.
- [Öjefors 2009] Erik Öjefors, Ullrich R. Pfeiffer, Alvydas Lisauskas et Hartmut G. Roskos. *A 0.65 THz Focal-Plane Array in a Quarter-Micron CMOS Process Technology*. Journal of Solid-State Circuits, vol. 44, no. 7, page 1968, 2009. Cité page 53.
- [Jepsen 1995] P. Jepsen et S. R. Keiding. *Radiation patterns from lens-coupled terahertz antennas*. Optics Letters, vol. 20, no. 8, pages 807–809, 1995. Cité page 22.
- [Jepsen 1996] P. Jepsen, R. H. Jacobsen et S. R. Keiding. *Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas*. Opt. Soc. Am, vol. 13, no. 11, November 1996. Cité pages 22 et 39.

- [Jingtao 2013] Z. Jingtao, Y. Chengyue, G. Ji et J. Zhi. *Planar InP-based Schottky barrier diodes for terahertz applications*. Journal of Semiconductors, vol. 34, no. 6, page 064003, Juin 2013. Cité pages 4 et 50.
- [Johnston 2002] M. B. Johnston, D. M. Whittaker, A. Corchia, A. G. Davies et E. H. Linfield. *Simulation of terahertz generation at semiconductor surfaces*. Phys. Rev. B, vol. 65, page 165301, Mar 2002. Cité pages 19, 20, et 21.
- [Kawase 2005] K. Kawase, M. Yamashita, Y. Ogawa et C. Otani. *THz-wave parametric sources and imaging applications*. In Applied Electromagnetics and Communications, 2005. ICECom 2005. 18th International Conference on, pages 1–4, Oct 2005. Cité page 8.
- [Khiabani 2011] N. Khiabani, Yi Huang et Yao-Chun Shen. *Discussions on the main parameters of THz photoconductive antennas as emitters*. In Antennas and Propagation (EUCAP), Proceedings of the 5th European Conference on, pages 462–466, April 2011. Cité page 25.
- [Kiessling 2014] Jens Kiessling, Karsten Buse, Konstantin L. Vodopyanov et Ingo Breunig. *Continuous-wave optical parametric source for terahertz waves tunable from 1 to 4.5 THz frequency*, 2014. Cité page 8.
- [Klatt 2010] G. Klatt, F. Hilser, W. Qiao, M. Beck, R. Gebs, A. Bartels, K. Huska, U. Lemmer, G. Bastian, M.B. Johnston, M. Fischer, J. Faist et T. Dekorsy. *Terahertz emission from lateral photo-Dember currents*. Opt. Express, vol. 18, no. 5, pages 4939–4947, Mar 2010. Cité pages 20 et 21.
- [Knap 2002a] W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, J.-Q. Lu, M. S. Shur, C. A. Saylor et L. C. Brunel. *Resonant detection of subterahertz radiation by plasma waves in a submicron field-effect transistor*. Appl. Phys. Lett., vol. 80, no. 18, 2002. Cité page 53.
- [Knap 2002b] W. Knap, V. Kachorovskii, Y. Deng, S. Rumyantsev, J.-Q. Lu, R. Gaska, M. S. Shur, G. Simin, X. Hu, M. Asif Khan, C. A. Saylor et L. C. Brunel. *Nonresonant detection of terahertz radiation in field effect transistors*. Journal of Applied Physics, vol. 91, no. 11, page 9346, 2002. Cité pages 53, 54, et 55.
- [Koenig 2013] S. Koenig, D. Lopez-Diaz, J. Antes, F. Boes, R. Henneberger, A. Leuther, A. Tessmann, R. Schmogrow, D. Hillerkuss, R. Palmer, T. Zwick, C. Koos, W. Freude, O. Ambacher, J. Leuthold et I. Kallfass. *Wireless sub-THz communication system with high data rate*. Nature Photonics, vol. 7, pages 977–981, 2013. Cité page 51.
- [Kono 2000] Shunsuke Kono, Masahiko Tani, Ping Gu et Kiyomi Sakai. *Detection of up to 20 THz with a low-temperature-grown GaAs photoconductive antenna gated with 15 fs light pulses*. Appl. Phys. Lett., vol. 77, no. 25, page 4104, 2000. Cité page 39.
- [Krishnamurthy 2001] S. Krishnamurthy, M. T. Reiten, S. A. Harmon et R. A. Cheville. *Characterization of thin polymer films using terahertz time-domain interferometry*. Appl. Phys. Lett., vol. 79, no. 6, pages 875–877, 2001. Cité page 101.
- [Krökel 1989] D. Krökel, D. Grischkowsky et M. B. Ketchen. *Subpicosecond electrical pulse generation using photoconductive switches with long carrier lifetimes*. Appl. Phys. Lett., vol. 54, no. 11, pages 1046–1047, 1989. Cité page 22.

- [Ku 2013] S. A. Ku, C. M. Tu, W.-C. Chu, C. W. Luo, K. H. Wu, A. Yabushita, C. C. Chi et T. Kobayashi. *Saturation of the free carrier absorption in ZnTe crystals*. Opt. Express, vol. 21, no. 12, pages 13930–13937, Jun 2013. Cité page 16.
- [Kurita 2013] Y. Kurita, K. Kobayashi, T. Otsuji, G. Ducournau, Y.M. Mezziani, V.V. Popov et W. Knap. *Extremely-high sensitive terahertz detector based on dual-grating gate InP-HEMTs*. In Indium Phosphide and Related Materials (IPRM), 2013 International Conference on, pages 1–2, May 2013. Cité page 181.
- [Kürner 2013] T. Kürner et S. Priebe. *Towards THz Communications - Status in Research, Standardization and Regulation*. In Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, Online First, page 68, 2013. Cité page 3.
- [Lai 1994] Ming Lai. *Self-starting, self-mode-locked Ti:sapphire laser*. Opt. Lett., vol. 19, no. 10, pages 722–724, May 1994. Cité page 10.
- [Lambert 1978] D. K. Lambert et P. L. Richards. *Martin-Puplett interferometer : an analysis D. K.* Applied Optics, vol. 17, page 1595, 1978. Cité page 105.
- [Leitenstorfer 1999] A. Leitenstorfer, S. Hunsche, J. Shah, M. C. Nuss et W. H. Knox. *Detectors and sources for ultrabroadband electro-optic sampling : Experiment and theory*. Applied Physics Letters, vol. 74, no. 11, pages 1516–1518, 1999. Cité page 15.
- [Li 2010] Qi Li, Sheng-Hui Ding, Rui Yao et Qi Wang. *Real-time terahertz scanning imaging by use of a pyroelectric array camera and image denoising*. J. Opt. Soc. Am. A, vol. 27, no. 11, pages 2381–2386, Nov 2010. Cité page 64.
- [Lisauskas 2009a] A. Lisauskas, D. Glaab, H. G. Roskos, E. Oejefors et U. R. Pfeiffer. *Terahertz imaging with Si MOSFET focal-plane arrays*. Proc. of SPIE, vol. Vol. 7215, pages 72150J–1, 2009. Cité page 64.
- [Lisauskas 2009b] Alvydas Lisauskas, Ullrich Pfeiffer, Erik Öjefors, Peter Haring Bolivar, Diana Glaab et Hartmut G. Roskos. *Rational design of high-responsivity detectors of terahertz radiation based on distributed self-mixing in silicon field-effect transistors*. American Institute of Physics, vol. 105, 2009. Cité pages 53, 55, et 56.
- [Liu 2010] Lei Liu, J.L. Hesler, Haiyong Xu, A.W. Lichtenberger et R.M. Weikle. *A Broadband Quasi-Optical Terahertz Detector Utilizing a Zero Bias Schottky Diode*. Microwave and Wireless Components Letters, IEEE, vol. 20, no. 9, pages 504–506, Sept 2010. Cité pages 4, 5, 50, et 51.
- [Maestrini 2008] Alain Maestrini, John Ward, Goutam Chattopadhyay, Erich Schlecht et Imran Mehdi. *Terahertz Sources Based on Frequency Multiplication and Their Applications*. Frequenz, vol. 62, page 118–122, 2008. Cité page 8.
- [Maestrini 2010a] A. Maestrini, J.S. Ward, J.J. Gill, Choonsup Lee, B. Thomas, R.H. Lin, G. Chattopadhyay et I. Mehdi. *A Frequency-Multiplied Source With More Than 1 mW of Power Across the 840-900-GHz Band*. Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on, vol. 58, no. 7, pages 1925–1932, July 2010. Cité page 8.
- [Maestrini 2010b] Alain Maestrini, Bertrand Thomas, Hui Wang, Cécile Jung, Jeanne Treuttel, Yong Jin, Goutam Chattopadhyay, Imran Mehdi et Gérard Beaudin. *Schottky diode based terahertz frequency multipliers and mixers*. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, vol. 11, pages 480–495, Octobre 2010. Cité page 4.

- [Malevich 2008] Vitalij L. Malevich, Ramunas Adomavicius et Arunas Krotkus. *THz emission from semiconductor surfaces*. C. R. Physique, vol. 9, pages 130–141, 2008. Cité page 20.
- [Miyamaru 2010] Fumiaki Miyamaru, Yu Saito, Kohji Yamamoto, Takashi Furuya, Seizi Nishizawa et Masahiko Tani. *Dependence of emission of terahertz radiation on geometrical parameters of dipole photoconductive antennas*. Appl. Phys. Lett., vol. 96, no. 21, pages –, 2010. Cité page 25.
- [Momot 2010] N. Momot, V. Zabudsky, Z. Tsybrii, M. Apats'ka, M. Smoliiy et N. Dmytruk. *Zero bias terahertz and subterahertz detector operating at room temperature*. Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics, vol. 13, no. 2, pages 166–169., 2010. Cité page 51.
- [Morgner 1999] U. Morgner, F. X. Kärtner, S. H. Cho, Y. Chen, H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow et T. Tschudi. *Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser*. Opt. Lett., vol. 24, no. 6, pages 411–413, Mar 1999. Cité page 9.
- [Moulton 1986] P. F. Moulton. *Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 3, no. 1, pages 125–133, Jan 1986. Cité page 9.
- [Nadar 2010] S. Nadar, H. Videlier, D. Coquillat, F. Teppe, Sakowicz M., N. Dyakonova, W. Knap, D. Seliuta, I. Kasalynas et G. Valusis. *Room temperature imaging at 1.63 and 2.54 THz with field effect transistor detectors*. Journal of Applied Physics, vol. 108, 2010. Cité page 53.
- [Naftaly 2007] M. Naftaly, R.E. Miles et P. J. Greenslade. *THz transmission in polymer materials - a data library*. In Infrared and Millimeter Waves, 2007 and the 2007 15th International Conference on Terahertz Electronics. IRMMW-THz. Joint 32nd International Conference on, pages 819–820, Sept 2007. Cité pages 118 et 164.
- [Naftaly 2008] Mira Naftaly, Paul Dean, Robert E. Miles, John R. Fletcher et Andrei Malcoci. *A Simple Interferometer for the Analysis of Terahertz Sources and Detectors*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 14, March / April 2008. Cité pages 107 et 108.
- [Nagatsuma 2009] T. Nagatsuma, Ho-Jin Song, Y. Fujimoto, K. Miyake, Akihiko Hirata, K. Ajito, A. Wakatsuki, T. Furuta, N. Kukutsu et Y. Kado. *Giga-bit wireless link using 300 - 400 GHz bands*. In Microwave Photonics, 2009. MWP '09. International Topical Meeting on, pages 1–4, Oct 2009. Cité pages 4, 51, et 52.
- [Nagatsuma 2010] Tadao Nagatsuma, Ho-Jin Song, et Yuichi Kado. *Challenges for Ultrahigh-Speed Wireless Communications Using Terahertz Waves*. International Journal of Terahertz Science and Technology, vol. 3, no. 2, pages 55–65, 2010. Cité page 51.
- [Nagatsuma 2013a] Tadao Nagatsuma. *Present and Future of Terahertz Communications*. In EPFL, 2013. Cité page 64.
- [Nagatsuma 2013b] Tadao Nagatsuma, Shogo Horiguchi, Yusuke Minamikata, Yasuyuki Yoshimizu, Shintaro Hisatake, Shigeru Kuwano, Naoto Yoshimoto, Jun Terada et Hiroyuki Takahashi. *Terahertz wireless communications based on photonics technologies*. Opt. Express, vol. 21, no. 20, pages 23736–23747, Oct 2013. Cité page 4.

- [Nahata 1996] Ajay Nahata, Aniruddha S. Weling et Tony F. Heinz. *A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro-optic sampling*. Appl. Phys. Lett., vol. 69, page 16, 1996. Cité pages 11 et 14.
- [Naylor 2007] David A. Naylor et Margaret K. Tahic. *Apodizing functions for Fourier transform spectroscopy*. J. Opt. Soc. Am. A, vol. 24, no. 11, pages 3644–3648, Nov 2007. Cité page 71.
- [Nguyen 2012a] Duy-Thong Nguyen, F. Simoens, J.-L. Ouvrier-Bufferet, J. Meilhan et J.-L. Coutaz. *Broadband THz Uncooled Antenna-Coupled Microbolometer Array; Electromagnetic Design, Simulations and Measurements*. Terahertz Science and Technology, IEEE Transactions on, vol. 2, no. 3, pages 299–305, May 2012. Cité pages 63 et 65.
- [Nguyen 2012b] Duy-Thong Nguyen, F. Simoens, J.-L. Ouvrier-Bufferet, J. Meilhan et J. L. Coutaz. *Simulations and measurements of the electromagnetic response of broadband THz uncooled antenna-coupled microbolometer array*. In Microwave Radar and Wireless Communications (MIKON), 2012 19th International Conference on, volume 1, pages 116–121, May 2012. Cité pages 64 et 117.
- [Niklaus 2007] Frank Niklaus, Christian Vieider et Henrik Jakobsen. *MEMS-based uncooled infrared bolometer arrays : a review*, 2007. Cité pages 63 et 64.
- [Oda 2010] Naoki Oda. *Uncooled bolometer-type Terahertz focal plane array and camera for real-time imaging*. Comptes Rendus Physique, vol. 11, pages 496–509, 2010. Terahertz electronic and optoelectronic components and systems Composants et systèmes pour l'électronique et l'optoélectronique térahertz. Cité pages 63 et 64.
- [Oden 2013] Jonathan Oden, Jérôme Meilhan, Jérémy Lalanne-Dera, Jean-François Roux, Frédéric Garet, Jean-Louis Coutaz et François Simoens. *Imaging of broadband terahertz beams using an array of antenna-coupled microbolometers operating at room temperature*. Opt. Express, vol. 21, no. 4, pages 4817–4825, Feb 2013. Cité pages 64 et 118.
- [Park 1999] Sang-Gyu Park et Michael R. Melloch. *Analysis of Terahertz Waveforms Measured by Photoconductive and Electrooptic Sampling*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 35, no. 5, May 1999. Cité page 42.
- [Pelouch 1992] W. S. Pelouch, P. E. Powers et C. L. Tang. *Self-starting mode-locked ring-cavity Ti :sapphire laser*. Opt. Lett., vol. 17, no. 22, pages 1581–1583, Nov 1992. Cité page 10.
- [Peytavit 2005] E. Peytavit, P. Agnese, J.-L. Ouvrier Bufferet, A. Beguin et F. Simoens. *Room temperature terahertz microbolometers*. In Infrared and Millimeter Waves and 13th International Conference on Terahertz Electronics, 2005. IRMMW-THz 2005. The Joint 30th International Conference on, volume 1, pages 257–258 vol. 1, Sept 2005. Cité page 63.
- [Popov 2011] V. V. Popov, D. V. Fateev, T. Otsuji, Y. M. Meziani, D. Coquillat et W. Knap. *Plasmonic terahertz detection by a double-grating-gate field-effect transistor structure with an asymmetric unit cell*. Applied Physics Letters, vol. 99, no. 24, pages –, 2011. Cité page 65.
- [Preu 2011] S. Preu, G. H. Döhler, S. Malzer, L. J. Wang et A. C. Gossard. *Tunable, continuous-wave Terahertz photomixer sources and applications*. Journal of Applied Physics, vol. 109, no. 6, pages –, 2011. Cité page 8.

- [Pérez 2004] José-Philippe Pérez. *Optique : Fondements et applications*. 7 édition, 2004. Cité page 79.
- [Ramakrishnan 2013] Gopakumar Ramakrishnan, Gopika K. P. Ramanandan, Aurèle J. L. Adam, Man Xu, Nishant Kumar, Ruud W. A. Hendrikx et Paul C. M. Planken. *Enhanced terahertz emission by coherent optical absorption in ultrathin semiconductor films on metals*. *Opt. Express*, vol. 21, no. 14, pages 16784–16798, Jul 2013. Cité page 20.
- [Reimann 2007] Klaus Reimann. *Table-top sources of ultrashort THz pulses*. *Reports on Progress in Physics*, vol. 70, page 1597–1632, septembre 2007. Cité pages 11 et 21.
- [Reklaitis 2010] Antanas Reklaitis. *Terahertz emission from InAs induced by photo-Dember effect : Hydrodynamic analysis and Monte Carlo simulations*. *Journal of Applied Physics*, vol. 108, no. 5, pages 053102–053102–9, Sep 2010. Cité page 20.
- [Rialland 2000] Stéphane Rialland. *Echantillonnage electro-optique de circuits électroniques*. PhD thesis, 2000. Thèse de doctorat dirigée par Coutaz, Jean-Louis Sciences et techniques Chambéry 2000. Cité page 38.
- [Rice 1994] A. Rice, Y. Jin, X. F. Ma, X-C Zhang, D. Bliss, J. Larkin et M. Alexander. *Terahertz optical rectification from γ -110 β zinc-blend crystals*. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, no. 11, pages 1324–1326, Mar 1994. Cité pages 11 et 14.
- [Richards 1994] P. L. Richards. *Bolometers for infrared and millimeter waves*. *Journal of Applied Physics*, vol. 76, no. 1, pages 1–24, 1994. Cité page 47.
- [Rogalski 2011] A. Rogalski et F. Sizov. *Terahertz detectors and focal plane arrays*. *Opto-Electron. Rev*, vol. 19, 2011. Cité page 60.
- [Ruming 2012] Wen Ruming, Sun Hao, Teng Teng, Li Lingyun et Sun Xiaowei. *An InP-based heterodimensional Schottky diode for terahertz detection*. *Journal of Semiconductors*, vol. 33, no. 10, page 104001, 2012. Cité page 51.
- [Schneider 2006] Arno Schneider, Max Neis, Marcel Stillhart, Blanca Ruiz, Rizwan U. A. Khan et Peter Günter. *Generation of terahertz pulses through optical rectification in organic DAST crystals : theory and experiment*. *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 23, no. 9, pages 1822–1835, Sep 2006. Cité page 11.
- [Schuster 2011] Franz Schuster, Dominique Coquillat, Hadley Videlier, Maciej Sakowicz, Frédéric Teppe, Laurent Dussopt, Benoît Giffard, Thomas Skotnicki et Wojciech Knap. *Broadband terahertz imaging with highly sensitive silicon CMOS detectors*. *Optics Express*, vol. 19, no. 9, avril 2011. Cité page 53.
- [Scott 2001] R.P. Scott, C. Langrock et B. Kolner. *High-dynamic-range laser amplitude and phase noise measurement techniques*. *Selected Topics in Quantum Electronics*, *IEEE Journal of*, vol. 7, no. 4, pages 641–655, Jul 2001. Cité page 46.
- [Scott 2009] Ryan Patrick Scott. *Laser Noise Measurement Techniques and Applications of Femtosecond Encoding in the Frequency Domain*. PhD thesis, University of California, 2009. Cité page 46.
- [Shan 2004] Jie Shan et Tony F. Heinz. *Terahertz radiation from semiconductors*, 2004. Kong-Thon Tsen (Ed.) : *Ultrafast Dynamical Processes in Semiconductors*, *Topics Appl. Phys.* 92,1 59 (2004). Cité page 20.

- [Shen 2003] Y. C. Shen, P. C. Upadhyaya, E. H. Linfield, H. E. Beere et A. G. Davies. *Ultrabroadband terahertz radiation from low-temperature-grown GaAs photoconductive emitters*. American Institute of Physics, vol. 83, no. 15, octobre 2003. Cité page 25.
- [Simoens 2012] F. Simoens, J. Meilhan, B. Delplanque, S. Gidon, G. Lasfargues, J. Lallanne Dera, D. T. Nguyen, J. L. Ouvrier-Buffet, S. Pocas, T. Maillou, O. Cathabard et S. Barbieri. *Real-time imaging with THz fully-customized uncooled amorphous-silicon microbolometer focal plane arrays*, 2012. Cité page 117.
- [Slocum 2013] David M. Slocum, Elizabeth J. Slingerland, Robert H. Giles et Thomas M. Goyette. *Atmospheric absorption of terahertz radiation and water vapor continuum effects*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 127, no. 0, pages 49 – 63, 2013. Cité page 18.
- [Spence 1991] D. E. Spence, P. N. Kean et W. Sibbett. *60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*. Opt. Lett., vol. 16, no. 1, pages 42–44, Jan 1991. Cité page 10.
- [Stothard 2008] D. J. M. Stothard, T. J. Edwards, D. Walsh, C. L. Thomson, C. F. Rae, M. H. Dunn et P. G. Browne. *Line-narrowed, compact, and coherent source of widely tunable terahertz radiation*. Appl. Phys. Lett., vol. 92, no. 14, pages –, 2008. Cité page 8.
- [Tani 1997] Masahiko Tani, Shuji Matsuura, Kiyomi Sakai et Shin ichi Nakashima. *Emission characteristics of photoconductive antennas based on low-temperature-grown GaAs and semi-insulating GaAs*. Appl. Opt., vol. 36, no. 30, pages 7853–7859, Oct 1997. Cité page 25.
- [Tani 1998] M. Tani, R. Fukasawa, H. Abe, S. Matsuura, K. Sakai et S. Nakashima. *Terahertz radiation from coherent phonons excited in semiconductors*. Journal of Applied Physics, vol. 93, no. 5, 1998. Cité page 20.
- [Tissot 2006] J.L. Tissot, C. Trouilleau, B. Fieque, A. Crastes et O. Legras. *Uncooled microbolometer detector : recent developments at ULIS*. Opto-Electronics Review, vol. 14, no. 1, pages 25–32, 2006. Cité page 62.
- [Tonouchi 2007] Masayoshi Tonouchi. *Cutting-edge terahertz technology*. Nature Photonics, vol. 1, 2007. Cité page 2.
- [Vidal 2009] Sébastien Vidal. *Étude théorique et expérimentale de la génération et de la mise en forme d'impulsions térahertz*. PhD thesis, L'Université Bordeaux 1, 2009. Cité pages 12, 14, 15, et 103.
- [Wang 2011] R. Wang, J. Q. Yao, D. G. Xu, J. L. Wang et P. Wang. *The physical theory and propagation model of THz atmospheric propagation*. Journal of Physics : Conference Series 276, 2011. Cité page 4.
- [Waugh 1996] R.W. Waugh et R.R. Buted. *The Zero Bias Schottky Diode Detector at Temperature Extremes-Problems and Solutions*. The WIRELESS Symposium, pages 175–183, 1996. Cité page 51.
- [Westlund 2013] Andreas Westlund, Paul Sangare, Guillaume Ducournau, Per-Ake Nilsson, Christophe Gaquiere, Ludovic Desplanque, Xavier Wallart et Jan Grahn. *Terahertz detection in zero-bias InAs self-switching diodes at room temperature*. Appl. Phys. Lett., vol. 103, no. 13, pages 133504–133504–4, Sep 2013. Cité page 51.

- [Wu 1995] Q. Wu et X.-C. Zhang. *Free-space electro-optic sampling of terahertz beams*. Appl. Phys. Lett., vol. 67, page 24, 1995. Cité page 34.
- [Wu 1996] Q. Wu, M. Litz et X.-C. Zhang. *Broadband detection capability of ZnTe electro-optic field detectors*. Appl. Phys. Lett., vol. 68, no. 21, pages 2924–2926, 1996. Cité page 42.
- [Yamane 2003] Keisaku Yamane, Zhigang Zhang, Kazuhiko Oka, Ryuji Morita, Mikio Yamashita et Akira Suguro. *Optical pulse compression to 3.4fs in the monocycle region by feedback phase compensation*. Opt. Lett., vol. 28, no. 22, pages 2258–2260, Nov 2003. Cité page 9.
- [Yang 1971] K. H. Yang, P.L. Richards et Y. R. Shen. *Generation of Far-Infrared Radiation by Picosecond Light Pulses in LiNbO₃*. Appl. Phys. Lett., vol. 19, no. 9, pages 320–323, Nov 1971. Cité page 11.
- [Yano 2006] Ryuzi Yano, Toshiaki Hattori et Hiroyuki Shinojima. *Improvement of Signal-to-Noise Ratio of Terahertz Electromagnetic Waves by Bias Field Modulation of Photoconductive Antenna*. Japanese Journal of Applied Physics, vol. 45, no. 11R, page 8714, 2006. Cité page 42.
- [Yun-Sik 2006] Jin Yun-Sik, Kim Geun-Ju et Jeon Seok-Gy. *Terahertz Dielectric Properties of Polymers*. J. Korean Phys.Soc., vol. 49, no. 2, pages 513–517, August 2006. Cité page 164.
- [Zhang 1992a] X.-C. Zhang, Y. Jin, K. Yang et L. J. Schowalter. *Resonant nonlinear susceptibility near the GaAs band gap*. Phys. Rev. Lett., vol. 69, pages 2303–2306, Oct 1992. Cité page 11.
- [Zhang 1992b] X.-C. Zhang, X. F. Ma, Y. Jin, T.-M. Lu, E. P. Boden, P. D. Phelps, K. R. Stewart et C. P. Yakymyshyn. *Terahertz optical rectification from a nonlinear organic crystal*. Appl. Phys. Lett., vol. 61, no. 26, pages 3080–3082, 1992. Cité page 11.

Résumé

Les ondes térahertz sont à l'origine de nombreuses applications, notamment dans les domaines de la sécurité (portiques d'aéroports), de la médecine (étude des interactions ondes-molécules), et des télécommunications sans fils à très haut débit. Pour toutes ces applications, les détecteurs de puissance sont d'un grand intérêt puisqu'ils intègrent l'intensité de la radiation incidente.

L'objectif de ce travail de thèse est de réaliser la caractérisation de la réponse spectrale de détecteurs de puissance térahertz, principalement dédiés à l'intégration des dispositifs de télécommunications sans fils.

Pour cela, nous avons élaboré une expérience impulsionnelle large bande construite autour d'un laser femtoseconde (amplifié ou non), d'un émetteur térahertz (photocommutateur ou cristal non-linéaire) ainsi que d'un interféromètre à deux ondes (Michelson). Dans un premier temps, nous décrivons le fonctionnement de l'expérience et déterminons ses limites au travers d'une étude paramétrique. Plusieurs configurations, choisies en fonction des lasers utilisés, sont sélectionnées afin d'obtenir les meilleures performances possibles.

La méthode de caractérisation des détecteurs de puissance est ensuite démontrée et validée expérimentalement.

Enfin, nous profitons de la polyvalence du banc pour montrer, d'une part, la possibilité de réaliser la caractérisation spatiale et spectrale d'un faisceau térahertz en une unique mesure résolue temporellement; et d'autre part, la caractérisation de l'indice de réfraction et de l'absorption d'un milieu faiblement absorbant, ouvrant la voie à l'imagerie multispectrale.

Abstract

Terahertz research led to a lot of applications, especially in security (airports), medicine (wave-molecules interaction), and high speed telecommunications. Power detector are really useful for these applications, as they integrate the incoming wave intensity.

The aim of this thesis is to characterise the spectral response of terahertz power detector dedicated to wireless telecommunications systems.

To this end, we developed a broadband experiment, based on a femtosecond laser (amplified or not), a terahertz emitter (photoconductive antenna or non-linear crystal), and a Michelson interferometer.

Firstly, the experiment is described and its limits are determined through to a parametric study. Several configurations were chosen accordingly to the laser, and were selected to ensure the best efficiency.

Furthermore, the characterisation of the power detectors has been demonstrated and validated.

Finally, thanks to the versatility of the set-up we shown, on one hand, that it can be used to characterise the spatial distribution of terahertz beams, in a single time-resolved measure. On the other hand, this set-up also allows the refractive index, and absorption characterisation of a weakly absorbing media.