

École doctorale n° 072 : Sciences pour l'ingénieur

Doctorat de l'université de Lille

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'université de Lille

Spécialité doctorale "Micro et nano technologies,
acoustique et télécommunication"

présentée et soutenue publiquement par

Kévin FROBERGER

le 20 décembre 2019

Caractérisation et modélisation de composants terahertz

Jury

Jean-Pierre VILCOT,	IEMN	Président, examinateur
Anne-Laure BILLABERT,	CNAM / ESYCOM	Rapporteur
Jean-François ROUX,	IMEP-LAHC	Rapporteur
Frédéric VANDIJK,	III-V lab	Examinateur
Stefano BARBIERI,	IEMN	Invité
Marc FAUCHER,	IEMN	Invité
Benjamin WALTER,	IEMN / VMicro	Invité
Jean-François LAMPIN,	IEMN	Directeur de thèse
Guillaume DUCOURNAU,	IEMN	Co-directeur de thèse

**Institut d'Électronique,
Microélectronique et Nanotechnologie (IEMN)**
UMR CNRS 8520, Avenue Henri Poincaré, 59491 Villeneuve-d'Ascq, France

À tous ceux qui liront cette thèse...

Remerciements

Dans un premier temps, je voudrais remercier l'ensemble des membres du jury pour leur présence à la soutenance de cette thèse, mais aussi pour tous les conseils qu'ils ont pu me donner au cours des quelques semaines précédents celle-ci.

Cette thèse a été réalisée grâce à une bourse offerte par l'école normale supérieure Paris-Saclay, je voudrais donc remercier l'école ainsi que les personnes qui ont cru à ce sujet de thèse et m'ont décerné cette bourse. Je souhaiterais remercier l'[Institut d'Électronique, Microélectronique et Nanotechnologie \(IEMN\)](#), l'université de Lille ainsi que mes directeurs de thèse, Jean-François Lampin et Guillaume Ducournau pour avoir accepté de me prendre en thèse. Je tiens aussi à remercier particulièrement Stéfano Barbieri de m'avoir proposé d'effectuer un tournant dans ma thèse et me permettre de travailler en collaboration avec l'équipe NAM6 et Vmicro sur un capteur opto-mécanique.

Je souhaite remercier l'ensemble des personnes avec qui j'ai pu travailler lors des différentes étapes de cette thèse. Merci donc à Jean-Michel Droulez et Mathias Vanwollegem pour l'aide qu'ils ont pu me fournir lors des quelques problèmes que les différents logiciels de simulations ont pu avoir. Merci à toutes les personnes de la salle blanche et particulièrement Marc Dewitte, Émilien Peytavit et Fuanki Bavedila pour l'aide et la patience dont ils ont fait preuve lors de mes incursions en salle blanche. Je tiens aussi à remercier le personnel de caractérisation, Sophie Barois et Sylvie Lepilliet notamment, pour leurs conseils et les différentes discussions qu'on a pu avoir ensemble. Finalement, merci à Romain Peretti avec qui j'ai pu avoir de longues discussions et grâce à qui j'ai pu utiliser les compétences que j'ai acquises lors de mon stage de fin d'études sur la [spectroscopie dans le domaine temporel ou Time Domain Spectroscopy \(TDS\)](#).

Cette thèse n'aurait également pas pu commencer ni se terminer dans de bonnes conditions sans les doctorants et postdocs présents au laboratoire. Tout d'abord, merci à Yann, Yohann, Vinay, Matej et Tomas pour l'accueil qu'ils ont pu me faire ainsi que les conseils qu'ils m'ont prodigués en début de thèse et sans lesquels je n'aurais pas pu rester très longtemps au laboratoire. Je voudrais également remercier Elias, Mohammed, Charbel, Jawad, Giuseppe et tous les autres grâce à qui les pauses café du matin ont été source de discussions aussi enrichissantes que variées. Merci à Mélanie, Jean-Marc et Théo pour m'avoir aidé et reprendre goût à la thèse et pour m'avoir poussé (sans le savoir) à aller jusqu'au bout. Merci également à eux de m'avoir remis au sport et aidé à supporter les longues journées de rédaction de thèse. Un remerciement tout particulier va à Cybelle et Qu-Yang, collègues de bureau, qui m'ont supporté pendant toute la durée de cette thèse.

Lors de cette thèse, j'ai eu la chance de pouvoir donner des cours au département d'électronique, énergie électrique et automatique de l'université de Lille et j'aimerais remercier les personnes qui m'ont aidé et guidé pour ces cours; notamment Romain Koslowski et Virginie Dégardin pour leurs conseils et leur aide lors des cours de base de l'électronique, Nour Bourzgui pour ses exercices de traitement du signal ainsi que François

Danneville, Sylvain Bollaert, Laurence Delataille et Matthieu Halbwax pour des TP qui m'ont permis de me remettre au point en électronique analogique.

Pour finir, je voudrais remercier ma famille qui m'a soutenu tout au long de mon parcours. Merci à Théo, Dorian et Charlotte pour m'avoir forcé à prendre un peu de temps en dehors de la thèse. Et pour finir, merci à Liang-Yu de m'avoir supporté pendant ces trois ans.

Résumé

Le domaine térahertz est un domaine de fréquences de plus en plus étudié à cause des propriétés particulières de ce rayonnement. La faible énergie des photons permet notamment de faire de l'imagerie médicale, du contrôle non destructif dans l'industrie ou encore d'étudier les astres qui nous entourent. Les fréquences mises en jeu pourraient aussi permettre d'augmenter le débit des télécommunications, ce qui est un sujet majeur de recherche à l'heure actuelle. C'est sur ce dernier aspect que se base cette thèse sans se restreindre uniquement à ce domaine. La montée en fréquence permettant l'augmentation du débit impose de trouver et d'optimiser de nouvelles sources et de nouvelles antennes. Ainsi, la simulation d'une structure d'une [photodiode à transport unipolaire, ou Uni-Travelling Carrier PhotoDiode \(photodiode UTC\)](#) est réalisée et pour permettre d'optimiser sa photo-réponse. Les simulations abordent la dynamique de la photodiode ainsi que les limites du modèle du logiciel utilisé. Une seconde partie concerne la conception et la démonstration d'une nouvelle antenne. L'objectif est d'avoir une antenne large bande permettant de transmettre des signaux à plusieurs centaines de GHz. Outre les télécommunications, le domaine térahertz peut être difficile à appréhender, car ses ondes sont invisibles à l'œil humain, il peut donc être utile de développer des caméras permettant la visualisation de ses faisceaux. La dernière partie de la thèse se positionne dans le cas particulier de la mesure de puissance de signaux à 2.5 THz. L'objectif est de proposer une architecture d'un capteur [micro système mécano-électrique ou MicroElectroMechanical System \(MEMS\)](#) opto-thermo-mécanique, de le fabriquer et de le mesurer pour pouvoir l'utiliser, par exemple, dans une caméra à cette fréquence particulière.

Mots-clés : térahertz, photodiode, antenne, photo-mélange, MEMS, bolomètre.

Abstract

The terahertz domain is a frequency range, which interest keeps growing because of its properties. Because of the low energy of the photons, it becomes possible to use it for medical imaging, non destructive testing in the industry or even learn about the celestial objects around us. Its high frequencies also allow to increase the data bit rate, which is currently one of the main point of interest. This PhD thesis is mainly based on this aspect of the terahertz domain even though it is not completely restrained to it. The increase of telecommunication frequencies allows an increase in data rate but requires to find and optimize new sources and antennas. Therefore, simulations of a Uni-Travelling Carrier photodiode (UTC photodiode) structure were done in order to increase its photoresponse. A second part of this thesis is about the design, the fabrication and the characterization of a new kind of antenna which goal is to be broadband and to allow the transmission of signals which frequencies are over 300 GHz. In all its applications, the terahertz domain could be difficult to grasp because its waves are invisible to the human eye. As a result, it would be useful to develop cameras to see those beams. The last part of the thesis is about the detection of signals at 2.5 THz where we propose two designs of a micro thermo-opto-mechanical system (MEMS). The systems are then fabricated and measured. The final goal would be to be able to use it as a single pixel in a terahertz camera at this frequency.

Keywords : terahertz, photodiode, antenna, photomixing, MEMS, bolometer.

Table des matières

Remerciements	v
Table des matières	ix
Table des figures	xiii
Introduction	xxi
1 Le domaine térahertz et ses applications	1
1.1 Définition/Historique	2
1.1.1 Définition et limites	2
1.1.2 Historique	4
1.1.3 Applications et intérêts	6
1.2 Sources Terahertz	10
1.2.1 Le corps noir	10
1.2.2 Sources optiques	11
1.2.3 Sources électroniques	14
1.2.4 Sources optoélectroniques	17
1.3 Antennes	20
1.3.1 Qu'est-ce qu'une antenne?	20
1.3.2 Paramètres importants des antennes	20
1.3.3 Antenne dipôle et ses dérivées pour le térahertz	23
1.3.4 Antennes indépendantes de la fréquence	28
1.3.5 Antennes complémentaires et principe de Babinet	35
1.3.6 Antenne à cornet	37
1.3.7 D'autres antennes	41
1.4 Conclusion et objectifs de la thèse	43
1.5 Références du chapitre	44
2 Génération d'ondes THz par photo-mélange	53
2.1 Définition et limitations	54
2.1.1 Principe et démonstration	54
2.1.2 Limitations intrinsèques aux photo-mélangeurs	55
2.2 Photoconducteurs et photodiodes PIN	60
2.2.1 Les photoconducteurs	60

2.2.2	La photodiode PIN	63
2.3	UTC-PD	68
2.3.1	Idée et état de l'art de la photodiode UTC	68
2.3.2	Structure, cavité et vitesse des charges	69
2.3.3	Modèle analytique de la photodiode UTC	76
2.3.4	La photodiode UTC simulée en régime continu	80
2.3.5	Fréquence de coupure de la photodiode UTC	86
2.4	De l'intérêt de la photodiode UTC et des simulations	98
2.5	Références du chapitre	99
3	L'antenne à cornet-lentille TEM	103
3.1	L'antenne à cornet TEM sur substrat	104
3.1.1	Conception et état de l'art	104
3.1.2	Simulations et comparaison aux mesures	107
3.2	Conception de l'antenne à cornet-lentille TEM	111
3.2.1	Conception d'une antenne à cornet-lentille en silicium	111
3.2.2	Preuve de concept par la simulation	112
3.2.3	Dispersion de l'antenne à cornet-lentille TEM	113
3.2.4	Fabrication de l'antenne	117
3.3	Mesures sur l'antenne et ses éléments	120
3.3.1	Mesure de gain dans l'axe	120
3.3.2	Mesure d'un diagramme de rayonnement en 2D et en 3D	122
3.3.3	Spectroscopie dans le domaine temporel	129
3.3.4	Transmission en espace libre utilisant une antenne à cornet TEM	139
3.4	De l'intérêt d'une antenne à cornet-lentille TEM	142
3.5	Références du chapitre	143
4	Bolomètre térahertz à température ambiante	145
4.1	Concept, idée et intérêt	146
4.1.1	Intérêt et détecteurs dans le térahertz	146
4.1.2	Notions de mécanique	147
4.1.3	Deux exemples de détecteur opto-mécaniques dans le domaine térahertz à température ambiante	156
4.1.4	Idée de conception pour le domaine térahertz	160
4.2	Conception des capteurs	162
4.2.1	Première idée de conception	162
4.2.2	Deuxième idée de conception : structure à deux poutres	165
4.3	Fabrication et mesures	167
4.3.1	Préparation du substrat	167
4.3.2	Fabrication	168
4.3.3	Caractérisation optique des matrices	170
4.3.4	Mesures d'absorption de la structure	171
4.4	Conclusion et travail restant	179
4.5	Références du chapitre	180
	Conclusion et perspectives	183
A	Hypothèses de la théorie des poutres	189

B	Abscisse curviligne, efforts et poutre en flexion	191
B.1	Abscisse curviligne	191
B.2	Efforts intérieurs et flexion simple d'une poutre	192
C	Déformée et flèche d'une poutre en flexion simple	197
	Liste des acronymes	199

Table des figures

1.1	Le domaine térahertz dans le spectre électromagnétique.	2
1.2	Correspondances entre énergie, fréquence, longueur d'onde et température de corps noir dans le domaine térahertz.	2
1.3	Spectre d'absorption de l'eau dans le domaine térahertz.	3
1.4	Spectre d'absorption de l'eau relevé et tracé à la main par Rubens.	4
1.5	Spectre d'absorption du CO ₂	5
1.6	Image du fond diffus cosmologique.	6
1.7	Évolution du nombre d'articles ayant pour mot-clé térahertz au court de précédentes décennies.	7
1.8	Étapes de la vie d'un nuage cosmique.	7
1.9	Image d'une lame de rasoir à travers un vêtement. La lame est cachée dans le spectre visible, mais visible dans le domaine térahertz (à droite). L'image térahertz est tracée à partir de l'amplitude de l'impulsion réfléchie.	8
1.10	a. Transmission multi niveaux à 32 Gb/s sur 25 m avec une modulation 16-QAM délivrée par un réseau de fibres optiques. b. Transmission en temps réel à 50 Gb/s sur 100 m avec une modulation OOK.	9
1.11	Spectre du corps noir par ciel clair ou à travers 1 km de brouillard.	10
1.12	a. Allure de la bande de conduction d'un laser à cascade quantique, ou <i>Quantum Cascade Laser</i> (QCL). Elle se compose de deux parties principales : un injecteur permettant de faire circuler les électrons vers les états voulus et une zone active permettant l'émission des photons. b. Représentation schématique des trois états importants d'un électron dans un QCL.	12
1.13	Température maximale de fonctionnement de différents QCL ainsi que les dates de publication des articles associés.	13
1.14	Structure de base d'un carcinotron.	15
1.15	a. Allure d'un photoconducteur classique sur substrat de GaAs épitaxié à basse température couplé avec une antenne bow-tie et une lentille en silicium. b. Photoconducteur avec une grille nanométrique permettant d'augmenter l'absorption dans le semi-conducteur.	18
1.16	a. Diagramme de bandes d'une photodiode UTC. b. Diagramme de bandes d'une photodiode PIN.	19
1.17	Représentation d'un système d'émission et de réception.	20
1.18	Position du champ proche et du champ lointain en fonction de la longueur d'onde et des dimensions de l'antenne D	21

1.19	Antenne isotrope et coordonnées sphériques.	22
1.20	Géométrie d'antenne d'émission et de réception.	23
1.21	Géométrie de l'antenne dipôle simulée.	24
1.22	Caractéristiques simulées de l'antenne dipôle de longueur 600 μm	25
1.23	Caractéristiques simulées de l'antenne dipôle sur substrat de silicium de longueur 600 μm	27
1.24	Conception d'une antenne spirale.	30
1.25	Courant dans une antenne équiangulaire dans l'air à différentes fréquences. L'antenne est contenue dans un disque de diamètre 15.5 mm . . .	31
1.26	Diagramme de rayonnement de l'antenne équiangulaire à différentes fréquences.	32
1.27	Diagramme de rayonnement 3D d'une antenne spirale carrée réalisé en 2006.	32
1.28	Géométrie d'une antenne ayant un profil sinusoïdal.	33
1.29	Allure d'une antenne périodiquement logarithmique et ses paramètres. . .	34
1.30	Caractéristiques de l'antenne complémentaire à l'antenne dipôle présentée dans la partie a). L'antenne est de longueur 600 μm et est alimentée par un port dirigé selon l'axe \vec{x}	36
1.31	Allure du premier mode de deux guides.	37
1.32	L'antenne Potter est alimentée par un guide ayant un mode unique. L'utilisation d'un saut lors du passage à l'antenne permet d'ajouter un mode supplémentaire permettant d'améliorer l'allure du champ dans l'ouverture de l'antenne.	38
1.33	Modes et champ dans une antenne Potter-Pickett.	39
1.34	Image ESM d'une antenne corruguée.	40
1.35	Antenne corruguée à l'extérieur du cornet.	40
1.36	Réseau d'antennes patch pour une utilisation dans un photodétecteur fonctionnant à 5 THz. À gauche, on peut voir une image prise à l'aide d'un microscope optique et à droite une image prise au microscope à balayage électronique ou <i>Microscope électronique à balayage</i> (MEB).	41
1.37	Représentation d'une antenne tige diélectrique couplée avec un guide métallique rectangulaire.	42
1.38	Antenne à cornet diélectrique.	42
2.1	Principe du photo-mélange.	54
2.2	Modélisation d'un photo-mélangeur sous la forme d'un circuit RC.	56
2.3	Le composant avec et sans charges entre ses électrodes.	57
2.4	Exemple de courant généré par un électron avec $T_{tr} = 1$ ps.	58
2.5	Allure de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique appliqué dans différents matériaux. Les courbes ont été réalisées grâce à des simulations Monte-Carlo.	59
2.6	Le photoconducteur avec une structure interdigitée est couplé à une antenne puis l'ensemble est couplé à une lentille hémisphérique en silicium.	60
2.7	Structure multi couche d'un photoconducteur.	61
2.8	Structure en cavité d'un photoconducteur.	62
2.9	Structure en cavité d'un photoconducteur avec une électrode en peigne. . .	62
2.10	Photodiode PIN	64

2.11	Caractéristiques calculées par formules analytiques d'une photodiode PIN en GaAs à 800 nm en fonction de l'épaisseur de sa zone intrinsèque.	67
2.12	Allure des bandes sous forte injection, d'une photodiode PIN et d'une photodiode UTC.	67
2.13	Première photodiode UTC fabriquée avec son diagramme de bande.	68
2.14	Puissance atteignable en fonction de la fréquence pour diverses sources utilisant le photo-mélange.	69
2.15	Géométrie simplifiée de la photodiode UTC développée à l'IEMN avec deux types de miroirs semi-transparents.	70
2.16	Géométrie d'une photodiode avec deux types de miroirs semi-transparents (vue en coupe). À gauche sous forme de peigne, à droite sous forme d'une couche fine.	71
2.17	Absorption dans l'InGaAs pour deux épaisseurs de collecteur. Les couches sont celles décrites dans le tableau 2.1 sauf pour le collecteur.	72
2.18	Absorption relative dans l'InGaAs en fonction de l'épaisseur du peigne en or et de la largeur de ses doigts W pour une période de $1\ \mu\text{m}$. La structure est éclairée par une onde plane de longueur d'onde $1.55\ \mu\text{m}$	73
2.19	Exemple de modèle linéaire puis saturé de la vitesse des électrons.	74
2.20	Exemple de modèle <i>monotonic</i> avec $\beta = 1.26$, $v_{sat} = 1 \times 10^7\ \text{cm s}^{-1}$ et $\mu_{LA} = 4000\ \text{cm}^2\ \text{V}^{-1}\ \text{s}^{-1}$	74
2.21	Exemple de modèle <i>overshoot</i> avec $\beta = 3$, $v_{sat} = 1 \times 10^7\ \text{cm s}^{-1}$, $\mu_{LA} = 4000\ \text{cm}^2\ \text{V}^{-1}\ \text{s}^{-1}$ et $E_0 = 1 \times 10^4\ \text{V cm}^{-1}$	75
2.22	Photodiode UTC.	76
2.23	Densité de courant en $\mu\text{A}\ \mu\text{m}^{-2}$ en fonction de la tension et de la puissance surfacique de l'onde incidente.	81
2.24	Densité de courant d'obscurité en $\mu\text{A}\ \mu\text{m}^{-2}$ en fonction de la tension de polarisation.	81
2.25	Champ électrique statique dans la photodiode pour une polarisation nulle.	82
2.26	Champ électrique statique dans le collecteur en fonction de la polarisation.	82
2.27	Taux de génération dans la zone absorbante sur une période de la photodiode supposée infinie. La simulation est réalisée avec des conditions aux limites périodiques à gauche et à droite de la structure. En abscisse : largeur de la photodiode (ici $1\ \mu\text{m}$), en ordonnée : coupe verticale de la photodiode. La structure de la photodiode est celle présentée dans le tableau 2.1.	83
2.28	Photo-réponse de la photodiode UTC supposée infiniment périodique.	84
2.29	Taux de génération dans la zone absorbante de la photodiode de $4\ \mu\text{m}$ de côté et éclairée par un faisceau gaussien. En abscisse : largeur de la photodiode, en ordonnée : coupe verticale de la photodiode. La structure de la photodiode est celle présentée dans le tableau 2.1.	85
2.30	En rouge : photo-réponse de la photodiode finie utilisant les dimensions du peigne de la photodiode infinie. En jaune : photo-réponse de la structure optimisée (largeur et épaisseur des doigts) ayant une surface de $4\ \mu\text{m}$ par $4\ \mu\text{m}$	85
2.31	Représentation schématique des traitements et simulations à réaliser pour connaître la fréquence de coupure de la photodiode UTC.	87

2.32	Résultat des simulations dans le cas d'une impulsion de génération. Modèle <i>monotonic</i> avec une polarisation de 0 V. L'impulsion dure 500 fs et a un temps de montée et de descente égal à 100 fs.	88
2.33	Étapes de traitement des résultats des simulations dans le cas d'un échelon de génération. Modèle <i>monotonic</i> avec une polarisation de 0 V. Le temps de montée est de 100 fs.	89
2.34	Fréquence de coupure à -3 dB simulée avec Lumerical dans le cas d'un modèle de mobilité linéaire dans l'InP. La zone absorbante et le collecteur sont d'épaisseur 150 nm (voir tableau 2.1).	90
2.35	Comparaison des fréquence de coupure à -3 dB simulée avec Lumerical (impulsion de génération) dans le cas d'un modèle de mobilité <i>monotonic</i> et dans le cas d'un modèle linéaire de mobilité dans l'InP.	90
2.36	Fréquence de coupure à -3 dB simulée avec Lumerical dans le cas d'un modèle de mobilité <i>monotonic</i> dans l'InP. Une optimisation est réalisée autour des points simulés pour trouver une allure possible de la fréquence de coupure dans les deux cas de génération	91
2.37	Fréquences de coupure à -3 dB liées au transport (sans constante RC) dans le collecteur (d'épaisseur 150 nm). Calcul réalisé avec le modèle analytique en supposant deux régimes de mobilité différents dans la zone de transport.	92
2.38	Fréquences de coupure à -3 dB calculée à l'aide de modèle analytique prenant en compte à la fois le transport et la constante RC du circuit. La surface de la photodiode est de $16\mu\text{m}^2$ et l'épaisseur de son collecteur 150 nm.	93
2.39	Régime transitoire des électrons dans l'InP calculé en utilisant une méthode Monte-Carlo.	94
2.40	Allure de la bande de valence (E_V) et de la bande de conduction (E_C) en fonction du temps durant l'impulsion de courant.	96
2.41	Fréquences de coupure simulée de la photodiode UTC sous forte injection.	97
3.1	Exemple d'antenne à cornet.	104
3.2	Comparaison des paramètres d'une ligne micro ruban et d'une antenne à cornet Transverse Electro-Magnétique (TEM).	105
3.3	Allure de la dépendance des angles d'ouverture d'une antenne à cornet TEM pour différentes impédances caractéristiques de celle-ci.	106
3.4	Antenne à cornet TEM sur substrat couplée à un photo-détecteur interdigité.	106
3.5	Simulation de l'antenne à cornet TEM. L'encadré représente le port d'entrée (port discret).	107
3.6	Mesures et simulations du coefficient de réflexion de l'antenne à cornet TEM sur substrat.	108
3.7	Diagrammes de rayonnement simulés de l'antenne TEM sur substrat.	108
3.8	Étude de la dispersion de l'antenne à cornet TEM sur substrat.	109
3.9	Idée d'élaboration de l'antenne à cornet-lentille TEM en silicium.	111
3.10	Impédance caractéristique de l'antenne à cornet-lentille TEM en fonction de ses angles d'ouverture.	112
3.11	Diagramme de rayonnement simulé à 600 GHz et angles paramétrant l'antenne. Les deux premiers lobes secondaires sont 12 dB inférieurs au lobe principal.	113

3.12	S_{11} simulé de l'antenne, en jaune sans couche antireflet et en bleu avec. Les rebonds sont dus à l'interface air silicium. Autour de 600 GHz, l'antireflet permet de supprimer les rebonds.	113
3.13	Étude de la dispersion de l'antenne.	115
3.14	Influence de la couche antireflet sur la trace temporelle du signal reçu par le port. La première impulsion sur les signaux de sortie (à 0 ns) correspond à la désadaptation entre le port et l'antenne.	116
3.15	Pyramide en silicium après l'usinage par Lattice Materials.	117
3.16	Images des défauts d'usinage.	118
3.17	Mise en place de la pyramide en silicium pour sa métallisation.	118
3.18	Pyramide en silicium après l'usinage par Lattice Materials.	119
3.19	Schématisation des deux mesures à faire pour connaître le gain d'une antenne.	120
3.20	Gain des antennes de références et de la pyramide en silicium ou <i>Silicon Pyramidal Lens</i> (Si-PL).	121
3.21	Gain des antennes de références et de l'antenne à cornet-lentille TEM.	122
3.22	Banc de mesure de diagramme de rayonnement en 2D et en 3D.	122
3.23	Plans H et E mesurés sur la pyramide en silicium pour trois positions de la pointe de celle-ci.	123
3.24	Diagramme de rayonnement normalisé 3D à 268 GHz de la pyramide en silicium mesuré avec un pas de 2°. Le plan E correspond à $\phi = 90^\circ$ et le plan H à $\theta = 90^\circ$	124
3.25	Diagramme de rayonnement 3D simulé avec une alimentation avec un guide rectangulaire. La direction y correspond au plan E. La direction x correspond au plan H.	125
3.26	Diagrammes de rayonnement de l'antenne à cornet-lentille TEM en silicium à 268 GHz avec en fond la position de l'antenne par rapport au guide rectangulaire.	126
3.27	Démonstration schématique du couplage entre le guide rectangulaire et la pointe de l'antenne.	127
3.28	Diagramme de rayonnement de l'antenne cornet-lentille 3D simulé avec une alimentation avec un guide rectangulaire. La direction y correspond au plan E. La direction x correspond au plan H.	128
3.29	Diagramme représentant l'absorption de la vapeur d'eau dans le domaine térahertz à pression ambiante.	129
3.30	Signal TDS dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel.	130
3.31	Schéma de principe d'un banc de mesure TDS.	130
3.32	Échantillonnage en temps équivalent utilisé pour la TDS. Signal mesuré avec la TDS TeraSmart de Menlo systems	131
3.33	Schématisation des champs autour d'un matériau entouré de deux matériaux différents.	132
3.34	Schématisation d'un matériau entouré d'air et sous incidence normale.	133
3.35	Schématisation d'un ensemble de n matériaux empilés les uns sur les autres.	134
3.36	Mesures réalisées sur du Kapton à l'aide d'une TDS.	137
3.37	Allures temporelles et FFT des signaux de référence et avec le Kapton	138
3.38	Résultats de l'algorithme classique (approche fréquentielle) et de <i>fit@TDS</i> (approche temporelle) donnant les propriétés optiques du Kapton.	138

3.39	Banc de mesure de télécommunications.	139
3.40	Positionnement de l'antenne cornet-lentille dans le banc de télécommunications. La torsion dans le guide WR3.4 permet d'adapter le montage mécanique entre l'émetteur et le récepteur.	140
3.41	Allure du taux d'erreur ou <i>Bit Error rate</i> (BER) en fonction du courant dans la photodiode.	140
3.42	Diagrammes de l'œil.	141
4.1	Détecteur térahertz composé d'un réseau d'antennes patch résonant à 3.8 THz. Sous l'effet de l'échauffement induit par l'onde incidente, les poutres composites (<i>Bi-material Leg</i>) font fléchir la surface absorbante. Les dimensions sont en μm	146
4.2	Section droite d'une poutre d'axe \vec{x}	148
4.3	Poutre encastree et bilan des forces s'appliquant sur une portion isolée de celle-ci. En pointillé, on peut voir la déformée $y(x, t)$	149
4.4	Allure de l'équation (4.26).	151
4.5	Système masse-ressort amorti.	152
4.6	Gain et phase d'un oscillateur amorti.	152
4.7	Géométrie de la poutre composite.	153
4.8	Géométrie de la poutre subissant l'effet bilame.	155
4.9	Structure et simulation du méta-atome. Les dimensions utilisées sont extraites de l'article.	157
4.10	Résultats des mesures sur le méta-atome.	158
4.11	Structure de la poutre encastree. Images extraites de l'article.	159
4.12	Résultats des mesures sur la structure en poutre doublement encastree.	160
4.13	Schématisation de l'idée de conception d'un bolomètre à température ambiante.	161
4.14	Dimension et architecture du premier cantilever envisagé.	162
4.15	Coefficient de réflexion de l'antenne dipôle sur silicium insulé ou <i>Silicon On Insulator</i> (SOI).	163
4.16	Déformée du cantilever lorsque que le détecteur est éclairé par une onde plane de puissance surfacique de $377 \times 10^7 \text{ W m}^{-2}$	163
4.17	Éclairage du capteur par le substrat à travers une lentille en silicium ou par l'air. Schéma sans le résonateur en anneau.	164
4.18	Allure de la structure en U sur substrat SOI pour résonner à 2.5 THz. Le métal (en bleu) est de l'aluminium.	165
4.19	Résultats des simulations sur la structure optimisée sur le déplacement.	166
4.20	Schématisation du substrat et du positionnement des différents composants sur celui-ci.	167
4.21	Description schématique des différentes étapes de fabrication des structures. En bleu, on a de l'aluminium.	168
4.22	Structure en U. Image réalisée à l'aide d'un MEB.	169
4.23	<i>Setup</i> de la mesure de TDS	170
4.24	Représentation des matrices de détecteurs sur le substrat en fonction de la longueur des antennes et de la période des détecteurs. Les carrés verts représentent les matrices sur lesquelles des mesures ont été réalisées.	171

4.25	P70L405. En haut : allure temporelle de la référence et de la transmission à travers la matrice de détecteurs. On peut observer 3 échos de l'impulsion d'origine. Au milieu : Allure de la transformée de Fourier rapide ou <i>Fast Fourier Transform</i> (FFT) des signaux précédents. On observe des rebonds liés à un fort effet Fabry-Pérot. Autour de 3 THz les rebonds s'estompent sur le signal de transmission à travers la matrice, car les détecteurs absorbent l'onde incidente autour de cette fréquence. En bas : Allure de la fonction de transfert de la matrice de détecteurs.	172
4.26	P70L405. Recherche des paramètres de la lorentzienne d'absorption. On trouve une profondeur de 0.2825, une fréquence d'absorption $f_0 = 3.092$ THz et une demi-hauteur $\Delta f = 1.0398$ THz.	173
4.27	Exemples de lorentziennes associées à différentes matrices.	174
4.28	Résultats des <i>fit</i> avec une lorentzienne d'absorption en fonction de la longueur des antennes.	175
4.29	Absorption dans l'aluminium simulée pour différentes longueurs d'antennes.	175
4.30	Représentation schématique de l'effet de la précontrainte sur les structures en U.	175
4.31	En haut : Fonction de transfert d'un Fabry-Pérot et fonction de transfert du substrat mesurée. En bas : FFT de l'impulsion TDS passant à travers le substrat avec l'effet Fabry-Pérot et sans l'effet Fabry-Pérot.	176
4.32	En haut : Fonction de transfert d'un Fabry-Pérot et fonction de transfert de la matrice P70L405 mesurée. En bas : FFT de l'impulsion TDS à travers la matrice P70L405 avec l'effet Fabry-Pérot et sans l'effet Fabry-Pérot.	177
4.33	FFT et transmission à travers les détecteurs de la matrice P70L405.	177
4.34	Mesures en polarisation orthogonale aux antennes. Les signaux sur les antennes et sur la référence sont identiques.	178
B.1	Illustration de l'abscisse curviligne.	191
B.2	Poutre en 3D. On isole la partie gauche de la poutre (en rose) et on regarde les efforts subits.	193
B.3	Énumération des efforts dans une poutre 2D.	194
B.4	Effort et déformation d'une poutre en traction pure.	194
B.5	Effort et déformation d'une poutre en flexion	195
C.1	Efforts intérieurs et extérieur d'une poutre soumise à une seule force ponctuelle \vec{F} . En pointillés, on peut voir l'allure de la déformée.	197

Introduction

Le 15 juillet 2018 la France est en finale de la coupe du monde de football. N'étant pas passionné par ce sport, j'écoute d'une oreille distraite la radio et entends le premier but français. Peu intéressé, mais chauvin, j'envoie directement un message à mon père pour discuter de la nouvelle. Sa réponse me surprend lorsqu'il me dit qu'il n'a pas encore vu le but à la télévision, le décalage semble assez grand. En effet, les flux vidéos d'évènements sportifs, par exemple, sont à l'heure actuelle plus lents que les flux radio à cause de la quantité phénoménale de données nécessaire nous permettant d'avoir une vidéo en 1080p. Bien que les caméras utilisées lors de ces évènements soient des caméras permettant de filmer en très haute définition, les bandes de fréquences allouées à la télévision ne sont pas suffisamment larges pour avoir un débit permettant d'avoir un vrai direct, des étapes de compressions et décompression étant nécessaires qui prennent du temps et nécessitent beaucoup d'énergie. Cet exemple présente l'un des nombreux intérêts du domaine térahertz. En augmentant la fréquence des signaux, on augmente intrinsèquement le débit ce qui évite d'avoir recours à des techniques de compression/décompression. Cette montée en fréquence impose de trouver de nouvelles solutions technologiques pour l'émission et la réception des signaux. D'un côté, l'électronique est limitée par le déplacement des électrons dans les matériaux ainsi que par l'architecture des composants utilisés, de l'autre, la très faible énergie des rayons térahertz ne permet pas la fabrication de lasers conventionnels fonctionnant à température ambiante. Des compromis sont alors nécessaires, quelle que soit la solution envisagée.

Outre les télécommunications, le développement de sources et de détecteurs dans le domaine térahertz permet d'ouvrir la porte à de multiples applications allant du contrôle non destructif de pièces mécaniques ou de nourriture à l'étude des astres, ou encore allant de l'étude fondamentale du comportement de l'eau à la détection du diabète chez des patients.

L'axe principal de cette thèse concerne les télécommunications bien qu'un second axe présenté dans le dernier chapitre se concentre sur la détection de signaux de quelques THz pour des applications d'imagerie et de métrologie. La thèse se divise en quatre chapitres. Le premier chapitre est un historique de l'étude du domaine térahertz depuis ses prémices avec Marconi et Rubens jusqu'à aujourd'hui. Cet historique permet de mettre en lumière l'intérêt grandissant pour ce domaine de fréquences et permet de comprendre d'où viennent les différentes approches utilisées à l'heure actuelle. La mise en avant des différentes applications du domaine térahertz de ce chapitre laisse ensuite place à une description non exhaustive des principales sources de rayonnement térahertz pour finir par décrire ce qu'est une antenne et quelles sont les antennes utilisées dans ce domaine de fréquences.

Le second chapitre de cette thèse se concentre sur un type de source térahertz particulier à savoir les photo-mélangeurs en décrivant le principe de fonctionnement général

de ce type de source puis en se concentrant sur les photodiodes. On présente notamment les inconvénients des photodiodes PIN pour la montée en fréquence requise pour les télécommunications et l'alternative développée au Japon à la fin du précédent millénaire : les photodiodes UTC. La dernière génération de ces photodiodes ayant été fabriquées au laboratoire, elles ont des structures en cavité dont on propose d'étudier et d'optimiser les dimensions des miroirs (épaisseur, période, etc...). La dernière partie de ce chapitre se concentre sur l'utilisation d'un logiciel pour savoir s'il est capable d'étudier la réponse en fréquence des photodiodes UTC et donc d'optimiser la structure pour une meilleure réponse.

Les photo-mélangeurs seuls ne permettant pas de transmettre une onde dans l'air, il est nécessaire de développer des antennes. À l'heure actuelle les antennes utilisées sont des antennes planaires couplées avec une lentille en silicium. Dans le troisième chapitre de la thèse, on propose une nouvelle architecture d'antenne 3D permettant d'économiser la surface de substrat nécessaire au collage de la source sur la lentille, mais aussi d'éliminer l'alignement entre ces deux derniers éléments. L'antenne proposée est une antenne à cornet TEM fabriquée à partir d'une lentille en silicium. Tout au long du chapitre, on propose une architecture pour cette antenne appuyée par des simulations, une description des étapes de fabrication ainsi que des mesures de gain et de diagramme de rayonnement dans la bande des 300 GHz (guide d'onde WR3.4). Ce chapitre inclut également une partie de caractérisation de matériau pouvant servir de couche antireflet pour cette antenne ainsi que la mesure d'une transmission à 312.6 GHz utilisant l'antenne cornet développée lors de cette thèse comme antenne d'émission.

Le quatrième chapitre peut être traité un peu à part du reste de la thèse étant donné qu'il est l'aboutissement du travail sur un projet différent des précédents chapitres. Il traite d'un capteur opto-mécanique pour la détection d'ondes térahertz à 2.5 THz à température ambiante. Le chapitre se divise en trois axes, un premier qui permet de mettre en contexte l'étude et répertorie les deux principaux détecteurs présents pour le moment dans ce domaine. Le second axe correspond à l'étude de différentes architectures possibles pour ce capteur ainsi que les simulations électro-mécanico-thermiques associées. Finalement, le dernier axe de ce dernier chapitre présente la fabrication des composants ainsi qu'une série de mesures dont le but est de déterminer la fréquence de fonctionnement des capteurs.

Chapitre 1

Le domaine térahertz et ses applications

« *It's a trap!* »

Admiral Ackbar, *Star Wars : Return of the jedi*

Sommaire

1.1	Définition/Historique	2
1.1.1	Définition et limites	2
1.1.2	Historique	4
1.1.3	Applications et intérêts	6
1.2	Sources Terahertz	10
1.2.1	Le corps noir	10
1.2.2	Sources optiques	11
1.2.3	Sources électroniques	14
1.2.4	Sources optoélectroniques	17
1.3	Antennes	20
1.3.1	Qu'est-ce qu'une antenne?	20
1.3.2	Paramètres importants des antennes	20
1.3.3	Antenne dipôle et ses dérivées pour le térahertz	23
1.3.4	Antennes indépendantes de la fréquence	28
1.3.5	Antennes complémentaires et principe de Babinet	35
1.3.6	Antenne à cornet	37
1.3.7	D'autres antennes	41
1.4	Conclusion et objectifs de la thèse	43
1.5	Références du chapitre	44

1.1 Définition/Historique

1.1.1 Définition et limites

Le mot térahertz peut se décomposer en deux éléments : "tera", qui signifie *monstre* en grec ancien, mais correspond aussi à la puissance 12 d'une unité, et "hertz", l'unité de référence des fréquences qui doit son nom à Heinrich Rudolf Hertz. Le domaine des fréquences térahertz désigne donc un domaine de fréquences très élevées. Les limites de ce domaine sont floues et diffèrent selon les interlocuteurs. On peut cependant grossièrement le limiter entre 300 GHz et 10 THz [1] et donc le situer entre le domaine des micro-ondes et de l'infrarouge (voir figure 1.1).

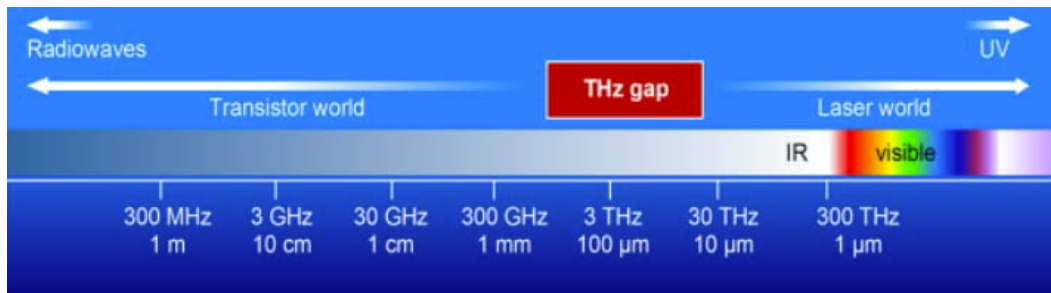


FIGURE 1.1 – Le domaine térahertz dans le spectre électromagnétique.

Les ondes térahertz sont aussi parfois appelées *rayons T* ou encore *infrarouge lointain*. En fixant le domaine térahertz entre les fréquences 300 GHz et 10 THz, on peut également le borner en longueurs d'onde dans le vide entre 1 mm et 30 μm ou encore en énergie entre 1.2 meV et 41.4 meV (voir figure 1.2 pour les différentes correspondances). Cette gamme de fréquences se caractérise donc notamment par la faible énergie de ses photons qui permet d'exciter les fréquences propres mécaniques des molécules, en particulier celles d'une multitude de gaz moléculaires.

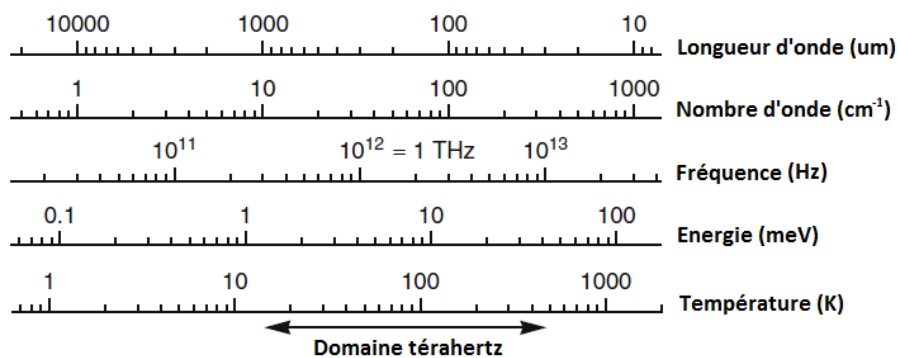


FIGURE 1.2 – Correspondances entre énergie, fréquence, longueur d'onde et température de corps noir dans le domaine térahertz [1].

La principale difficulté du domaine des fréquences térahertz est le manque de sources puissantes et accordables. Dans une moindre mesure, il manque également des détecteurs rapides et sensibles. Les grandes longueurs d'onde sont limitées par ce que peut faire l'électronique alors que les petites longueurs d'onde par l'optique. Le milieu du domaine térahertz n'est dominé par aucun des deux types de sources. On appelle ce *trou*

de sources le *gap térahertz*. Une autre difficulté est liée aux différentes raies d'absorption de la vapeur d'eau (voir 1.3). Ces pics d'absorption rendent les transmissions en espace libre difficiles à envisager à part à certaines fréquences spécifiques (comme 300 GHz). Avec l'avancée technologique, le *gap térahertz* se réduit de plus en plus, mais reste difficile à combler. Dans le but de bien comprendre l'intérêt pour ce domaine de fréquences, il convient de retracer les différentes clés technologiques qui ont permis d'ouvrir la porte à ce sujet de recherche.

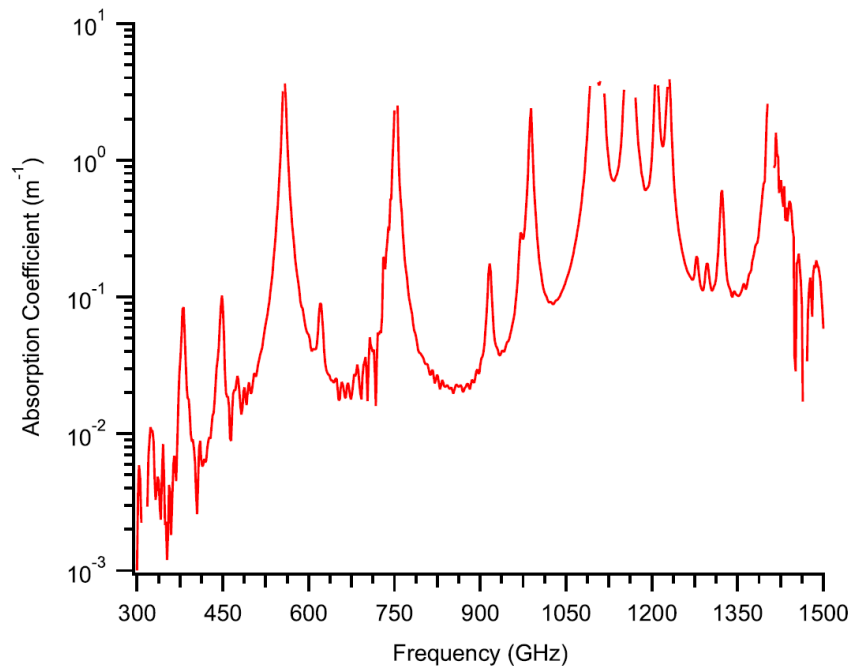


FIGURE 1.3 – Spectre d'absorption de l'eau [2] dans le domaine térahertz.

1.1.2 Historique

La recherche dans le domaine térahertz a fait un pas de géant au début des années 1990 notamment avec l'invention du laser femtoseconde [3], cependant la recherche dans ce domaine de fréquences date de plus d'un siècle. L'un de ses pionniers est Heinrich Rubens, un Allemand ayant passé près de 30 ans à étudier ce qu'on appelait à l'époque l'infrarouge lointain. Parmi ses plus de 150 contributions, il a étudié les vibrations présentes dans l'infrarouge lointain de 11 cristaux différents [4]. Une autre contribution de Rubens concerne la description du corps noir [5]. Il a pu transmettre à Planck les données qu'il a pu relever à l'aide d'un spectromètre à *rayons restants* [6]. Ces données ont permis à Planck de décrire et d'affiner sa description du corps noir autour des grandes longueurs d'onde. Une troisième contribution notable de Rubens, et qui fait écho à l'une des faiblesses du domaine térahertz pour les télécommunications, est la première mesure d'un spectre d'absorption de la vapeur d'eau (voir figure 1.4).

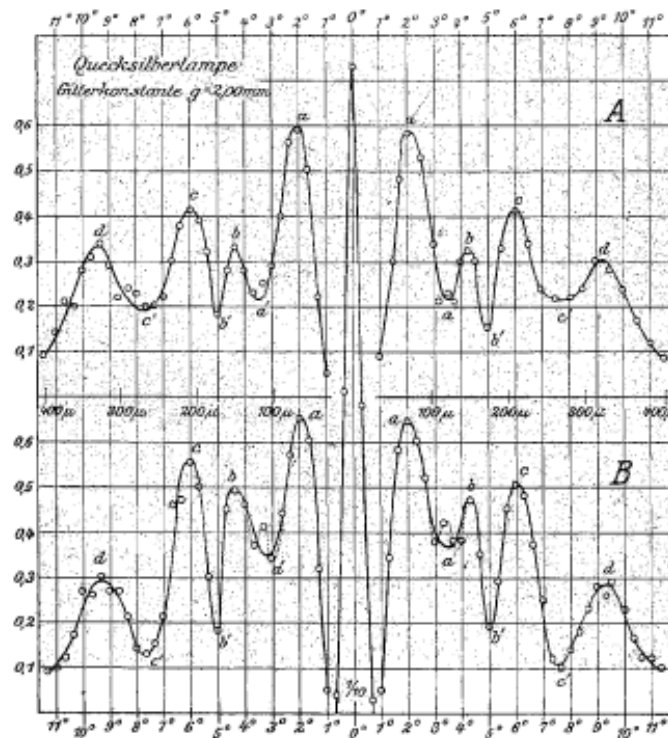


FIGURE 1.4 – Spectre d'absorption de l'eau relevé et tracé à la main par Rubens [7]. Il a notamment attribué le point a' à l'absorption de l'eau (≈ 3 THz). La résolution de la mesure ne permet pas de distinguer les différentes raies d'absorption.

À la fin du XIX^e siècle, les premières communications sans fil ont vu le jour. C'est MARCONI qui fut l'un des premiers à mettre au point un système de communication sans fil permettant de transmettre un message codé en Morse sur une distance de plus de 28 km (18 miles) [8]. Le principal problème posé à l'époque était de savoir comment envoyer une onde d'un point A à un point B sur une surface sphérique avec une onde se déplaçant en ligne droite. Le choix s'est porté sur les faibles fréquences, car elles peuvent se propager telles des plasmons à la surface de la Terre et donc suivre sa courbure. Les hautes fréquences sont quant à elles bien plus atténuées avec ce mode de propagation. Il faudra attendre la découverte de l'ionosphère et de ses propriétés réfléchissantes pour que

le développement des télécommunications en haute fréquence commence.

Malgré cette apparente impossibilité d'utiliser les hautes fréquences pour les télécommunications, BOSE a relevé des courbes courant/tension de jonctions fabriquées par ses soins et a démontré des mesures allant jusqu'à 60 GHz [9]. Il a notamment pu remarquer l'aspect non linéaire de ses détecteurs, qui se rapproche des diodes Schottky actuelles.

Les années 40 et d'après-guerre ont été prolifiques en terme de techniques et détecteurs qui sont la base des détecteurs térahertz actuels. On a, entre autres, la première cellule de Golay [10] (aussi appelée cellule pneumatique) développée en 1938. Les premiers bolomètres refroidis ont également vu le jour dans ces années-là d'abord à 4.4 K (hélium liquide) [11], température où le tantale est un supraconducteur, puis à 14.3 K (obtenue en pompant de l'hydrogène liquide) [12]. Un autre bolomètre plus facilement utilisable et pouvant faire concurrence à la cellule de Golay a également été développé quelques années plus tard [13]. L'année 1964 a vu l'apparition du premier laser à CO₂ [14] (on peut voir les raies d'absorption figure 1.5). Il est encore utilisé aujourd'hui, car il permet de générer des ondes puissantes dans le moyen infrarouge. Il n'est cependant accordable que sur les transitions du CO₂.

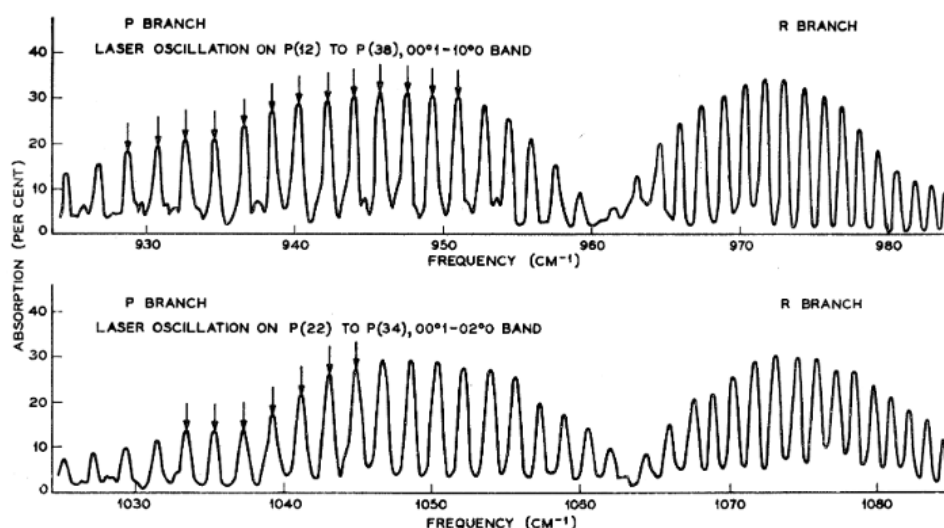


FIGURE 1.5 – Spectre d'absorption du CO₂ [14]. Les fréquences du laser sont celles indiquées par des flèches.

Au milieu des années 1960, c'est en faisant de la radioastronomie qu'a été détecté un signal qui semblait venir de toutes les directions et non d'une étoile en particulier. Ayant des doutes sur leurs mesures, ils ont notamment vérifié que ce signal ne pouvait pas venir d'excréments de pigeons déposés sur les antennes. Le signal mesuré s'est avéré être la première mesure du fond diffus cosmologique [15]. Ce fond diffus cosmologique, ou rayonnement fossile, avait été décrit une décennie et demie plus tôt par GAMOW [16], ALPHER et HERMAN [17]. Il correspond aux premières lueurs qui ont pu s'échapper de la soupe de particules environ 380 000 ans après le Big Bang. Il est aujourd'hui impossible d'observer cette lumière primordiale à l'œil nu, car son spectre s'est déplacé dans la gamme millimétrique. Ce déplacement du spectre est dû à l'expansion de l'univers qui provoque un déplacement progressif du spectre vers le rouge, appelé *red-shift* ou effet Doppler. On peut voir figure 1.6 une carte des fluctuations du fond diffus cosmologique mesurée par le satellite Planck.

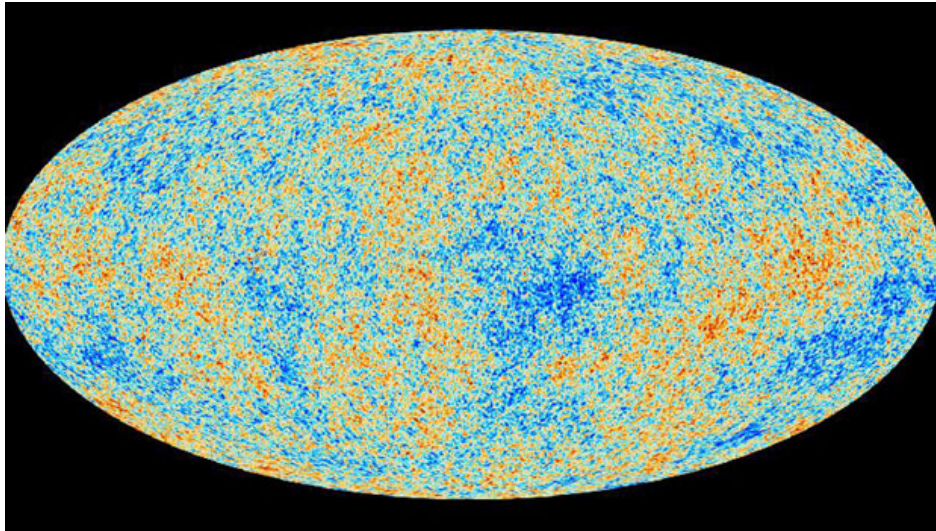


FIGURE 1.6 – Image du fond diffus cosmologique, les différences de couleurs correspondent aux fluctuations de température du fond diffus cosmologique. La forme de la carte n'est autre que la projection de la surface d'une sphère (ce qu'on observe) sur un plan.

En 1968, la première TDS est développée [18]. Il faudra attendre 24 ans et l'apparition des premiers lasers femtoseconde [3] pour que la TDS dans le domaine térahertz se développe. Les impulsions peuvent être générées à l'aide d'un laser Titane-Saphir (Ti-Sa) et sont de largeur 60 fs. La très courte durée des impulsions générées par ce laser a permis la génération d'impulsions térahertz, notamment via l'effet photo-Dember que l'on retrouve dans l'InAs et le silicium, mais aussi grâce aux antennes photo-conductives. L'un des problèmes du domaine térahertz est la faible énergie des photons et le fait qu'il n'est pas possible de fabriquer des lasers classiques (inter bandes) à base de semi-conducteur. L'équipe de CAPASSO a réussi à contourner le problème, en faisant de l'ingénierie de bandes et en développant le premier QCL [19] pour l'émission dans l'infrarouge. Quelques années plus tard, et dans le but d'augmenter la fréquence de fonctionnement des photodiodes PIN, ISHIBASHI et al. ont développé la photodiode à transport unipolaire qui permet de s'affranchir du transport des charges lentes de la structure [20, 21].

Aujourd'hui le térahertz est un domaine de recherche à part entière dans lequel se dégagent différents domaines et différentes approches. Depuis le début des années 90, le nombre d'articles scientifiques ayant comme mot-clé le mot térahertz a grandi exponentiellement [22] (voir figure 1.7).

1.1.3 Applications et intérêts

Le domaine térahertz est maintenant un sujet de recherche très actif, car très prometteur dans des domaines variés allant de la biologie, à la sécurité en passant par les télécommunications, la biologie ou encore l'astronomie. Ce large panel d'applications vient de l'interaction de la matière avec les ondes électromagnétiques dans cette gamme de fréquences. En effet, les énergies mises en jeu sont de l'ordre des énergies de rotations et de vibrations des molécules, ce qui rend l'identification de matériaux et des molécules possible. En astronomie, par exemple, il est possible d'identifier les composés des nuages

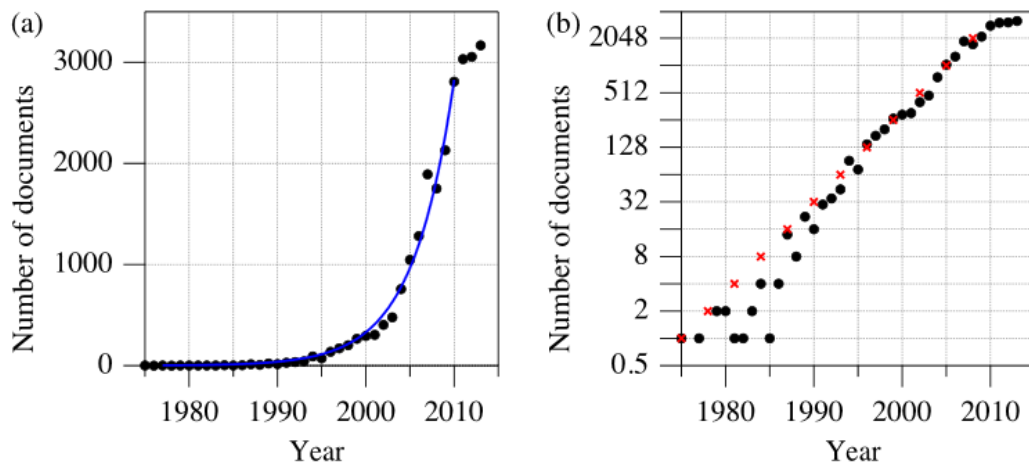


FIGURE 1.7 – Évolution du nombre d’articles ayant pour mot-clé térahertz au cours des décennies précédentes [22].

cosmiques, de retracer leur histoire (voir figure 1.8) et de connaître leur durée de vie restante [23]. Plusieurs satellites (Planck, Herschel, Alma, ...) ont été envoyés depuis quelques dizaines d’années avec à leur bord des équipements permettant de détecter les signatures térahertz et submillimétrique des objets célestes.

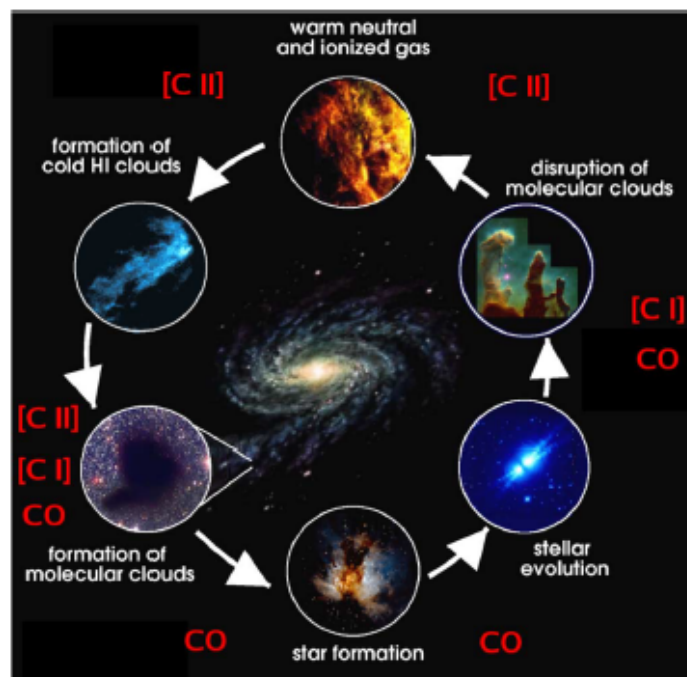


FIGURE 1.8 – Étapes de la vie d’un nuage cosmique [23].

Connaître les propriétés des matériaux est aussi très utile dans l’industrie, car il devient alors possible de faire du contrôle de qualité non destructif. Un exemple parmi d’autres est la mesure du temps de séchage et de l’épaisseur d’une peinture sur une carrosserie de voiture en temps réel. En étudiant l’onde réfléchie sur la carrosserie (fréquences d’absorption et amplitudes), il est possible de savoir si la peinture est sèche et de connaître son épaisseur [24]. Le contrôle qualité peut également se faire a posteriori. Suite

à l'accident de la navette Columbia en 2003, il a été montré que des bulles dans la mousse servant dans la fabrication de la carlingue de la navette pourraient être responsable du détachement d'une partie de la mousse et donc de l'accident. Cette démonstration a été faite en utilisant un oscillateur à diode Gunn à 200 GHz.

Le térahertz trouve aussi des applications dans la défense. Il est en effet possible de détecter des armes à feu ou des armes blanches à travers les vêtements [25, 26, 27] (exemple avec une lame de rasoir figure 1.9). Il est également possible de repérer les signatures de produits de contrebande [27].

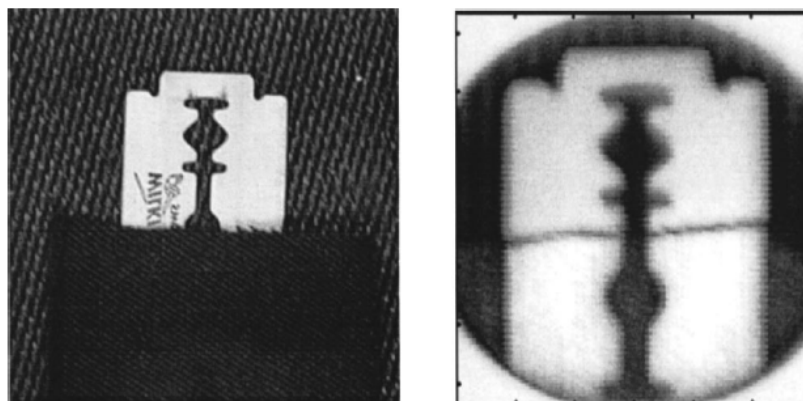


FIGURE 1.9 – Image d'une lame de rasoir à travers un vêtement [25]. La lame est cachée dans le spectre visible, mais visible dans le domaine térahertz (à droite). L'image térahertz est tracée à partir de l'amplitude de l'impulsion réfléchie.

Une autre application ambitieuse concerne les télécommunications, on retrouve maintenant de plus en plus de systèmes novateurs ayant pour objectif de monter en fréquence et devenir les futurs moyens de communication [28, 29]. L'infrarouge lointain présente l'intérêt d'avoir encore des bandes spectrales libres. Augmenter la fréquence porteuse des signaux de télécommunication permet d'augmenter le débit des données. La télévision en vrai direct et en très haute définition devient donc possible. De plus, bien que la vapeur d'eau absorbe beaucoup les fréquences térahertz, plusieurs fenêtres de transmission existent autour de 300 GHz et de 400 GHz par exemple (voir figure 1.3). Plusieurs systèmes ont d'ailleurs déjà démontré leur efficacité. On peut voir figure 1.10 deux exemples de systèmes permettant des débits ultrarapides, en espace libre, sur plusieurs dizaines de mètres.

En 2017, lors des neuvièmes journées térahertz à Dunkerque, une démonstration d'une communication très haut débit à 300 GHz a été réalisée [30]. La démonstration consistait à filmer en direct et en haute définition les démonstrateurs et retransmettre (avec un délai presque imperceptible) les images sur un téléviseur placé à 800 m. Au moment de la réalisation de l'expérience, elle détenait le record du monde de la communication la plus longue à cette fréquence et en temps réel.



FIGURE 1.10 – a. Transmission multi niveaux à 32 Gb/s sur 25 m avec une modulation 16-QAM délivrée par un réseau de fibres optiques. b. Transmission en temps réel à 50 Gb/s sur 100 m avec une modulation OOK [29].

1.2 Sources Terahertz

Les sources térahertz se décomposent en trois types : les sources optiques, les sources électroniques et une approche mixte des deux à savoir les sources optoélectroniques. Les sources optiques qui sont décrites incluent l'émission du corps noir, les effets non linéaires dans les cristaux et les différents types de lasers. Les sources électroniques décrites comportent les composants électroniques à l'état solide ainsi que les chaînes de multiplication. Finalement, les sources optoélectroniques décrites comprennent les sources liées au photo-mélange ainsi que les photoconducteurs. La liste des sources décrite par la suite est non exhaustive.

1.2.1 Le corps noir

Le corps noir est la source électromagnétique la plus basique et la plus naturelle. Elle correspond à l'émission électromagnétique due à la température non nulle d'un corps absorbant parfait. Cette émission est décrite par la loi de Planck [5] qui donne la puissance surfacique B_λ , par unité d'angle solide et par unité de longueur d'onde, émise par un corps à une température donnée (voir l'équation (1.1)).

$$B_\lambda(\lambda, T) = \frac{2hc^3}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hv/kT} - 1} \quad (1.1)$$

où B_λ est en $\text{Wm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{m}^{-1}$ h est la constante de Planck, k la constante de Boltzmann, c la vitesse de la lumière dans le vide, λ la longueur d'onde émise par le corps noir et T la température de celui-ci en kelvin.

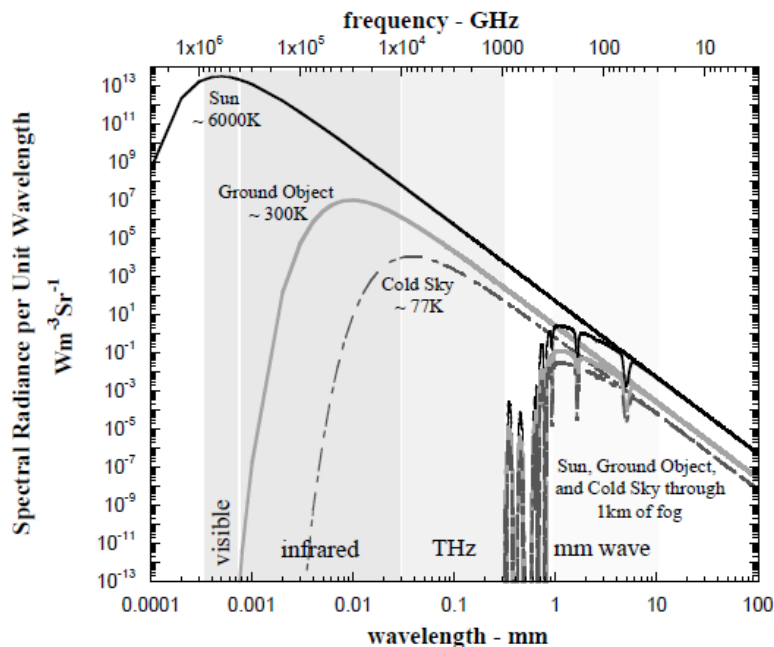


FIGURE 1.11 – Spectre du corps noir par ciel clair ou à travers 1 km de brouillard [31].

Il est possible de tracer la dépendance fréquentielle de la puissance émise par un corps, supposé proche d'un corps noir, pour différentes températures. Par exemple, à

300 K, le maximum d'émission correspond à une longueur d'onde de $8\ \mu\text{m}$ et vaut environ $10 \times 10^7\ \text{Wm}^{-2}\ \text{sr}^{-1}\ \text{m}^{-1}$. La formule (1.1) montre que les corps peuvent émettre des ondes térahertz (voir figure 1.11). Les propriétés des corps noirs sont surtout utilisées en astronomie, car il est commun de considérer les objets célestes comme des corps noirs bien que cette approximation ne soit pas toujours adéquate. Elle permet cependant de mieux connaître les différents astres observés. A contrario, la radiation fossile, encore appelée fond diffus cosmologique, est une bonne approximation du corps noir à environ 3 K. De façon pratique, l'émission d'un corps noir est très proche de l'émission d'un petit trou percé dans une boîte opaque dont les parois intérieures seraient réfléchissantes. Un four est donc une bonne approximation d'un corps noir.

1.2.2 Sources optiques

a) Les lasers à gaz térahertz

Les lasers à gaz, contrairement aux lasers à semi-conducteurs qui utilisent un semi-conducteur comme milieu amplificateur, utilisent des gaz moléculaires. Ces lasers sont pompés soit électriquement avec une décharge soit optiquement. Afin d'émettre dans le domaine térahertz, les transitions des molécules doivent correspondre à des transitions de rotations ou de vibrations. Les premiers lasers à gaz dans le térahertz datent de l'année 1964 avec le développement du laser à CO_2 [14] et du laser à vapeur d'eau [32]. À cette époque, une puissance de 10 W a été atteinte pour une longueur d'onde de $23\ \mu\text{m}$ (soit 13 THz) en régime impulsif. Différents gaz peuvent être utilisés pour émettre des rayons T, quelques raies lasers sont décrites dans le tableau 1.1.

Gaz	ν (THz)	λ (μm)	Régime	Puissance	Ref.	Année	Pompage
H_2O	13 THz	$23\ \mu\text{m}$	Pulsé	10 W	[32]	1964	Décharge
H_2O	2.53 THz	$118.6\ \mu\text{m}$	Continu	50 mW	[33]	1982	Décharge
CO_2	28.2 THz	$10.63\ \mu\text{m}$	Continu	1 mW	[14]	1964	Décharge
HCOOH	0.694 THz	$432.5\ \mu\text{m}$	Continu	20 mW	[34]	1977	Optique
CH_3F	0.245 THz	$1222\ \mu\text{m}$	Continu	10 mW	[34]	1977	Optique
CH_3F	0.245 THz	$1222\ \mu\text{m}$	Pulsé	10 kW	[35]	1978	Optique
HCN	0.89 THz	$337\ \mu\text{m}$	Continu	20 mW	[36]	1976	Décharge
D_2O	4.55 THz	$66\ \mu\text{m}$	Pulsé	1 MW	[35]	1978	Optique

TABLE 1.1 – Quelques gaz ayant été utilisés dans des lasers à gaz moléculaires.

Comme on peut le voir dans le tableau 1.1, les lasers à gaz sont des sources puissantes, mais qui ne peuvent s'accorder qu'en suivant les raies du gaz utilisé. Ils sont donc difficilement utilisables pour des applications de télécommunication ou de spectroscopie. Ces lasers sont également imposants et nécessitent un pompage optique ou électrique très puissant. Leur utilisation est donc limitée aux laboratoires de recherche. Récemment, un nouveau laser térahertz pompé par un QCL a été développé et étudié [37]. Ce laser utilise du NH_3 et permet d'émettre une puissance de 0.67 mW, limitée par la puissance de

pompage, à 1.073 THz. Ce laser présente l'avantage d'être compact et d'avoir des raies d'émission qui ne sont pas accessibles à un laser à CO_2 .

b) Le QCL

La fréquence d'émission des lasers classiques (à gaz ou à semi-conducteurs) dépend des niveaux d'énergie excités et non excités des électrons, ces niveaux d'énergies étant fixés par la nature des éléments qui composent le milieu actif. La nouveauté du QCL vient du fait que les énergies des niveaux excités et non excités dépendent de l'épaisseur des couches des matériaux du laser. Ces différentes couches permettent de créer des puits quantiques dont les niveaux d'énergie peuvent être choisis. Cette idée se base sur les travaux préalables de KAZARINOV et SURIS [38]. En choisissant correctement les épaisseurs des différentes couches, il est possible de choisir la longueur d'onde d'émission du QCL. On peut voir figure 1.12 l'allure de la bande de conduction d'un QCL. Sous l'effet de la polarisation, la bande de conduction du laser se penche en engendrant le déplacement d'électrons d'une électrode à l'autre. L'électron, une fois arrivé à la fin de la zone d'injection, entre dans la zone active à l'état 3. L'inversion de population se fait entre l'état 3 à l'état 2 en émettant un photon par émission stimulée. La transition entre l'état 2 et l'état 1 se fait ensuite en émettant un phonon. Pour finir, l'électron passe dans la prochaine zone d'injection et recommence le processus jusqu'à être collecté.

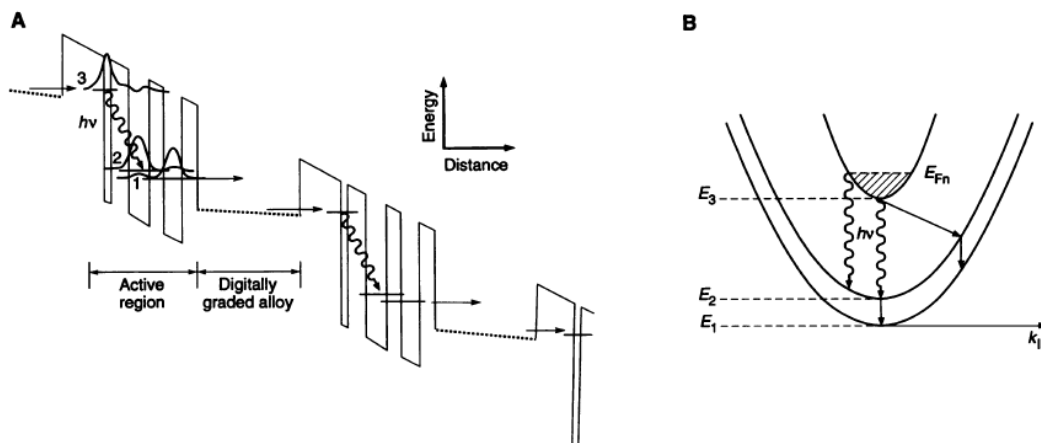


FIGURE 1.12 – a. Allure de la bande de conduction d'un QCL [19]. Elle se compose de deux parties principales : un injecteur permettant de faire circuler les électrons vers les états voulus et une zone active permettant l'émission des photons. b. Représentation schématique des trois états importants d'un électron dans un QCL.

En 1994, FAIST et al. ont développé le premier QCL pouvant émettre une puissance de 8 mW à $4.2\ \mu\text{m}$ [19]. Le premier QCL à avoir fonctionné dans le domaine térahertz a été fabriqué par KÖHLER et al., il fonctionne à 4.4 THz et atteint une puissance de 2 mW mais nécessite un refroidissement à 50 K [39]. En effet, les énergies mises en jeu dans le térahertz imposent un refroidissement des QCL pour maintenir l'inversion de population. On peut voir sur la figure 1.13 la température maximale d'opération de différents lasers à cascade quantique [40] ainsi que les dates de publication des articles correspondant à ces lasers. En 2006, WILLIAMS et al. [41] ont développé un QCL fonctionnant à 4.4 THz et à 10 K pouvant délivrer une puissance continue de 138 mW et une puissance impulsionnelle de

248 mW. Un QCL a également été développé avec une fréquence de 0.95 THz tout en étant refroidi à 57 K. Cette performance a pu être atteinte en utilisant un champ magnétique de 12 T. En 2011, un QCL a été développé pour fonctionner à température ambiante en faisant de la génération par différence de fréquence intra cavité [42]. Ce QCL à température ambiante utilise deux QCL fonctionnant dans l'infrarouge. La différence de fréquence est générée par la non-linéarité du matériau (voir partie c)). Le résultat est un QCL pouvant délivrer une puissance de $8.5 \mu\text{W}$ à 4 THz. Le principal problème de cette technique est la très faible efficacité de conversion à savoir $10 \mu\text{W}\text{W}^{-2}$. Pour tenter de pallier ce problème, un QCL a récemment été développé et permet d'émettre à une fréquence de 3.92 THz tout en étant refroidi thermo électriquement à 210 K [43].

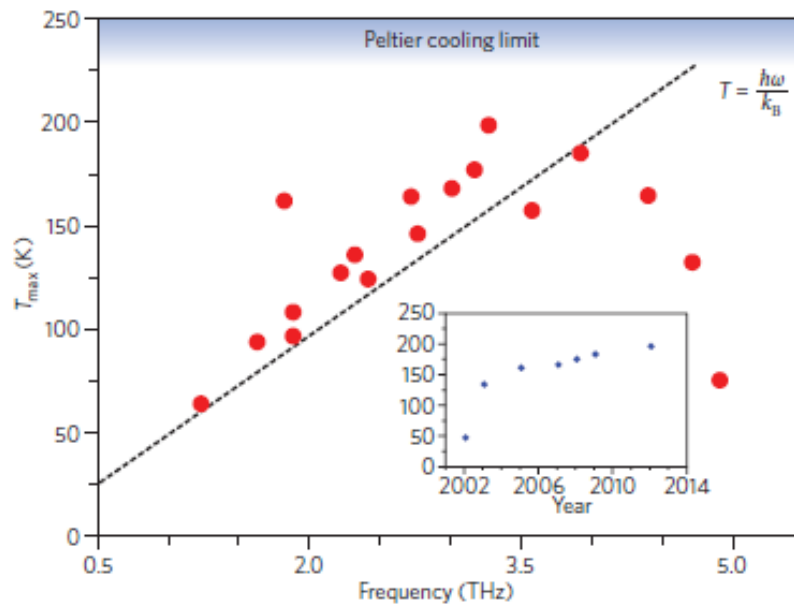


FIGURE 1.13 – Température maximale de fonctionnement de différents QCL ainsi que les dates de publication des articles associés [40].

Un deuxième problème des QCL est l'accordabilité. Comme rappelé ci-dessus, la longueur d'onde d'émission du laser dépend de la largeur des puits quantiques choisis ce qui rend le changement de fréquence à priori difficile. Il convient cependant de nuancer cette affirmation. Il est possible de changer légèrement la fréquence de fonctionnement d'un QCL en changeant sa température de fonctionnement ou en faisant une zone de gain avec un gradient d'épaisseur et en jouant sur la cavité (laser à cavité étendue). Malgré ces inconvénients, le QCL reste une source térahertz fiable, compacte (outre la partie refroidissement) et dont on peut choisir la longueur d'onde d'émission avant sa fabrication.

c) Génération par phénomènes non linéaires

Une autre méthode de génération d'ondes térahertz consiste à utiliser des phénomènes non linéaires dans les cristaux. Ce phénomène peut se comprendre en oubliant l'une des premières approximations faites lorsqu'on fait l'étude électromagnétique d'un système : la linéarité du matériau. La relation est en fait tensorielle et plus compliquée [44] :

$$P(t) = \epsilon_0 \sum_{i=1}^{\infty} \chi^{(i)} (E(t))^i \quad (1.2)$$

La relation (1.2) montre que dans le cas d'un matériau soumis à un champ électrique important et ayant un $\chi^{(2)}$ suffisamment important, il est par exemple possible de générer une onde au second harmonique. La génération à partir de cristaux nécessite de prendre quelques précautions dans le choix du cristal. La première consiste à s'assurer que le cristal est transparent pour les longueurs d'onde utilisées (en entrée et en sortie). Il faut également s'assurer que le matériau peut supporter des champs électriques importants lorsque l'on souhaite travailler en régime impulsionnel. La dernière précaution concerne la dispersion du matériau, il faut un système assurant l'accord de phase. La première démonstration de génération au second harmonique à l'aide d'un cristal a été faite à l'aide d'un cristal de quartz [45] en créant une onde à 347.2 nm à partir d'un laser à rubis (longueur d'onde égale à 694.3 nm).

Plus récemment, différents cristaux ont été utilisés pour générer des ondes pulsées ou continues comme du lithium niobate LiNbO_3 ou du GaP. En 2013, une onde à 1.9 THz ayant une puissance de 100 μW avec un cristal de LiNbO_3 périodiquement incliné (permettant ainsi de limiter la dispersion du matériau [46]).

Une autre façon de générer des signaux en utilisant des cristaux non linéaires est la **génération par différence de fréquence** ou *Difference Frequency Generation (DFG)*, il est en effet possible de générer une onde de fréquence ν_3 en éclairant un cristal avec deux ondes de fréquences ν_1 et ν_2 telles que $\nu_3 = |\nu_1 - \nu_2|$ [47, 48].

Il est également possible de générer des impulsions térahertz en faisant de la rectification optique, qui n'est qu'une généralisation du cas précédent. Pour ce faire, il suffit d'éclairer un cristal ayant un $\chi^{(2)}$ non négligeable (de l'ordre de $5 \times 10^{-12} \text{ mV}^{-1}$ [49]) avec une impulsion optique courte, générée par un laser Ti :Sapphire par exemple. L'ensemble des fréquences présentes dans l'impulsion optique va se mélanger dans le cristal et émettre une impulsion térahertz. Une méthode permettant de s'assurer que l'onde térahertz générée n'est pas affectée par la dispersion du matériau a été montrée sur un cristal de GaP en faisant en sorte que le front d'onde et le front de phase soient inclinés l'un avec l'autre [50]. Il est également possible d'agir sur la forme du faisceau incident en ajoutant un masque sur le cristal pour changer la fréquence d'émission du cristal [51]. Cette méthode a permis d'atteindre une puissance moyenne de l'ordre de 6.5 μW dans un cristal de LiNbO_3 . D'autres types de cristaux plus exotiques comme les cristaux organiques peuvent être utilisés. L'avantage de ce type de cristaux est leur non-linéarité importante. En revanche, ils ne sont en général pas utilisés avec une impulsion classique comme celle d'un laser Ti :saphir, ils peuvent être éclairés par des impulsions centrées entre 1200 et 1500 nm. En 2011, HAURI et al. ont utilisé un cristal de sel organique 4-N,N-diméthylamino-4'-N'-methyl stilbazolium tosylate (ou DAST) pour générer des impulsions couvrant la bande 0.5-5 THz.

Les sources d'impulsions térahertz par rectification optique sont notamment utilisées comme sources ou détecteurs dans les systèmes d'échantillonnage en temps équivalent comme la TDS.

1.2.3 Sources électroniques

a) Effet Smith-Purcell et carcinotrons

L'effet Smith-Purcell décrit l'émission d'une onde lorsqu'un faisceau d'électrons se propage dans un champ électrique périodique. Un effet similaire se retrouve lorsque le faisceau d'électrons rase un réseau de diffraction métallique. Cet effet a été mis en évi-

dence pour la première fois en 1953 [53] dans le domaine visible. La longueur d'onde λ_{SP} émise dépend de la vitesse v des électrons, de la période du réseau g , de l'ordre spectral n choisi et de l'angle d'émission θ en rapport à la normale du réseau :

$$\lambda_{SP} = \frac{g}{n} \left(\frac{c}{v} - \sin(\theta) \right) \quad (1.3)$$

Le carcinotron est l'une des sources térahertz se basant sur l'effet Smith-Purcell. Le faisceau d'électrons est émis depuis sa cathode chaude, est ensuite accéléré et se déplace vers l'anode. Les électrons sont ensuite collimatés par un champ magnétique uniforme et rasant une structure de diffraction périodique pour produire l'onde recherchée. Le choix des dimensions de la structure est fait de sorte que l'onde créée se déplace en sens opposés au faisceau d'électrons, d'où le nom anglais *Backward Wave Oscillators* (voir figure 1.14). Le brevet du *Backward Wave Oscillators* date de 1961 [54], cependant, une structure similaire française avait été développée une décennie avant par des Français [55] qui avaient été appelée carcinotron.

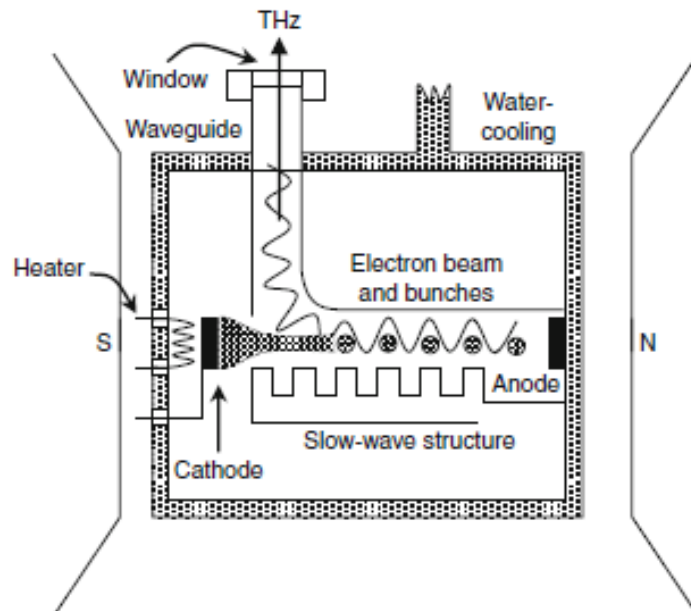


FIGURE 1.14 – Structure de base d'un carcinotron selon [1].

Le carcinotron peut générer des puissances de plusieurs centaines de mW pour des fréquences inférieures à 200 GHz. La montée en fréquence peut se faire avec des chaînes de multiplication (voir la partie c)). L'utilisation d'électro-aimants externes permet également l'augmentation en fréquence, mais rend le système moins compact. En 2007, une combinaison des deux types de montées en fréquence a été développée permettant d'atteindre une puissance de 2.5 μ W à 1.9 THz [56]. Il existe d'autres sources se basant sur le déplacement libre d'électrons et l'effet Smith-Purcell comme les synchrotrons, les klystrons, les lasers à électrons libres, etc.

b) Diodes et transistors

Les sources térahertz électroniques sont nombreuses et similaires aux oscillateurs électroniques classiques. Les oscillateurs électroniques sont des circuits fonctionnant

grâce à une instabilité. Cette instabilité peut se faire de différentes façons. Il est par exemple possible d'utiliser une diode particulière permettant de simuler une résistance négative. De cette façon, le circuit contenant la diode peut devenir un circuit LC *parfait* (sans pertes) et donc un oscillateur. Les diodes Gunn ont ce qu'on appelle une résistance différentielle négative (la courbe I de V présente une pente négative sur une partie de la courbe). Contrairement à une diode classique, celle-ci n'est dopée que de type N. Elle se divise en trois parties, les deux parties externes de la diode sont fortement dopées et la partie centrale l'est faiblement. Lorsque la diode est polarisée, les électrons se propagent normalement. Avec l'augmentation de la polarisation, les électrons montent en énergie et passent dans des bandes latérales. Dans ces bandes, la masse effective des électrons est plus élevée que dans la bande centrale ce qui a pour effet de diminuer le courant passant dans la diode. Ainsi, pour des tensions suffisamment importantes, on observe une résistance différentielle négative. Seuls certains matériaux comme le GaAs [57] ou l'InP [58] ont les caractéristiques nécessaires permettant l'apparition de cet effet *Gunn*. D'autres structures imitant l'effet Gunn permettent également de générer des ondes térahertz [59]. Elles permettent de générer des ondes d'une puissance de l'ordre du mW à 300 GHz. D'autres diodes permettent de générer des ondes sub-térahertz comme la diode *IMPATT* ou *IMPACT Avalanche Transit Time* (IMPATT). Elle repose sur les phénomènes d'avalanches provoqués dans une jonction PN lorsqu'elle est fortement polarisée en inverse. Ces diodes permettent d'atteindre des fréquences allant de quelques centaines de gigahertz [60] à plus d'un térahertz [61]. La diode *RTD* ou *Resonant Tunneling Diode* (RTD) est également diode à résistance négative candidate pour la génération d'ondes térahertz [62].

D'autres systèmes permettant de fabriquer des oscillateurs sont des circuits à base de transistors. Depuis leur invention par les laboratoires Bell dans les années 1940, les fréquences de transitions des transistors n'a eu de cesse d'augmenter. Actuellement, les transistors *HBT* ou *Heterojunction Bipolar Transistor* (HBT) ont une fréquence maximale supérieure à 1.1 THz [63]. Les transistors ayant la plus haute fréquence maximale sont les transistors *HEMT* ou *High Electron Mobility Transistor* (HEMT) qui culminent à plus de 1.5 THz [64]. Ces fréquences maximales d'oscillation définissent les fréquences maximales auxquelles ces transistors, associés à un circuit amplificateur, pourraient fonctionner dans un oscillateur. En 2007, un oscillateur générant un signal à 311 GHz a été développé avec un transistor *HBT* [65]. La même année, un autre oscillateur basé sur un transistor *HEMT* pouvant générer un signal à 346 GHz [66]. Aujourd'hui, l'oscillateur générant la fréquence la plus élevée permet d'atteindre plus de 1 THz [64] et utilise le transistor *HEMT* présenté ci-dessus.

Il a été également montré théoriquement que les transistors à effet de champ pourraient produire des ondes térahertz en utilisant un autre phénomène [67]. En supposant que les électrons d'un transistor à effet de champ se comportent comme un fluide (eau peu profonde), la réflexion sur les conditions aux limites du transistor induisent une amplification d'ondes plasma rendant instable le flux d'électrons. Cette instabilité peut créer des ondes térahertz. Beaucoup de tentatives ont été faites pour mesurer cet effet [68, 69, 70] sur différentes structures de transistors à effet de champ. FATIMY et al. [70] ont, par exemple, mesuré des pics d'émission à 0.75 et 2.1 THz dans un transistor *HEMT* en Al-GaN/GaN et ont interprété ces pics d'émission comme résultants de la théorie de DYAKONOV et SHUR [67]. Au moment d'écriture de cette thèse, des recherches sont toujours en cours pour montrer l'existence de ce phénomène.

Le principal problème des sources électroniques se basant sur des diodes ou des tran-

sistors est que la montée en fréquence s'accompagne d'une forte perte de puissance. Des solutions existent utilisant les sources électroniques comme première étape pour la montée en fréquence : les chaînes de multiplication.

c) Les chaînes de multiplication

Une méthode pour la montée en fréquence des sources électroniques est la chaîne de multiplication de fréquences. Elle se compose d'un synthétiseur de fréquences puis d'une chaîne de multiplication en plusieurs étapes. Généralement, la fréquence générée par le synthétiseur est multipliée par 2 ou 3 par génération d'harmoniques, le signal est ensuite amplifié dans un amplificateur à transistors. S'en suit une cascade de multiplications par 2 ou 3 jusqu'à atteindre la fréquence désirée. Le synthétiseur de fréquences peut être l'une des sources citées dans la partie précédente, une diode IMPATT, une diode Gunn ou encore un carcinotron. L'avantage des multiplieurs de fréquences est la puissance relativement élevée qu'il est possible d'atteindre, quelle que soit la fréquence de sortie. Il est par exemple possible d'atteindre une onde dont la fréquence est entre 1.7 THz et 1.9 THz à partir d'un synthétiseur commercial délivrant une puissance de 100 mW et une chaîne de multiplication à base de diodes Schottky [71]. Cette chaîne a permis d'atteindre une puissance de 3 μ W à 1.74 THz. Les chaînes de multiplication ont également pu atteindre une puissance de 1 mW dans la bande 840-900 GHz et même 2 mW à 882 GHz [72]. Pour leur taille, les chaînes de multiplication sont des sources très puissantes par rapport aux autres sources électroniques et optoélectroniques disponibles. Cependant, elles ne sont accordables que dans la limite de l'amplificateur, des adaptations d'impédances et des guides utilisés. Un autre inconvénient est qu'elles doivent être refroidies pour fournir leur maximum de puissance.

1.2.4 Sources optoélectroniques

a) Photoconducteurs pour la génération d'impulsions

Il est possible de générer des impulsions térahertz à partir de semi-conducteurs et de lasers. En éclairant un semi-conducteur avec une impulsion optique, un courant transitoire se crée dans le semi-conducteur et génère une impulsion térahertz ou sub-térahertz [73]. Les fréquences de l'impulsion térahertz dépendent notamment du temps de vie des porteurs photo-générés dans le semi-conducteur. Plusieurs matériaux peuvent être utilisés pour cette application comme du graphène, de l'InGaAs ou encore du GaAs épitaxié à basse température. En 2004, un photoconducteur développé à partir de ce dernier matériau a été développé et a permis d'avoir des spectres couvrant la bande 0.3-7.5 THz [74]. Plusieurs études ont été réalisées dans le but d'étudier les différents paramètres des structures des photoconducteurs. Il a par exemple été montré que le dopage au beryllium d'une structure multicouche d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ et d' $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ épitaxiée à basse température a une influence sur la dynamique du détecteur fabriqué à partir de ce photoconducteur [75]. Les photoconducteurs peuvent également être améliorés en intégrant une grille de conducteurs au niveau des électrodes pour diminuer la réflexion existante entre le milieu propageant l'impulsion optique et le semi-conducteur comme on peut le voir figure 1.15 [76].

Les photoconducteurs sont généralement intégrés à des antennes pour permettre l'émission dans l'air de l'impulsion térahertz. Ils sont notamment utilisés comme source

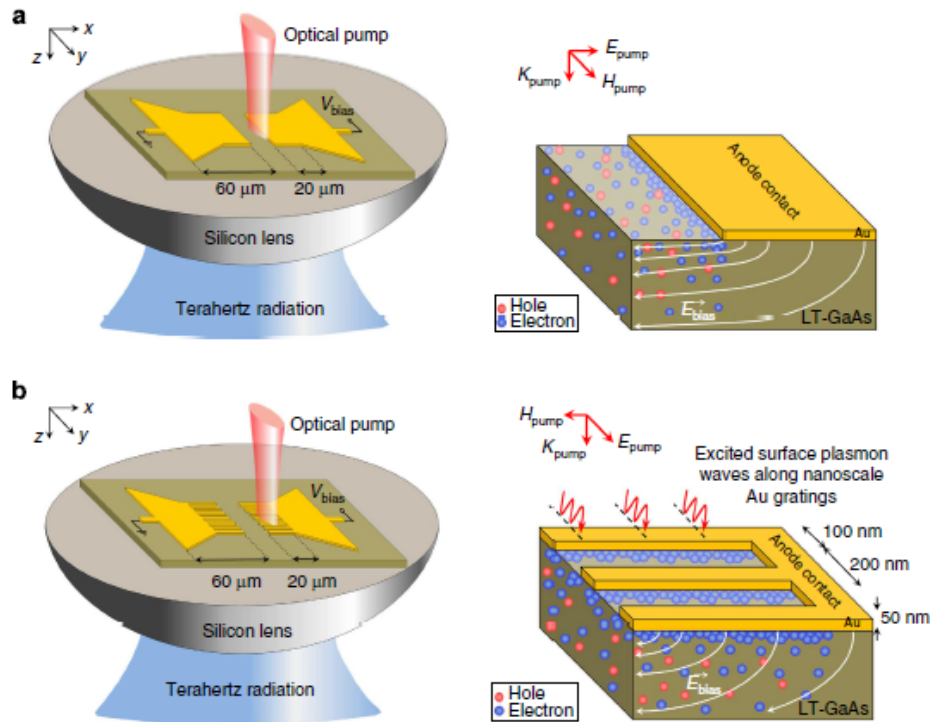


FIGURE 1.15 – a. Allure d'un photoconductor classique sur substrat de GaAs épitaxié à basse température couplé avec une antenne bow-tie et une lentille en silicium. b. Photoconductor avec une grille nanométrique permettant d'augmenter l'absorption dans le semi-conducteur [76].

et détecteur dans les systèmes de TDS sous la forme d'antennes photoconductives.

b) Le photo-mélange

Le photo-mélange consiste à générer des paires électron/trou dans un semi-conducteur en l'éclairant avec un laser de fréquence f_1 dont l'énergie est plus élevée que celle du gap du semi-conducteur. Il faut ensuite moduler cette génération avec un second laser de fréquence f_2 très proche de celle du précédent laser et avec une polarisation identique. Le semi-conducteur est ensuite placé entre deux électrodes afin de faire circuler ce courant modulé dans une antenne pour permettre le rayonnement puis la propagation en espace libre. Le courant résultant de la génération modulée de porteurs possède une composante continue et une composante à la fréquence de battement f_B des deux lasers : $f_B = |f_1 - f_2|$. L'avantage de cette méthode est que la source est facilement accordable, il suffit de changer la fréquence de l'un des lasers. Ces sources sont également très compactes. Les photo-mélangeurs sont cependant limités de par leur structure même (les limitations intrinsèques des photo-mélangeurs sont examinées dans la partie 2.1.1). Une des premières structures utilisée pour ce type de source térahertz est la photodiode PIN qui n'est autre qu'une jonction PN à laquelle on ajoute une couche non dopée de matériau pour agrandir la zone déplétée. C'est dans cette zone non dopée que les charges sont créées. Plusieurs matériaux peuvent être utilisés pour ce composant comme l'InGaAs ou encore le germanium [77]. Les photodiodes PIN sont en partie limitées par la vitesse des trous dans la zone intrinsèque. Pour régler ce problème, une nouvelle structure a été déve-

loppée en 1997 appelée **photodiode UTC** [20]. On peut voir figure 1.16 la différence entre le diagramme de bande d'une photodiode PIN classique et celui d'une **photodiode UTC**.

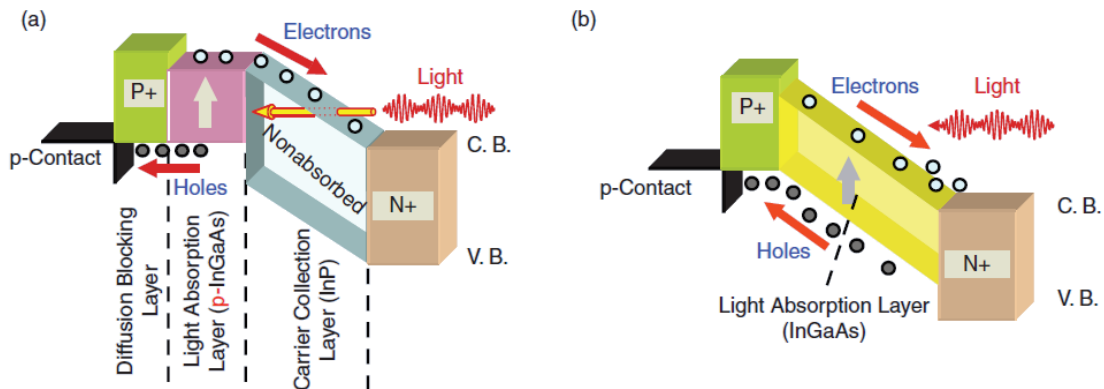


FIGURE 1.16 – a. Diagramme de bandes [78] d'une **photodiode UTC**, les électrons se déplacent par dérive dans la zone de collection et les trous par diffusion ce qui permet de ne prendre en compte que le déplacement des électrons. b. Diagramme de bandes [78] d'une photodiode PIN. Les électrons et les trous se déplacent par dérive, il faut donc prendre en compte la vitesse de ces deux types de charges.

La **photodiode UTC** est donc plus intéressante pour la montée en fréquence comme l'ont montré SHI et al. [79] en fabriquant une photodiode pouvant délivrer une puissance de -1.8 dBm à 325 GHz sur une charge de 50Ω . Un autre avantage de la **photodiode UTC** est qu'elle peut accepter beaucoup de puissance optique sans saturer. Pour ce faire sa structure doit être adaptée (allongement de la zone de collection par exemple). On appelle ce type de photodiode des **photodiodes UTC** modifiées. Certaines ont pu montrer un point d'interception d'ordre 3 en sortie de 47.5 dBm à 20 GHz [80]. Les deux types de photodiodes décrites ci-dessus sont traités plus en détail dans les parties 2.2 et 2.3.

Les photoconducteurs de la partie a) peuvent également servir pour de la génération d'ondes continues. Par exemple, des photoconducteurs en GaAs épitaxiés à basse température ont été améliorés pour permettre de fournir une puissance de 1.2 mW à 50 GHz et 0.35 mW à 305 GHz ce qui était 100 fois supérieur à la littérature en 2011 [81]. Cette performance a été réalisée en plaçant le GaAs dans une cavité Fabry-Pérot formée par les électrodes du photoconducteur. L'électrode supérieure étant semi-transparente sous la forme d'une fine couche d'or (mesures réalisées à 800 nm) ou d'une grille nanométrique (mesures réalisées à $1.5 \mu\text{m}$). Les ordres de diffraction de cette structure en grille ont permis d'atteindre presque 100 % d'absorption dans le semi-conducteur [81].

1.3 Antennes

1.3.1 Qu'est-ce qu'une antenne?

L'antenne est la partie d'une chaîne de transmission permettant soit de recevoir un signal électromagnétique soit d'en émettre un. Dans la majorité des cas, une antenne est un composant métal-diélectrique, elle est l'interface entre la propagation guidée et la propagation en espace libre (voir figure 1.17 un exemple d'une chaîne d'émission et de réception). Une autre façon de présenter les choses est qu'elle permet de faire l'adaptation d'impédance entre l'onde guidée et le mode de propagation souhaité en espace libre.

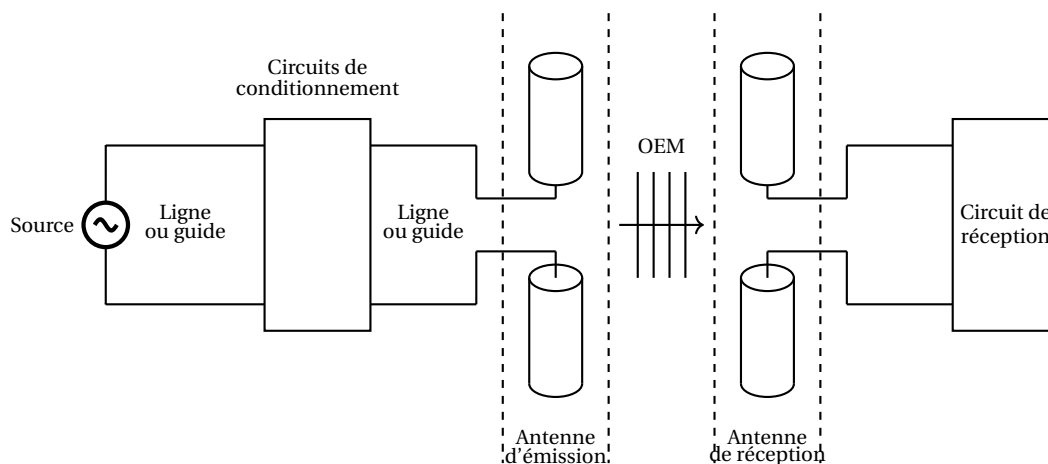


FIGURE 1.17 – Représentation d'un système d'émission et de réception.

Après les travaux de MAXWELL [82] qui ont donné naissance aux équations de Maxwell, la première démonstration de la propagation d'ondes électromagnétiques a été réalisée par Hertz en 1886. De nombreux progrès ont été faits après la Seconde Guerre mondiale, mais la conception des antennes reposait sur des bases en partie empiriques. C'est l'avènement du calcul numérique qui a permis un réel progrès. Aujourd'hui, des antennes existent sous toutes les formes et peuvent se diviser en 4 catégories :

- les antennes filaires;
- les antennes à ouverture rayonnante;
- les antennes planaires (antennes patch, ...);
- les réseaux d'antennes qui sont un groupement d'antennes qui agit comme une seule et unique antenne plus directive que l'antenne seule.

1.3.2 Paramètres importants des antennes

a) Champ lointain et champ proche

Si l'on regarde le champ rayonné par une antenne, on peut distinguer trois zones différentes en fonction de la distance de l'antenne à laquelle on se place (voir figure 1.18). Ces trois parties sont les suivantes et dépendent de la dimension D de l'antenne :

- la zone de Fraunhofer lorsqu'on se place à une distance supérieure à $2D^2/\lambda$ et qui correspond au champ lointain;
- la zone de Fresnel, comprise entre $D^2/2\lambda$ et $2D^2/\lambda$ qui correspond au champ proche;

- la zone de Rayleigh pour les distances inférieures à $D^2/2\lambda$ et qui correspond à la zone réactive.

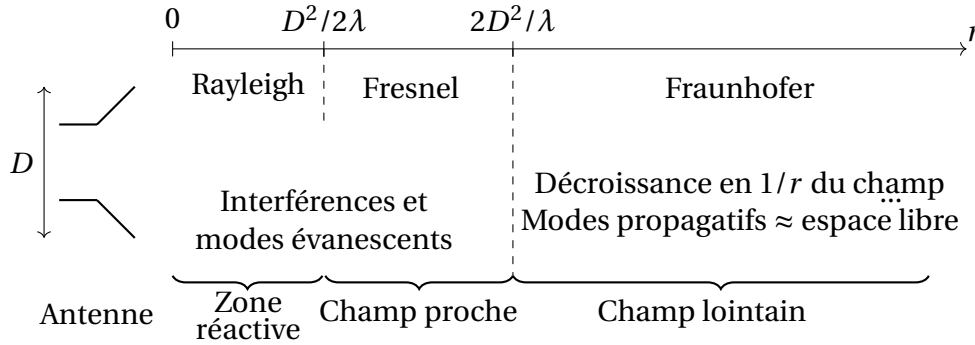


FIGURE 1.18 – Position du champ proche et du champ lointain en fonction de la longueur d’onde et des dimensions de l’antenne D .

La zone réactive ou l’espace de Rayleigh correspond à la mise en place du champ par les sources. Dans cet espace une multitude de modes, pour la plupart évanescents, se superposent. S’en suit la zone de Fresnel correspondant au champ proche. Dans celle-ci, on a principalement des interférences et la disparition des modes évanescents.

Le champ lointain, quant à lui, est uniquement composé des modes propagatifs et correspond à ce qui nous intéresse dans les antennes. En effet, l’antenne est un élément permettant de faire des transmissions à longues distances et donc en champ lointain.

b) Directivité, gain et diagramme de rayonnement

Le champ lointain d’une antenne se caractérise par sa décroissance en $1/r$ où r est la distance entre l’antenne et le point de regard. Le champ électrique peut s’écrire sous la forme suivante :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{F}(\vec{u}_r) \frac{e^{-jkr}}{r} e^{j\omega t} \quad \text{et} \quad \vec{H}(\vec{r}) = \frac{1}{\eta} \vec{u}_r \times \vec{E}(\vec{r}) \quad (1.4)$$

La partie $F(\vec{u})$ caractérise le rayonnement de l’antenne et η est l’impédance de l’onde (pour une propagation dans l’air, $\eta = \eta_0$). On peut également écrire le vecteur de Poynting (en W m^{-2}) :

$$\vec{P}(\vec{r}) = \frac{1}{2\eta} \frac{\overrightarrow{\|F(\vec{u}_r)\|^2}}{r^2} \vec{u}_r \quad (1.5)$$

On appelle diagramme de rayonnement en amplitude la grandeur $\|\vec{F}(\vec{u}_r)\|$ et diagramme de rayonnement en puissance la grandeur $\|\vec{F}(\vec{u}_r)\|^2$.

Une autre grandeur intéressante pour les antennes est la directivité. Elle se définit comme le rapport entre le vecteur de Poynting de l’antenne divisé par le vecteur de Poynting de l’antenne isotrope (p_i) (voir figure 1.19).

On définit W_r la puissance totale rayonnée par l’antenne.

$$W_r = \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} p_i r^2 \sin(\theta) d\phi d\theta \quad (1.6)$$

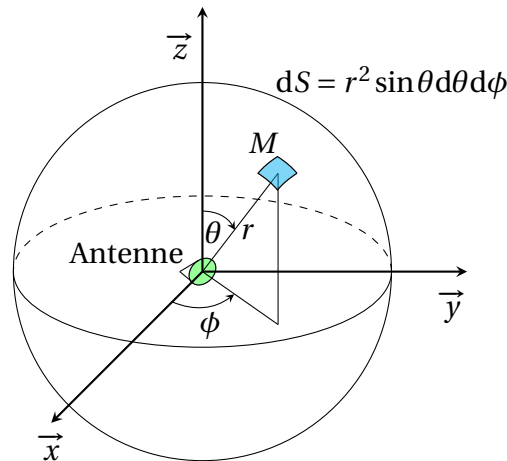


FIGURE 1.19 – Antenne isotrope et coordonnées sphériques.

La densité de puissance rayonnée par l'antenne isotrope est alors :

$$p_i = \frac{W_r}{4\pi r^2} \quad (1.7)$$

La directivité devient donc :

$$D(\vec{u}_r) = \frac{\|\vec{P}(\vec{r})\|}{W_r / (4\pi r^2)} = \frac{4\pi}{2\eta W_r} \|\vec{F}(\vec{u}_r)\|^2 \quad (1.8)$$

Pour finir, on peut définir le gain d'une antenne $G(\vec{u}_r)$ comme le produit entre la directivité de celle-ci et son rendement ξ :

$$G(\vec{u}_r) = \xi D(\vec{u}_r) \quad (1.9)$$

Il est commun de tracer le gain en fonction des angles des coordonnées sphériques puis de le normaliser par rapport à la direction principale de l'antenne (direction dans laquelle le gain de l'antenne est maximum). En pratique, on mesure le diagramme de rayonnement en puissance de l'antenne et on le normalise par le maximum de puissance. Le gain maximum peut ensuite être obtenu par comparaison avec une antenne de gain connu ou par intégration du diagramme mesuré.

c) Équation des télécommunications ou formule de Friis

Il existe une équation donnant une relation entre la puissance émise par une antenne et la puissance reçue par une seconde antenne disposée à une distance r de la première (voir illustration dans la figure 1.20). On considère cependant que l'antenne de réception est dans le champ lointain de l'antenne d'émission et que le milieu de propagation est homogène, linéaire, isotrope et réciproque.

On appelle W_e la puissance émise par l'antenne d'émission et $p_e(\vec{r})$ la densité d'énergie émise par celle-ci. De même, on note W_r et $p_r(\vec{r})$ la puissance et la densité d'énergie reçues par l'antenne de réception. On appelle G_e le gain de l'antenne d'émission et G_r celui de l'antenne de réception. On a alors les relations suivantes :

$$p_r(\vec{r}) = p_e(\vec{r}) = p_i G_e = \frac{W_e}{4\pi r^2} G_e \quad (1.10)$$

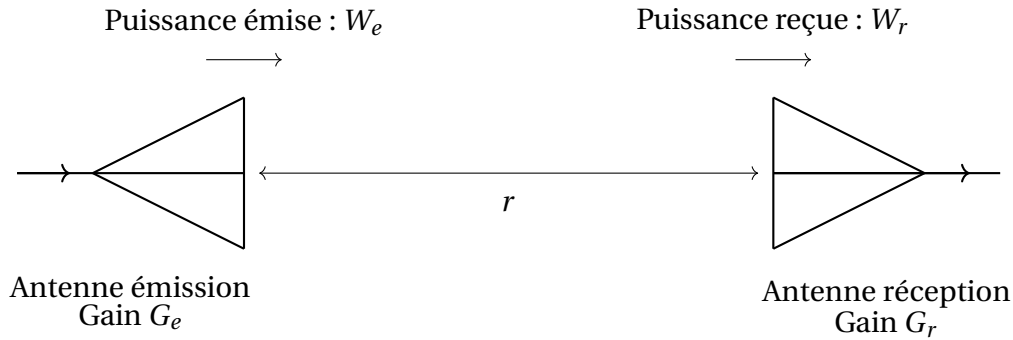


FIGURE 1.20 – Géométrie d'antenne d'émission et de réception.

On définit la surface effective de rayonnement Σ_r comme le rapport entre la puissance reçue par l'antenne réceptrice et la densité de puissance de l'onde incidente $p_r(\vec{u}_r)$:

$$\Sigma_r = \frac{W_r}{p_r(\vec{u}_r)} = \frac{\lambda^2}{4\pi} G_r \quad (1.11)$$

Soit :

$$p_r(\vec{u}_r) = \frac{W_r 4\pi}{G_r \lambda^2} \quad (1.12)$$

L'égalité entre la densité d'énergie émise et la densité d'énergie reçue permet de lier les équations (1.10) et (1.12) pour donner l'équation des télécommunications.

$$W_r = W_e G_e G_r \left(\frac{\lambda}{4\pi r} \right)^2 \quad (1.13)$$

La relation précédente est plus connue comme étant appelée formule de Friis qui met en jeu les grandeurs de l'équation des télécommunications en décibels :

$$w_r = w_e + G_{edB} + G_{rdB} - A_{dB} \quad (1.14)$$

où w_e et w_r sont en dB ou en dBm et $A_{dB} = 20 \log\left(\frac{4\pi r}{\lambda}\right)$ est l'atténuation de l'onde en espace libre due à la diffraction.

1.3.3 Antenne dipôle et ses dérivées pour le térahertz

L'objectif de cette partie est de présenter quelques types d'antennes utilisées dans le domaine térahertz. Les calculs présentés sont disponibles dans la plupart des livres sur les antennes. On conseille cependant le livre de BALANIS qui est complet et relativement accessible. La plupart des résultats de cette partie sont issus de ce livre [83]. Le système de coordonnées utilisé dans la suite correspond au système de coordonnées sphériques représenté par (r, θ, ϕ) .

a) Antenne dipôle

La première antenne présentée est l'antenne dipôle. Sa géométrie est relativement simple, il s'agit d'un fil conducteur rectiligne dont la longueur l peut être choisie pour

changer sa fréquence de fonctionnement. En émission, l'antenne est généralement alimentée en son centre. En réception, le signal est également récupéré au centre de l'antenne (voir figure 1.21). La géométrie de l'antenne ainsi que les symétries qui lui sont associées permettent de donner une expression simple du champ lointain normalisé au maximum en fonction de θ , l'angle entre le point considéré et l'axe du dipôle :

$$F(\theta) = \left[\frac{\cos\left(\frac{kl}{2} \cos\theta\right) - \cos\left(\frac{kl}{2}\right)}{\sin\theta} \right]^2 \quad (1.15)$$

L'expression (1.15) se retrouve en considérant que l'antenne est composée d'une infinité de petits dipôles dont il est possible de calculer le champ lointain et en utilisant le théorème de translation.

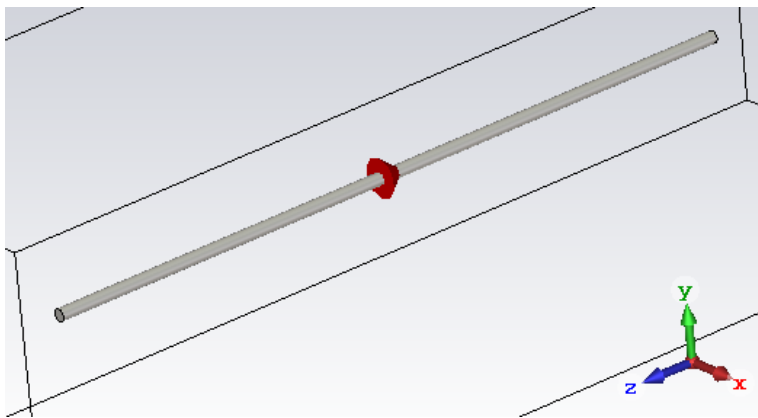
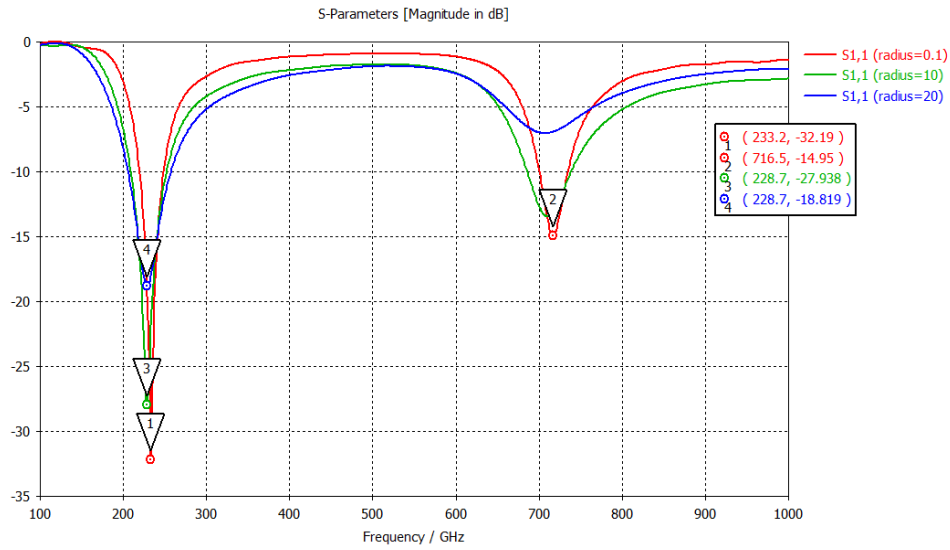


FIGURE 1.21 – Géométrie de l'antenne dipôle simulée.

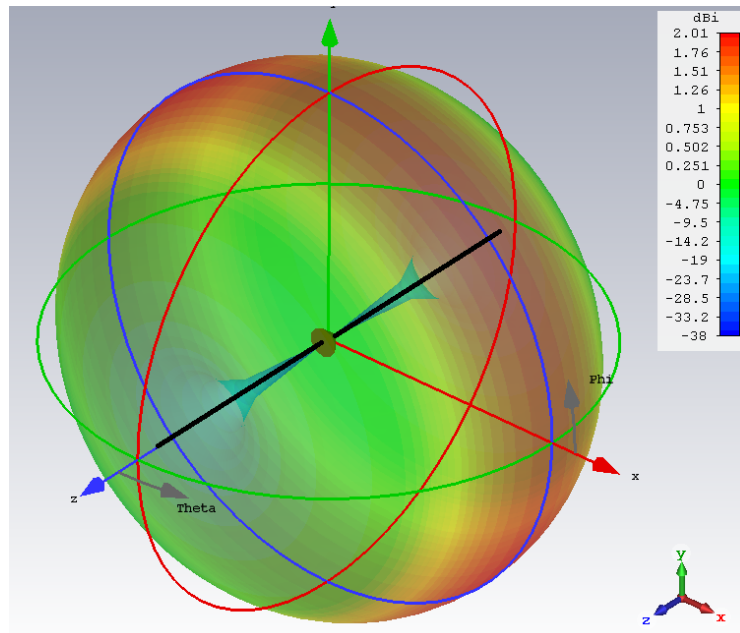
Les antennes filaires ont une fréquence de résonance qui dépend de leur longueur. Il est commun de dire que la longueur d'onde de résonance est égale à deux fois la longueur de l'antenne. De cette façon, le courant dans l'antenne est maximum en son centre et nul sur les bords pour un métal parfait. Ces deux conditions sur le courant sont également respectées si la longueur de l'antenne est égale à 1.5 fois la longueur d'onde, etc. En réalité, la longueur d'onde de résonance de l'antenne dipôle n'est pas tout à fait égale au double de la longueur de l'antenne, mais entre 2.12 et 2.08 fois la longueur de celle-ci et dépend également du diamètre du conducteur.

Considérons une antenne dipôle conçue pour fonctionner à 250 GHz en supposant que la longueur de l'antenne est égale à la moitié de la longueur d'onde. On peut voir figure 1.22a que pour un rayon très faible de l'antenne (se rapprochant de l'antenne filaire parfaite), celle-ci a deux fréquences de résonance, une correspondant à 233.2 GHz (0.48λ) et une seconde à 716.5 GHz (1.43λ). La figure 1.22a permet aussi de se rendre compte qu'il y a une dépendance entre la fréquence de résonance de l'antenne et le rayon du fil conducteur.

La figure 1.22b représente le diagramme de rayonnement de l'antenne dipôle la plus fine à la fréquence de résonance. On peut observer un lobe unique ayant la forme d'un tore avec un maximum à 2.01 dB. Son angle d'ouverture à -3dB est de 78° . L'impédance au centre d'une antenne demi-onde à la résonance (minimum de réflexion) est de $73 + 42.5j \Omega$.



(a) Coefficient de réflexion de l'antenne dipôle pour différents rayons (en μm) du dipôle.



(b) Diagramme de rayonnement à 233 GHz de l'antenne ayant un diamètre de $1 \mu\text{m}$.

FIGURE 1.22 – Caractéristiques simulées de l'antenne dipôle de longueur $600 \mu\text{m}$.

b) Antennes sur substrat

L'antenne dipôle telle que présentée dans la partie précédente n'est pas très facile à réaliser pour les fréquences qui nous intéressent. Il est cependant possible de réaliser une antenne similaire en déposant du métal sur un substrat. Il est évident que la présence du substrat change son environnement électromagnétique proche (deux permittivités diélectriques différentes en contact avec l'antenne). En gardant des dimensions identiques à celles présentées dans la partie précédente, on peut s'attendre à deux changements, à savoir : un changement de fréquence de résonance, mais aussi un changement dans le diagramme de rayonnement, l'onde « privilégiant » toujours la propagation dans les milieux d'indices plus élevés. Pour se donner une idée de la fréquence de résonance de l'antenne, on peut imaginer une permittivité diélectrique effective correspondant à la moyenne électromagnétique des milieux entourant l'antenne (comme on pourrait le faire dans la modélisation de lignes de propagation sur substrat). En première approximation, on peut supposer que cette permittivité effective est égale à la moyenne de celle de l'air et celle du substrat ϵ_r . Dans ce cas, on peut s'attendre à avoir une longueur d'onde de résonance égale à la longueur d'onde de résonance de l'antenne sans substrat divisée par l'indice effectif n_{eff} :

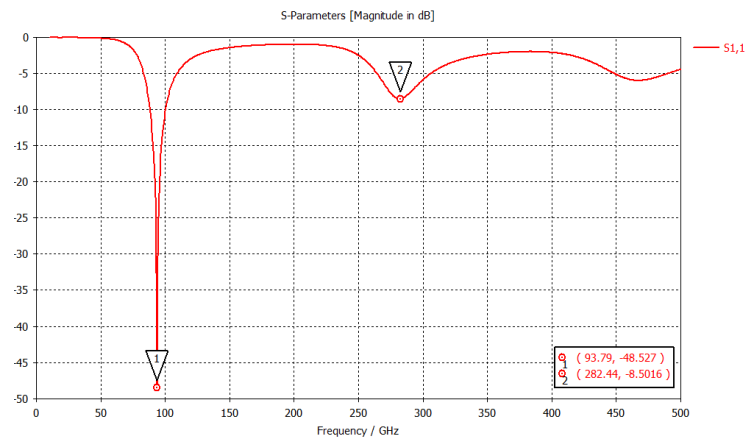
$$n_{eff} = \sqrt{\frac{\epsilon_r + 1}{2}} \quad (1.16)$$

Pour montrer ce résultat, on réalise la simulation d'une antenne ayant les mêmes dimensions que celle simulée dans l'air. Le substrat choisi est du silicium avec une permittivité diélectrique relative égale à 11.9. On peut voir figure 1.23a que la fréquence de résonance simulée est 93 GHz ce qui correspond presque à 2.5 fois moins que l'antenne dans l'air. L'indice effectif vu par l'antenne sur substrat est donc égal à la formule (1.16). La simulation est réalisée en choisissant des conditions aux limites telles que le substrat en silicium ait une épaisseur infinie ainsi que des dimensions latérales infinies. L'impédance de l'antenne est également modifiée et devient, comme la longueur d'onde de résonance, une fonction de l'indice effectif.

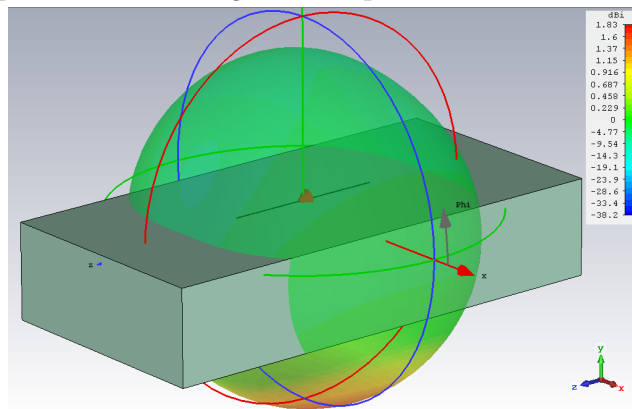
Comme attendu, le diagramme de rayonnement (voir figure 1.23b) est également dévié vers le substrat et présente un maximum de 1.83 dB à la fréquence de résonance de l'antenne. En réalité, le substrat n'est pas infini et son interface arrière avec l'air pose des problèmes de réflexion en créant des modes de substrat parasites. Pour pallier ce problème, on peut placer une lentille, sphérique ou hémisphérique, sur la face arrière du substrat pour permettre la transition de l'onde du substrat vers l'air. Idéalement, on choisit un matériau d'indice identique à celui du substrat. Pour avoir un fonctionnement le meilleur possible, on souhaite que la source du champ soit placée au foyer objet du dioptré sphérique. Pour un dioptré sphérique dont le rayon est R et l'indice du matériau n_1 la formule (1.17) permet de connaître la distance focale f de celle-ci, n_2 étant l'indice du milieu extérieur.

$$f = \frac{n_1}{n_1 - n_2} R \quad \text{avec } n_1 > n_2 \quad (1.17)$$

Le domaine térahertz utilise beaucoup le couplage d'une lentille avec une antenne sur substrat, mais bien souvent ce sont les performances de la source couplées à l'antenne et la lentille qui sont décrites et non l'antenne en elle-même. Dans la littérature, il est également peu question d'antenne dipôle directement, mais de ses dérivées de celle-ci qui sont utilisées. Il existe cependant des systèmes utilisant des réseaux d'antennes dipôles. Par exemple, en 2007, AWAD et al. [84] ont présenté une structure interdigitée sur une



(a) Coefficient de réflexion de l'antenne dipôle sur un substrat de silicium pour différentes largeurs du dipôle.



(b) Diagramme de rayonnement de l'antenne à 93 GHz.

FIGURE 1.23 – Caractéristiques simulées de l'antenne dipôle sur substrat de silicium de longueur $600 \mu\text{m}$.

couche en GaAs épitaxié à basse température. Les doigts sont également utilisés comme un réseau d'antennes dipôles. La structure est utilisée en régime impulsionnel.

c) Dérivés des dipôles sur substrat

L'antenne dipôle sur substrat est à l'origine de beaucoup d'antennes utilisées dans le domaine térahertz. L'un des avantages des antennes de ce type est qu'il suffit de placer la source térahertz, de type diode par exemple, au centre de l'antenne et de connecter les électrodes de la source à l'antenne pour avoir un système prêt à fonctionner. Cependant, ces antennes ont une faible bande passante. Plusieurs structures ont été développées pour augmenter cette bande passante comme l'antenne bow-tie (en forme de nœud papillon). L'antenne bow-tie peut se comprendre de deux façons différentes. Soit en imaginant que l'antenne est en fait composée d'une infinité de dipôles dont la longueur varie, la bande passante est donc limitée par les longueurs minimales et maximales des dipôles. Soit en imaginant que l'antenne bow-tie est en fait une antenne cornet **TEM** qui a été dépliée (angle d'ouverture infini, voir chapitre 3). Elles permettent donc d'augmenter la bande passante des dipôles simples.

De façon générale, les dérivés des dipôles sur substrat sont utilisés dans des antennes

photoconductives, à savoir des antennes dont le centre, éclairé par un laser, est la source. Afin de garantir l'efficacité de ces dispositifs, il est important que le centre des antennes soit formé de doigts interdigués pour augmenter l'absorption dans le semi-conducteur [85].

Une autre structure plus exotique a été développée à base de graphène [86]. Cette structure utilise des résonances proches de celle des dipôles. La principale différence de cette structure est que la résonance des dipôles peut être changée grâce à un effet de champ. L'antenne se compose d'un diélectrique pris en sandwich entre deux couches de graphène de façon à former une jonction similaire à une jonction p-oxyde-n. Appliquer un champ électrique sur cette jonction permet de fabriquer un modulateur optique [87]. Le diagramme de rayonnement de l'antenne a un angle d'ouverture à -3 dB de l'ordre de 8° à 1.8 THz lorsqu'une lentille est utilisée et 100° sans lentille.

1.3.4 Antennes indépendantes de la fréquence

a) Théorie

Une antenne indépendante de la fréquence est une antenne parfaite pour la transmission de signaux large bande. Pour ce faire, on se place dans un repère en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) (voir figure 1.19). On suppose que l'antenne est disposée symétriquement sur les axes $\theta = 0$ et $\theta = \pi$. On peut donc décrire la surface de l'antenne comme une fonction F telle que :

$$r = F(\theta, \phi) \quad (1.18)$$

Considérons maintenant un signal à la fréquence ν qu'on aimerait émettre avec l'antenne. Pour pouvoir émettre un signal dont la fréquence est k fois plus petite, il faut que les dimensions vues par ce signal de fréquence ν/k soient identiques à celles du signal de fréquence ν . C'est-à-dire qu'il faut que les dimensions de l'antenne soient k fois plus grandes :

$$r' = kF(\theta, \phi) \quad (1.19)$$

Les symétries du problème et le fait que le point d'alimentation de l'antenne ne doit pas changer de position impliquent la relation suivante :

$$kF(\theta, \phi) = F(\theta, \phi + C(k)) \quad (1.20)$$

où $C(k)$ est indépendant de θ et ϕ . La relation (1.20) implique que pour deux fréquences différentes, le rayonnement va tourner de k . L'impédance ne changera pas, car on ne fait qu'effectuer une rotation de la forme de l'antenne tout en gardant cette forme constante. L'objectif maintenant est de chercher les fonctions $F(\theta, \phi)$ satisfaisant les relations précédentes. On peut montrer que :

$$\frac{\partial k}{\partial C(k)} F(\theta, \phi) = k \frac{\partial}{\partial \phi} (F(\theta, \phi)) \quad (1.21)$$

En effet :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial C(k)} (kF(\theta, \phi)) &= \frac{\partial}{\partial C(k)} (F(\theta, \phi + C(k))) = \\ &= \frac{\partial (F(\theta, \phi + C(k)))}{\partial (\phi + C(k))} \frac{\partial (\phi + C(k))}{\partial C(k)} = \frac{\partial (F(\theta, \phi + C(k)))}{\partial (\phi + C(k))} \end{aligned} \quad (1.22)$$

et

$$\frac{\partial}{\partial \phi} (kF(\theta, \phi)) = \frac{\partial}{\partial \phi} (F(\theta, \phi + C(k))) = \frac{\partial (F(\theta, \phi + C(k)))}{\partial (\phi + C(k))} \frac{\partial (\phi + C(k))}{\partial \phi} = \frac{\partial (F(\theta, \phi + C(k)))}{\partial (\phi + C(k))} \quad (1.23)$$

La relation (1.21) permet ensuite d'écrire :

$$\frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial C(k)} = \frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial \phi} \quad (1.24)$$

Il devient donc possible d'exprimer la forme de l'antenne r :

$$r = F(\theta, \phi) = e^{a\phi} f(\theta) \quad (1.25)$$

avec $a = \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial C(k)}$ et $f(\theta)$ une fonction arbitraire dépendante de θ . Ainsi, pour avoir une antenne indépendante de la fréquence, il faut que les coordonnées de sa surface suivent l'équation (1.25).

b) Antenne spirale ou équiangulaire planaire

L'une des antennes indépendante de la fréquence communément utilisée est l'antenne spirale logarithmique aussi appelée équiangulaire. Pour dessiner cette antenne, on choisit :

$$\frac{df}{d\theta} = A\delta\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) \quad (1.26)$$

Dans ce cas, en utilisant l'équation (1.25), l'allure de l'antenne doit suivre :

$$r = \begin{cases} Ae^{a\phi} = \rho_0 e^{a(\phi - \phi_0)} & \text{pour } \theta = \pi/2, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (1.27)$$

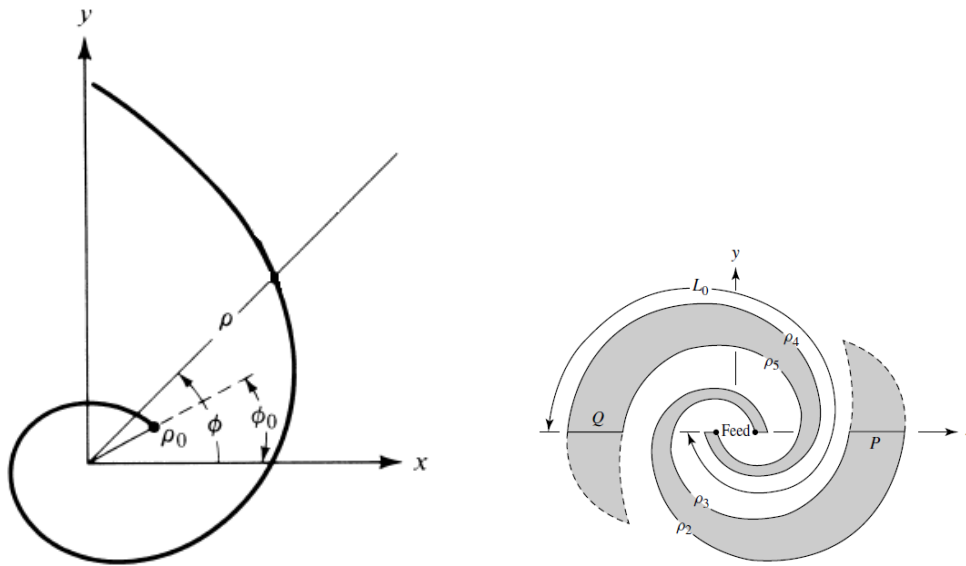
Il est possible d'exprimer la surface de l'antenne en fonction de la longueur d'onde :

$$r_\lambda = \frac{r}{\lambda} = \frac{A}{\lambda} e^{a\phi} = Ae^{a[\phi - \ln(\lambda)/a]} = Ae^{a(\phi - \phi_1)} \quad (1.28)$$

On peut voir avec l'équation (1.28) que changer la longueur d'onde de fonctionnement engendre une rotation de la structure. On peut en déduire l'un des problèmes de l'antenne spirale à savoir que la polarisation de l'onde sortant de l'antenne tourne avec la fréquence (polarisation circulaire). On en déduit également que l'antenne ne peut être réellement indépendante de la fréquence que si ses dimensions sont infinies. On peut voir figure 1.24a l'allure d'une antenne spirale ainsi que les différents paramètres présentés dans les équations précédentes.

La longueur (aussi appelée abscisse curviligne) d'une spirale entre deux points r_0 et r_1 peut se calculer à partir de la formule de l'abscisse curviligne en géométrie polaire :

$$L = \int_{r_0}^{r_1} \left[r^2 \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} dr = \left(r_1 - r_2 \sqrt{1 + \frac{1}{a^2}} \right) \quad (1.29)$$



(a) Allure d'une spirale et paramètres associés [83]. (b) Construction des rubans P et Q d'une antenne spirale classique [83].

FIGURE 1.24 – Conception d'une antenne spirale.

Les antennes spirales classiquement utilisées sont composées de deux bras conducteurs P et Q (voir figure 1.24b). Considérons le bras P, les deux courbes $\rho_2 = r_2$ et $\rho_3 = r_3$ sont relativement identiques avec un angle δ . Dans ce cas, on a :

$$\begin{cases} \rho_2 = r_2 = A_2 e^{a\phi} \\ \rho_3 = r_3 = A_3 e^{a\phi} = A_2 e^{a(\phi-\delta)} \end{cases} \quad (1.30)$$

ce qui impose :

$$k = \frac{\rho_3}{\rho_2} = e^{-a\delta} < 1 \quad (1.31)$$

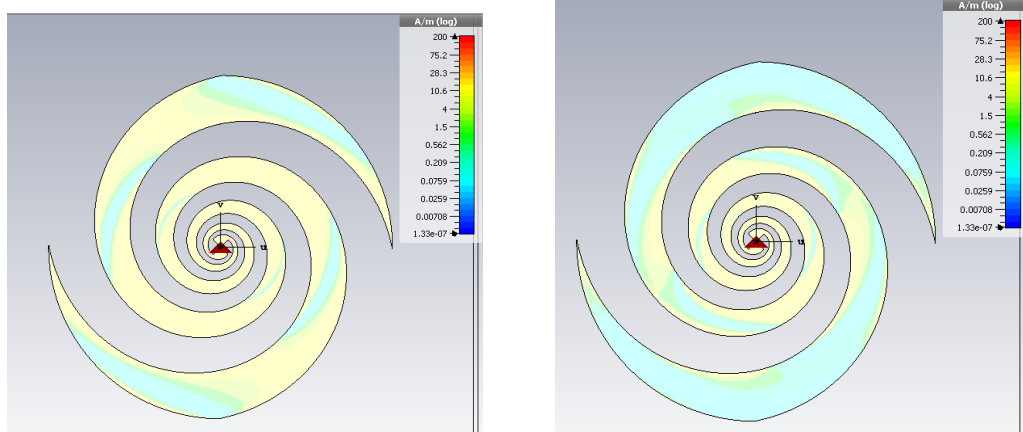
En ce qui concerne le bras métallique Q, les courbes ρ_4 et ρ_5 ont un angle de π avec celles du bras P, ce qui donne :

$$\begin{cases} \rho_4 = r_4 = A_4 e^{a\phi} = A_2 e^{a(\phi-\pi)} \\ \rho_5 = r_5 = A_5 e^{a\phi} = A_2 e^{a(\phi-\pi-\delta)} \end{cases} \quad (1.32)$$

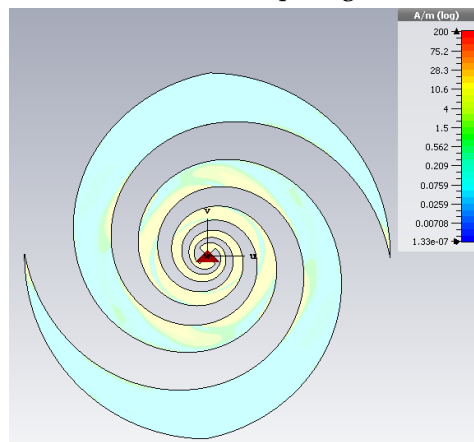
Finalement, pour construire une antenne spirale avec deux bras conducteurs, il n'est nécessaire de connaître que k , A_2 et L_0 la longueur d'une des courbes.

L'impédance caractéristique d'une antenne planaire spirale avec $\delta = \frac{\pi}{2}$ dans l'air est de l'ordre de 188Ω (antenne de la figure 1.24b). Cette antenne est d'ailleurs égale à son complémentaire d'après le principe de Babinet (voir partie 1.3.5). On peut voir figure 1.25 le courant dans une antenne spirale pour différentes fréquences. On peut voir qu'augmenter la fréquence diminue la longueur de parcours du courant dans les bras de l'antenne. Cette observation montre qu'il faudrait que l'antenne soit infinie (grandes dimensions et petites dimensions) pour pouvoir émettre de façon identique à toutes les fréquences.

Comme expliqué dans la partie b), lorsque l'antenne est placée sur un substrat, son impédance change en fonction du substrat utilisé. Dans le cas de l'antenne spirale, le diagramme de rayonnement va également se diriger vers le substrat. On peut voir figure 1.26



(a) Allure du courant dans une antenne équiangulaire à 20 GHz. (b) Allure du courant dans une antenne équiangulaire à 50 GHz.



(c) Allure du courant dans une antenne équiangulaire à 100 GHz.

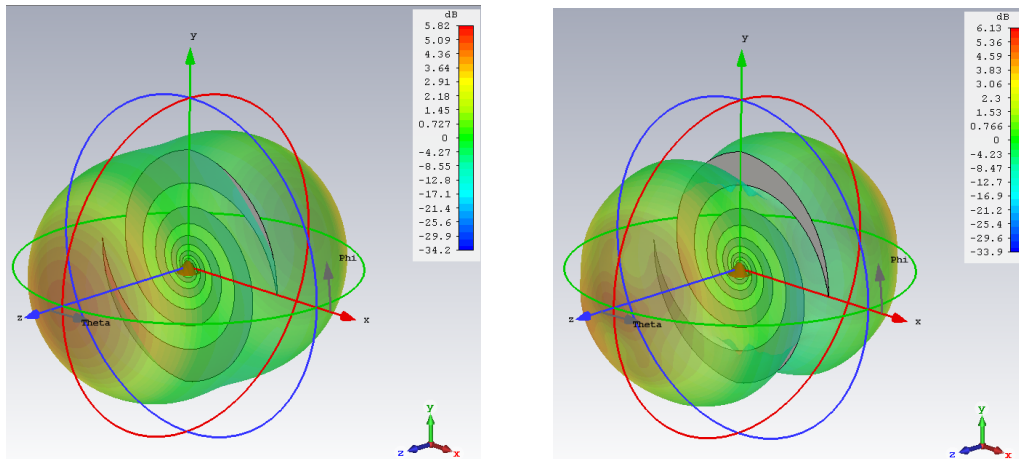
FIGURE 1.25 – Courant dans une antenne équiangulaire dans l'air à différentes fréquences. L'antenne est contenue dans un disque de diamètre 15.5 mm

le diagramme de rayonnement de l'antenne spirale à 20 GHz et 100 GHz dans le cas où l'antenne est dans l'air. Pour des raisons de temps de calcul, les diagrammes de rayonnement de l'antenne spirale avec une lentille en silicium et sur un substrat sont difficilement faisables.

La première antenne spirale équiangulaire a été développée en 1959 par DYSON [88] qui a donné la base de la conception de ce type d'antenne. L'antenne spirale est maintenant beaucoup utilisée pour permettre l'émission d'ondes térahertz de sources large bande sur substrat. Elles peuvent être utilisées comme antennes photoconductives [89] et gagnent à avoir des structures interdigitées à la source de l'antenne [85]. Elles sont également utilisées pour de la détection pour des systèmes quasi optiques par exemple [90].

D'autres antennes indépendantes de la fréquence ont été développées. Par exemple, une antenne spirale carrée a été développée et mesurée en 2006. On peut voir figure 1.27 le diagramme de rayonnement de l'antenne à 300 GHz. Cette mesure a été réalisée grâce à une cellule de Golay. L'antenne présente un angle d'ouverture à -3 dB de l'ordre de 8° à cette même fréquence [91].

Il est possible de réaliser des antennes indépendantes de la fréquence à partir de géo-



(a) Rayonnement de l'antenne équiangulaire à 20 GHz.

(b) Rayonnement de l'antenne équiangulaire à 100 GHz.

FIGURE 1.26 – Diagramme de rayonnement de l'antenne équiangulaire à différentes fréquences.

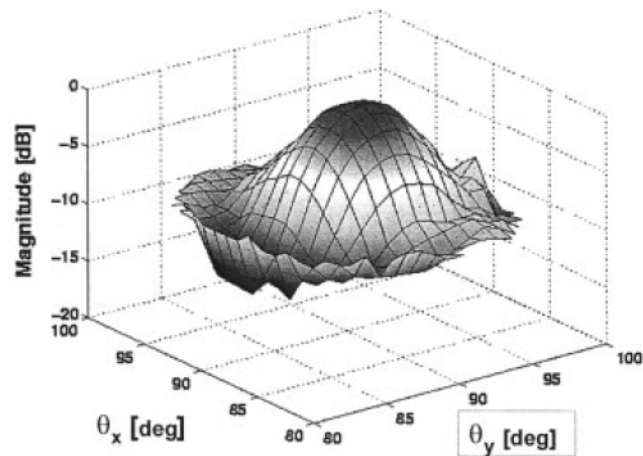


FIGURE 1.27 – Diagramme de rayonnement 3D d'une antenne spirale carrée réalisé en 2006 [91].

métries non spirale, en utilisant une géométrie sinusoïdale par exemple (voir figure 1.28) [92]. Cette antenne au profil sinusoïdal présente une directivité de 32 dB à 585 GHz pour un angle d'ouverture à -3 dB de 4.6° .

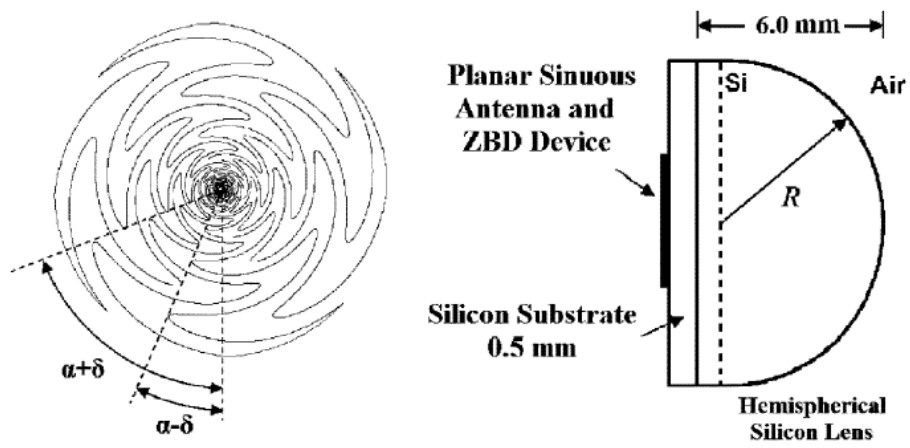


FIGURE 1.28 – Géométrie d'une antenne ayant un profil sinusoïdal [92].

c) Antenne périodiquement logarithmique

Une autre antenne, présentée pour la première fois par DUHAMEL et ISBELL en 1957 [93], est l'antenne périodiquement logarithmique. Cette antenne n'est pas décrite uniquement avec ses angles ce qui ne la rend pas tout à fait indépendante de la fréquence. On peut cependant la considérer comme indépendante. Elle se compose d'un ruban métallique dont les limites sont données par un angle α (voir figure 1.29).

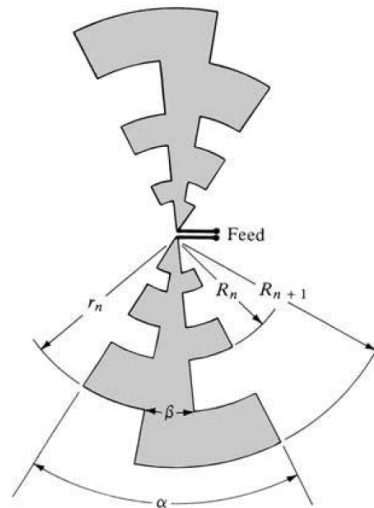


FIGURE 1.29 – Allure d'une antenne périodiquement logarithmique et ses paramètres.

De manière générale et en considérant les coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) , pour avoir une antenne périodiquement logarithmique, on souhaite que la coordonnée θ soit une fonction périodique de $b \ln(r)$, où b est une constante à choisir, par exemple :

$$\theta = \theta_0 \sin \left[b \ln \left(\frac{r}{r_0} \right) \right] \quad (1.33)$$

La relation (1.33) permet de voir que les valeurs de θ se répètent à chaque fois que le logarithme de la fréquence radiale diffère de $2\pi/b$. Les relations de l'antenne périodiquement périodique sont les suivantes (voir figure 1.29) :

$$\begin{cases} \tau &= \frac{R_n}{R_{n+1}} \\ \chi &= \frac{r_n}{R_{n+1}} \\ \tau &= \frac{f_1}{f_2} \end{cases} \quad (1.34)$$

avec $f_2 > f_1$ permettant de définir une période de fréquences. f_1 et f_2 sont les fréquences permettant de définir cette période. Ce type d'antenne est utilisé pour l'émission des ondes térahertz générées par des sources sur substrat. Elles sont toujours couplées à une lentille en silicium. La première antenne périodiquement logarithmique a été fabriquée en 1991 et utilisée pour la transmission d'impulsions térahertz avec d'autres antennes planaires [94]. Quelques années plus tard, l'antenne log-périodique sur substrat a été étudiée grâce à des simulations. L'étude est faite pour une antenne dont les dimensions dépendent de la longueur d'onde, ce qui signifie que l'étude est indépendante de la fréquence [95]. Comme expliqué pour les autres antennes sur substrat, il a été montré qu'il est plus intéressant d'utiliser un dioptre sphérique pour collimater l'onde sortant

de l'antenne comme on peut le voir dans l'article [96]. L'étude réalisée dans cet article a pour objectif d'optimiser l'épaisseur du substrat pour une antenne log-périodique couplée à une jonction Jefferson pour l'émission térahertz. Le gain de l'antenne couplée avec la lentille est de 15.6 dB à 340 GHz [96].

1.3.5 Antennes complémentaires et principe de Babinet

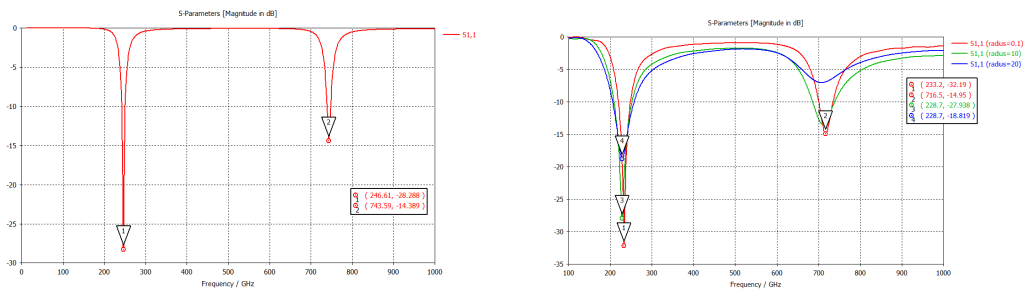
En optique, le principe de Babinet décrit le fait que lorsque la somme du champ derrière un écran avec une ouverture est ajoutée au champ d'une structure complémentaire à la précédente, on trouve le champ comme s'il n'y avait pas d'écran. Ce principe ne prend pas en compte la polarisation des ondes et ne peut donc pas s'appliquer directement aux antennes. En 1946, BOOKER a montré que le principe de Babinet peut aussi s'appliquer aux antennes [97]. Il en ressort que l'impédance caractéristique Z_c d'une antenne est liée à celle Z_S de sa complémentaire par la relation suivante :

$$Z_c Z_S = \frac{\eta_0^2}{4} \quad (1.35)$$

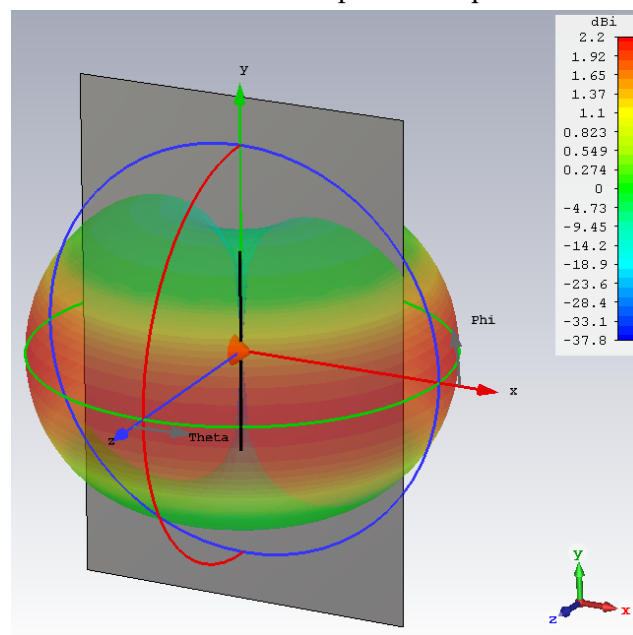
où η_0 est l'impédance caractéristique du vide. Il ressort du principe de Babinet amélioré que toutes les antennes complémentaires aux antennes sur substrat précédemment étudiées peuvent être utilisées dans le domaine térahertz en adaptant la manière dont elles sont alimentées. Prenons l'exemple de l'antenne dipôle de la partie a), on peut voir figure 1.30 le diagramme de rayonnement et le coefficient de réflexion de sa complémentaire à savoir l'antenne à fente. L'impédance caractéristique de l'antenne complémentaire est de 493 Ω ce qui est proche de la valeur théorique en suivant la formule (1.35).

On peut noter que si une antenne est identique à sa complémentaire, ce qui est le cas pour une antenne bow-tie avec un angle de $\frac{\pi}{2}$ ou pour une antenne spirale équiangulaire avec $\delta = \frac{\pi}{2}$ (voir figure 1.24b), alors les deux antennes ont une impédance identique de 188 Ω .

Les antennes complémentaires peuvent être utilisées dans le domaine térahertz pour de la détection. Une antenne bow-tie complémentaire a par exemple été développée pour être utilisée dans une détection quasi optique à base de diodes schottky [98]. Cette antenne présente un angle d'ouverture à -3 dB de 12° à 195 GHz. L'un des avantages des antennes complémentaires est qu'il est possible de remplir le vide qui les compose par différents matériaux et ainsi d'étudier les propriétés de ces matériaux. En effet, l'indice effectif vu par l'antenne à fente change en fonction du matériau présent dans ce vide. Cette technique a été utilisée pour mesurer les propriétés de particules de levure avec une antenne à fente [99].



(a) Coefficient de réflexion de l'antenne à fente. (b) Coefficient de réflexion de l'antenne dipôle classique.



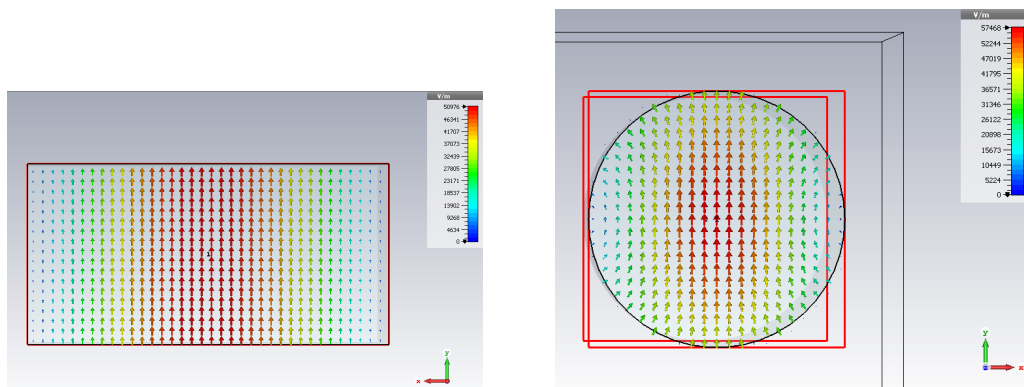
(c) Rayonnement de l'antenne à fente à 246 GHz.

FIGURE 1.30 – Caractéristiques de l'antenne complémentaire à l'antenne dipôle présentée dans la partie a). L'antenne est de longueur $600\ \mu\text{m}$ et est alimentée par un port dirigé selon l'axe \vec{x} .

1.3.6 Antenne à cornet

a) Principe de fonctionnement

Les antennes à cornet sont les antennes relativement simples à fabriquer et sont facilement modélisables. Elles se composent d'un guide et d'une transition métallisée se terminant par une ouverture qui peut être conique ou pyramidale. On peut montrer que le champ lointain d'une antenne à cornet est proportionnel à la transformée de Fourier du champ électromagnétique dans l'ouverture de l'antenne. Les règles liant le champ lointain s'appliquent, quelle que soit la géométrie de l'ouverture. On peut voir figure 1.31 l'allure du premier mode dans une ouverture rectangulaire et dans une ouverture circulaire.



(a) Allure du premier mode (TE_{01}) dans un guide rectangulaire.

(b) Allure du premier mode (TE_{11}) dans un guide circulaire.

FIGURE 1.31 – Allure du premier mode de deux guides.

Le champ dans la direction verticale est constant pour l'ouverture rectangulaire, l'allure du champ lointain sera donc un sinus dans cette direction. De ce fait, on sait que les lobes secondaires de ce type d'antenne seront assez importants. Bien que le champ dans le guide circulaire ne soit constant dans aucune direction, le champ lointain présente quand même des lobes secondaires importants. Plusieurs techniques pour améliorer les antennes à cornet ont été développées pour réduire ces lobes secondaires.

Les antennes à cornet ne sont pas des antennes large bande, car composées d'un seul conducteur, elles ne peuvent donc pas transmettre de mode TEM. Il est cependant possible de les rendre TEM en ne métallisant que deux plans opposés de l'antenne. De cette façon, l'antenne à cornet devient large bande. Une démonstration dans le domaine térahertz a été faite avec une antenne à cornet TEM sur substrat [100] couplée à un photoconducteur en GaAs épitaxié à basse température. Plus d'informations sur cette antenne sont disponibles dans la partie 3.1.

b) Antennes Potter-Pickett

Dans la partie précédente, on a vu que le champ lointain des antennes à cornet est proportionnel à la transformée de Fourier du champ électrique dans l'ouverture de celle-ci. Il est donc possible de réduire l'amplitude des lobes secondaires en adaptant ce champ électrique. Pour ce faire, il est possible de réaliser une augmentation brutale de la taille de l'antenne au début de celle-ci (voir figure 1.32). Ce type d'antennes a été développé en

1984 par PICKETT, HARDY et FARHOOMAND [101] et s'appelle des antennes Potter-Pickett.

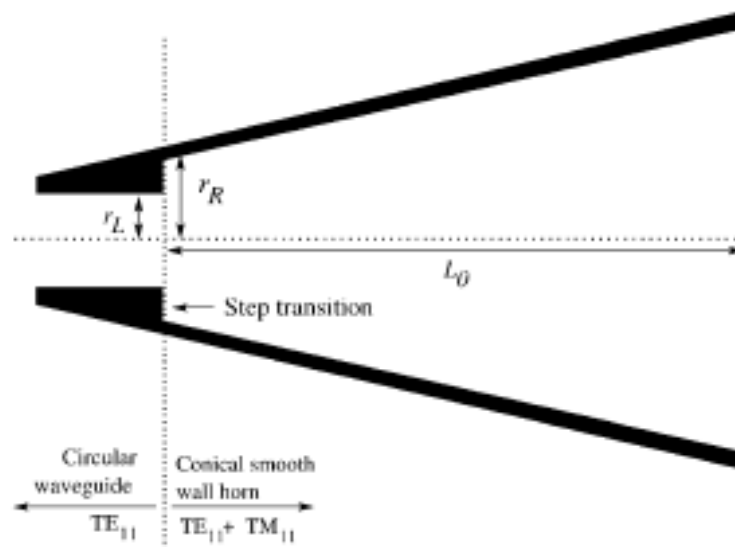


FIGURE 1.32 – L’antenne Potter est alimentée par un guide ayant un mode unique. L’utilisation d’un saut lors du passage à l’antenne permet d’ajouter un mode supplémentaire permettant d’améliorer l’allure du champ dans l’ouverture de l’antenne. Image extraite de l’article [102].

Ce type d’antenne est alimentée par un mode TE_{11} (voir figure 1.33a) et le saut permet d’ajouter un second mode : le mode TM_{11} (voir figure 1.33b). L’objectif est qu’à l’ouverture de l’antenne, les deux modes s’additionnent de façon à ce que le champ électrique soit nul au bord de l’antenne (voir figure 1.33c). Pour ce faire, il faut qu’à la fin de l’antenne les amplitudes des deux modes soient identiques et qu’ils soient en opposition de phase. Ainsi, l’angle d’ouverture de l’antenne, la hauteur de la marche ainsi que la longueur de l’antenne doivent être bien choisis. La simulation est réalisée avec le logiciel [Computer Simulation Technology \(CST\) Microwave Studio](#) pour une antenne avec un demi-angle d’ouverture de 15° fonctionnant à 270 GHz (choisie arbitrairement) en suivant le *design* décrit dans l’article de KITTARA et al. [103].

Les antennes Potter ont été utilisées dans le domaine térahertz pour la première fois en 2007 [102]. À cette époque, l’antenne permettait d’avoir un angle d’ouverture à -3 dB de 10° à 680 GHz. Aujourd’hui, ces antennes sont principalement utilisées en astronomie où il est important d’avoir un grand gain et un rejet important des lobes secondaires. On peut atteindre un gain de 31.7 dB à 1.9 THz [104].

c) Antennes corruguées

Dans la partie précédente, il a été vu qu’il est possible de diminuer l’amplitude des lobes secondaires des antennes à cornet en ajoutant des modes supplémentaires dans une antenne cornet. Il est également possible d’ajuster le champ dans l’ouverture en réalisant des micro-usinages dans la partie interne de l’ouverture comme on peut le voir figure 1.34. Ces micro-usinages d’une profondeur proche de $\lambda/4$ permettent d’annuler le champ électrique à la surface du métal. Les antennes corruguées ont vu le jour notamment pour des applications en astronomie où il est nécessaire de limiter l’amplitude des

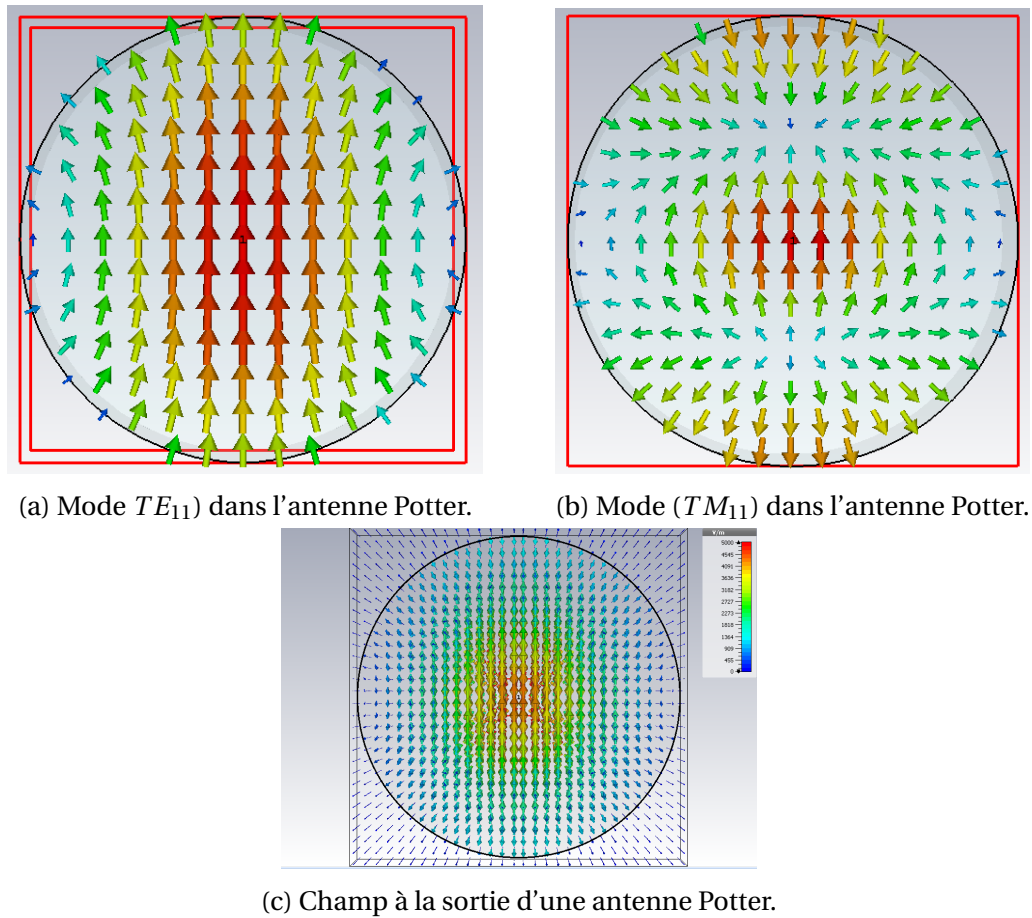


FIGURE 1.33 – Modes et champ dans une antenne Potter-Pickett.

lobes secondaires tout en gardant un gain important.

Les antennes corruguées térahertz peuvent être fabriquées de deux façons différentes. Une première consiste à micro-usiner une antenne à cornet circulaire [105] ce qui a permis d'éliminer presque totalement les lobes secondaires dans la bande 1.25-1.57 THz. Une autre façon de fabriquer une antenne corruguée est d'empiler plusieurs épaisseurs de matériaux usinés de façon à avoir l'allure d'une antenne à cornet. Cette méthode permet plus difficilement la montée en fréquence, mais a quand même permis d'atteindre un angle d'ouverture à -3 dB de l'ordre de 25° [106] pour un gain de 17 dB. En 2015, une autre antenne corruguée a été fabriquée à partir d'un empilement de substrat, et a permis d'atteindre un gain d'un peu plus de 20 dB [107] à 300 GHz.

Plutôt que d'usiner l'intérieur du cornet, il est possible d'usiner des fentes à l'extérieur de l'antenne pour avoir des effets similaires (voir géométrie figure 1.35). Cette technique permet d'atteindre un gain de 16 dB pour un angle d'ouverture à -3 dB de 15° à 490 GHz.

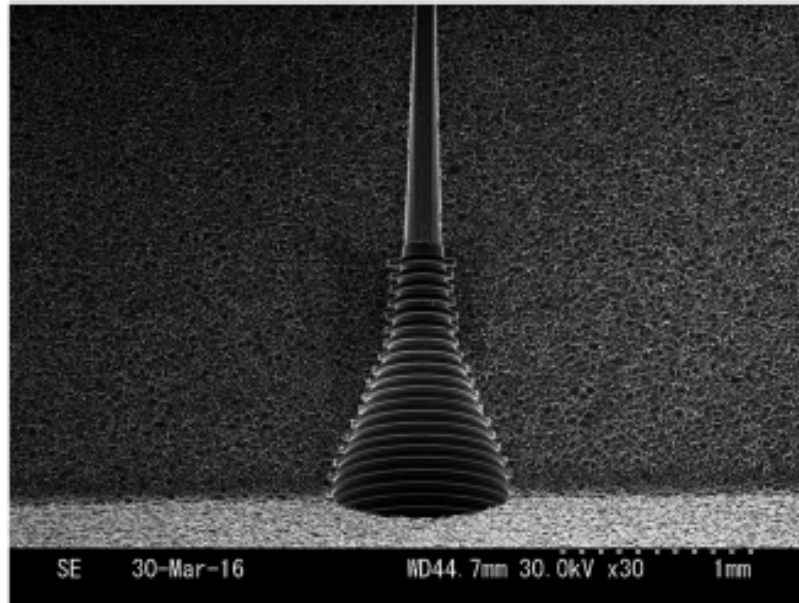


FIGURE 1.34 – Image ESM de l’antenne corruguée développée par GONZALEZ et al. [105].

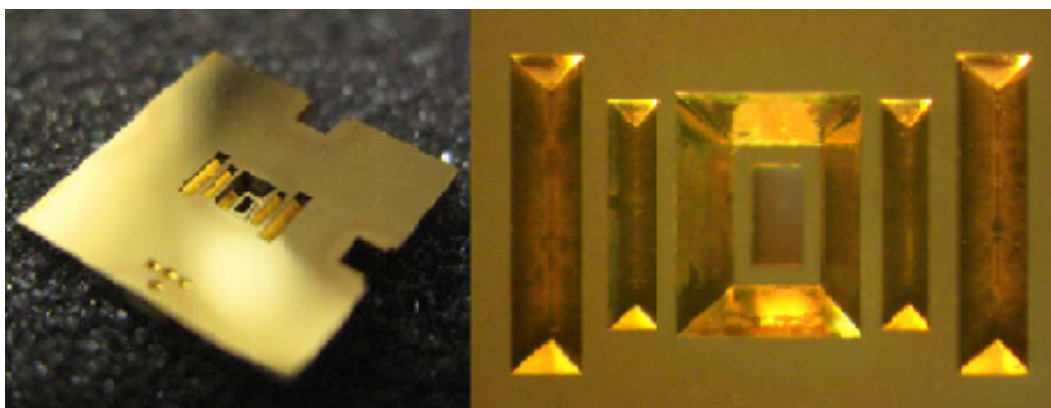


FIGURE 1.35 – Antenne corruguée à l’extérieur du cornet. Image extraite de l’article [108].

1.3.7 D'autres antennes

Les antennes décrites dans les parties précédentes ne regroupent pas toutes les antennes qui existent. Parmi les antennes restantes, on peut trouver les antennes patch. Ce sont des cavités dont les dimensions (inférieures à la longueur d'onde) permettent de déterminer les modes résonnants et le rayonnement. Elles sont utilisées sous forme de réseaux comme on peut le voir dans la figure 1.36. Les réseaux d'antennes patch peuvent être utilisés dans des photo-détecteurs [109].

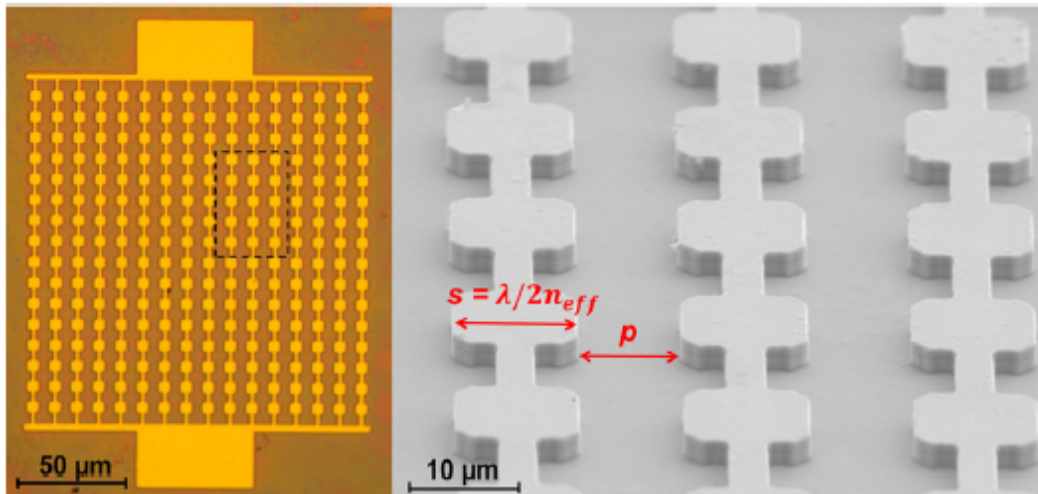


FIGURE 1.36 – Réseau d'antennes patch développé par PALAFERRI et al. [109] pour une utilisation dans un photodétecteur fonctionnant à 5 THz. À gauche, on peut voir une image prise à l'aide d'un microscope optique et à droite une image prise au MEB.

Un autre type d'antenne que l'on peut trouver sous forme de réseaux est les antennes utilisant des micro lentilles en silicium. Plutôt que de venir coller une lentille en silicium hémisphérique sur un substrat contenant une antenne planaire, il est possible de fabriquer des micro lentilles. Il a été démontré que ces micro-lentilles couplées avec des antennes à doubles fentes permettent d'émettre jusque 1.9 THz [107].

Pour décrire le dernier type d'antennes qui sera présenté, il convient de revenir au début de cette section où l'on décrit les antennes comme un élément permettant de faire l'adaptation d'impédance entre une onde guidée et l'onde rayonnée dans l'air. On a également expliqué que les antennes sont métalliques ou métallo diélectrique. Or il existe des antennes diélectriques comme il existe des guides d'ondes diélectriques. Ces antennes diélectriques peuvent se présenter sous différentes formes. On peut, par exemple, imaginer une tige de diélectrique se terminant en pointe [110, 111] (voir figure 1.37). Cette solution permet de s'affranchir des méthodes classiques de positionnement d'une lentille en silicium sur une antenne planaire. L'antenne tige doit cependant être couplée à un guide rectangulaire.

Il a été montré que ce type d'antenne peut atteindre un gain de 10 dB à 325 GHz pour un angle d'ouverture à -3 dB d'environ 55° [111]. D'autres mesures sur la même structure ont également montré qu'à 137 GHz, on atteint un angle d'ouverture à 25° [110].

Il est également possible de fabriquer une antenne diélectrique en reprenant certains principes des guides diélectriques. En effet, il est possible de guider une onde dans un cristal photonique ayant un défaut. L'onde va suivre ce défaut si la structure fabriquée est

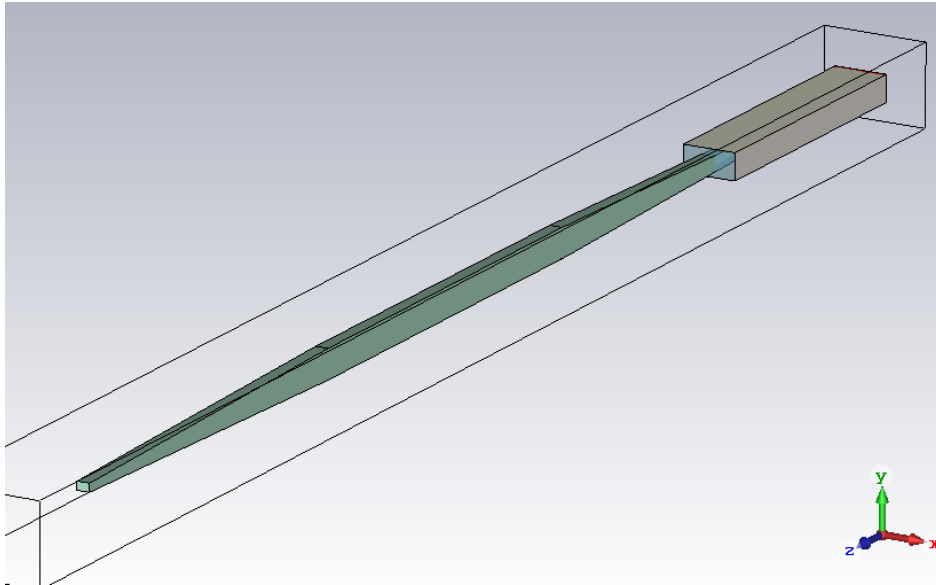


FIGURE 1.37 – Représentation d’une antenne tige diélectrique couplée avec un guide métallique rectangulaire.

étendue ou rester dans le défaut si l’on souhaite isoler une fréquence particulière. Une méthode similaire a été développée pour la fabrication d’une antenne à cornet avec un diélectrique en 2012 [112] (voir figure 1.38). L’onde se propage dans un guide ayant un défaut puis est transmise dans l’air en élargissant la taille du défaut. L’élargissement du défaut suit la géométrie d’une antenne à cornet à ouverture circulaire. Cette antenne permet d’atteindre un gain de 24.5 dB à 162 GHz pour un angle d’ouverture à -3 dB d’environ 10° . L’avantage de ce type d’antenne est qu’il permet d’avoir des lobes secondaires bien plus faibles qu’avec une antenne à cornet à ouverture circulaire métallique.

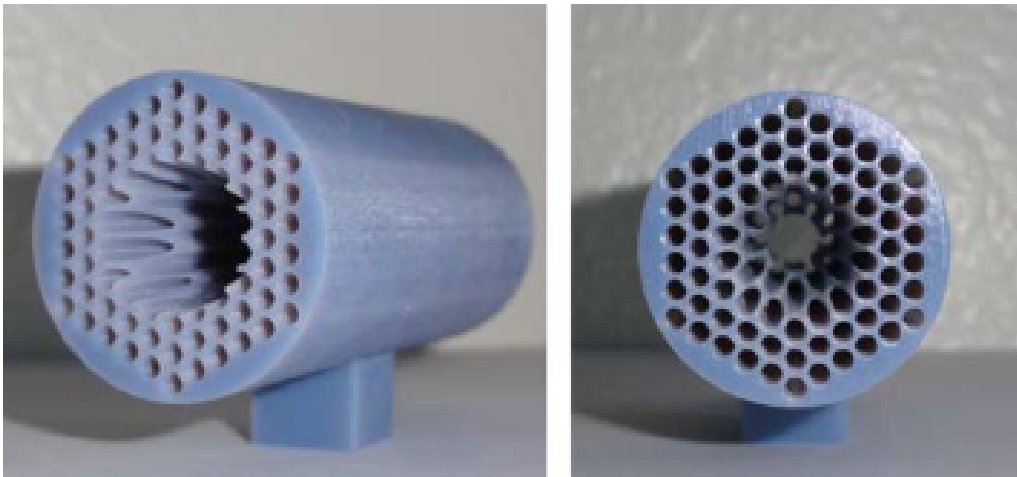


FIGURE 1.38 – Antenne à cornet diélectrique développée par WU et al. [112].

1.4 Conclusion et objectifs de la thèse

Ce premier chapitre a permis de mettre en lumière les différentes applications du domaine térahertz et l'intérêt grandissant pour ce domaine. En effet, aux cours des trois dernières décennies différents verrous technologiques ont été ouverts permettant l'étude de ce domaine de fréquences. Le laser femtoseconde a, par exemple, permis d'ouvrir la porte à la TDS. Les différentes applications possibles des rayons T demandent d'utiliser différents types de sources, de détecteurs et de systèmes d'émissions. Le photo-mélange et les photodiodes permettent notamment de faire des télécommunications autour de quelques centaines de GHz ainsi que de l'électronique de puissance en haute fréquence. Parmi les photodiodes, les **photodiodes UTC** ont permis d'éliminer le temps de déplacement des trous des limitations des photo-mélangeurs. Différents types d'**photodiodes UTC** ont été développées au cours des années dans le but d'augmenter leur dynamique et leur photo-réponse sans qu'il y ait eu d'optimisation numérique réalisée. Dans cette thèse, on se propose d'utiliser une suite de logiciels combinant simulation optique et électronique dans le but d'optimiser et prévoir les caractéristiques des **photodiodes UTC** en fonction de leur architecture.

Afin de permettre l'émission d'ondes térahertz, il est nécessaire d'avoir un système de lentille ou d'antenne. Les antennes les plus simples à utiliser sont les antennes à corne, pour des sources en guide d'onde, ou des antennes planaires pour des sources telles que le photo-mélangeur. Dans ce dernier cas, il est important d'ajouter une lentille en silicium en plus de l'antenne planaire. Cependant, cet ajout implique un positionnement laborieux et l'utilisation de larges surfaces de substrat pour coller la source à la lentille. On propose dans cette thèse de résoudre ce problème par la conception d'une antenne innovante.

Outre l'émission d'ondes, les applications du térahertz incluent la détection de puissance de signaux. Dans ce sens, les bolomètres sont des détecteurs à très faible température pouvant mesurer des puissances térahertz. La détection de signaux est cependant très longue et implique le refroidissement du capteur. Comme pour le **moyen infrarouge ou Middle InfraRed (MIR)**, il serait intéressant de réaliser des **MEMS** pour ce type de mesure. Cette problématique est le dernier sujet traité dans cette thèse.

1.5 Références du chapitre

- [1] E. BRUNDERMANN, H-W. HUBERS et Kimmitt M.F. *Terahertz techniques*. Springer series in optical sciences, 2012 (cf. p. 2, 15).
- [2] D.M. SLOCUM et al. « Atmospheric absorption of terahertz radiation and water vapor continuum effects ». In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* (avr. 2013). DOI : [10.1016/j.jqsrt.2013.04.022](https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2013.04.022). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407313001702> (cf. p. 3).
- [3] D. E. SPENCE, P. N. KEAN et W. SIBBETT. « 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser ». In : *Optics Letters* 16.1 (jan. 1991), p. 42. DOI : [10.1364/ol.16.000042](https://doi.org/10.1364/ol.16.000042) (cf. p. 4, 6).
- [4] Heinrich RUBENS et E. F. NICHOLS. « Heat Rays Of Great Wave Length ». In : *Physical Review (Series I)* 4.4 (jan. 1897), p. 314–323. DOI : [10.1103/physrevseriesi.4.314](https://doi.org/10.1103/physrevseriesi.4.314) (cf. p. 4).
- [5] Max PLANCK. *Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung*. 1913 (cf. p. 4, 10).
- [6] H RUBENS et K. KURLBAUM. « Über die Emission langwelliger Wärmestrahlen durch den schwarzen Körper bei verschiedenen temperaturen ». In : *Sitzungsberichte der Preussischen Akademie des Wissenschaften* (1900) (cf. p. 4).
- [7] H. RUBENS. « Gittermessungen im langwelligem Spektrum ». In : *Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften* (1921) (cf. p. 4).
- [8] G. MARCONI. « Wireless telegraphy ». In : *Journal of the Institution of Electrical Engineers* 28.139 (avr. 1899), p. 273–290. DOI : [10.1049/jiee-1.1899.0010](https://doi.org/10.1049/jiee-1.1899.0010) (cf. p. 4).
- [9] J.C BOSE. « On a self-recovering coherer and the study of the cohering action of different metals ». In : *Proceedings of the Royal Society of London* 65.413-422 (jan. 1900), p. 166–172. DOI : [10.1098/rsp1.1899.0020](https://doi.org/10.1098/rsp1.1899.0020) (cf. p. 5).
- [10] Harold A. ZAHL et Marcel J. E. GOLAY. « Pneumatic Heat Detector ». In : *Review of Scientific Instruments* 17.11 (nov. 1946), p. 511–515. DOI : [10.1063/1.1770416](https://doi.org/10.1063/1.1770416) (cf. p. 5).
- [11] D. H. ANDREWS et al. « Attenuated Superconductors I. For Measuring Infra-Red Radiation ». In : *Review of Scientific Instruments* 13.7 (juil. 1942), p. 281–292. DOI : [10.1063/1.1770037](https://doi.org/10.1063/1.1770037) (cf. p. 5).
- [12] Donald H. ANDREWS, Robert M. MILTON et Warren DESORBO. « A Fast Superconducting Bolometer ». In : *Journal of the Optical Society of America* 36.9 (1946), p. 518. DOI : [10.1364/josa.36.000518](https://doi.org/10.1364/josa.36.000518) (cf. p. 5).
- [13] W. S. BOYLE et K. F. RODGERS. « Performance Characteristics of a New Low-Temperature Bolometer ». In : *Journal of the Optical Society of America* 49.1 (jan. 1959), p. 66. DOI : [10.1364/josa.49.000066](https://doi.org/10.1364/josa.49.000066) (cf. p. 5).
- [14] C. K. N. PATEL. « Continuous-Wave Laser Action on Vibrational-Rotational Transitions of CO₂ ». In : *Physical Review* 136.5A (nov. 1964), A1187–A1193. DOI : [10.1103/physrev.136.a1187](https://doi.org/10.1103/physrev.136.a1187) (cf. p. 5, 11).
- [15] R. H. DICKE et al. « Cosmic Black-Body Radiation. » In : *The Astrophysical Journal* 142 (juil. 1965), p. 414. DOI : [10.1086/148306](https://doi.org/10.1086/148306) (cf. p. 5).

- [16] G. GAMOW. « The Evolution of the Universe ». In : *Nature* 162.4122 (oct. 1948), p. 680–682. DOI : [10.1038/162680a0](https://doi.org/10.1038/162680a0) (cf. p. 5).
- [17] Ralph A. ALPHER et Robert HERMAN. « Evolution of the Universe ». In : *Nature* 162.4124 (nov. 1948), p. 774–775. DOI : [10.1038/162774b0](https://doi.org/10.1038/162774b0) (cf. p. 5).
- [18] A. M. NICOLSON. « Broad-Band Microwave Transmission Characteristics from a Single Measurement of the Transient Response ». In : *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 17.4 (1968), p. 395–402. DOI : [10.1109/tim.1968.4313741](https://doi.org/10.1109/tim.1968.4313741) (cf. p. 6).
- [19] J. FAIST et al. « Quantum Cascade Laser ». In : *Science* 264.5158 (avr. 1994), p. 553–556. DOI : [10.1126/science.264.5158.553](https://doi.org/10.1126/science.264.5158.553) (cf. p. 6, 12).
- [20] Tadao ISHIBASHI et al. « High-Speed Response of Uni-Traveling-Carrier Photodiodes ». In : *Japanese Journal of Applied Physics* 36.Part 1, No. 10 (oct. 1997), p. 6263–6268. DOI : [10.1143/jjap.36.6263](https://doi.org/10.1143/jjap.36.6263) (cf. p. 6, 19).
- [21] Tadao ISHIBASHI et al. « Uni-traveling-carrier photodiodes ». In : *Journal of The Communications Research Laboratory* 46 (1999), p. 467–470. URL : <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?uri=ueo-1997-UC3> (cf. p. 6).
- [22] R A LEWIS. « A review of terahertz sources ». In : *Journal of Physics D: Applied Physics* 47.37 (août 2014), p. 374001. DOI : [10.1088/0022-3727/47/37/374001](https://doi.org/10.1088/0022-3727/47/37/374001) (cf. p. 6, 7).
- [23] Craig KULESA. « Terahertz Spectroscopy for Astronomy: From Comets to Cosmology ». In : *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* 1.1 (sept. 2011), p. 232–240. DOI : [10.1109/tthz.2011.2159648](https://doi.org/10.1109/tthz.2011.2159648) (cf. p. 7).
- [24] Takeshi YASUI et al. « Terahertz paintmeter for noncontact monitoring of thickness and drying progress in paint film ». In : *Applied Optics* 44.32 (nov. 2005), p. 6849. DOI : [10.1364/ao.44.006849](https://doi.org/10.1364/ao.44.006849) (cf. p. 7).
- [25] C. BAKER et al. « Terahertz pulsed imaging with 1.06 μm laser excitation ». In : *Applied Physics Letters* 83.20 (nov. 2003), p. 4113–4115. DOI : [10.1063/1.1627485](https://doi.org/10.1063/1.1627485) (cf. p. 8).
- [26] J. E. BJARNASON et al. « Millimeter-wave, terahertz, and mid-infrared transmission through common clothing ». In : *Applied Physics Letters* 85.4 (juil. 2004), p. 519–521. DOI : [10.1063/1.1771814](https://doi.org/10.1063/1.1771814) (cf. p. 8).
- [27] Roger APPLEBY et H. Bruce WALLACE. « Standoff Detection of Weapons and Contraband in the 100 GHz to 1 THz Region ». In : *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 55.11 (nov. 2007), p. 2944–2956. DOI : [10.1109/tap.2007.908543](https://doi.org/10.1109/tap.2007.908543) (cf. p. 8).
- [28] Guillaume DUCOURNAU. « III/V photonics: a basic THz communications technology compatible with fibre-optic networks ». In : *Photoniques* (juin 2017). DOI : [10.1051/photon/2017s232](https://doi.org/10.1051/photon/2017s232) (cf. p. 8).
- [29] Tadao NAGATSUMA, Guillaume DUCOURNAU et Cyril C. RENAUD. « Advances in terahertz communications accelerated by photonics ». In : *Nature Photonics* 10.6 (mai 2016), p. 371–379. DOI : [10.1038/nphoton.2016.65](https://doi.org/10.1038/nphoton.2016.65) (cf. p. 8, 9).
- [30] Aicha NOUI. « DUNKERQUE : L’ultra haut débit en test mondial pour préparer l’arrivée de la 5G et d’un Wi-Fi boosté ». In : *La voix du Nord* (mar. 2017) (cf. p. 8).

- [31] Thomas E. DILLON et al. « Optical configuration of an upconverted millimeter-wave distributed aperture imaging system ». In : *Millimetre Wave and Terahertz Sensors and Technology II*. Sous la dir. de Keith A. KRAPELS et Neil A. SALMON. SPIE, sept. 2009. DOI : [10.1117/12.830493](https://doi.org/10.1117/12.830493) (cf. p. 10).
- [32] A. CROCKER et al. « Stimulated Emission in the Far Infra-Red ». In : *Nature* 201.4916 (jan. 1964), p. 250–251. DOI : [10.1038/201250a0](https://doi.org/10.1038/201250a0) (cf. p. 11).
- [33] P. BELLAND. « Waveguide CW 118.6 μm H₂O laser ». In : *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry* 27.3 (mar. 1982), p. 123–128. DOI : [10.1007/bf00694636](https://doi.org/10.1007/bf00694636) (cf. p. 11).
- [34] D. HODGES, F. FOOTE et R. REEL. « High-power operation and scaling behavior of CW optically pumped FIR waveguide lasers ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 13.6 (juin 1977), p. 491–494. DOI : [10.1109/jqe.1977.1069364](https://doi.org/10.1109/jqe.1977.1069364) (cf. p. 11).
- [35] Dean T. HODGES. « A review of advances in optically pumped far-infrared lasers ». In : *Infrared Physics* 18.5-6 (déc. 1978), p. 375–384. DOI : [10.1016/0020-0891\(78\)90044-1](https://doi.org/10.1016/0020-0891(78)90044-1) (cf. p. 11).
- [36] P. BELLAND, D. VÉRON et L. B. WHITBOURN. « Scaling laws for cw 337 μm HCN waveguide lasers ». In : *Applied Optics* 15.12 (déc. 1976), p. 3047. DOI : [10.1364/ao.15.003047](https://doi.org/10.1364/ao.15.003047) (cf. p. 11).
- [37] Antoine PAGIES, Guillaume DUCOURNAU et Jean-Francois LAMPIN. « Progress in continuous wave THz molecular laser optically pumped by a quantum cascade laser ». In : *2017 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*. IEEE, août 2017. DOI : [10.1109/irmmw-thz.2017.8067232](https://doi.org/10.1109/irmmw-thz.2017.8067232) (cf. p. 11).
- [38] R. F. KAZARINOV et R. A. SURIS. « Possibility of the amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice ». In : *Sov. Phys. Semicond.* 5 (1971), p. 707 (cf. p. 12).
- [39] Rüdiger KÖHLER et al. « Terahertz semiconductor-heterostructure laser ». In : *Nature* 417.6885 (mai 2002), p. 156–159. DOI : [10.1038/417156a](https://doi.org/10.1038/417156a) (cf. p. 12).
- [40] Carlo SIRTORI, Stefano BARBIERI et Raffaele COLOMBELLI. « Wave engineering with THz quantum cascade lasers ». In : *Nature Photonics* 7.9 (août 2013), p. 691–701. DOI : [10.1038/nphoton.2013.208](https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.208) (cf. p. 12, 13).
- [41] B.S. WILLIAMS et al. « High-power terahertz quantum-cascade lasers ». In : *Electronics Letters* 42.2 (2006), p. 89. DOI : [10.1049/e1:20063921](https://doi.org/10.1049/e1:20063921) (cf. p. 12).
- [42] Q. Y. LU et al. « Room temperature single-mode terahertz sources based on intracavity difference-frequency generation in quantum cascade lasers ». In : *Applied Physics Letters* 99.13 (sept. 2011), p. 131106. DOI : [10.1063/1.3645016](https://doi.org/10.1063/1.3645016) (cf. p. 13).
- [43] L. BOSCO et al. « Thermoelectrically cooled THz quantum cascade laser operating up to 210 K ». In : *Applied Physics Letters* 115.1 (juil. 2019), p. 010601. DOI : [10.1063/1.5110305](https://doi.org/10.1063/1.5110305) (cf. p. 13).
- [44] Robert W. BOYD. *Nonlinear Optics*. Elsevier LTD, Oxford, 2008. 640 p. ISBN : 0123694701. URL : https://www.ebook.de/de/product/7100906/robert_w_boyd_nonlinear_optics.html (cf. p. 13).

- [45] P. A. FRANKEN et al. « Generation of Optical Harmonics ». In : *Phys. Rev. Lett.* 7 (4 août 1961), p. 118–119. DOI : [10.1103/PhysRevLett.7.118](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.7.118). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.7.118> (cf. p. 14).
- [46] Justin R. PAUL et al. « Narrow linewidth single-frequency terahertz source based on difference frequency generation of vertical-external-cavity source-emitting lasers in an external resonance cavity ». In : *Optics Letters* 38.18 (sept. 2013), p. 3654. DOI : [10.1364/ol.38.003654](https://doi.org/10.1364/ol.38.003654) (cf. p. 14).
- [47] YuZO SASAKI et al. « Terahertz-wave surface-emitted difference frequency generation in slant-stripe-type periodically poled LiNbO₃ crystal ». In : *Applied Physics Letters* 81.18 (sept. 2002), p. 3323–3325. DOI : [10.1063/1.1518779](https://doi.org/10.1063/1.1518779) (cf. p. 14).
- [48] T. TANABE et al. « Tunable terahertz wave generation in the 3- to 7-THz region from GaP ». In : *Applied Physics Letters* 83.2 (juil. 2003), p. 237–239. DOI : [10.1063/1.1592889](https://doi.org/10.1063/1.1592889) (cf. p. 14).
- [49] Michael M. CHOY et Robert L. BYER. « Accurate second-order susceptibility measurements of visible and infrared nonlinear crystals ». In : *Physical Review B* 14.4 (août 1976), p. 1693–1706. DOI : [10.1103/physrevb.14.1693](https://doi.org/10.1103/physrevb.14.1693) (cf. p. 14).
- [50] Janos HEBLING et al. « Velocity matching by pulse front tilting for large area THz-pulse generation ». In : *Optics Express* 10.21 (oct. 2002), p. 1161. DOI : [10.1364/oe.10.001161](https://doi.org/10.1364/oe.10.001161) (cf. p. 14).
- [51] Yuri AVESTISYAN et al. « Terahertz generation by optical rectification in lithium niobate crystal using a shadow mask ». In : *Optics Express* 20.23 (oct. 2012), p. 25752. DOI : [10.1364/oe.20.025752](https://doi.org/10.1364/oe.20.025752) (cf. p. 14).
- [52] Christoph P. HAURI et al. « Strong-field single-cycle THz pulses generated in an organic crystal ». In : *Applied Physics Letters* 99.16 (oct. 2011), p. 161116. DOI : [10.1063/1.3655331](https://doi.org/10.1063/1.3655331) (cf. p. 14).
- [53] S. J. SMITH et E. M. PURCELL. « Visible Light from Localized Surface Charges Moving across a Grating ». In : *Physical Review* 92.4 (nov. 1953), p. 1069–1069. DOI : [10.1103/physrev.92.1069](https://doi.org/10.1103/physrev.92.1069) (cf. p. 15).
- [54] Rudolf KOMPFFNER. « Backward Wave Tube ». Brev. amér. 288437. ENGLISH ELECTRIC VALVE COMPANY. 23 mai 1961 (cf. p. 15).
- [55] Bernard EPSZTEIN. « Backward flow travelling wave devices ». Brev. amér. FR1035379. COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL. 24 août 1953 (cf. p. 15).
- [56] M. PHILIPP et al. « Compact 1.9 THz BWO local-oscillator for the GREAT heterodyne receiver ». In : *Infrared Physics & Technology* 51.1 (juil. 2007), p. 54–59. DOI : [10.1016/j.infrared.2006.10.034](https://doi.org/10.1016/j.infrared.2006.10.034) (cf. p. 15).
- [57] Z.S. GRIBNIKOV, R.R. BASHIROV et V.V. MITIN. « Negative effective mass mechanism of negative differential drift velocity and terahertz generation ». In : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 7.4 (2001), p. 630–640. DOI : [10.1109/2944.974235](https://doi.org/10.1109/2944.974235) (cf. p. 16).
- [58] H. EISELE. « 480 GHz oscillator with an InP Gunn device ». In : *Electronics Letters* 46.6 (mar. 2010), p. 422. DOI : [10.1049/e1.2010.3362](https://doi.org/10.1049/e1.2010.3362) (cf. p. 16).

- [59] S. PÉREZ et al. « Terahertz Gunn-like oscillations in InGaAs/InAlAs planar diodes ». In : *Journal of Applied Physics* 103.9 (mai 2008), p. 094516. DOI : [10.1063/1.2917246](https://doi.org/10.1063/1.2917246) (cf. p. 16).
- [60] M. INO, T. ISHIBASHI et M. OHMORI. « C.W. oscillation with p+pn+ silicon IMPATT diodes in 200 GHz and 300 GHz bands ». In : *Electronics Letters* 12.6 (1976), p. 148. DOI : [10.1049/e1:19760115](https://doi.org/10.1049/e1:19760115) (cf. p. 16).
- [61] Moumita MUKHERJEE et al. « GaN IMPATT diode : a photo-sensitive high power terahertz source ». In : *Semiconductor Science and Technology* 22.12 (oct. 2007), p. 1258–1267. DOI : [10.1088/0268-1242/22/12/003](https://doi.org/10.1088/0268-1242/22/12/003). URL : <https://doi.org/10.1088%2F0268-1242%2F22%2F12%2F003> (cf. p. 16).
- [62] Masahiro ASADA, Safumi SUZUKI et Naomichi KISHIMOTO. « Resonant Tunneling Diodes for Sub-Terahertz and Terahertz Oscillators ». In : *Japanese Journal of Applied Physics* 47.6 (juin 2008), p. 4375–4384. DOI : [10.1143/jjap.47.4375](https://doi.org/10.1143/jjap.47.4375). URL : <https://doi.org/10.1143%2Fjjap.47.4375> (cf. p. 16).
- [63] M. URTEAGA et al. « 130nm InP DHBTs with $f_t = 0.52$ THz and $f_{max} > 1.1$ THz ». In : *69th Device Research Conference*. IEEE, juin 2011. DOI : [10.1109/drc.2011.5994532](https://doi.org/10.1109/drc.2011.5994532) (cf. p. 16).
- [64] Xiaobing MEI et al. « First Demonstration of Amplification at 1 THz Using 25-nm InP High Electron Mobility Transistor Process ». In : *IEEE Electron Device Letters* 36.4 (avr. 2015), p. 327–329. DOI : [10.1109/led.2015.2407193](https://doi.org/10.1109/led.2015.2407193) (cf. p. 16).
- [65] V. RADISIC et al. « Demonstration of a 311-GHz Fundamental Oscillator Using InP HBT Technology ». In : *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 55.11 (nov. 2007), p. 2329–2335. DOI : [10.1109/tmtt.2007.907722](https://doi.org/10.1109/tmtt.2007.907722) (cf. p. 16).
- [66] V. RADISIC et al. « Demonstration of Sub-Millimeter Wave Fundamental Oscillators Using 35-nm InP HEMT Technology ». In : *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 17.3 (mar. 2007), p. 223–225. DOI : [10.1109/lmwc.2006.890495](https://doi.org/10.1109/lmwc.2006.890495) (cf. p. 16).
- [67] Michael DYAKONOV et Michael SHUR. « Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor : New mechanism of plasma wave generation by dc current ». In : *Physical Review Letters* 71.15 (oct. 1993), p. 2465–2468. DOI : [10.1103/physrevlett.71.2465](https://doi.org/10.1103/physrevlett.71.2465) (cf. p. 16).
- [68] W. KNAP et al. « Terahertz emission by plasma waves in 60 nm gate high electron mobility transistors ». In : *Applied Physics Letters* 84.13 (mar. 2004), p. 2331–2333. DOI : [10.1063/1.1689401](https://doi.org/10.1063/1.1689401) (cf. p. 16).
- [69] J. LUSAKOWSKI et al. « Voltage tuneable terahertz emission from a ballistic nanometer InGaAs-InAlAs transistor ». In : *Journal of Applied Physics* 97.6 (mar. 2005), p. 064307. DOI : [10.1063/1.1861140](https://doi.org/10.1063/1.1861140) (cf. p. 16).
- [70] A. EL FATIMY et al. « AlGaIn-GaN high electron mobility transistors as a voltage-tunable room temperature terahertz sources ». In : *Journal of Applied Physics* 107.2 (jan. 2010), p. 024504. DOI : [10.1063/1.3291101](https://doi.org/10.1063/1.3291101) (cf. p. 16).
- [71] A. MAESTRINI et al. « A 1.7-1.9 THz local oscillator source ». In : *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 14.6 (juin 2004), p. 253–255. DOI : [10.1109/lmwc.2004.828027](https://doi.org/10.1109/lmwc.2004.828027) (cf. p. 17).

- [72] Alain MAESTRINI et al. « A Frequency-Multiplied Source With More Than 1 mW of Power Across the 840-900 GHz Band ». In : *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 58.7 (juil. 2010), p. 1925–1932. DOI : [10.1109/tmtt.2010.2050171](https://doi.org/10.1109/tmtt.2010.2050171) (cf. p. 17).
- [73] E. CASTRO-CAMUS et M. ALFARO. « Photoconductive devices for terahertz pulsed spectroscopy: a review [Invited] ». In : *Photonics Research* 4.3 (juin 2016), A36. DOI : [10.1364/prj.4.000a36](https://doi.org/10.1364/prj.4.000a36) (cf. p. 17).
- [74] Y. C. SHEN et al. « Generation and detection of ultrabroadband terahertz radiation using photoconductive emitters and receivers ». In : *Applied Physics Letters* 85.2 (juil. 2004), p. 164–166. DOI : [10.1063/1.1768313](https://doi.org/10.1063/1.1768313) (cf. p. 17).
- [75] Roman J.B. DIETZ et al. « Influence and adjustment of carrier lifetimes in InGaAs/InAlAs photoconductive pulsed terahertz detectors: 6 THz bandwidth and 90dB dynamic range ». In : *Optics Express* 22.16 (août 2014), p. 19411. DOI : [10.1364/oe.22.019411](https://doi.org/10.1364/oe.22.019411) (cf. p. 17).
- [76] C.W. BERRY et al. « Significant performance enhancement in photoconductive terahertz optoelectronics by incorporating plasmonic contact electrodes ». In : *Nature Communications* 4.1 (mar. 2013). DOI : [10.1038/ncomms2638](https://doi.org/10.1038/ncomms2638) (cf. p. 17, 18).
- [77] S. KLINGER et al. « Ge-on-Si p-i-n Photodiodes With a 3-dB Bandwidth of 49 GHz ». In : *IEEE Photonics Technology Letters* 21.13 (juil. 2009), p. 920–922. DOI : [10.1109/lpt.2009.2020510](https://doi.org/10.1109/lpt.2009.2020510) (cf. p. 18).
- [78] Tadao NAGATSUMA. « Generating millimeter and terahertz waves ». In : *IEEE Microwave Magazine* 10.4 (juin 2009), p. 64–74. DOI : [10.1109/mmm.2009.932283](https://doi.org/10.1109/mmm.2009.932283) (cf. p. 19).
- [79] Jin-Wei SHI et al. « Ultra-fast (325 GHz) near-ballistic uni-traveling-carrier photodiodes with high sub-THz output power under a 50Ohm load ». In : *2013 IEEE Photonics Conference*. Institute of Electrical et Electronics Engineers (IEEE), 2013. DOI : [10.1109/ipcon.2013.6656583](https://doi.org/10.1109/ipcon.2013.6656583) (cf. p. 19).
- [80] Huapu PAN et al. « Characterization of High-Linearity Modified Uni-Traveling Carrier Photodiodes Using Three-Tone and Bias Modulation Techniques ». In : *Journal of Lightwave Technology* 28.9 (mai 2010), p. 1316–1322. DOI : [10.1109/jlt.2010.2041038](https://doi.org/10.1109/jlt.2010.2041038) (cf. p. 19).
- [81] E. PEYTAVIT et al. « Milliwatt-level output power in the sub-terahertz range generated by photomixing in a GaAs photoconductor ». In : *Applied Physics Letters* 99.22 (2011), p. 223508. DOI : [10.1063/1.3664635](https://doi.org/10.1063/1.3664635) (cf. p. 19).
- [82] J.C. MAXWELL. « On physical lines of force ». In : *The London, Edinburgh and Dublin philosophical magazine and journal of science* 4 (mar. 1861) (cf. p. 20).
- [83] Constantine A. BALANIS. *Antenna Theory: Analysis and Design, 3rd Edition*. Wiley-Interscience, 2005. ISBN : 047166782X (cf. p. 23, 30).
- [84] M. AWAD et al. « Characterization of low temperature GaAs antenna array terahertz emitters ». In : *Applied Physics Letters* 91.18 (oct. 2007), p. 181124. DOI : [10.1063/1.2800885](https://doi.org/10.1063/1.2800885) (cf. p. 26).
- [85] I.S. GREGORY et al. « Optimization of photomixers and antennas for continuous-wave terahertz emission ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 41.5 (mai 2005), p. 717–728. DOI : [10.1109/jqe.2005.844471](https://doi.org/10.1109/jqe.2005.844471) (cf. p. 28, 31).

- [86] M. TAMAGNONE et al. « Reconfigurable terahertz plasmonic antenna concept using a graphene stack ». In : *Applied Physics Letters* 101.21 (nov. 2012), p. 214102. DOI : [10.1063/1.4767338](https://doi.org/10.1063/1.4767338) (cf. p. 28).
- [87] Ming LIU, Xiaobo YIN et Xiang ZHANG. « Double-Layer Graphene Optical Modulator ». In : *Nano Letters* 12.3 (fév. 2012), p. 1482–1485. DOI : [10.1021/nl204202k](https://doi.org/10.1021/nl204202k) (cf. p. 28).
- [88] J. DYSON. « The equiangular spiral antenna ». In : *IRE Transactions on Antennas and Propagation* 7.2 (avr. 1959), p. 181–187. DOI : [10.1109/tap.1959.1144653](https://doi.org/10.1109/tap.1959.1144653) (cf. p. 31).
- [89] Christopher W. BERRY, Mohammad R. HASHEMI et Mona JARRAHI. « Generation of high power pulsed terahertz radiation using a plasmonic photoconductive emitter array with logarithmic spiral antennas ». In : *Applied Physics Letters* 104.8 (fév. 2014), p. 081122. DOI : [10.1063/1.4866807](https://doi.org/10.1063/1.4866807) (cf. p. 31).
- [90] Daniel SCHOENHERR et al. « Extremely broadband characterization of a Schottky diode based THz detector ». In : *35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. IEEE, sept. 2010. DOI : [10.1109/icimw.2010.5613008](https://doi.org/10.1109/icimw.2010.5613008) (cf. p. 31).
- [91] E. R. BROWN et al. « Characterization of a planar self-complementary square-spiral antenna in the THz region ». In : *Microwave and Optical Technology Letters* 48.3 (2006), p. 524–529. DOI : [10.1002/mop.21398](https://doi.org/10.1002/mop.21398) (cf. p. 31, 32).
- [92] Lei LIU et al. « A Broadband Quasi-Optical Terahertz Detector Utilizing a Zero Bias Schottky Diode ». In : *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 20.9 (sept. 2010), p. 504–506. DOI : [10.1109/lmwc.2010.2055553](https://doi.org/10.1109/lmwc.2010.2055553) (cf. p. 32, 33).
- [93] R. DUHAMEL et D. ISBELL. « Broadband logarithmically periodic antenna structures ». In : *IRE International Convention Record*. Institute of Electrical et Electronics Engineers, 1957. DOI : [10.1109/irecon.1957.1150566](https://doi.org/10.1109/irecon.1957.1150566) (cf. p. 34).
- [94] D. R. DYKAAR et al. « Log-periodic antennas for pulsed terahertz radiation ». In : *Applied Physics Letters* 59.3 (juil. 1991), p. 262–264. DOI : [10.1063/1.105615](https://doi.org/10.1063/1.105615) (cf. p. 34).
- [95] Truong Khang NGUYEN, Thi Anh HO et Ikmo PARK. « Numerical study of a log-periodic antenna on an extended hemispherical lens ». In : *Proceedings of 2012 5th Global Symposium on Millimeter-Waves*. IEEE, mai 2012. DOI : [10.1109/gsmm.2012.6314402](https://doi.org/10.1109/gsmm.2012.6314402) (cf. p. 34).
- [96] P. WANG et al. « Optimization of 0.34 THz log-periodic antenna for superconducting terahertz emitter ». In : *2015 Asia-Pacific Microwave Conference (APMC)*. IEEE, déc. 2015. DOI : [10.1109/apmc.2015.7411721](https://doi.org/10.1109/apmc.2015.7411721) (cf. p. 35).
- [97] H.G. BOOKER. « Slot aeriels and their relation to complementary wire aeriels (Babinet's principle) ». In : *Journal of the Institution of Electrical Engineers - Part IIIA: Radiolocation* 93.4 (1946), p. 620–626. DOI : [10.1049/ji-3a-1.1946.0150](https://doi.org/10.1049/ji-3a-1.1946.0150) (cf. p. 35).
- [98] Jeffrey L. HESLER et al. « The development of quasi-optical THz detectors ». In : *2008 33rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*. IEEE, sept. 2008. DOI : [10.1109/icimw.2008.4665521](https://doi.org/10.1109/icimw.2008.4665521) (cf. p. 35).

- [99] S. J. PARK et al. « Sensitive detection of yeast using terahertz slot antennas ». In : *Optics Express* 22.25 (déc. 2014), p. 30467. DOI : [10.1364/oe.22.030467](https://doi.org/10.1364/oe.22.030467) (cf. p. 35).
- [100] E. PEYTAUIT et al. « Integrated terahertz TEM horn antenna ». In : *Electronics Letters* 43.2 (2007), p. 73. DOI : [10.1049/e1:20073679](https://doi.org/10.1049/e1:20073679) (cf. p. 37).
- [101] H.M. PICKETT, J.C. HARDY et J. FARHOOMAND. « Characterization of a Dual-Mode Horn for Submillimeter Wavelengths (Short Papers) ». In : *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 32.8 (août 1984), p. 936–937. DOI : [10.1109/tmtt.1984.1132801](https://doi.org/10.1109/tmtt.1984.1132801) (cf. p. 38).
- [102] P. KITTARA et al. « The Design of Potter Horns for THz Applications Using a Genetic Algorithm ». In : *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* 28.12 (sept. 2007), p. 1103–1114. DOI : [10.1007/s10762-007-9290-0](https://doi.org/10.1007/s10762-007-9290-0) (cf. p. 38).
- [103] P. KITTARA et al. « A 700-GHz SIS Antipodal Finline Mixer Fed by a Pickett–Potter Horn-Reflector Antenna ». In : *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 52.10 (oct. 2004), p. 2352–2360. DOI : [10.1109/tmtt.2004.835976](https://doi.org/10.1109/tmtt.2004.835976) (cf. p. 38).
- [104] Nacer CHAHAT et al. « 1.9 THz Multiflare Angle Horn Optimization for Space Instruments ». In : *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* 5.6 (nov. 2015), p. 914–921. DOI : [10.1109/tthz.2015.2487781](https://doi.org/10.1109/tthz.2015.2487781) (cf. p. 38).
- [105] Alvaro GONZALEZ et al. « Terahertz Corrugated Horns (1.25-1.75 THz) Design, Gaussian Modeling, and Measurements ». In : *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* (2016), p. 1–11. DOI : [10.1109/tthz.2016.2634860](https://doi.org/10.1109/tthz.2016.2634860) (cf. p. 39, 40).
- [106] Takuro TAJIMA et al. « 300 GHz Step-Profiled Corrugated Horn Antennas Integrated in LTCC ». In : *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 62.11 (nov. 2014), p. 5437–5444. DOI : [10.1109/tap.2014.2350520](https://doi.org/10.1109/tap.2014.2350520) (cf. p. 39).
- [107] Choonsup LEE et al. « Terahertz antenna arrays with silicon micromachined-based microlens antenna and corrugated horns ». In : *2015 International Workshop on Antenna Technology (iWAT)*. IEEE, mar. 2015. DOI : [10.1109/iwat.2015.7365264](https://doi.org/10.1109/iwat.2015.7365264) (cf. p. 39, 41).
- [108] Hong-da LU et al. « Experimental radiation characteristics of micromachined terahertz low-profile corrugated horn antenna ». In : *Microwave and Optical Technology Letters* 57.2 (déc. 2014), p. 364–367. DOI : [10.1002/mop.28849](https://doi.org/10.1002/mop.28849) (cf. p. 40).
- [109] D. PALAFERRI et al. « Patch antenna terahertz photodetectors ». In : *Applied Physics Letters* 106.16 (avr. 2015), p. 161102. DOI : [10.1063/1.4918983](https://doi.org/10.1063/1.4918983) (cf. p. 41).
- [110] Alejandro RIVERA-LAVADO et al. « Dielectric Rod Waveguide Antenna as THz Emitter for Photomixing Devices ». In : *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 63.3 (mar. 2015), p. 882–890. DOI : [10.1109/tap.2014.2387419](https://doi.org/10.1109/tap.2014.2387419) (cf. p. 41).
- [111] Andrey A. GENERALOV et al. « Wide Band mm- and Sub-mm-Wave Dielectric Rod Waveguide Antenna ». In : *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* 4.5 (sept. 2014), p. 568–574. DOI : [10.1109/tthz.2014.2342503](https://doi.org/10.1109/tthz.2014.2342503) (cf. p. 41).
- [112] Ziran WU et al. « Terahertz Horn Antenna Based on Hollow-Core Electromagnetic Crystal (EMXT) Structure ». In : *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 60.12 (déc. 2012), p. 5557–5563. DOI : [10.1109/tap.2012.2211318](https://doi.org/10.1109/tap.2012.2211318) (cf. p. 42).

Génération d'ondes THz par photo-mélange

« In many of the more relaxed civilizations on the Outer Eastern Rim of the Galaxy, the Hitch-Hiker's Guide has already supplanted the great Encyclopaedia Galactica as the standard repository of all knowledge and wisdom, for though it has many omissions and contains much that is apocryphal, or at least wildly inaccurate, it scores over the older, more pedestrian work in two important respects. First, it is slightly cheaper; and secondly it has the words DON'T PANIC inscribed in large friendly letters on its cover »

Douglas Adams, *H2G2*

Sommaire

2.1	Définition et limitations	54
2.1.1	Principe et démonstration	54
2.1.2	Limitations intrinsèques aux photo-mélangeurs	55
2.2	Photoconducteurs et photodiodes PIN	60
2.2.1	Les photoconducteurs	60
2.2.2	La photodiode PIN	63
2.3	UTC-PD	68
2.3.1	Idée et état de l'art de la photodiode UTC	68
2.3.2	Structure, cavité et vitesse des charges	69
2.3.3	Modèle analytique de la photodiode UTC	76
2.3.4	La photodiode UTC simulée en régime continu	80
2.3.5	Fréquence de coupure de la photodiode UTC	86
2.4	De l'intérêt de la photodiode UTC et des simulations	98
2.5	Références du chapitre	99

2.1 Définition et limitations

2.1.1 Principe et démonstration

a) Principe

Le photo-mélange est une technique optoélectronique de génération d'ondes térahertz utilisant deux lasers et un composant permettant la conversion des deux faisceaux lasers en une onde térahertz. Il consiste à éclairer une surface photosensible (ici un semi-conducteur) avec deux lasers de fréquences proches. L'éclairement de la surface photosensible par les deux lasers va induire une modulation, à la fréquence de battement entre ces deux lasers, de la génération des paires électron-trou dans le matériau photosensible (photo-courant). Le photo-mélangeur est ensuite connecté par un guide d'onde ou une ligne de propagation à une antenne pour faire rayonner l'onde térahertz dans l'air (voir figure 2.1).

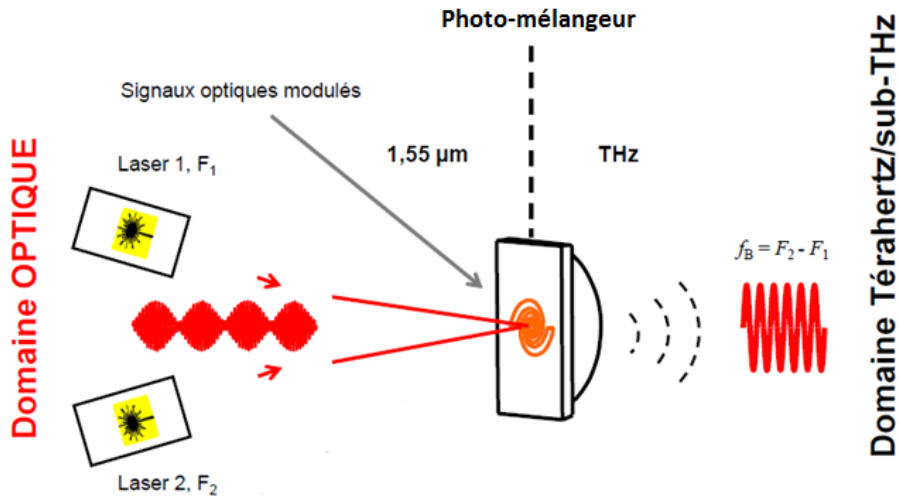


FIGURE 2.1 – Principe du photo-mélange.

Contrairement aux lasers à CO_2 ou aux QCL, le photo-mélange permet d'avoir une source térahertz accordable en fréquence, car la fréquence de battement f_B dépend directement de la fréquence des deux lasers F_1 et F_2 . Cependant, la bande passante des photo-mélangeurs est limitée par les matériaux dont ils sont composés ainsi que par leur architecture comme on va le voir dans les parties suivantes.

b) Démonstration

Considérons le cas de la figure 2.1. Les deux faisceaux lasers sont polarisés linéairement de façon parallèle, sont superposés spatialement et se propagent dans la direction \vec{z} . Leur fréquence angulaire est ω_i avec $i = \{1, 2\}$. On peut écrire le champ électrique et le champ magnétique de chacun des faisceaux de la façon suivante :

$$\vec{E}_i(z, t) = E_i \cos(\omega_i t - k_i z + \Phi_i) u_{\vec{x}} \quad \text{et} \quad \vec{H}_i(z, t) = H_i \cos(\omega_i t - k_i z + \Phi_i) u_{\vec{y}} \quad (2.1)$$

On peut ainsi écrire le vecteur de Poynting de la façon suivante :

$$\vec{S}(z, t) = (\vec{E}_1(z, t) + \vec{E}_2(z, t)) \times (\vec{H}_1(z, t) + \vec{H}_2(z, t)) \quad (2.2)$$

La propagation s'effectuant en espace libre, il existe une relation simple entre la norme du champ électrique et du champ magnétique (on considère des ondes planes) :

$$|\vec{H}_i(z, t)| = \frac{|\vec{E}_i(z, t)|}{\eta_0} \quad (2.3)$$

où η_0 est l'impédance du vide. La norme du vecteur de Poynting se simplifie de la façon suivante :

$$|\vec{S}(z, t)| = \frac{1}{\eta_0} |(E_1(z, t) + E_2(z, t))|^2 \quad (2.4)$$

Pour bien mettre en évidence le photo-mélange, on suppose que $E_1 = E_2 = E$, $\Phi_1 = \Phi_2 = 0$ et on regarde le vecteur de Poynting en $z = 0$, soit à la surface du semi-conducteur :

$$|\vec{S}(0, t)| = \frac{2E^2}{\eta_0} \cos^2\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t\right) \cos^2\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t\right) \quad (2.5)$$

Soit :

$$|\vec{S}(0, t)| = \frac{E^2}{2\eta_0} [1 + \cos((\omega_1 + \omega_2) t)] [1 + \cos((\omega_1 - \omega_2) t)] \quad (2.6)$$

L'équation (2.6) contient deux parties, une correspondant à une oscillation rapide ($\omega_1 + \omega_2$) et la seconde qui correspond au terme de photomélange ($\omega_1 - \omega_2$). Lorsque l'énergie des photons est supérieure à celle de la bande interdite du semi-conducteur éclairé, l'intensité dans ce semi-conducteur décroît selon la loi de Beer-Lambert :

$$I(z, t) = I_0(t)(1 - R)e^{-\alpha z} \quad (2.7)$$

où α est le coefficient d'absorption dans le semi-conducteur, R le coefficient de réflexion à l'interface entre le semi-conducteur et l'air et $I_0(t)$ l'intensité à la surface du semi-conducteur. Dans notre cas, on a :

$$I_0(t) = |\vec{S}(z = 0, t)| \quad (2.8)$$

La relation liant le photo-courant et l'intensité lumineuse incidente dépend du photo-mélangeur utilisé. Cependant, a priori, la relation est un filtre passe-bas qui va dépendre de la constante RC du système, du temps de vie des porteurs et de la vitesse de propagation des électrons et des trous dans le photo-mélangeur.

2.1.2 Limitations intrinsèques aux photo-mélangeurs

Comme expliqué dans la partie précédente, la réponse en fréquence des photo-mélangeurs dépend des matériaux et de la structure de chaque photo-mélangeur. Cependant, il est possible d'avoir une idée des limitations des photo-mélangeurs sur des bases générales.

a) Limitation par effet capacitif

La première limitation vient de la structure du photo-mélangeur. S'agissant d'un semi-conducteur entouré par deux électrodes, il est possible de modéliser l'ensemble comme une source de courant branchée en parallèle avec une résistance et un condensateur (voir figure 2.2).

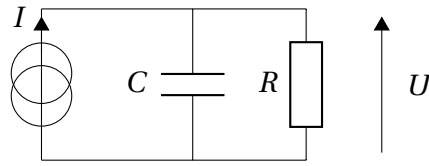


FIGURE 2.2 – Modélisation d'un photo-mélangeur sous la forme d'un circuit RC.

En régime harmonique, il est possible d'exprimer la tension U aux bornes de l'ensemble de la façon suivante :

$$U(\omega) = \frac{RI}{1 + jRC\omega} \quad (2.9)$$

Cette relation est un filtre passe-bas de fréquence de coupure égale à $f_c = 1/2\pi RC$. La capacité est directement liée aux paramètres géométriques et optiques du matériau. Ainsi si l'on note d la distance entre les deux électrodes, A_{elec} la surface d'une électrode, ϵ_0 la permittivité du vide et ϵ_r la permittivité relative du matériau entre les électrodes, on a :

$$C = \frac{A_{elec}\epsilon_0\epsilon_r}{d} \quad (2.10)$$

Ainsi, la fréquence de coupure peut s'écrire comme le produit d'une constante correspondant aux paramètres physiques du matériau et d'une autre constante dépendant de la géométrie du photo-mélangeur :

$$f_c = \frac{1}{2\pi R\epsilon_0\epsilon_r} \frac{d}{A_{elec}} \quad (2.11)$$

On a donc ici une première limitation en fréquence due à la géométrie du photo-mélangeur.

b) Limitation due au temps de transit

La démonstration se base sur le théorème de Ramo-Schockley [1, 2] à savoir qu'il existe un courant de déplacement dû au déplacement d'une charge entre deux électrodes, et non à la quantité de charges reçue par l'électrode. Ce courant vient du changement des lignes de champ électrique dû au déplacement de la charge (voir figure 2.3).

Pour démontrer ce résultat, il faut supposer que l'espace entre les électrodes est suffisamment petit devant la longueur d'onde pour qu'on puisse considérer que le champ se propage instantanément entre les électrodes : $\lambda \gg d$. On considère deux cas à savoir ceux présentés dans la figure 2.3 : avec et sans la charge entre les électrodes, en effet, l'idée est d'étudier l'effet de cette charge sur le champ électrique. Dans un premier temps, on considère le cas où la charge est présente entre les électrodes et on note V le potentiel entre les conducteurs. On suppose que tous les conducteurs sont à la masse, soit $V = 0$ au niveau des conducteurs. Dans ce cas, il n'y a pas de charge volumique ce qui signifie que :

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} V) = \nabla^2 V = 0 \quad \text{où } \nabla^2 \text{ est le laplacien} \quad (2.12)$$

On définit une petite sphère (Σ) autour de la charge et l'on appelle V_e le potentiel de cette sphère. D'après le théorème de Maxwell-Gauss, on a :

$$\oiint_{(\Sigma)} \vec{E} \cdot d\vec{S} = - \oiint_{(\Sigma)} \frac{\partial V}{\partial n} \cdot dS = \frac{e}{\epsilon_0\epsilon_r} \quad (2.13)$$

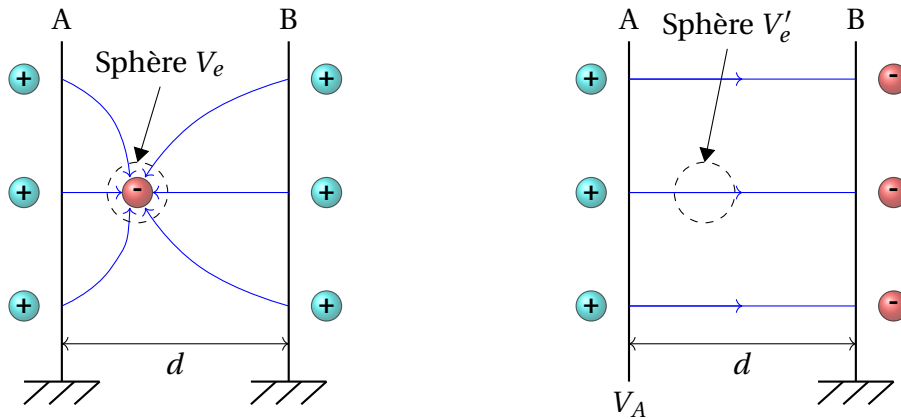


FIGURE 2.3 – Le composant avec et sans charges entre ses électrodes.

On considère maintenant le second cas où tous les conducteurs sont à la masse sauf le conducteur A qui est monté au potentiel V_A . Dans ce cas, on note V' le potentiel du champ électrique et V'_e le potentiel de la petite sphère en l'absence d'électron. On définit (vol) le volume limité par les conducteurs et (surf) l'ensemble de la surface de ces mêmes conducteurs. D'après la seconde identité de Green, on peut écrire que :

$$\iiint_{(\text{vol})} [V' \nabla^2 V - V \nabla^2 V'] dv = - \iint_{(\text{surf})} \left[V' \frac{\partial V}{\partial n} - V \frac{\partial V'}{\partial n} \right] dS \quad (2.14)$$

En prenant le volume limité par les conducteurs et la petite sphère, la partie gauche de la formule précédente est nulle. La partie droite peut se diviser en 3 parties :

- tous les conducteurs sauf A. Cette partie est nulle car dans ce cas $V = V' = 0$;
- le conducteur A. Cette partie se réduit à $-V_A \iint_{(A)} \frac{\partial V}{\partial n} dS$
- la surface de la petite sphère :

$$-V'_e \iint_{(\Sigma)} \frac{\partial V}{\partial n} dS + V_e \iint_{(\Sigma)} \frac{\partial V'}{\partial n} dS \quad (2.15)$$

D'après le théorème de Gauss, la seconde intégrale est nulle. On a donc la relation suivante qui apparaît :

$$-V_A \iint_{(A)} \frac{\partial V}{\partial n} dS - V'_e \iint_{(\Sigma)} \frac{\partial V}{\partial n} dS = V_A \frac{Q_A}{\epsilon_0 \epsilon_r} + \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_r} = 0 \quad (2.16)$$

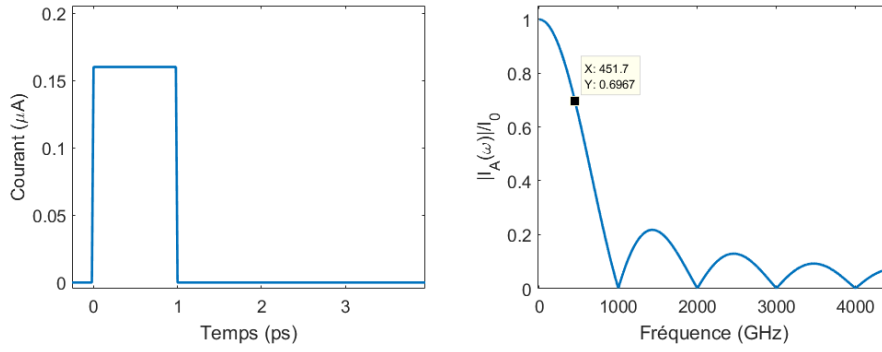
avec Q_A les charges sur l'électrode A. À partir de maintenant, on va supposer qu'on est dans le cas d'un condensateur plan infini pour simplifier les expressions, mais le raisonnement est identique pour des géométries différentes. Ainsi, le courant i_A dans l'électrode A s'écrit :

$$i_A = \frac{dQ_A}{dt} = -\frac{e}{V_A} \frac{dV'_e}{dt} = -\frac{e}{V_A} \frac{dV'_e}{dx} \frac{dx}{dt} \quad (2.17)$$

Si l'on note v_x la vitesse de déplacement des charges dans la direction \vec{x} et $E_v = -\frac{dV'_e}{dx}$, on a alors :

$$i_A = \frac{e}{V_A} v_x E_v \quad (2.18)$$

Si maintenant on suppose que la vitesse de déplacement v_x est constante, alors le courant généré est un échelon de largeur le temps de transit des charges T_{tr} et d'amplitude i_A comme on peut le voir figure 2.4.

FIGURE 2.4 – Exemple de courant généré par un électron avec $T_{tr} = 1$ ps.

L'expression de la transformée de Fourier du courant est un sinus cardinal (voir équation (2.19)). On peut voir l'allure de son module figure 2.4.

$$\text{TF}(i_A) = \frac{e}{v_x} T_{tr} \frac{\sin(\omega T_{tr}/2)}{\omega T_{tr}/2} \quad (2.19)$$

On peut définir une fréquence de coupure à -3 dB pour cette transformée de Fourier :

$$f_c = \frac{2.8}{2\pi T_{tr}} \quad (2.20)$$

On peut voir que plus le temps de transit est faible, plus la fréquence de coupure va être élevée. Il est possible d'augmenter cette fréquence de coupure en diminuant la distance de propagation ou en augmentant la vitesse des charges dans le condensateur.

c) Conclusion

Pour résumer, on vient de voir deux limitations, à savoir une liée au circuit électrique (constante RC) et une liée au temps de transit des charges entre les électrodes du photo-mélangeur. Imaginons que l'on souhaite multiplier par k la fréquence de coupure totale du photo-mélangeur, il faut multiplier par k les deux fréquences de coupures :

- pour celle liée au transit, il faut diviser par k la distance entre les électrodes;
- et donc diviser par k^2 l'aire du photo-mélangeur pour augmenter celle liée à la constante RC du circuit (toutes choses égales par ailleurs).

Ainsi, si l'on souhaite garder la même densité de courant tout en multipliant la bande passante du photo-mélangeur par k , il faut diviser le courant généré par le photo-mélangeur par k^2 et donc diviser la puissance de sortie du photo-mélangeur par k^4 . Il existe au moins une autre limitation. En effet, il est possible d'augmenter la vitesse de propagation des charges en augmentant le champ entre les deux électrodes. Cependant, la relation linéaire liant le champ électrique et la vitesse des porteurs de charges n'est correcte que pour des champs faibles. Pour des champs plus importants, on observe des phénomènes de saturation [3], comme on peut le voir sur la figure 2.5, qui font qu'il n'est pas possible d'augmenter la vitesse des charges à l'infini.

On peut conclure que le photo-mélangeur est un outil pratique et accordable en fréquence, mais que sa puissance de sortie est liée à sa bande passante. Les deux ne peuvent pas être améliorés en même temps. Il existe des structures qui permettent de s'affranchir de certaines contraintes : la vitesse de déplacement des trous dans les photodiode UTC par exemple.

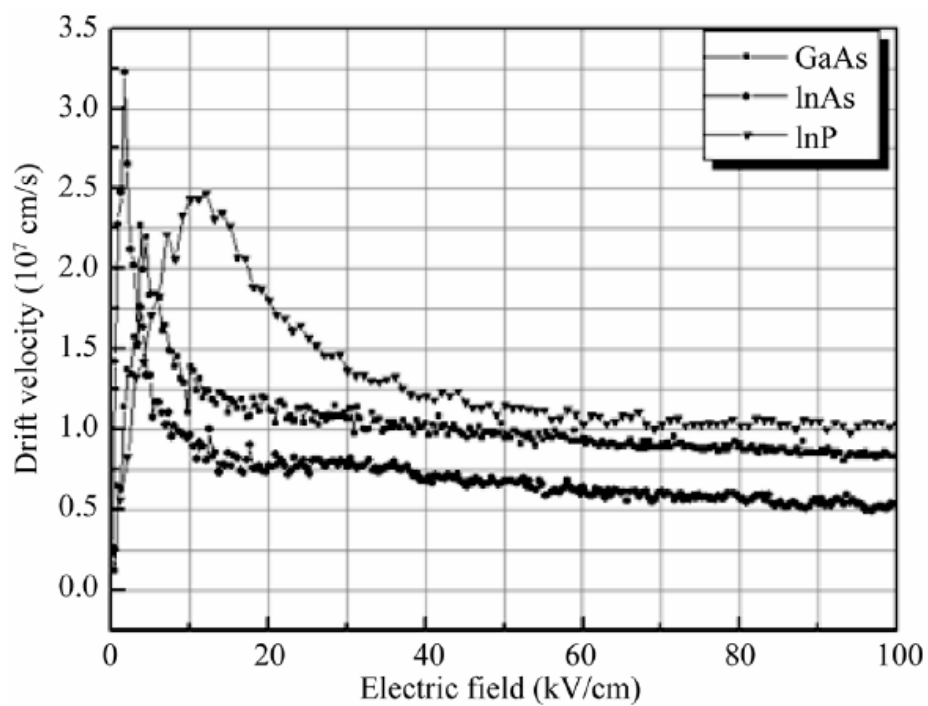


FIGURE 2.5 – Allure de la vitesse des électrons en fonction du champ appliqué dans différents matériaux. Les courbes ont été réalisées grâce à des simulations Monte-Carlo [3].

2.2 Photoconducteurs et photodiodes PIN

2.2.1 Les photoconducteurs

a) Principe de fonctionnement

Le photoconducteur est le photo-mélangeur le plus simple et se compose d'un matériau semi-conducteur placé entre deux électrodes. Lorsque le semi-conducteur est éclairé par un faisceau dont l'énergie est supérieure à la bande interdite du semi-conducteur, des paires électrons-trous sont générées. Ces charges permettent d'augmenter momentanément la conductivité du semi-conducteur. Ainsi, en soumettant celui-ci à un champ électrique, on a un circuit fermé permettant de générer un courant dépendant de la puissance du laser. En superposant le faisceau laser avec un second faisceau de longueurs d'onde très proche on a ainsi un composant pouvant générer un courant à la fréquence de battement des deux lasers lorsqu'il est éclairé et se comportant comme un interrupteur ouvert lorsqu'il ne l'est pas si le temps de vie des porteurs est faible devant le temps d'extinction du faisceau. Pour s'assurer d'un fonctionnement performant des photoconducteurs, il est important d'avoir des matériaux semi-conducteurs dont le temps de vie des porteurs est court et une vitesse de dérive des charges importante. À 800 nm le choix principal est le GaAs épitaxié à basse température tandis que pour la longueur d'onde des télécommunications (ie 1.55 μm), on préfère l'InGaAs. Les premiers photoconducteurs pour l'émission d'ondes dans le térahertz ont été développés par BROWN et al. [4] en 1995. Le composant développé est fabriqué à partir de GaAs épitaxié à basse température et composé d'une structure interdigitée (voir figure 2.6). Il est ensuite couplé à une antenne spirale (voir partie 1.3.3). L'ensemble est finalement couplé à une lentille en silicium pour permettre la propagation en espace libre (voir figure 2.6). Le composant développé par BROWN et al. [4] a permis d'émettre jusqu'à 3.8 THz.

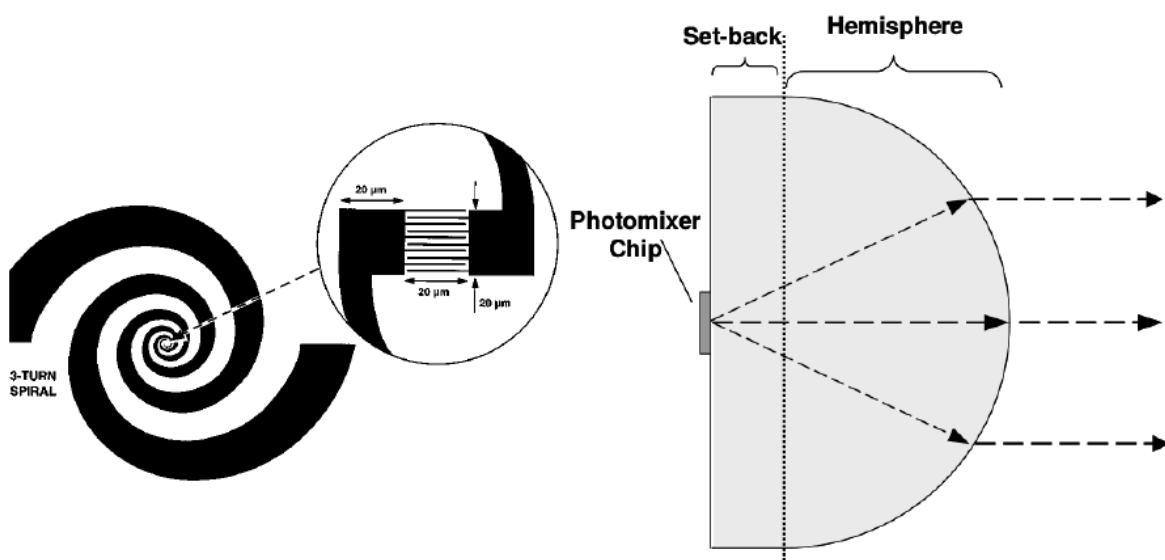


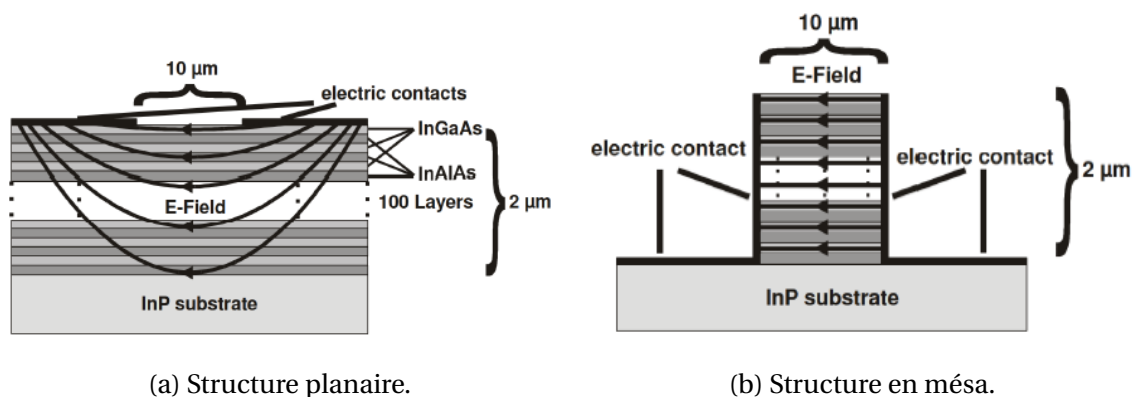
FIGURE 2.6 – Le photoconducteur avec une structure interdigitée est couplé à une antenne (à gauche [4]) puis l'ensemble est couplé à une lentille hémisphérique en silicium (à droite [5]).

Il est important de noter que dans une structure planaire, le taux de génération est

constant sur une ligne de champ électrique, le photoconducteur a alors un comportement identique qu'il soit polarisé dans un sens ou dans l'autre. Un photoconducteur ne peut a priori pas fonctionner s'il n'est pas polarisé. Au cours des années, différentes structures plus complexes ont été proposées pour améliorer artificiellement les propriétés des matériaux utilisés.

b) Vers des structures plus complexes...

Plusieurs structures ont été testées dans le but d'améliorer artificiellement les caractéristiques des photoconducteurs. Pour ce faire, une structure multicouche (100 périodes) composée de deux matériaux a été développée pour fonctionner à $1.55\ \mu\text{m}$. Elle se compose donc d'InGaAs (pour absorber à $1.55\ \mu\text{m}$) et d'InAlAs. L'InAlAs permet de piéger les charges et donc de réduire le temps de vie de celles-ci et d'augmenter la résistance d'obscurité du composant. Le principal problème d'une structure plane (voir figure 2.7a) est la décroissance du champ appliqué sur la structure avec la profondeur de celle-ci. Ce problème étant amplifié par l'utilisation d'InAlAs. Pour réduire ce problème, il est possible de réaliser une structure en méso (voir figure 2.7b) ce qui permet d'appliquer un champ électrique quasi uniforme sur toutes les couches du photoconducteur. La structure en méso permet de multiplier par 5 le courant généré par rapport à la structure plane tout en diminuant le courant d'obscurité [6].



(a) Structure planeaire.

(b) Structure en méso.

FIGURE 2.7 – Structure multi couche d'un photoconducteur [6].

Il est également possible d'augmenter le photo-courant généré dans un photoconducteur en plaçant le semi-conducteur dans une cavité Fabry-Pérot. Pour ce faire, on réalise une structure verticale. L'électrode inférieure est suffisamment épaisse pour pouvoir être considérée comme un miroir tandis que l'électrode supérieure est conçue de telle sorte qu'elle soit un miroir semi-transparent, sous la forme d'une couche mince d'or par exemple [7] (voir figure 2.8). Ces structures ont permis d'atteindre des photo-réponses de $0.1\ \text{A W}^{-1}$ [7] tout en permettant d'émettre jusque $0.35\ \text{mW}$ à $300\ \text{GHz}$ [8].

Le principal inconvénient de ces structures est que la capacité par unité de surface est plus importante que dans une structure classique. On a donc une fréquence de coupure RC plus faible que dans le cas de photoconducteurs ayant une structure interdigitée. Plus récemment, une autre structure basée sur le même principe a été développée. La principale différence vient du miroir semi-transparent. Dans la nouvelle structure, ce miroir n'est plus une fine couche d'or, mais une structure en peigne composée de doigts répartis périodiquement sur le photoconducteur (la période étant inférieure à la longueur d'onde

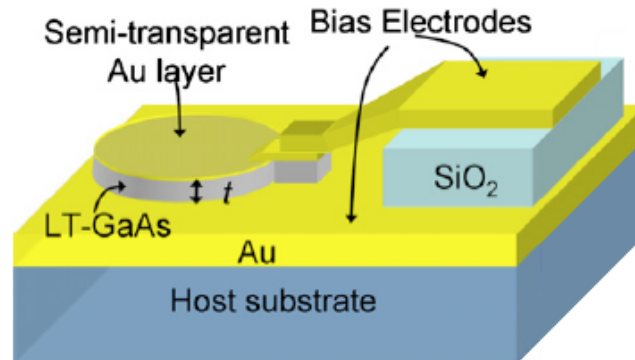


FIGURE 2.8 – Structure en cavité d'un photoconducteur [7].

des faisceaux incidents). De ce fait, le passage par le miroir semi-transparent induit des ordres de diffractions multiples permettant d'atteindre théoriquement une absorption proche de 100 % [9, 10] (voir structure figure 2.9).

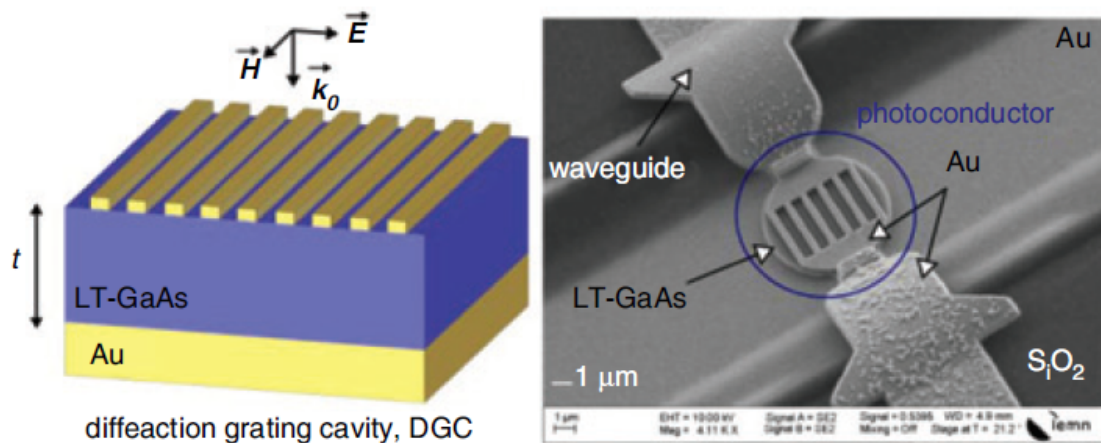


FIGURE 2.9 – Structure en cavité d'un photoconducteur avec une électrode en peigne [11].

Cette structure est utilisée pour du sous-échantillonnage jusqu'à 300 GHz [11] et permet d'utiliser du GaAs épitaxié à basse température à 1.55 μm . Le principal inconvénient de ce type de structure est la fabrication, en effet, l'absorption dans le semi-conducteur est très dépendante des paramètres géométriques du miroir semi-transparent (épaisseur, largeur des doigts et période), il est donc important d'avoir une parfaite maîtrise des différentes étapes de fabrication. Un second inconvénient vient du fait que cette structure en peigne impose une polarisation particulière des faisceaux incidents.

2.2.2 La photodiode PIN

a) La photodiode PIN pour la génération d'ondes par photo-mélange

Les photodiodes PIN se basent sur les jonctions PN qui sont composées d'un matériau semi-conducteur divisé en deux parties : une dopée P et une autre dopée N. À l'interface entre ces deux zones se forme une zone de charges d'espace dans laquelle il est possible de photo-générer des paires électron-trou. Une fois générées, ces charges se dirigent respectivement vers l'électrode de la zone P pour les trous et l'électrode de la zone N pour les électrons. Ce courant est à la fois un courant de diffusion (lié aux dopages) et un courant de dérive (lié au champ dans la zone de charges d'espace). Il est possible d'avoir une zone de charges d'espace très fine pour augmenter la réponse en fréquence de la jonction PN en augmentant les niveaux de dopage N et P ce qui diminuent le temps de transit des charges. Cependant, la montée en fréquence se fait au détriment de l'absorption et de la photo-réponse. A contrario, diminuer les dopages permet d'augmenter la taille de la zone de charges d'espace, ce qui augmente le temps de transit des charges et empêche d'avoir des contacts ohmiques de faible résistance avec les électrodes. Pour résoudre ces problèmes, on ajoute une zone intrinsèque I entre les zones P et N de la jonction PN pour former une photodiode PIN. On augmente ainsi la zone d'absorption sans avoir à diminuer les dopages P et N. On diminue donc la capacité de la structure tout en augmentant son photocourant. L'absorption se faisant principalement dans la zone intrinsèque (non dopée), le courant de dérive prédomine et permet de ne pas considérer le courant de diffusion. La photodiode PIN est cependant limitée par le transport des charges (électrons et trous) et par sa capacité intrinsèque comme il est montré dans le modèle présenté dans la partie suivante.

b) Modèle analytique de la photodiode PIN

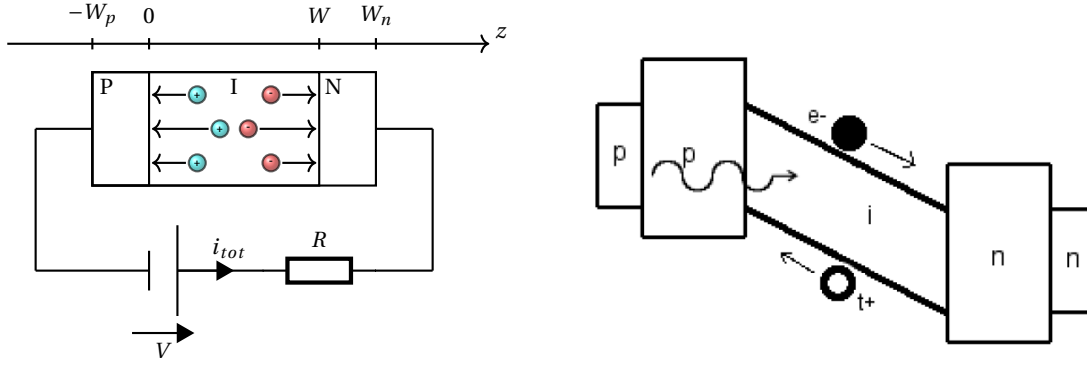
Il est possible de faire un modèle analytique dynamique de la photodiode PIN en faisant quelques hypothèses. L'objectif est de comprendre comment cette structure fonctionne et quelles sont ses limitations. Le modèle analytique présenté se base sur celui réalisé par LUCOVSKY, SCHWARZ et EMMONS [12] et réutilisé dans sa thèse par BECK [13], il prend en compte le transport des charges à travers la zone intrinsèque. Le modèle fait quelques hypothèses importantes qui seront décrites au cours de la modélisation. On considère la structure de la figure 2.10.

La première étape consiste à faire une étude électrique de la photodiode. Elle est placée dans un circuit contenant une résistance (souvent $50\ \Omega$ correspondant à l'antenne émettrice) et une source de tension continue. En appliquant la loi d'ohm, on trouve l'équation suivante :

$$V = Ri + \int_0^W Edz \quad (2.21)$$

On ne s'intéresse qu'au régime alternatif ce qui signifie qu'on peut uniquement considérer la dérivée en fonction du temps de l'équation (2.21). On suppose également que la section S de la photodiode est constante et on pose j_{tot} la densité de courant telle que $i = j_{tot}S$, on a alors :

$$0 = RS \frac{dj_{tot}}{dt} + \int_0^W \frac{dE}{dt} dz \quad (2.22)$$



(a) Schématisation de la photodiode PIN permettant de faire le modèle.

(b) Diagramme de bande de la photodiode PIN.

FIGURE 2.10 – Photodiode PIN

Si l'on introduit la constante $C = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 S}{W}$ qui représente la capacité de la photodiode, on obtient l'équation :

$$-RC \frac{dj_{tot}}{dt} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{W} \int_0^W \frac{\partial E}{\partial t} dz \quad (2.23)$$

Le courant j_{tot} est la somme des courants des trous j_p , des électrons j_n et du courant de déplacement :

$$j_{tot} = j_n + j_p + \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial E}{\partial t} \quad (2.24)$$

En combinant les équations (2.23) et (2.24), on obtient le résultat suivant (le courant J_{tot} étant indépendant de z) :

$$-RC \frac{dj_{tot}}{dt} = -\frac{1}{W} \int_0^W (j_n + j_p) dz + j_{tot} \quad (2.25)$$

Finalement, si l'on écrit les grandeurs en régime harmonique (battement à la pulsation ω), on arrive à l'équation :

$$j_{tot} = \frac{1}{1 + RCj\omega} \frac{1}{W} \int_0^W (j_n(z, t) + j_p(z, t)) dz \quad (2.26)$$

Il ne reste donc plus qu'à calculer les courants j_n et j_p dans la zone intrinsèque. Avant de commencer, on fait l'hypothèse que les zones de charges d'espace entre la zone intrinsèque et les zones P et N sont d'épaisseur nulle (les dopages P et N sont importants). On note p et n les densités de charge des trous et des électrons dans la zone intrinsèque. De même, on note p_0 et n_0 les densités de charge à l'équilibre. On note également τ_b le temps de vie des charges (supposé identique) et $G(r, t)$ le taux de génération dans la zone intrinsèque. Les équations de continuité pour les trous et les électrons dans la zone intrinsèque s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial t} = -\left(\frac{p-p_0}{\tau_b}\right) + G(r, t) - \frac{1}{e} \vec{\nabla}_r \cdot \vec{j}_p \\ \frac{\partial n}{\partial t} = -\left(\frac{n-n_0}{\tau_b}\right) + G(r, t) + \frac{1}{e} \vec{\nabla}_r \cdot \vec{j}_n \end{cases} \quad (2.27)$$

On se place ensuite dans un modèle de dérive-diffusion ce qui permet d'écrire les courants d'électrons \vec{j}_n et de trous \vec{j}_p dans la zone intrinsèque de la photodiode. On note

D_n et D_p les coefficients de diffusion d'Einstein des électrons et des trous et μ_n et μ_p la mobilité respective des électrons et des trous :

$$\begin{cases} \vec{j}_n = e\mu_n n \vec{E} + eD_n \vec{\nabla}_r n \\ \vec{j}_p = e\mu_p p \vec{E} - eD_p \vec{\nabla}_r p \end{cases} \quad (2.28)$$

Lors de la génération de charges dans la zone intrinsèque, l'équation de Maxwell-Gauss s'écrit :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r} e(p - n) \quad (2.29)$$

En intégrant les équations (2.29) et (2.28) aux équations de continuité (2.27), on arrive aux équations décrivant l'évolution temporelle et spatiale des charges dans la zone intrinsèque :

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial t} = -\left(\frac{p-p_0}{\tau_b}\right) + G(r, t) - \mu_p \vec{E} \vec{\nabla} p - \mu_p \frac{pe(p-n)}{\epsilon_0 \epsilon_r} + D_p \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} p) \\ \frac{\partial n}{\partial t} = -\left(\frac{n-n_0}{\tau_b}\right) + G(r, t) + \mu_n \vec{E} \vec{\nabla} n - \mu_n \frac{pe(p-n)}{\epsilon_0 \epsilon_r} + D_n \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} n) \end{cases} \quad (2.30)$$

Afin de simplifier les équations (2.30) pour permettre d'avoir un modèle plus simple, on suppose que le temps de vie des charges est grand devant le temps de transport ce qui permet de négliger les termes $\frac{p-p_0}{\tau_b}$ et $\frac{n-n_0}{\tau_b}$. On suppose également qu'il n'y a pas de courant de diffusion dans la direction \vec{z} , ce qui signifie qu'on suppose que le champ \vec{E} est constant dans cette direction ou encore que $p - n \approx 0$. Ainsi, les courants peuvent se réécrire sous la forme de l'équation (2.31) :

$$\begin{cases} j_n = e\mu_n n E \\ j_p = e\mu_p p E \end{cases} \quad (2.31)$$

En posant v_n la vitesse de transit des électrons et v_p celle des trous, les équations (2.30) se simplifient donc sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \frac{1}{v_n} \frac{\partial j_n}{\partial t} = eG(r, t) + \frac{\partial j_n}{\partial z} \\ \frac{1}{v_p} \frac{\partial j_p}{\partial t} = eG(r, t) - \frac{\partial j_p}{\partial z} \end{cases} \quad (2.32)$$

On suppose maintenant que la photodiode est éclairée par la zone P et que le taux de génération s'écrit sous la forme de l'équation (2.33). On note Φ_0 une constante représentant la puissance incidente et l'efficacité quantique du matériau et α l'absorption du matériau.

$$G(r, t) = \Phi_0 \alpha \exp(-\alpha z) \exp(j\omega t) \quad (2.33)$$

Les équations (2.32) peuvent être résolues en calculant dans un premier temps une solution homogène j_{nh} et j_{ph} aux équations (sans second membre) :

$$\begin{cases} j_{nh}(z) = A_n \exp\left(\frac{j\omega}{v_n} z\right) \\ j_{ph}(z) = A_p \exp\left(-\frac{j\omega}{v_p} z\right) \end{cases} \quad (2.34)$$

puis on calcule une solution particulière j_{np} et j_{pp} en faisant varier la constante en supposant que :

$$\begin{cases} j_{np}(z) = B_n(z) \exp\left(\frac{j\omega}{v_n} z\right) \\ j_{pp}(z) = B_p(z) \exp\left(-\frac{j\omega}{v_p} z\right) \end{cases} \quad (2.35)$$

La solution générale des courants d'électrons et de trous est donc :

$$\begin{cases} j_n(z) = (A_n + B_n(z)) \exp\left(\frac{J\omega}{v_n} z\right) \\ j_p(z) = (A_p + B_p(z)) \exp\left(-\frac{J\omega}{v_p} z\right) \end{cases} \quad (2.36)$$

En mettant les solutions générales (2.36) dans les équations différentielles (2.32), on obtient une équation dépendante de z pour les deux courants avec une constante. Cette constante peut être supprimée pour les deux courants en utilisant les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} j_n(z=0) = 0 \\ j_p(z=W) = 0 \end{cases} \quad (2.37)$$

Finalement, les courants s'écrivent :

$$\begin{cases} j_n(z, \omega) = \frac{e\Phi_0\alpha}{J\frac{\omega}{v_n} - \alpha} \left[\exp(-\alpha z) - \exp\left(\frac{J\omega}{v_n} z\right) \right] \\ j_p(z, \omega) = \frac{e\Phi_0\alpha}{J\frac{\omega}{v_p} + \alpha} \left[-\exp(-\alpha W) \exp\left(\frac{J\omega}{v_p}(z - W)\right) + \exp(-\alpha z) \right] \end{cases} \quad (2.38)$$

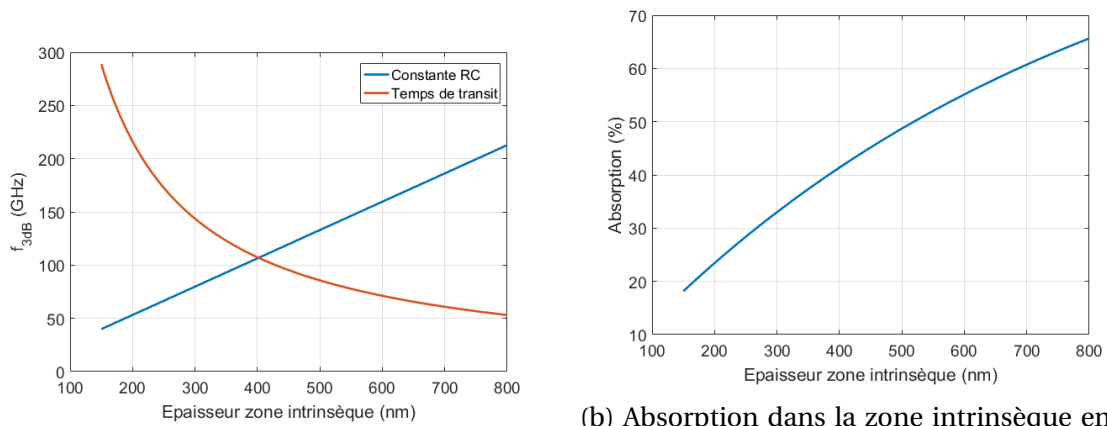
Il suffit maintenant d'intégrer les courants de trous et d'électrons puis de sommer les résultats pour connaître le courant total parcourant la photodiode :

$$\begin{aligned} j_{tot}(\omega) = & \frac{e\Phi_0\alpha}{W(1 + JRC\omega)} \left[\frac{1}{J\frac{\omega}{v_n} - \alpha} \left(\frac{1}{\alpha} (1 - \exp(-\alpha W)) + \frac{v_n}{J\omega} \left(1 - \exp\left(\frac{J\omega W}{v_n}\right) \right) \right) \right] \\ & + \frac{e\Phi_0\alpha}{W(1 + JRC\omega)} \left[\frac{1}{J\frac{\omega}{v_p} + \alpha} \left(\frac{1}{\alpha} (1 - \exp(-\alpha W)) - \frac{v_p}{J\omega} \exp(-\alpha W) \left(1 - \exp\left(\frac{J\omega W}{v_p}\right) \right) \right) \right] \end{aligned} \quad (2.39)$$

c) Limites de la photodiode PIN

Comme on peut le voir dans l'équation (2.39) plusieurs paramètres entrent en jeu lorsqu'on souhaite connaître le comportement fréquentiel d'une photodiode PIN. Ces limitations font écho à celles énoncées dans la description générale des photo-mélangeurs (voir partie 2.1.1). La première contribution est la constante RC du circuit dans lequel la photodiode est placée (voir figure 2.11a). La résistance R du circuit est supposée être celle d'une antenne de résistance de rayonnement de 50Ω . Il est possible d'augmenter la fréquence de coupure liée à cette constante en diminuant la capacité de la photodiode. Pour ce faire, on peut augmenter la longueur de la zone intrinsèque, ce faisant, on augmente le temps de parcours des particules, réduisant ainsi la dynamique des charges (voir figure 2.11a). Dans la plupart des matériaux semi-conducteurs utilisés pour du photo-mélange, la vitesse de transit des trous est bien plus lente que celle des électrons. Le transport des charges est donc principalement dépendant des trous. Augmenter l'épaisseur de la zone intrinsèque permet aussi d'augmenter l'absorption dans celle-ci et ainsi augmenter la photo-réponse comme on peut le voir dans la figure 2.11b (figure réalisée en supposant une absorption suivant la loi de Beer-Lambert). Il est donc difficile de trouver un compromis.

Plutôt que d'augmenter l'épaisseur de la zone intrinsèque, on pourrait penser que la photo-réponse d'une photodiode PIN peut augmenter en augmentant la puissance optique l'éclairant, mais ce n'est pas le cas. En effet, outre les problèmes thermiques, la photodiode va saturer (limitation non présente dans la formule (2.39)).



(a) Fréquences de coupures de la photodiode PIN éclairée par des faisceaux à 800 nm. Les propriétés électriques du GaAs sont extraites du livre [14].

(b) Absorption dans la zone intrinsèque en % suivant une loi de Beer-Lambert sans prendre en compte la réflexion entre l'air et le GaAs. Les propriétés optiques du GaAs sont extraites du livre [15].

FIGURE 2.11 – Caractéristiques calculées par formules analytiques d'une photodiode PIN en GaAs à 800 nm en fonction de l'épaisseur de sa zone intrinsèque.

En effet, en augmentant la génération de charges dans la zone intrinsèque, on courbe les bandes de la photodiode (voir figure 2.12). Cette courbure de bande induit une saturation du courant. Pour résoudre ce problème, on peut séparer la zone dans laquelle les charges sont générées et celle où les charges se déplacent comme dans le cas des **photodiodes UTC** (voir figure 2.12) [16].

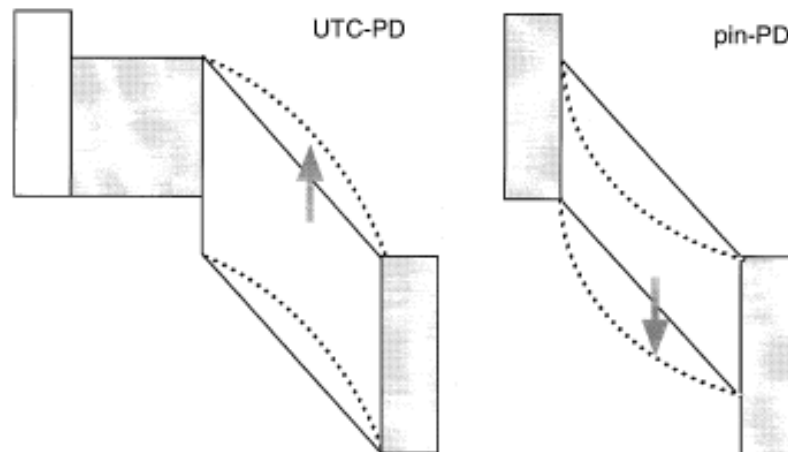


FIGURE 2.12 – Allure des bandes sous forte injection, d'une photodiode PIN et d'une **photodiode UTC** [16].

2.3 UTC-PD

2.3.1 Idée et état de l'art de la photodiode UTC

Comme on l'a vu dans la partie 2.2.2, les photodiodes PIN sont limitées par le transit des trous, mais aussi par la taille des composants. Si on souhaite une photo-réponse importante, il faut augmenter la taille de la zone intrinsèque et donc détériorer les caractéristiques fréquentielles de la photodiode. L'idée principale serait donc de séparer la zone dans laquelle est absorbée l'onde optique et la zone où les particules se déplacent. Si en plus on peut s'arranger pour que les trous soient très rapidement amenés à leur électrode, il ne resterait que la dynamique des électrons. C'est avec ces idées que ISHIBASHI et al. [17] ont développé la première **photodiode UTC**, une photodiode ayant une zone d'absorption et une zone de transport séparées. On peut voir figure 2.13 l'allure de la première **photodiode UTC** fabriquée ainsi que son diagramme de bande [17].

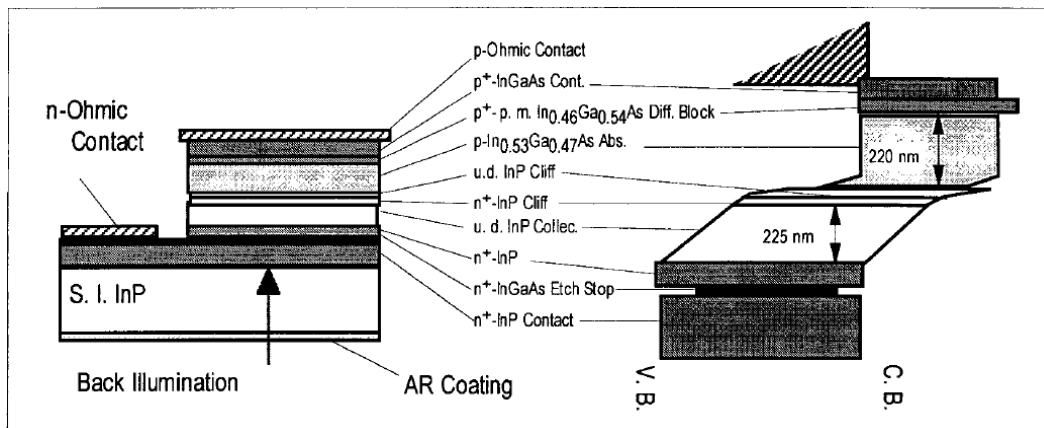


FIGURE 2.13 – Première **photodiode UTC** fabriquée avec son diagramme de bande [17].

La **photodiode UTC**, telle que présentée, est d'autant plus intéressante de par le matériau utilisé pour la zone de transport. Il s'agit d'un matériau, l'InP, dans lequel, pour un champ électrique critique, les électrons vont se déplacer plus rapidement que leur vitesse de saturation. Ce phénomène bien connu dans le GaAs (années 70-80) avait été mis en évidence expérimentalement quelques années plus tôt par la même équipe dans des transistors [18]. L'idée de la **photodiode UTC** est donc de séparer la zone absorbante et la zone de transport des charges de façon à ne plus prendre en compte que le transport des électrons. Cette zone doit être composée d'un matériau dans lequel les électrons peuvent se propager à une vitesse supérieure à leur vitesse de saturation. Un autre avantage de séparer les deux zones est que cela permet de limiter les effets de charges d'espace lorsque le taux de génération est important (voir figure 2.12 dans la partie c)).

Depuis l'invention de la **photodiode UTC** par ISHIBASHI et al. [19] en 1997, les applications de celle-ci se sont multipliées. On trouve notamment des photodiodes appelées **photodiode à transport unipolaire modifiée, ou Modified Uni-Travelling Carrier Photodiode (photodiode MUTC)** qui permettent de générer des signaux puissants à des fréquences de l'ordre de quelques dizaines de GHz. Elles se caractérisent notamment par le fait que leur zone d'absorption est plus épaisse pour permettre de générer plus de courant. En 2010, il était possible d'avoir une bande passante de 20 GHz pour une photo-réponse de 0.82 AW^{-1} [20]. Quelques années plus tard, il est possible de générer une puis-

sance allant de +8.9 dBm à +5.1 dBm dans la bande de fréquences 60-120 GHz à l'aide de ces **photodiodes MUTC** [21]. Un autre axe de recherche est la montée en fréquence tout en gardant des puissances générées supérieures aux autres photo-mélangeurs (voir figure 2.14).

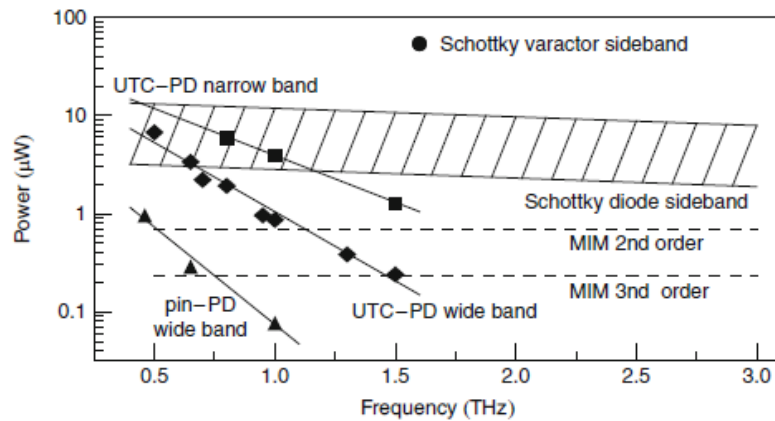


FIGURE 2.14 – Puissance atteignable en fonction de la fréquence pour diverses sources utilisant le photo-mélange [22].

Au fur et à mesure des années, la bande passante de ces photodiodes n'a fait qu'augmenter pour atteindre plus de 325 GHz en 2013 [23]. L'ensemble de ces mesures est cependant fait en régime impulsionnel. On retrouve aujourd'hui des **photodiodes UTC** dans différents systèmes tels que l'imagerie [24, 25] en tant que convertisseur de bruit optique en bruit électrique ou encore les télécommunications. On peut par exemple citer le système développé par UMEZAWA et al. [26], un système de télécommunication utilisant une **photodiode UTC** fonctionnant sans tension de biais et permettant de communiquer à plus de 110 GHz, ou encore le système développé à l'IEMN utilisant une **photodiode UTC** reportée et mise en cavité pour transmettre des signaux à 300 GHz avec un débit de 32 Gb/s [27]. Depuis quelques années à l'IEMN, les **photodiodes UTC** font partie du sujet de plusieurs thèses avec pour objectif d'améliorer leur photo-réponse tout en gardant une réponse fréquentielle importante. Pour ce faire, une structure en cavité a été proposée [27] (voir également partie 2.3.2 pour plus de détails sur la cavité). L'objectif de cette thèse est de réaliser des simulations pour optimiser la structure métallique de la cavité afin d'avoir une photo-réponse maximale ainsi que mettre à l'épreuve la suite de logiciels de simulation de Lumerical pour le calcul de la fréquence de coupure des photodiodes. L'objectif est d'avoir un outil permettant de concevoir les photodiodes et d'avoir une idée précise de leurs performances avant de les fabriquer.

2.3.2 Structure, cavité et vitesse des charges

a) Structure de la photodiode

La structure de la **photodiode UTC** étudiée dans cette thèse est celle développée lors de la thèse de Sara BRETIN [28] 2.1.

La structure présentée dans le tableau 2.1 a pour objectif d'être reportée sur un substrat de silicium pour faciliter son intégration et permettre de la mettre en cavité. Elle se compose d'une zone de transport composée du collecteur et du sous-collecteur. On

TABLE 2.1 – Ensemble des couches de la photodiode UTC étudiée

Couche	Fonction	Matériau	Épaisseur (nm)	Dopage cm^{-3}
1	Semi-transparent	Au	300	
2	Contact N	$\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	10	$n = 3 \times 10^{19}$
3	Sous-collecteur	InP	50	$n = 3 \times 10^{19}$
4	Collecteur	InP	150	nid
5	Plan dopé	InP	7	$n = 1 \times 10^{18}$
6	Espaceur	AlInGaAs	20	nid
7	Absorbeur	De $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ à $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$	150	$p = 1 \times 10^{18}$
8	Barrière de diffusion	$\text{Al}_{0.075}\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.395}\text{As}$	20	$p = 5 \times 10^{19}$
9	Contact P	$\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	10	$p = 1 \times 10^{20}$
10	Miroir	Au	300	

a également une zone d'absorption dont la composition du matériau change. Ce gradient de composition permet l'extraction des électrons photogénérés de celle-ci. Les deux contacts ohmiques N et P permettent de faire la transition entre le métal et les semi-conducteurs. Pour finir, la transition entre la zone de transport et la zone d'absorption se compose de l'espaceur permettant d'éloigner le plan de dopage de la zone P et d'un plan dopé permettant de faciliter le transport des électrons malgré la discontinuité de bande de conduction. Le transport des électrons de la zone absorbante se fait par diffusion. Le passage de la zone absorbante à la zone de transport se fait par effet tunnel [16]. Le logiciel de simulation utilisé par la suite (DEVICE de Lumerical) ne permet pas de simuler l'effet tunnel, le plan dopé est donc remplacé par une transition linéaire de composition du matériau de la zone absorbante vers la zone de transport. L'ensemble de la structure est ensuite placé entre deux miroirs formant ainsi une cavité (voir figure 2.15 la structure de la photodiode développée lors de la thèse de LATZEL [29]).

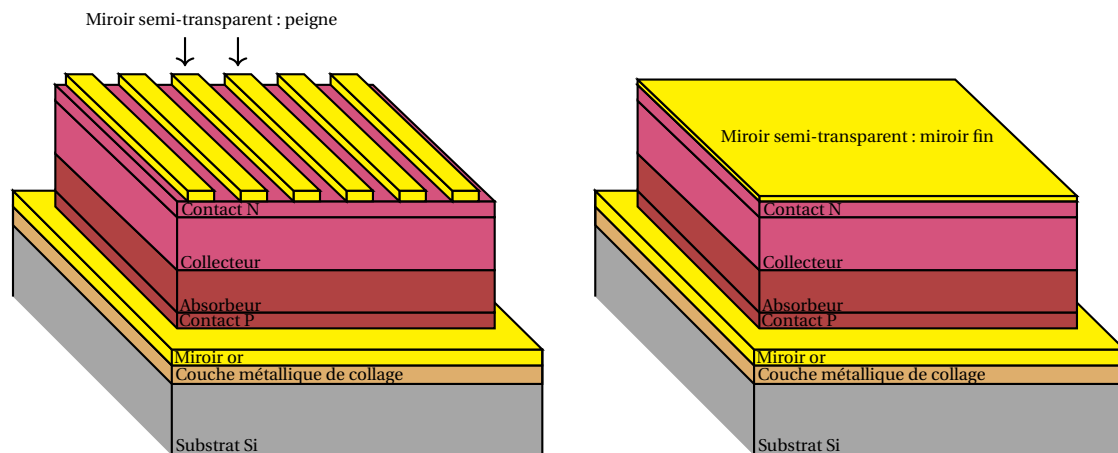


FIGURE 2.15 – Géométrie simplifiée de la photodiode UTC développée à l'IEMN [29] avec deux types de miroirs semi-transparentes.

b) Intérêt d'une structure reportée en cavité

Le premier intérêt de travailler avec une structure en cavité est le fait qu'il devient possible de placer un composant III-V sur un circuit en silicium en réalisant un collage or/or pour, par exemple, être intégré dans un circuit d'émission en télécommunications [27]. Il est donc possible d'utiliser des matériaux très performants pour la montée en fréquence tout en intégrant le composant dans un package classique en silicium. Le second intérêt de la structure en cavité est d'augmenter la photo-réponse par rapport à une **photodiode UTC** classique sous un éclairage identique. En éclairant la photodiode par dessus, l'onde incidente traverse le miroir semi-transparent et est ensuite piégée dans la photodiode et fait des allers-retours jusqu'à être totalement absorbée. Les photodiodes classiques quant à elles ne voient généralement que deux passages de l'onde, car elles sont éclairées par le dessous (par le substrat). L'onde est ensuite réfléchiée sur l'électrode du contact P.

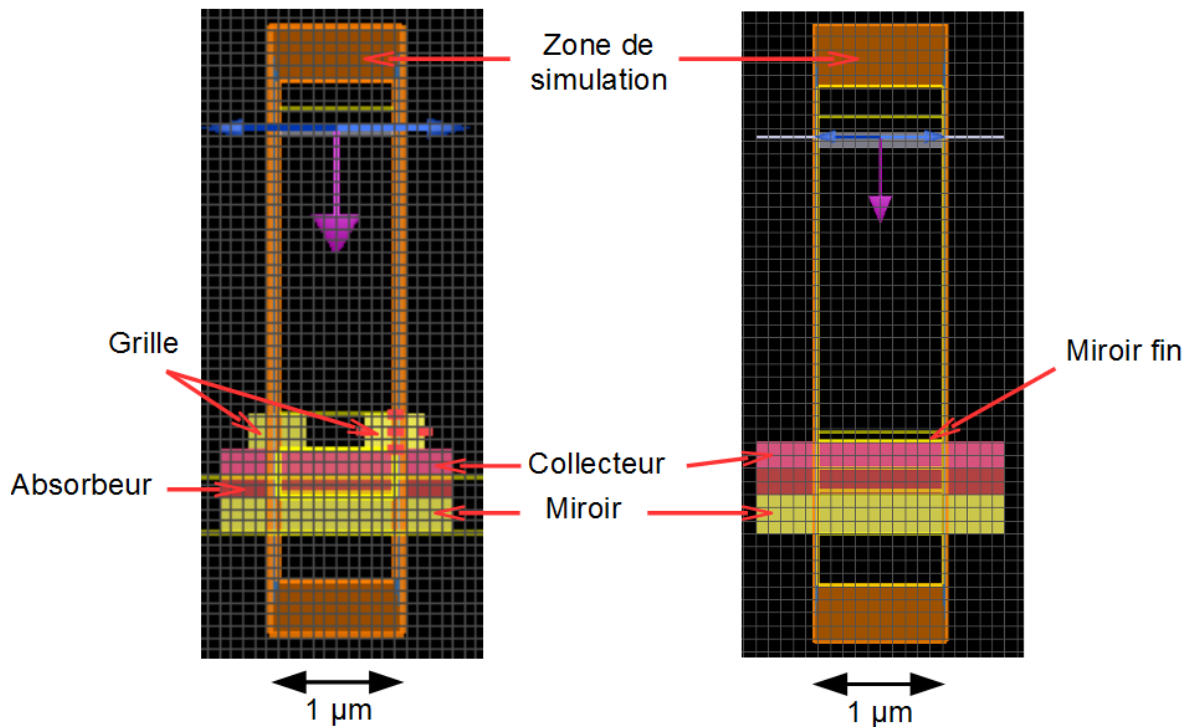


FIGURE 2.16 – Géométrie d'une photodiode avec deux types de miroirs semi-transparentes (vue en coupe). À gauche sous forme de peigne, à droite sous forme d'une couche fine.

Les deux géométries sont simulées optiquement avec le logiciel de simulation FDTD de Lumerical. Les deux structures sont celles présentées dans la thèse de LATZEL [29]. On peut voir figure 2.16 l'allure de ces deux structures de **photodiodes UTC** dans le logiciel de simulation. Il s'agit de simulations 2D réalisées sur une largeur de 1 µm. Les épitaxies des deux structures sont identiques, seuls les miroirs semi-transparentes sont différents. La structure des couches est celle décrite dans le tableau 2.1 avec un espaceur différent. Dans le cas des simulations, l'espaceur est une couche composée d'un gradient de concentration d'InGaAsP de façon à faire une transition douce entre la zone absorbante et la zone de transport. Le premier miroir semi-transparent est une couche très fine d'or mais continue. On peut voir figure 2.17a un exemple où la structure de la **photodiode UTC** est en-

tourée par un miroir et un miroir semi-transparent. Pour cette démonstration, on change l'épaisseur du miroir pour voir quel est le maximum d'absorption à $1.55\ \mu\text{m}$. Les simulations sont de simulations 2D réalisées avec le logiciel FDTD de Lumerical. On peut voir que l'absorption dans la zone absorbante n'est de l'ordre que de 40 % au maximum. Ce résultat vient du fait que la cavité ne permet pas de faire résonner au mieux l'onde incidente (la position de l'absorbeur dans la cavité n'est pas optimale). Si l'on change la longueur du collecteur à $467\ \text{nm}$, on peut voir qu'on peut augmenter l'absorption maximale jusqu'à près de 55 % (voir figure 2.17b).

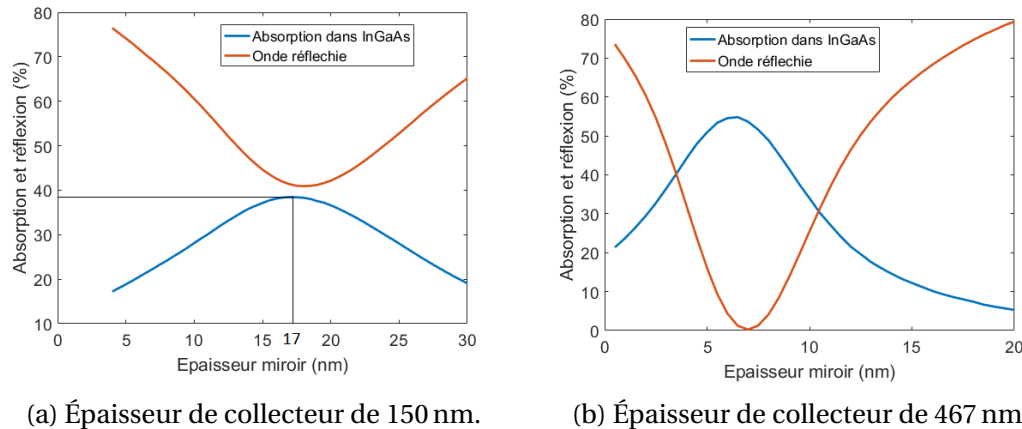


FIGURE 2.17 – Absorption dans l'InGaAs pour deux épaisseurs de collecteur. Les couches sont celles décrites dans le tableau 2.1 sauf pour le collecteur.

On peut voir figure 2.17a qu'il y a bien un maximum pour une épaisseur de miroir de 17 nm qui vaut 38.4 % pour la structure de photodiode imposée. S'il était possible de changer l'épaisseur du collecteur, il est possible de réaliser une optimisation à deux paramètres pour trouver les épaisseurs du collecteur et du miroir semi-transparent idéales pour avoir le maximum d'absorption. Le résultat de l'optimisation donne une absorption maximale de plus 55 % pour une épaisseur de collecteur de $467\ \text{nm}$. Cependant, les structures que l'on souhaite étudier ont une épaisseur de collecteur définie qui ne peut pas être changée.

La seconde façon de réaliser un miroir semi-transparent est de faire une structure en peigne composée de doigts en or espacés périodiquement (voir figure 2.16). Contrairement au miroir semi-transparent, la structure en peigne a trois paramètres que l'on peut changer à savoir sa période, l'épaisseur du métal ainsi que la largeur des doigts. Le principe de cette structure est que l'onde incidente, une fois passée à travers le miroir semi-transparent, va se disperser en différents modes de diffraction (uniquement possible si la période de la structure est inférieure à la longueur d'onde de l'onde incidente). Une fois que ces modes sont réfléchis par le miroir en or, ils ne peuvent presque pas ressortir par le miroir semi-transparent. Il est en théorie possible d'atteindre une absorption dans le semi-conducteur, en considérant un métal parfait, de 100 % de l'onde incidente [9, 10]. Dans le but de simplifier les choses, on fixe la période à $1\ \mu\text{m}$. La simulation est réalisée avec une longueur d'onde incidente de $1.55\ \mu\text{m}$ dont la polarisation est orthogonale aux doigts.

On peut voir figure 2.18 l'absorption dans l'InGaAs simulée. La première chose à remarquer est que la structure de la photodiode n'a pas changé lors de la simulation. La

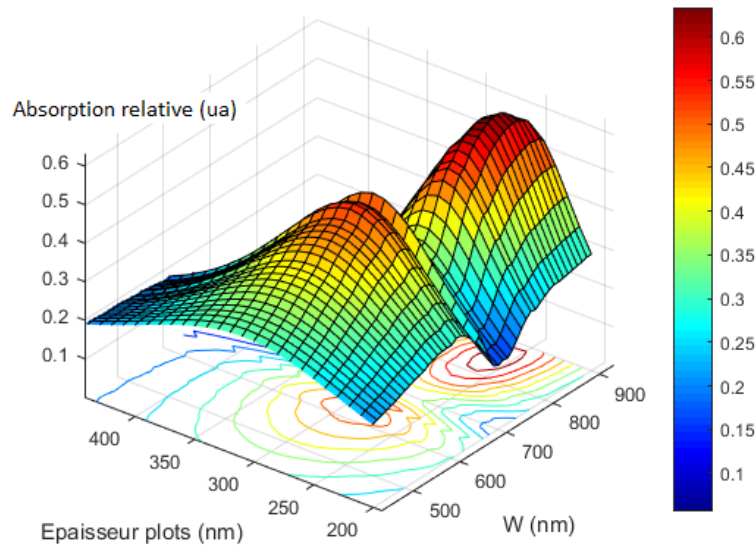


FIGURE 2.18 – Absorption relative dans l’InGaAs en fonction de l’épaisseur du peigne en or et de la largeur de ses doigts W pour une période de $1\ \mu\text{m}$. La structure est éclairée par une onde plane de longueur d’onde $1.55\ \mu\text{m}$.

seconde est que les paramètres peuvent être optimisés de façon à avoir un maximum d’absorption à savoir : 62.4 % pour une épaisseur de peigne de 263 nm et une largeur de doigts de 839 nm. On se retrouve donc avec un peigne qui couvre plus de 80 % de la surface éclairée, mais permet d’absorber plus de 60 % de la puissance incidente ce qui est très intéressant du point de vue de la résistance de contact. Le miroir semi-transparent en peigne est donc bien plus intéressant si on ne peut pas changer la structure de la [photo-diode UTC](#) pour des raisons de transport. Dans la suite de l’étude, on utilisera la structure avec les doigts telle qu’optimisée dans cette partie.

c) Vitesse de transit des électrons

Lorsque des électrons se déplacent dans un matériau dans le régime dit *de mobilité*, leur vitesse est liée au champ électrique dans ce matériau de la façon suivante :

$$\vec{v}_n = \mu_n \vec{E} \quad (2.40)$$

où μ_n est la mobilité des électrons dans le matériau. À priori, μ_n est une grandeur qui peut dépendre de la densité d’électrons présents dans le matériau (comme on pourrait le voir dans une approche hydrodynamique du déplacement des électrons) mais aussi du champ électrique appliqué. Le lien entre la densité et la mobilité est étudié dans le cas de forte injection. Dans notre cas, on ne s’intéresse qu’à la dépendance en champ de la mobilité. Cette dépendance est souvent décrite de façon très simpliste par deux zones à savoir une zone linéaire sous faible champ et une zone saturée pour les champs forts (voir figure 2.19). La vitesse des électrons a été choisie d’être saturée lorsqu’elle atteint $1 \times 10^7\ \text{cm s}^{-1}$ pour permettre d’avoir la même vitesse de saturation que celle de l’InP [3] :

Cependant, cette description simpliste peut être raffinée, il existe en fait deux modèles de mobilité des électrons dans un matériau, le modèle dépendant du matériau. Le

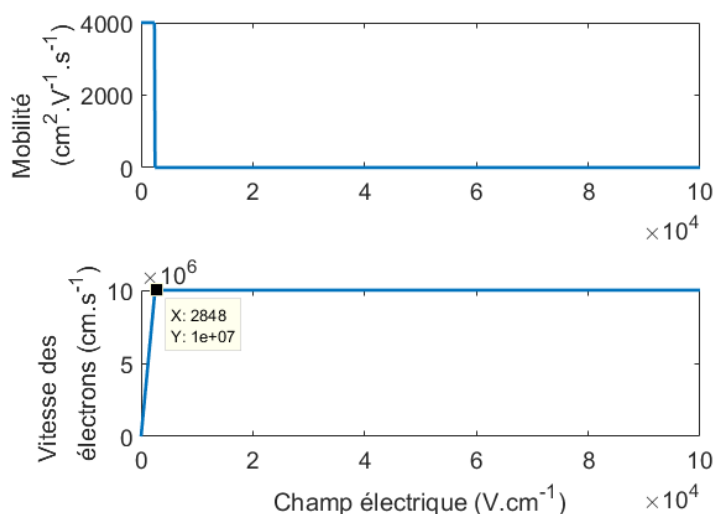
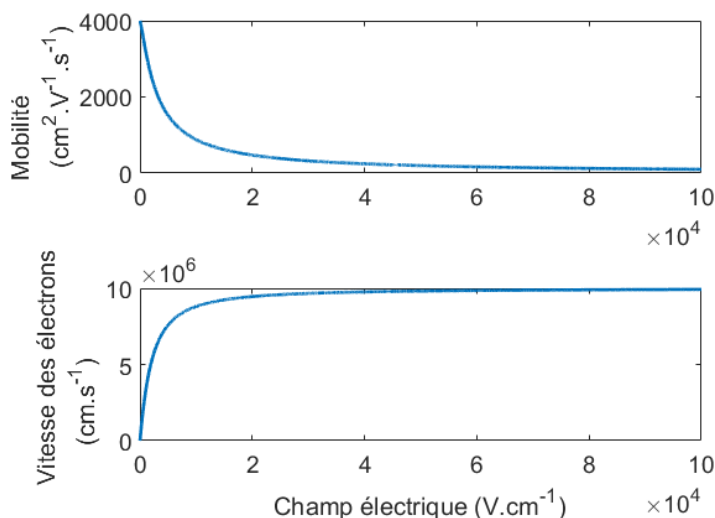


FIGURE 2.19 – Exemple de modèle linéaire puis saturé de la vitesse des électrons.

premier modèle est le modèle *monotonic* qu'on retrouve dans des matériaux tels que le silicium [30] ou le germanium [31]. Ce modèle se décrit comme dans l'équation (2.41) (empirique) et n'est que la version plus compliquée du modèle présenté figure 2.19 :

$$\mu_n = \frac{\mu_{LA}}{\left(1 + \left(\frac{\mu_{LA}E}{v_{sat}}\right)^{1/\beta}\right)} \quad (2.41)$$

où v_{sat} est la vitesse de saturation des électrons, μ_{LA} la mobilité des électrons à faible champ et β une constante dépendant du matériau. On peut voir figure 2.20 un exemple d'allure de la mobilité et de la vitesse des électrons en fonction du champ dans le matériau.

FIGURE 2.20 – Exemple de modèle *monotonic* avec $\beta = 1.26$, $v_{sat} = 1 \times 10^7 \text{ cm s}^{-1}$ et $\mu_{LA} = 4000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

Le second modèle est le modèle *overshoot*. Ce modèle présente une survitesses montrant que les électrons peuvent se déplacer plus vite que leur vitesse de saturation pour un champ électrique particulier. C'est ce comportement dans des transistors [18] qui a entre autres donné l'idée de développer des **photodiodes UTC**. Les matériaux qui représentent ce phénomène sont par exemple l'InP ou encore le GaAs [3]. L'équation associée est la suivante :

$$\mu_n = \frac{\mu_{LA} + \frac{v_{sat}}{E} \left(\frac{E}{E_0}\right)^\beta}{\left(1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^\beta\right)} \quad (2.42)$$

où la définition des constantes est la même que celle du modèle *monotonic*. E_0 est le champ pour lequel on a la survitesses. On peut voir figure 2.21 l'allure de la mobilité et de la vitesse des électrons en fonction du champ dans le matériau dans le cas d'un modèle *overshoot*. Les grandeurs sont choisies pour respecter les résultats sur l'InP de GUEN-BOUAZZA et al. [3].

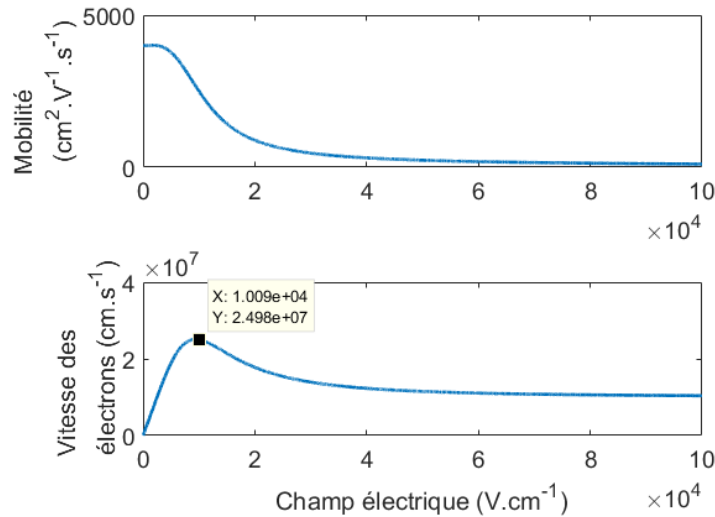
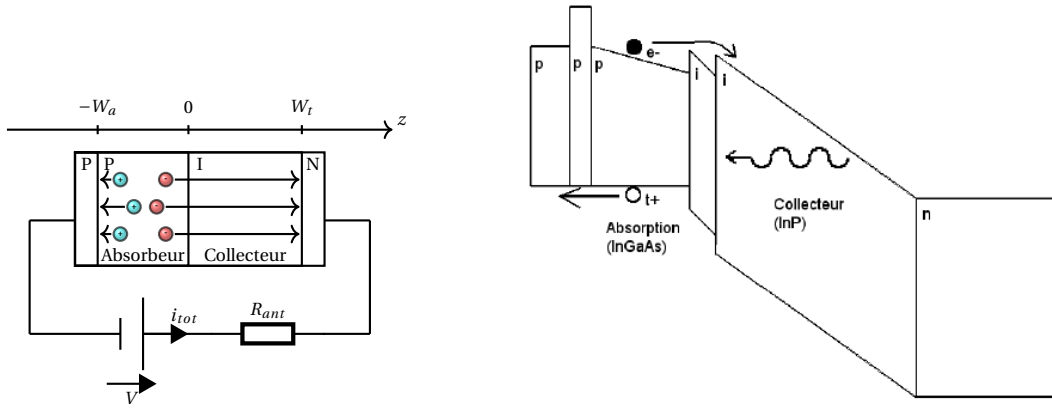


FIGURE 2.21 – Exemple de modèle *overshoot* avec $\beta = 3$, $v_{sat} = 1 \times 10^7 \text{ cms}^{-1}$, $\mu_{LA} = 4000 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ et $E_0 = 1 \times 10^4 \text{ Vcm}^{-1}$.

Dans la suite de l'étude, les deux modèles (*monotonic* et *overshoot*) seront utilisés pour les simulations ainsi que pour le modèle analytique (section 2.3.3). Les simulations de transport sont réalisées avec le logiciel DEVICE de Lumerical qui permet de choisir le modèle de mobilité que l'on souhaite pour chaque matériau.

2.3.3 Modèle analytique de la photodiode UTC

Le modèle analytique de la **photodiode UTC** présenté est extrait de l'article de FEIGINOV [32]. Ce modèle est plus intéressant que celui présenté par ISHIBASHI et al. [19] notamment parce qu'il prend en compte le fait que la **photodiode UTC** est connectée à une antenne et non en court-circuit. Si on adopte une approche similaire à celle présentée pour la photodiode PIN, la première partie, qui concerne l'étude électrique de la **photodiode UTC** est différente de celle de FEIGINOV et fait moins d'hypothèses. La modélisation se décompose donc en une partie électrique, une partie permettant d'exprimer le courant d'électrons dans la zone d'absorption et une partie donnant le courant total en utilisant les propriétés de la zone de transport. L'ensemble du modèle se base sur la figure 2.22a. On suppose que la section de la photodiode est constante.



(a) Schématisation de la **photodiode UTC** permettant de faire le modèle analytique.

(b) Diagramme de bande de la **photodiode UTC**. Image extraite de [13].

FIGURE 2.22 – Photodiode UTC.

a) Partie électrique

Dans un premier temps, comme pour la photodiode PIN, on peut écrire la loi d'ohm dans le circuit contenant la **photodiode UTC** (voir figure 2.22a) et l'antenne en prenant en compte les deux différentes parties de la **photodiode UTC** :

$$V = R_{ant} i_{tot} + \int_{-W_a}^0 E_a dz + \int_0^{W_t} E_t dz \quad (2.43)$$

où E_a est le champ électrique dans la zone absorbante et E_t celui dans le collecteur. On n'est ici intéressé que par la partie alternative des grandeurs, il convient donc de dériver l'expression (2.43) :

$$0 = R_{ant} \frac{di_{tot}}{dt} + \int_{-W_a}^0 \frac{dE_a}{dt} dz + \int_0^{W_t} \frac{dE_t}{dt} dz \quad (2.44)$$

Il est également possible d'écrire le courant total $i_{tot} = S j_{tot}$ en fonction des courants dans chacune des parties de la **photodiode UTC**, j_{na} et j_{pa} dans la zone d'absorption et j_{nt} et j_{pt} dans la zone de transport. On note ϵ_{ra} la permittivité relative du matériau de la zone absorbante. Ainsi, dans la zone d'absorption, on a :

$$j_{tot} = j_{na} + j_{pa} + \epsilon_0 \epsilon_{ra} \frac{\partial E_a}{\partial t} \quad (2.45)$$

et dans la zone de transport avec ϵ_{rt} la permittivité relative de la zone de collection :

$$j_{tot} = j_{nt} + j_{pt} + \epsilon_0 \epsilon_{rt} \frac{\partial E_t}{\partial t} \quad (2.46)$$

Si l'on applique un modèle de dérive-diffusion dans la zone d'absorption, et en supposant que le courant de diffusion des trous est négligeable, on peut écrire que :

$$E_a = \frac{j_{pa}}{e\mu_p p_0} \quad (2.47)$$

En intégrant l'hypothèse de l'équation (2.47) dans l'équation (2.46), on peut écrire le courant de trous en fonction du courant d'électrons et du courant total (battement à la pulsation ω) :

$$j_{pa}(1 + J\omega\tau_m) = j_{tot} - j_{na} \quad (2.48)$$

où $\tau_m = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{ra}}{e\mu_p p_0}$ est le temps de relaxation diélectrique. En intégrant les équations (2.48) et (2.46) dans l'équation (2.44), il est possible d'écrire que :

$$j_{tot} \left(R_{ant} S J \omega + \frac{W_a}{\epsilon_0 \epsilon_{ra}} + \frac{W_t}{\epsilon_0 \epsilon_{rt}} - \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{ra}} \frac{W_a}{1 + J\omega\tau_m} \right) = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{ra}} \int_{-W_a}^0 \frac{J\omega\tau_m}{1 + J\omega\tau_m} j_{na} dz + \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{rt}} \int_0^{W_t} j_{nt} dz \quad (2.49)$$

Si l'on introduit les capacités des deux zones de la **photodiode UTC** définies de la façon suivante :

$$\begin{cases} C_a = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{ra} S}{W_a} \\ C_t = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{rt} S}{W_t} \end{cases} \quad (2.50)$$

On peut écrire l'équation (2.49) sous la forme :

$$\frac{j_{tot} W_t}{\epsilon_0 \epsilon_{rt}} \left(1 + R_{ant} C_t J \omega + \frac{C_t}{C_a} \frac{J\omega\tau_m}{1 + J\omega\tau_m} \right) = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{ra}} \frac{J\omega\tau_m}{1 + J\omega\tau_m} \int_{-W_a}^0 j_{na} dz + \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{rt}} \int_0^{W_t} j_{nt} dz \quad (2.51)$$

L'équation (2.51) prend en compte l'essentiel des phénomènes en petite injection de la **photodiode UTC**. L'article [32] a une formule un peu différente, car les auteurs choisissent de supposer que la **photodiode UTC** est composée d'un seul matériau du point de vue de la permittivité. Dans le modèle de l'équation (2.51), cela signifie que $\epsilon_{ra} = \epsilon_{rt}$. Dans ce cas, on retrouve la formule de FEIGINOV. Pour la suite, on va supposer que $\omega\tau_m \ll 1$ ce qui impose qu'on travaille à des fréquences inférieures à quelques dizaines de térahertz. En effet, dans l'InGaAs, $\tau_m \approx 15 - 40$ fs [32] avec $p_0 = 2 - 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. L'hypothèse précédente signifie que :

$$\frac{W_a}{W_t} \left| \frac{J\omega\tau_m}{1 + J\omega\tau_m} \right| \ll 1 \quad (2.52)$$

Finalement, on peut écrire le courant total en fonction du courant dans la zone de transport :

$$j_{tot} = \frac{1}{W_t} \frac{1}{1 + J\omega R_{ant} C_t} \int_0^{W_t} j_{nt} dz \quad (2.53)$$

Il n'est pas possible de calculer directement le courant dans la zone de transport, car ce n'est pas dans cette zone que sont générées les charges. On va donc calculer le courant d'électrons dans la zone d'absorption puis se servir de la continuité de ce courant pour connaître celui dans la zone de transport.

b) Calcul de la densité de courant dans la zone d'absorption

Afin de connaître le courant dans la zone de transport, il faut d'abord analyser ce qu'il se passe dans la zone d'absorption. Pour calculer le courant d'électrons j_{na} dans la zone d'absorption, on utilise un modèle de dérive-diffusion à savoir :

$$j_{na}(z, t) = -en_a(z, t)\mu_{na}E_a + eD_e \frac{\partial}{\partial z} n_a(z, t) \quad (2.54)$$

où n_a est la densité d'électrons dans la zone d'absorption, D_e le coefficient de diffusion des électrons, μ_{na} la mobilité des électrons dans la zone absorbante et $v_d = \mu_{na}E_a$ la vitesse des électrons dans la zone d'absorption. En utilisant l'équation de continuité (voir équation (2.27)) pour les électrons en supposant que le temps de recombinaison est grand devant le temps de parcours des particules :

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} = G(z, t) + \frac{1}{e} \frac{\partial j_{na}}{\partial z} \quad (2.55)$$

Des conditions aux limites peuvent être définies aux frontières de la zone d'absorption. Dans un premier temps, en $z = -W_a$, il n'y a pas de courant d'électrons. Dans un second temps, il y a la continuité du courant entre la zone d'absorption et la zone de transport en $z = 0$:

$$\begin{cases} j_{na}(z = -W_a, t) = 0 \\ j_{na}(z = 0, t) = -e(v_d + v_{th})n(z = 0, t) \end{cases} \quad (2.56)$$

où $v_{th} = \sqrt{kT/2\pi m_a^*}$ est la vitesse thermoionique des électrons et m_a^* la masse effective des électrons dans la zone d'absorption. On suppose que le taux de génération est constant dans l'ensemble de la zone d'absorption pour simplifier les calculs. La vitesse de dérive v_d des électrons dans la zone d'absorption peut se décomposer en deux parties, une liée au champ E_0 créé par un gradient de composition du matériau de la zone d'absorption et une liée au champ créé par les charges générées E_c :

$$v_d = \mu_{na}(E_0 + E_c) \quad (2.57)$$

On peut faire l'hypothèse que la densité de charges photo-générées est faible devant le dopage et que la densité de trous générés est égale à la densité d'électrons générés. Faire ces hypothèses permet d'écrire que $v_d \approx \mu_n E_0$ (ie $|j_{na}| \gg e\mu_n n |E_c|$) en effet E_c étant dépendant de la densité des charges, il dépend à la fois de la densité des électrons et de celle des trous. De ce fait, ne pas faire l'hypothèse précédente implique que la densité des trous et celle des électrons sont liées ce qui empêche de résoudre facilement les équations. Cette hypothèse est la même que celle faite pour les photodiodes PIN.

Si l'on suppose que l'ensemble des grandeurs peut s'écrire en régime harmonique, et faisant l'hypothèse que le taux de génération $G(z, t) = G_0 \exp(j\omega t)$ est constant dans toute la zone d'absorption, on peut écrire l'équation (2.55) sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial z} j_{na}(z) + eG_0 = eJ\omega n(z) \quad (2.58)$$

En intégrant l'équation (2.58) dans l'équation (2.54), on supprime la densité $n(z)$ des électrons :

$$\frac{D_e}{J\omega} \frac{\partial^2}{\partial z^2} j_{na}(z) - \frac{v_d}{J\omega} \frac{\partial}{\partial z} j_{na}(z) - j_{na}(z) = -\frac{eG_0 v_d}{J\omega} \quad (2.59)$$

L'équation (2.59) peut être résolue comme la somme d'une solution particulière et d'une solution homogène. Une solution particulière $j_{na}^p(z)$ peut se trouver facilement :

$$j_{na}^p(z) = \frac{eG_0 v_d}{J\omega} \quad (2.60)$$

La solution homogène peut s'écrire sous la forme :

$$j_{na}^h(z) = X \exp(\lambda_1 z) + Y \exp(\lambda_2 z) \quad (2.61)$$

où λ_1 et λ_2 sont les solutions de l'équation caractéristique de l'équation différentielle (2.59). On peut écrire ces deux constantes de la façon suivante :

$$\lambda_{1,2} = \frac{v_d}{2D_e} \left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{4D_e J\omega}{v_d^2}} \right) = \frac{\gamma\gamma_{1,2}}{W_a} \quad (2.62)$$

avec :

$$\gamma = \frac{v_d}{D_e} W_a, \quad \alpha = \frac{\omega D_e}{v_d^2} \quad \text{et} \quad \gamma_{1,2} = -\frac{1}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 + 4J\alpha} \right) \quad (2.63)$$

Finalement, il est possible d'écrire le courant de la zone d'absorption :

$$j_{na}(z) = X \exp(\gamma\gamma_1) + Y \exp(\gamma\gamma_2) - \frac{eG_0 v_d}{J\omega} \quad (2.64)$$

En utilisant les conditions aux limites (2.56), on peut calculer les expressions des deux constantes X et Y . Dans les conditions aux limites, le calcul de $n_a(z=0)$ se fait en utilisant l'équation (2.55).

$$\begin{cases} X = \left(\frac{eG_0 v_d}{J\omega} - Y \exp(\gamma\gamma_2) \right) \exp(-\gamma\gamma_1) \\ Y = \frac{eG_0 W_a \left(\exp(-\gamma\gamma_1) \xi - \xi + 1 - \frac{\gamma\gamma_1 v_d}{J\omega W_a} \exp(-\gamma\gamma_1) \right)}{-\gamma\gamma_1 \exp(-\gamma\gamma_1) \exp(\gamma\gamma_2) + \gamma\gamma_2 \frac{J\omega}{v_d + v_{th}} (-W_a + W_a \exp(-\gamma\gamma_1) \exp(\gamma\gamma_2))} \end{cases} \quad (2.65)$$

Pour finir, comme on va le voir par la suite (voir partie c), ce n'est que le courant en $z=0$ qui nous intéresse. Si l'on pose :

$$\begin{cases} A = \gamma_1 - \gamma_2 \\ B = \exp(\gamma\gamma_1) - \exp(\gamma\gamma_2) \\ C = \gamma_1 \exp(\gamma\gamma_2) - \gamma_2 \exp(\gamma\gamma_1) \\ \xi = \frac{v_d}{v_d + v_{th}} \end{cases} \quad (2.66)$$

on peut exprimer le courant d'électrons en $z=0$ de la façon suivante :

$$j_{na}(z=0, t) = j_{na}(z=0) \exp(J\omega t) = -\frac{eG_0 W_a}{J\alpha\gamma} \frac{J\alpha B + C - A}{C + J\alpha\xi B} \quad (2.67)$$

c) Intégration de la zone de transport

Dans les parties précédentes, on a pu montrer que le courant total dépend du courant dans la zone de transport (voir équation (2.53)). Il n'y a pas de génération de charges dans la zone de transport, ainsi le courant, à un z particulier dans la zone de transport, est égal au courant à l'entrée de cette zone qui s'est déplacé d'une distance z . On peut donc écrire que :

$$j_{nt}(z, t) = j_{nt}(z = 0, t - t'(z)) \quad (2.68)$$

où $t'(z)$ est le temps que mettent les électrons pour se déplacer de la position $z = 0$ à la position z . Il devient donc possible d'écrire l'équation (2.53) de la façon suivante :

$$j_{tot} = \frac{1}{W_t} \frac{1}{1 + j\omega R_{ant} C_t} j_{na}(z = 0) \exp(j\omega t) \underbrace{\int_0^{W_t} \exp(-j\omega t'(z)) dz}_{\alpha_{tr}} \quad (2.69)$$

Dans la suite, pour calculer α_{tr} , il convient de choisir le comportement des charges vis-à-vis du champ qui leur est appliqué. Le premier qui est présenté est le cas où l'on suppose que la vitesse des électrons a atteint sa vitesse de saturation v_{sat} . Dans ce cas, on a $t'(z) = z/v_{sat}$ et l'on peut calculer le courant total en posant $\tau_d = W_t/v_{sat}$:

$$j_{tot} = \frac{1}{W_t} \frac{1}{1 + j\omega R_{ant} C_t} j_{na}(z = 0) \exp(j\omega t) \exp\left(\frac{-j\omega\tau_d}{2}\right) \frac{\sin(\omega\tau_d/2)}{\omega\tau_d/2} \quad (2.70)$$

On peut aussi choisir de proposer un modèle balistique où la vitesse des électrons dépend du champ électrique dans la zone de transport, dans ce cas, on a $t'(z) = \sqrt{\frac{2m^*z}{eE_t}}$ [32] avec m^* la masse effective des électrons dans la zone de transport. Dans ce cas, on peut aussi calculer le courant total (le travail étant plus long que pour le cas de la dérive) en posant $\tau_b = \sqrt{\frac{2m^*W_t}{eE_t}}$:

$$j_{tot} = \frac{1}{W_t} \frac{1}{1 + j\omega R_{ant} C_t} j_{na}(z = 0) \exp(j\omega t) J \exp\left(\frac{-j\omega\tau_b}{2}\right) \left(\frac{\exp(-j\omega\tau_d/2)}{\omega\tau_d/2} - \frac{\sin(\omega\tau_d/2)}{(\omega\tau_d/2)^2} \right) \quad (2.71)$$

On peut conclure des calculs précédents que la photodiode UTC est limitée en fréquence par la constante RC du circuit, mais aussi par la dynamique des électrons dans la zone de transport. Ce résultat montre que l'objectif d'éliminer les trous dans la dynamique de la photodiode PIN est un succès. Pour la suite, on ne se concentrera que sur le cas où la vitesse des électrons est saturée en ajustant la vitesse de saturation en fonction de la polarisation de la photodiode.

2.3.4 La photodiode UTC simulée en régime continu

a) Courbes $I(V)$, courant d'obscurité et champ dans le collecteur

On a vu précédemment (voir partie 2.3.2) les dimensions idéales pour avoir une photo-réponse maximale à $1.55 \mu\text{m}$. Une des caractéristiques les plus importantes des photodiodes est la caractéristique $I(V)$. Dans cette partie, on va s'intéresser à cette caractéristique en fonction de la puissance de l'onde incidente. Pour connaître celle-ci, on réalise une simulation en régime continu avec le logiciel DEVICE de Lumerical. Pour cette simulation, on fait varier le taux de génération et donc la puissance incidente. On peut voir

figure 2.23 l'allure de la courbe $I(V)$ de la photodiode UTC reportée. Le choix de tracer la densité de courant permet de rendre ces courbes valables, quelle que soit la surface de la photodiode choisie.

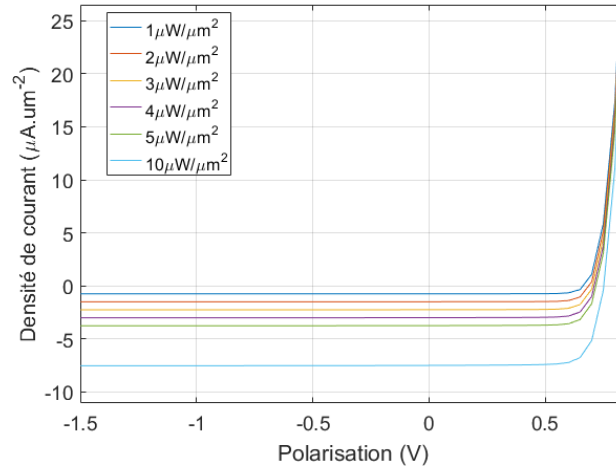


FIGURE 2.23 – Densité de courant en $\mu\text{A}\mu\text{m}^{-2}$ en fonction de la tension et de la puissance surfacique de l'onde incidente.

On peut également tracer le courant d'obscurité de la photodiode (voir figure 2.24). Il s'agit du courant parasite présent dans la photodiode même lorsque celle-ci n'est pas éclairée (courant thermoionique).

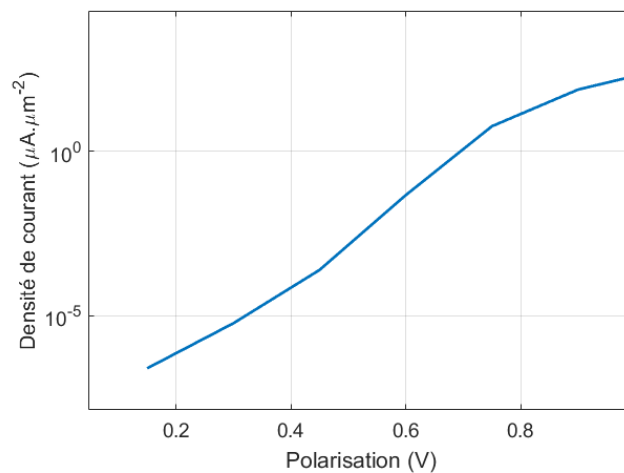


FIGURE 2.24 – Densité de courant d'obscurité en $\mu\text{A}\mu\text{m}^{-2}$ en fonction de la tension de polarisation.

La simulation (voir figure 2.24) donnant le courant d'obscurité permet également de connaître le champ statique dans le collecteur. On peut voir figure 2.25 l'allure du champ électrique dans le collecteur pour une polarisation nulle. On peut voir qu'il est constant à 33 kVcm^{-1} . On peut également observer des pics de champs. Ces pics correspondent aux transitions entre les couches minces de la structure (changement abrupt de dopage).

Il devient donc possible de tracer le champ électrique dans le collecteur en fonction de la polarisation (voir figure 2.26). Cette caractéristique permettra par la suite de défi-

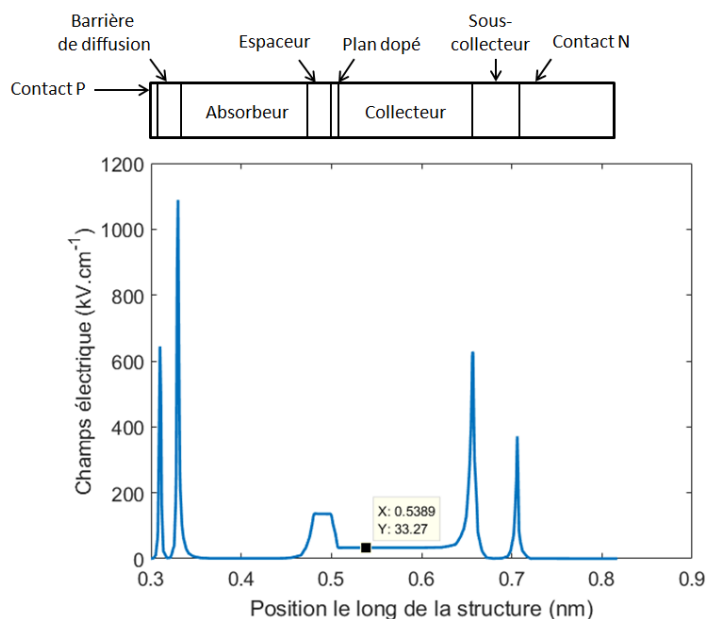


FIGURE 2.25 – Champ électrique statique dans la photodiode pour une polarisation nulle.

nir le point de fonctionnement des photodiodes pour le calcul des modèles de mobilités. Les polarisations supérieures à 0.45 V sont ignorées, car elles correspondent à une **photodiode UTC** fonctionnant en régime direct.

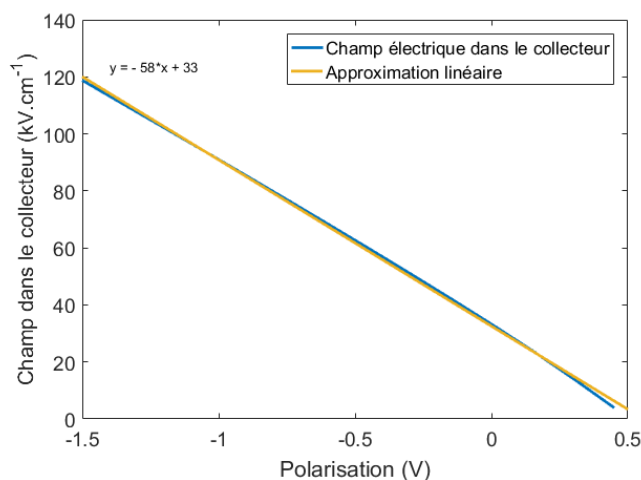


FIGURE 2.26 – Champ électrique statique dans le collecteur en fonction de la polarisation.

Il est important de noter que plus on augmente la puissance incidente plus le composant va chauffer, plus ses propriétés physiques et électriques vont changer. La suite de logiciels Lumerical [33] permet a priori de réaliser ce type d'étude. Dans notre cas, les épaisseurs des différentes couches sont trop petites pour permettre aux simulations de converger.

b) Photo-réponse

Dans cette partie, on étudie la photo-réponse de la photodiode UTC en fonction de la longueur d'onde. Les simulations sont réalisées à l'aide des logiciels FDTD et DEVICE de la suite Lumerical. Dans un premier temps, on calcule le taux de génération (proportionnel à l'absorption dans la zone d'absorption) dans la zone absorbante avec le logiciel FDTD puis on intègre ce taux de génération au logiciel DEVICE qui va calculer le courant induit. Dans le but de faire une comparaison avec une structure qui ne serait pas en cavité, la photo-réponse de la même structure sans cavité (avec donc un seul aller-retour de l'onde) sera ajoutée à toutes les photo-réponses présentées par la suite. Les photo-réponses sont toutes calculées pour une polarisation de 0 V (voir figure 2.23) et éclairées par une onde de puissance surfacique $1 \text{ pW}\mu\text{m}^{-2}$.

Deux cas sont étudiés, le premier est le cas présenté dans la partie 2.3.2 à savoir une structure périodique infinie et éclairée par une onde plane dont la polarisation est orthogonale aux doigts en or. La structure du miroir semi-transparent sous forme de peigne est celle donnant un maximum d'absorption (voir partie 2.3.2). Dans ce cas, on peut voir figure 2.27 l'allure du taux de génération et figure 2.28 la photo-réponse en fonction de la longueur d'onde.

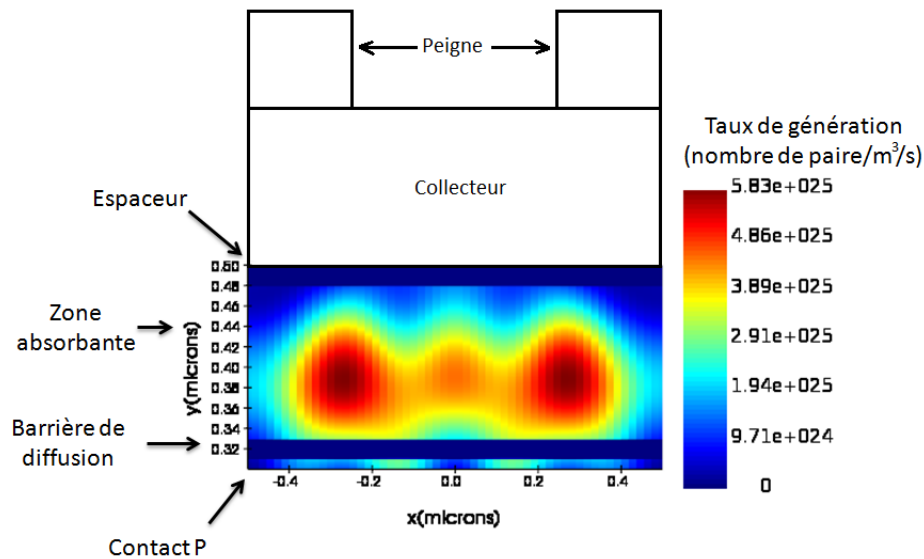


FIGURE 2.27 – Taux de génération dans la zone absorbante sur une période de la photodiode supposée infinie. La simulation est réalisée avec des conditions aux limites périodiques à gauche et à droite de la structure. En abscisse : largeur de la photodiode (ici $1 \mu\text{m}$), en ordonnée : coupe verticale de la photodiode. La structure de la photodiode est celle présentée dans le tableau 2.1.

Comme attendu, on peut voir que le maximum de photo-réponse se situe autour $1.55 \mu\text{m}$ et vaut 0.742 AW^{-1} (voir figure 2.28). En comparant la photo-réponse de la photodiode en cavité à celle de la photodiode sans cavité, on peut voir que mettre en cavité la photodiode permet de multiplier par 6 sa photo-réponse. Le problème de cette structure est qu'elle est supposée infinie et ne présente donc pas d'effet de bords. Pour des photodiodes ayant une surface très grande, les effets de bords sont négligeables, cependant si

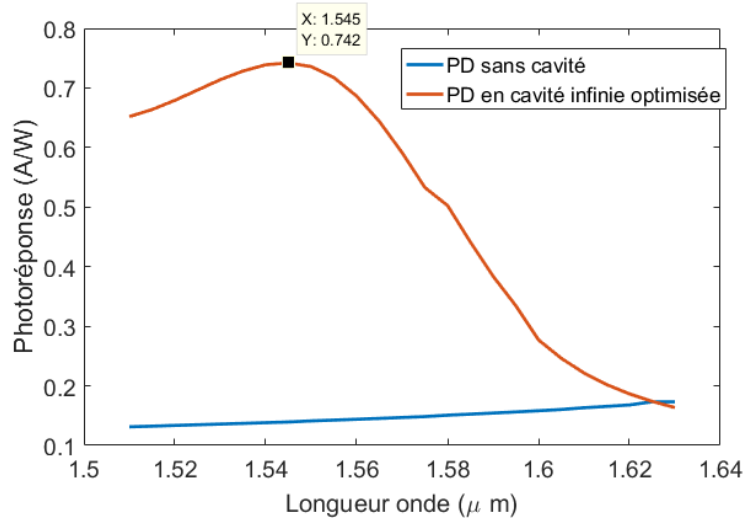


FIGURE 2.28 – Photo-réponse de la photodiode UTC supposée infiniment périodique.

leur surface fait quelques dizaines de μm^2 les effets de bords seront prédominants sur le taux de génération. Par exemple, en supposant qu'on utilise une structure carrée de $4\ \mu\text{m}$ de côté (toutes autres dimensions égales par ailleurs) et en changeant la source (onde plane) en un faisceau gaussien de largeur égale à la diagonale de la photodiode. On peut voir figure 2.29 que le taux de génération a une allure différente de celui où l'on supposait la structure infinie.

Dans ce cas, on peut en déduire que la photo-réponse n'est plus optimale à $1,55\ \mu\text{m}$ (voir courbe rouge figure 2.30). Il est donc important de refaire une optimisation sur la largeur et l'épaisseur des doigts pour améliorer cette photo-réponse (voir courbe jaune figure 2.30).

On peut déduire de cette étude que mettre une photodiode UTC dans une cavité permet d'augmenter sa photo-réponse par rapport à une structure identique sans cavité, mais celle-ci est très sensible à la structure du miroir semi-transparent. Ainsi, idéalement, pour chaque dimension de photodiode UTC il faut optimiser la structure en peigne.

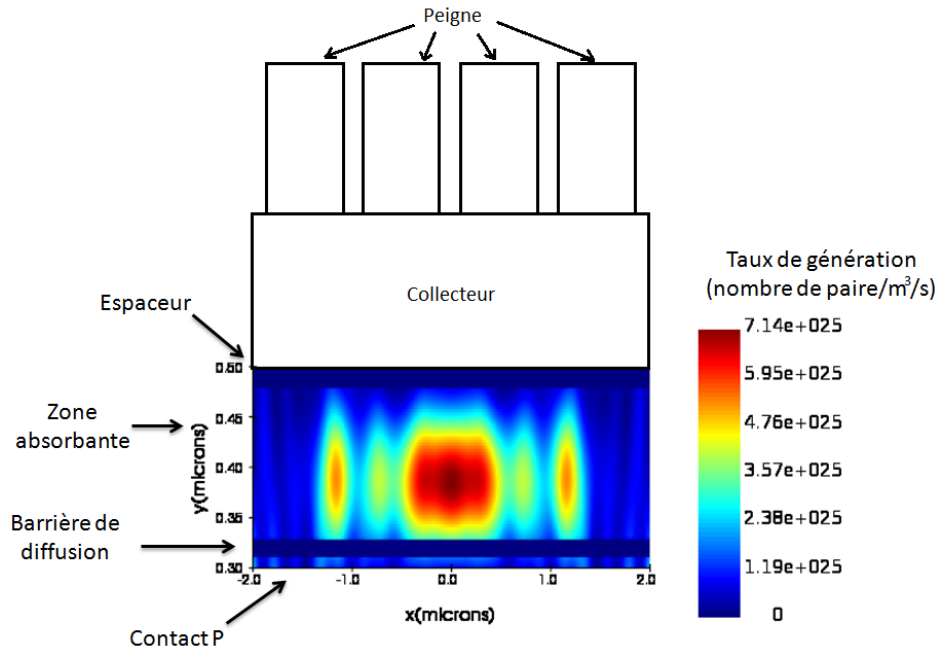


FIGURE 2.29 – Taux de génération dans la zone absorbante de la photodiode de $4\ \mu\text{m}$ de côté et éclairée par un faisceau gaussien. En abscisse : largeur de la photodiode, en ordonnée : coupe verticale de la photodiode. La structure de la photodiode est celle présentée dans le tableau 2.1.

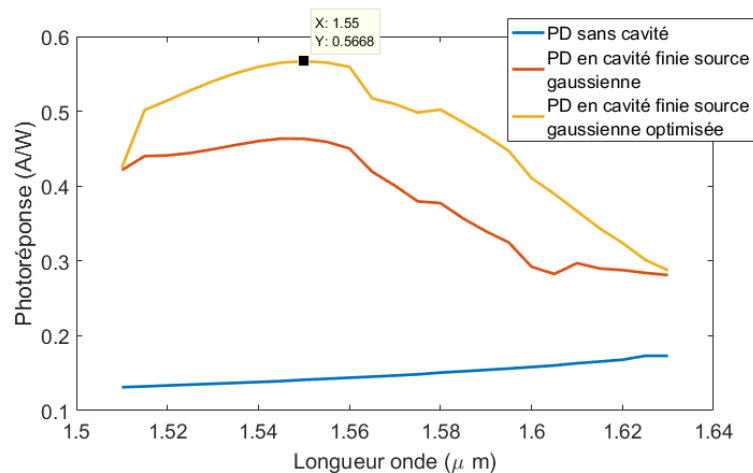


FIGURE 2.30 – En rouge : photo-réponse de la photodiode finie utilisant les dimensions du peigne de la photodiode infinie. En jaune : photo-réponse de la structure optimisée (largeur et épaisseur des doigts) ayant une surface de $4\ \mu\text{m}$ par $4\ \mu\text{m}$.

2.3.5 Fréquence de coupure de la photodiode UTC

a) Description des simulations

Les simulations sont réalisées sur une structure non reportée en supposant que la dynamique de la structure reportée en petits signaux est la même que celle de la structure classique dans les mêmes conditions (voir figure 2.16 et tableau 2.1). Les simulations permettant de connaître la fréquence de coupure des photodiodes ont besoin d'un maillage important pour pouvoir converger et prendre en compte toutes les couches de celle-ci. En faisant l'hypothèse précédente, on peut donc réduire la largeur des simulations et augmenter le maillage pour s'assurer de la convergence des simulations.

Pour connaître la fréquence de coupure de la photodiode, il faut tout d'abord calculer le taux de génération sous éclairage constant à $1.55\ \mu\text{m}$ avec le logiciel FDTD. Le taux de génération est ensuite importé dans le logiciel DEVICE. Il est important de s'assurer que les contacts sont bien connectés à une résistance de $50\ \Omega$ et que la surface totale de la simulation est égale à celle de la photodiode étudiée; à savoir $16\ \mu\text{m}^2$. Le logiciel DEVICE permet d'allumer ou d'éteindre le taux de génération sous forme d'un échelon ou d'une impulsion. Ces deux méthodes sont présentées et utilisées par la suite. La première méthode pour connaître la fréquence de coupure de la photodiode consiste à simuler un échelon de génération et d'extraire la réponse unitaire en courant de la structure puis à calculer le rapport entre la transformée de Fourier de la dérivée du courant et celle de la dérivée de l'échelon (on choisit une dérivée bilatérale pour garantir la stabilité : voir équation (2.72)). On obtient alors la réponse en fréquence de la photodiode. Il faut ensuite rechercher la fréquence de coupure à $-3\ \text{dB}$ (courant en basse fréquence divisé par $\sqrt{2}$).

$$\delta_i(t) = \frac{\partial u_i(t)}{\partial t} \approx \frac{u_{n+1} - u_{n-1}}{t_{n+1} - t_{n-1}} \quad (2.72)$$

La seconde méthode consiste à simuler une impulsion rectangulaire de génération et à extraire la réponse impulsionnelle en courant de la structure. Il faut ensuite faire le rapport entre la transformée de Fourier du courant et celle de l'impulsion (considérée de largeur non nulle). Il faut ensuite faire la recherche de la fréquence de coupure à $-3\ \text{dB}$ en courant. On peut voir figure 2.31 un résumé schématique des étapes permettant de connaître la réponse fréquentielle de la **photodiode UTC**.

Dans le but de garantir une résolution fréquentielle suffisamment importante, un sur-échantillonnage est réalisé avant l'étape de dérivée ainsi qu'un bourrage de zéros avant de faire la **FFT** des signaux.

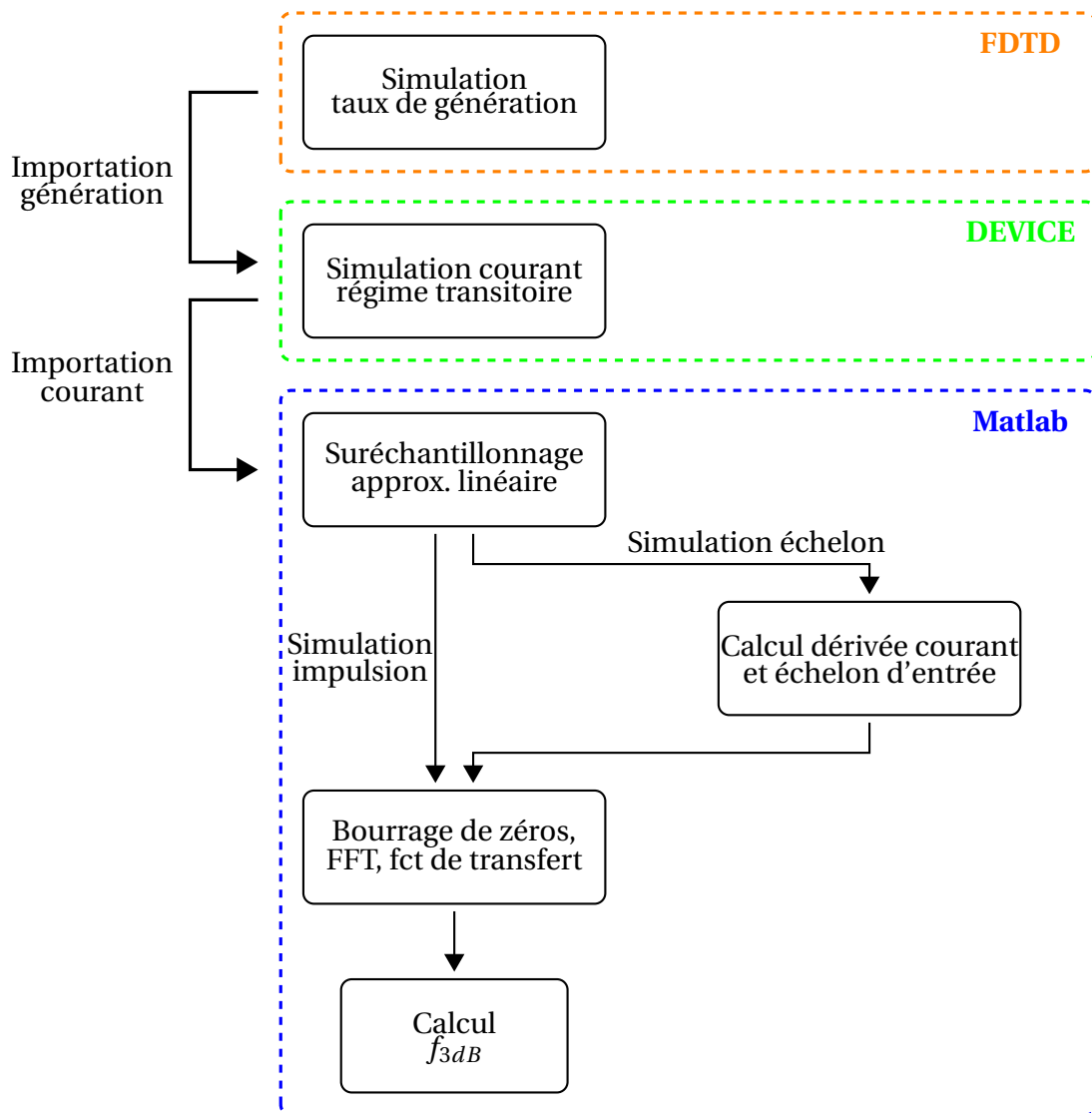


FIGURE 2.31 – Représentation schématique des traitements et simulations à réaliser pour connaître la fréquence de coupure de la photodiode UTC

b) Résultats des simulations

Les simulations de la photodiode UTC ont été réalisées en utilisant trois modèles de mobilité (voir partie 2.3.2) : un modèle linéaire (la vitesse des électrons ne sature jamais), un modèle *monotonic* et un modèle *overshoot*. Cependant, le modèle *overshoot* n'a pas pu converger pour toutes les polarisations.

Nous présentons tout d'abord l'allure des signaux extraits des simulations pour une polarisation nulle lorsqu'on applique une impulsion de génération dans la zone absorbante. Cette impulsion a un temps de montée et de descente égal au temps d'échantillonnage du logiciel (à savoir 100 fs) et dure 500 fs. On peut voir figure 2.32 l'allure de l'impulsion et celle du courant simulé.

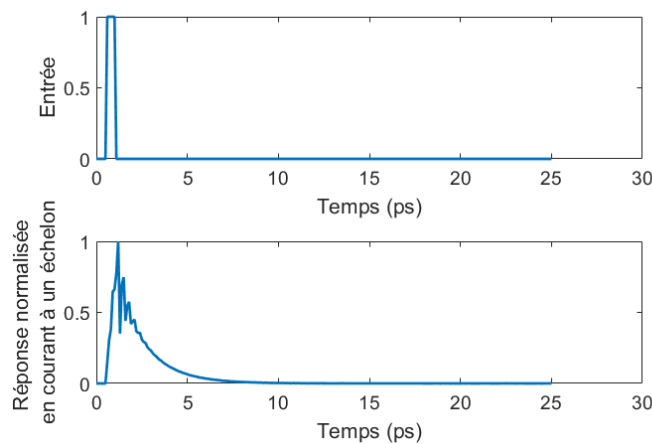


FIGURE 2.32 – Résultat des simulations dans le cas d'une impulsion de génération. Modèle *monotonic* avec une polarisation de 0 V. L'impulsion dure 500 fs et a un temps de montée et de descente égal à 100 fs.

On présente également les signaux extraits des simulations pour une polarisation nulle lorsqu'on applique un échelon de génération dans la zone absorbante de la photodiode. L'échelon a un temps de montée égal au temps d'échantillonnage du logiciel à savoir 100 fs. Sur la figure 2.33), on peut voir l'échelon de génération ainsi que sa dérivée. On peut également voir la réponse unitaire en courant de la photodiode ainsi que sa dérivée. On peut voir que dans le cas de la réponse unitaire, on a des artefacts dus à la dérivée numérique effectuée. Ces artefacts ont un impact notamment dans les fréquences élevées (au-delà de 1 THz) et ne nous gênent pas pour le traitement des données.

Dans un premier temps, on regarde les résultats dans le cas d'un modèle de mobilité linéaire. On peut voir figure 2.34 l'allure de la fréquence de coupure en fonction de la polarisation de la photodiode dans le cas de la simulation avec un échelon de génération et avec une impulsion de génération. Les deux courbes sont relativement proches l'une de l'autre ce qui montre les deux simulations sont quasi-équivalentes.

On peut également observer que les deux courbes peuvent se diviser en deux parties. La première, pour des polarisations inférieures à 0 V correspond au courant constant dans la courbe $I(V)$ (voir figure 2.23). Dans cette partie, la fréquence de coupure augmente linéairement avec la polarisation. On retrouve donc l'aspect linéaire de la mobilité. La seconde partie correspond aux polarisations supérieures à 0 V. Dans ce cas, le courant est différent pour chaque polarisation (voir courbe $I(V)$ figure 2.23). Le fait que le courant

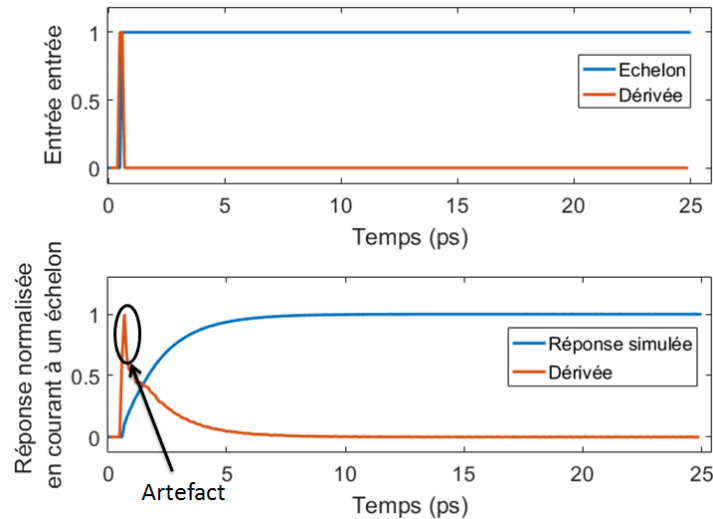


FIGURE 2.33 – Étapes de traitement des résultats des simulations dans le cas d'un échelon de génération. Modèle *monotonic* avec une polarisation de 0 V. Le temps de montée est de 100 fs.

soit différent pour chacune des polarisations induit qu'on n'atteint pas le régime de saturation en courant de la photodiode. Son comportement est donc différent pour chaque polarisation et ne dépend pas uniquement de la mobilité des électrons. Il est possible de faire une approximation linéaire des deux courbes pour extrapoler les fréquences de coupures pour des polarisations encore plus faibles.

Dans un second temps, on regarde les résultats des deux simulations excitées par une impulsion de génération utilisant une mobilité *monotonic* et une mobilité linéaire. On peut voir figure 2.35 que les deux courbes sont relativement proches autour de 0 V. En effet, avec une polarisation entre 0.2 V et 0 V le champ dans le collecteur (voir figure 2.26 est suffisamment faible pour que les deux modèles de mobilités soient proches. En revanche, pour les polarisations plus importantes, on peut observer une différence entre les deux modèles, le modèle linéaire présente une fréquence de coupure augmentant linéairement avec la polarisation alors que le modèle *monotonic* sature. On retrouve donc l'effet de saturation de la vitesse des électrons.

Finalement, nous présentons les résultats du modèle *overshoot* figure 2.36. Les simulations n'ont pas pu aboutir pour des polarisations correspondant à une pente négative de la vitesse des porteurs. La figure 2.35 montre que la fréquence de coupure simulée a une forme similaire à celle de la vitesse des électrons (voir figure 2.20), on peut donc imaginer que ce soit aussi le cas des fréquences de coupure simulée avec un modèle *overshoot*. Cependant, bien qu'on puisse imaginer qu'il y ait un pic autour de -0.2 V dans la dépendance de la fréquence de coupure présentée dans la figure 2.36, on ne peut pas le voir ni connaître sa hauteur maximale. Il est donc impossible de reconstruire analytiquement la relation entre la polarisation et la fréquence de coupure dans le cas d'une simulation avec un modèle de mobilité *overshoot*.

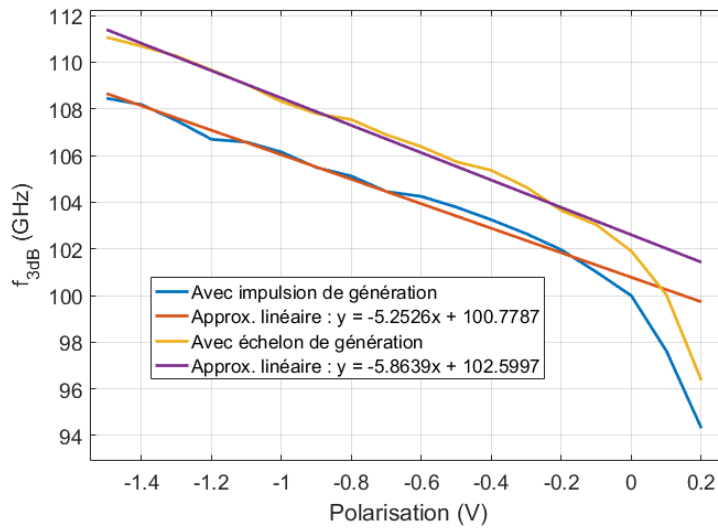


FIGURE 2.34 – Fréquence de coupure à -3 dB simulée avec Lumerical dans le cas d'un modèle de mobilité linéaire dans l'InP. La zone absorbante et le collecteur sont d'épaisseur 150 nm (voir tableau 2.1).

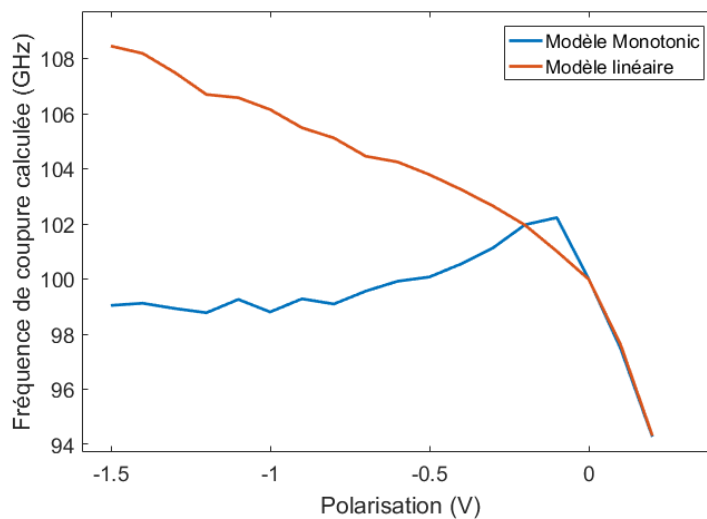


FIGURE 2.35 – Comparaison des fréquence de coupure à -3 dB simulée avec Lumerical (impulsion de génération) dans le cas d'un modèle de mobilité *monotonic* et dans le cas d'un modèle linéaire de mobilité dans l'InP.

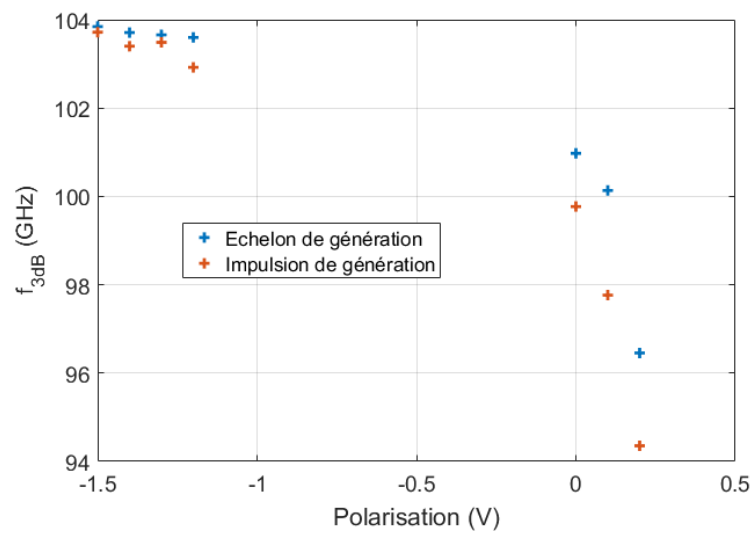


FIGURE 2.36 – Fréquence de coupure à -3 dB simulée avec Lumerical dans le cas d'un modèle de mobilité *monotonic* dans l'InP. Une optimisation est réalisée autour des points simulés pour trouver une allure possible de la fréquence de coupure dans les deux cas de génération

c) Comparaison simulations / modèle analytique et limitations

Le modèle analytique (voir équation (2.69)) peut se diviser en deux parties : une concernant la fréquence de coupure due à la capacité de la photodiode UTC et la résistance supposée de l'antenne (50Ω). Dans ce cas, en prenant les propriétés optiques de l'InP du livre PALIK [15] ($\epsilon_{R,InP} = 13.46$), une épaisseur de collecteur de 150 nm et une surface de $16 \mu\text{m}^2$, on trouve une fréquence de coupure liée à la constante RC du circuit égale à 250 GHz. Au regard des simulations précédentes, on peut en déduire que ce n'est pas cette partie qui limite la dynamique de la photodiode UTC pour ces dimensions. Concernant le transport, on utilise le modèle de transport saturé (équation (2.70)) cependant, au lieu de garder une vitesse de saturation constante pour toutes les polarisations, on change cette vitesse pour suivre les différents modèles de mobilités (voir partie 2.3.3). Pour ce faire, on utilise les valeurs de champ électrique relevées dans le collecteur lors de l'étude en régime continu de la photodiode (voir figure 2.26). Ce champ en fonction de la polarisation est utilisé pour déterminer la vitesse des charges pour chacune des polarisations. On peut voir figure 2.37 l'allure de la fréquence de coupure à -3 dB liée au transport des électrons dans le cas d'un modèle *monotonic* et dans le cas d'un modèle *overshoot*.

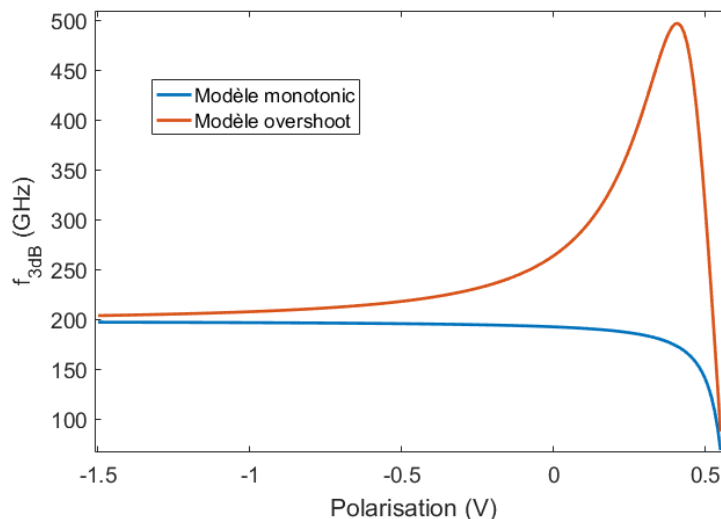


FIGURE 2.37 – Fréquences de coupure à -3 dB liées au transport (sans constante RC) dans le collecteur (d'épaisseur 150 nm). Calcul réalisé avec le modèle analytique en supposant deux régimes de mobilité différents dans la zone de transport.

La fréquence de coupure liée à la constante RC étant proche de celles liées au transport, il faut prendre en compte les deux phénomènes pour connaître la fréquence de coupure à -3 dB des photodiodes. Dans ce cas, on peut voir figure 2.38 que dans le cas d'un modèle monotonic on s'approche du résultat des simulations. Le cas *overshoot* est plus difficile à traiter. On peut observer un pic lorsque la photodiode est polarisée en direct à 0.41 V. Ce pic correspond à une polarisation directe, car le champ dans le collecteur donnant une vitesse de propagation des électrons la plus importante vaut 10 kVcm^{-1} (voir figure 2.21). Le champ présent dans le collecteur de la photodiode pour une polarisation nulle est de 33 kVcm^{-1} (voir figure 2.25), ainsi pour atteindre le champ optimal, il faut polariser la photodiode de façon à diminuer le champ dans son collecteur.

On peut néanmoins en conclure que les simulations et le modèle analytique en ré-

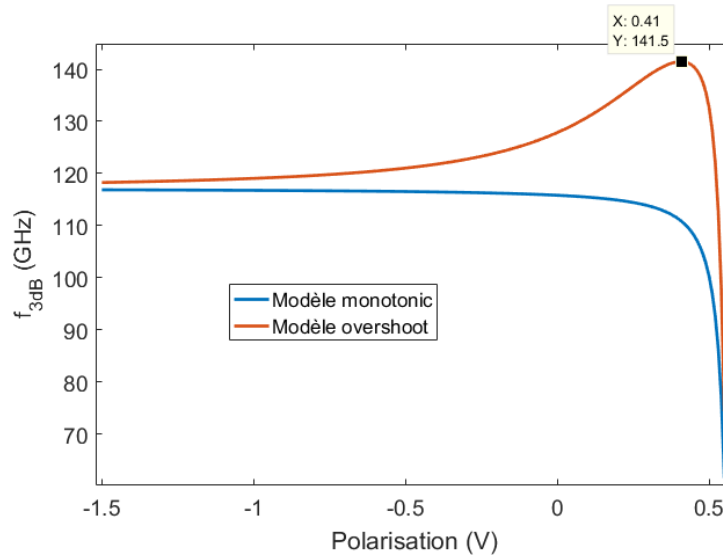


FIGURE 2.38 – Fréquences de coupure à -3 dB calculée à l’aide de modèle analytique prenant en compte à la fois le transport et la constante RC du circuit. La surface de la photodiode est de $16 \mu\text{m}^2$ et l’épaisseur de son collecteur 150 nm.

gime de mobilité *monotonic* sont proches. Les différences peuvent notamment venir du fait que le modèle analytique ne prend pas en compte la dynamique des charges dans la zone d’absorption. On peut cependant se servir du modèle analytique (avec un modèle approprié de mobilité) pour se donner une bonne idée de la fréquence de coupure de la [photodiode UTC](#).

Des mesures sur une structure différente de [photodiode UTC](#) ont été faites lors de la thèse de BECK [13] montrant que la puissance térahertz dépend de la polarisation à une fréquence définie et qu’il existe un optimum de polarisation. Ce résultat montre que le courant est bien dépendant de la polarisation.

Bien que les simulations et le modèle analytique se rapprochent, on peut contester les hypothèses mises en jeu. En effet, le logiciel DEVICE n’utilise qu’un modèle de dérive-diffusion ne prenant pas en compte la dynamique des charges ce qui signifie qu’on suppose que dès qu’une charge est photo-générée, elle a instantanément sa vitesse de dérive définie par les conditions à ses alentours. Il n’y a pas de régime transitoire. Le modèle analytique ne prend également pas en compte cette dynamique des charges. Cette hypothèse dans les simulations et le modèle est correcte si le temps de transit des charges est grand devant le transitoire de ces mêmes charges. Dans leur article GUEN-BOUAZZA et al. [3] ont simulé le régime transitoire des charges dans de l’InP (voir figure 2.39).

Ce régime transitoire dépend du champ appliqué, mais on peut considérer qu’il dure au maximum 1 ps. Dans le cas de la [photodiode UTC](#) étudiée, la vitesse maximum des porteurs est de $1 \times 10^5 \text{ ms}^{-1}$ pour le modèle *monotonic* et $2.5 \times 10^5 \text{ ms}^{-1}$ pour le modèle *overshoot*. La distance de transit est l’épaisseur du collecteur (150 nm). On a donc un temps de propagation de l’ordre de 1.5 ps. On en déduit donc que supposer que les charges n’ont pas de régime transitoire n’est pas tout à fait une bonne approximation. En revanche, si les simulations sont réalisées avec des photodiodes ayant un collecteur au moins deux fois plus épais que celui considéré dans cette thèse, les hypothèses deviennent beaucoup plus correctes.

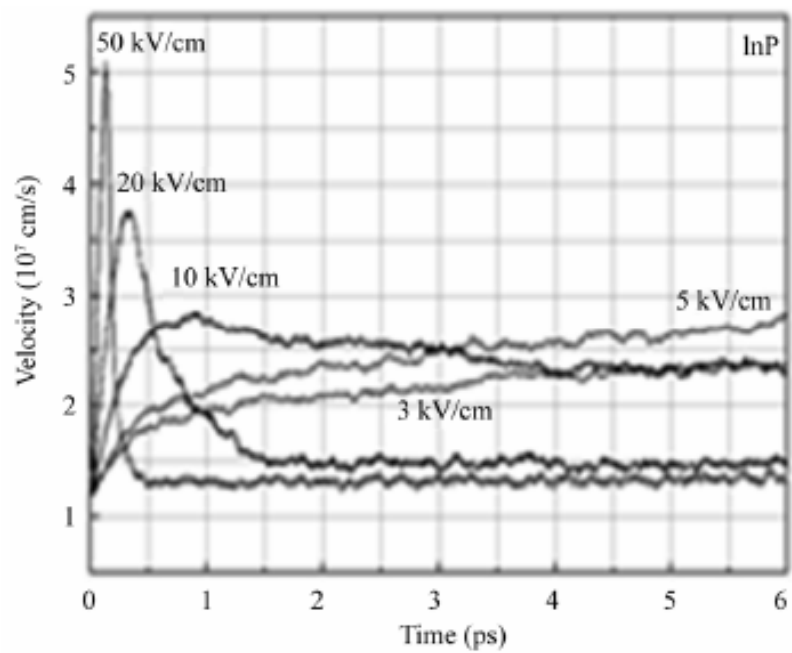


FIGURE 2.39 – Régime transitoire des électrons dans l'InP calculé en utilisant une méthode Monte-Carlo [3].

d) Cas de la forte génération

Dans le cas où la photo-génération est importante, la bande de conduction de la photodiode évolue avec le déplacement des électrons dans la zone de transport. On peut voir figure 2.40 l'évolution du diagramme de bande de la photodiode UTC lorsqu'elle est soumise à une impulsion de génération obtenue en l'éclairant avec une onde plane de puissance surfacique de $10 \text{ mW}\mu\text{m}^{-2}$. On peut voir que les bandes du collecteur s'arquent lorsque le courant augmente puis redeviennent normales une fois que l'impulsion de courant est terminée. Dans ce cas de forte génération, il n'est plus possible d'utiliser les modèles analytiques pour calculer la fréquence de coupure de la photodiode, car on ne respecte plus les hypothèses de faible génération.

Le logiciel DEVICE permet quand même de faire les calculs lorsque la génération est plus importante. On peut voir figure 2.41 la dépendance entre la polarisation et la fréquence de coupure calculée à partir de la réponse impulsionnelle pour le modèle linéaire et le modèle *monotonic*. On peut voir que les deux courbes de fréquence de coupure sont très différentes ce qui montre la dépendance des performances de la photodiode au modèle de mobilité en cas de forte injection. On peut également voir que les fréquences de coupure sont plus importantes que dans le cas d'une faible génération. Dans le cas de forte injection, le champ n'est plus constant dans la zone de transport ce qui favorise le déplacement des électrons dans la structure [16] et permet d'augmenter la fréquence de coupure. La forte injection dans les photodiodes UTC est un élément qui permet de les favoriser par rapport aux photodiodes PIN. En effet, lorsque celles-ci sont soumises à une forte photo-génération, leurs bandes s'arquent dans le sens opposé à celles de photodiodes UTC ce qui a tendance à diminuer le champ électrique dans la structure et donc à ralentir les charges (voir figure 2.12).

Cependant, l'un des principaux problèmes de la forte injection est que la photodiode UTC s'échauffe ce qui détériore ses propriétés électriques [32]. Cet échauffement n'est pas pris en compte dans les simulations présentées pour des questions de convergence des simulations bien qu'en principe cela soit possible avec la suite Lumerical.

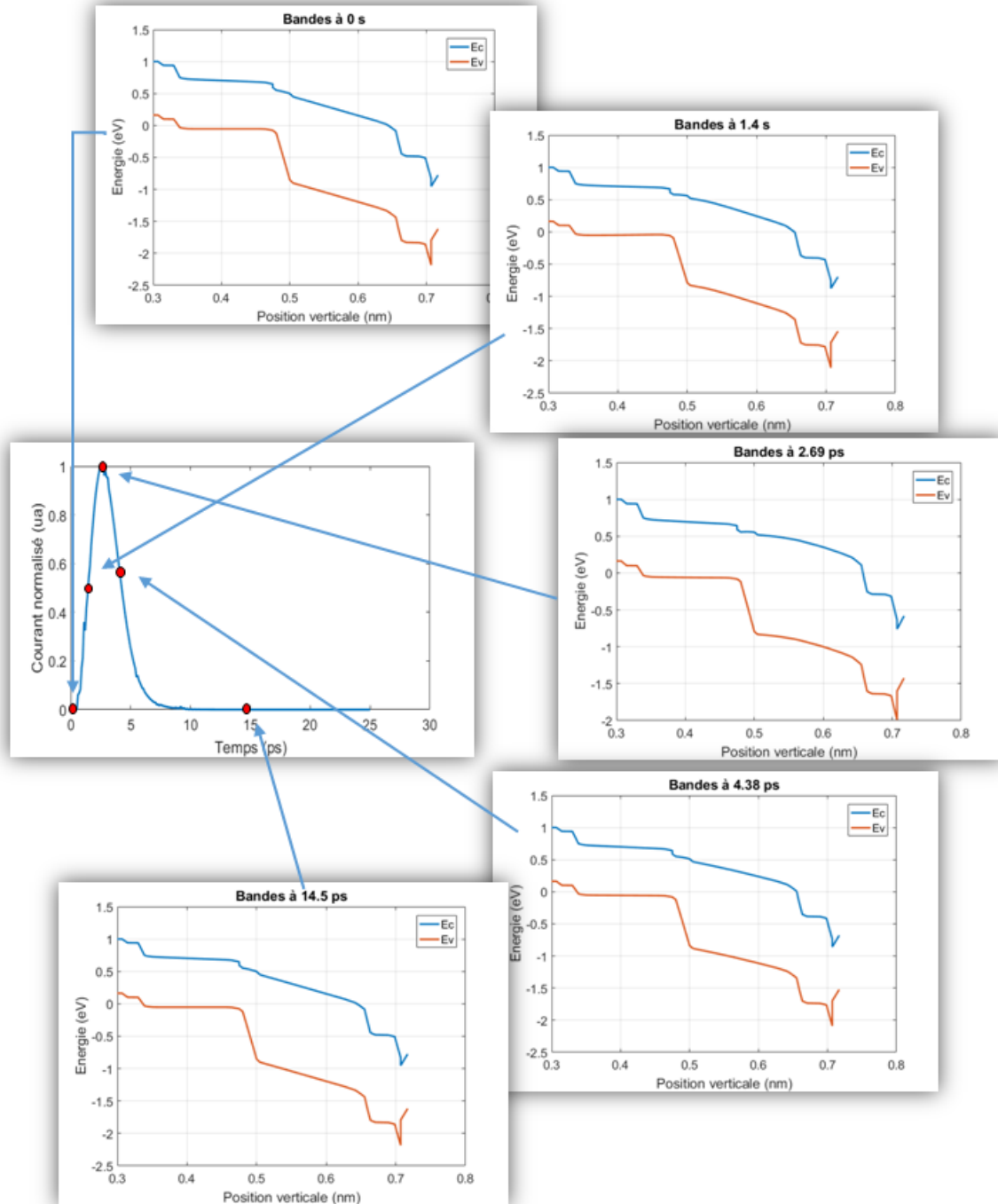


FIGURE 2.40 – Allure de la bande de valence (E_V) et de la bande de conduction (E_C) en fonction du temps durant l’impulsion de courant.

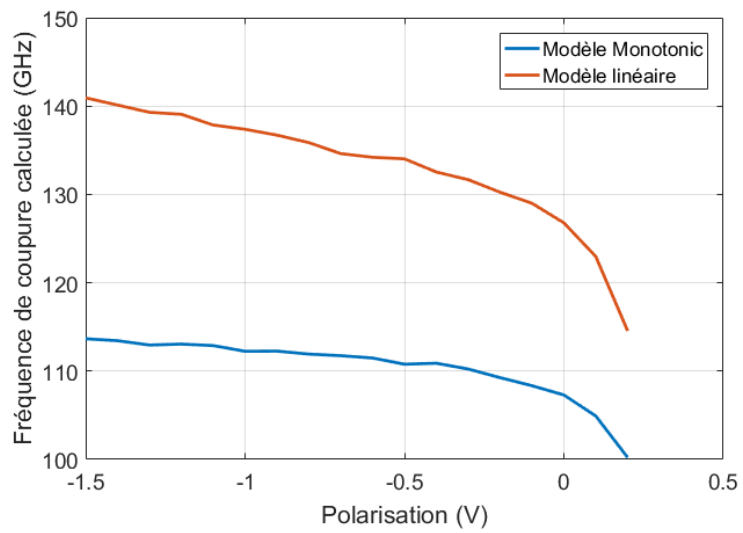


FIGURE 2.41 – Fréquences de coupure simulée de la photodiode UTC sous forte injection.

2.4 De l'intérêt de la photodiode UTC et des simulations

Le début de ce chapitre a permis de mettre en lumière les inconvénients intrinsèques aux photo-mélangeurs. Ces inconvénients dépendent de la structure du photo-mélangeur ainsi que des matériaux choisis. Les photoconducteurs sont, par exemple, limités principalement par le temps de vie des porteurs alors que les photodiodes sont limitées par le transport des charges. Depuis quelques années, pour améliorer leur photo-réponse, les photoconducteurs ont été placés en cavité. Dans le même temps, les photodiodes PIN, limitées par la dynamique de transport des trous ont été améliorée en une structure, permettant d'ignorer le temps de transit des trous, appelée **photodiode UTC**. Comme pour les photoconducteurs, les **photodiodes UTC** peuvent être mises en cavité. La mise en cavité permet notamment de coller les **photodiode UTC** sur un substrat de silicium, pour les rendre compatibles avec une technologie silicium. Outre l'adaptabilité à la technologie silicium, les simulations montrent que la mise en cavité permet de multiplier par 6 leur photo-réponse si l'on considère une structure infinie ou par 5 si l'on considère une photodiode carrée finie de côté $4\ \mu\text{m}$. Cette augmentation n'est cependant possible qu'en respectant des dimensions précises du peigne-miroir servant d'électrode supérieure. De plus, les différents ordres de diffraction induits par ce peigne font que la génération dans la zone absorbante n'est pas constante sur une section ce qui peut amener à des effets de forte génération locaux (courbure des bandes) alors que la puissance incidente est relativement uniforme. Il est possible d'augmenter encore la photo-réponse de la photodiode en modifiant les épaisseurs du collecteur et de l'absorbeur. Augmenter l'épaisseur de la zone de collection va augmenter le temps de transit des électrons et donc diminuer la réponse en fréquence de la photodiode. Il y a donc un compromis à faire entre la photo-réponse et le temps de réponse. Augmenter la taille de la zone de collection permet aussi de diminuer le champ électrique sans polarisation dans la structure. Il serait donc théoriquement possible d'utiliser la sur vitesse des électrons pour une polarisation nulle de la photodiode. Un autre problème lié à l'utilisation d'un peigne est qu'il impose une polarisation particulière de l'onde incidente.

En ce qui concerne la suite de logiciels Lumerical, elle permet de réaliser des simulations statiques facilement et donnant de bons résultats. Cependant, lorsqu'il est nécessaire d'utiliser différents modèles de mobilité, les simulations deviennent instables surtout dans le cas du modèle *overshoot* quel que soit le type de simulation choisi (petits signaux ou transitoire). De plus le logiciel DEVICE ne prend pas en compte les phénomènes transitoires de transit des charges, ce qui est problématique pour les composants térahertz. Les simulations permettent cependant de se donner une bonne idée des performances des photodiodes et se rapprochent des résultats du modèle analytique de la **photodiode UTC**. Il est également théoriquement possible de faire une étude thermo-électrique des composants. Cette étude est possible dans le cas de structures ayant des matériaux dont on connaît les paramètres (mobilité de la maille, vitesse de saturation, permittivité relative, etc.). Ces paramètres peuvent être difficiles à trouver lorsque les matériaux mis en jeu dans les composants sont des matériaux binaires ou tertiaires.

2.5 Références du chapitre

- [1] S. RAMO. « Currents Induced by Electron Motion ». In : *Proceedings of the IRE* 27.9 (sept. 1939), p. 584–585. DOI : [10.1109/jrproc.1939.228757](https://doi.org/10.1109/jrproc.1939.228757) (cf. p. 56).
- [2] W. SHOCKLEY. « Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge ». In : *Journal of Applied Physics* 9.10 (oct. 1938), p. 635–636. DOI : [10.1063/1.1710367](https://doi.org/10.1063/1.1710367) (cf. p. 56).
- [3] A. GUEN-BOUAZZA et al. « Steady-State and Transient Electron Transport within Bulk InAs, InP and GaAs: An Updated Semiclassical Three-Valley Monte Carlo Simulation Analysis ». In : *Journal of Modern Physics* 04.05 (2013), p. 616–621. DOI : [10.4236/jmp.2013.45089](https://doi.org/10.4236/jmp.2013.45089) (cf. p. 58, 59, 73, 75, 93, 94).
- [4] E. R. BROWN et al. « Photomixing up to 3.8 THz in low-temperature-grown GaAs ». In : *Applied Physics Letters* 66.3 (jan. 1995), p. 285–287. DOI : [10.1063/1.113519](https://doi.org/10.1063/1.113519) (cf. p. 60).
- [5] E. R. BROWN. « THz Generation by Photomixing in Ultrafast Photoconductors ». In : *International Journal of High Speed Electronics and Systems* 13.02 (juin 2003), p. 497–545. DOI : [10.1142/s0129156403001818](https://doi.org/10.1142/s0129156403001818) (cf. p. 60).
- [6] H. ROEHLE et al. « Next generation 15 μm terahertz antennas: mesa-structuring of InGaAs/InAlAs photoconductive layers ». In : *Optics Express* 18.3 (jan. 2010), p. 2296. DOI : [10.1364/oe.18.002296](https://doi.org/10.1364/oe.18.002296) (cf. p. 61).
- [7] E. PEYTAUIT, C. COINON et J.-F. LAMPIN. « A metal-metal Fabry–Pérot cavity photoconductor for efficient GaAs terahertz photomixers ». In : *Journal of Applied Physics* 109.1 (2011), p. 016101. DOI : [10.1063/1.3525709](https://doi.org/10.1063/1.3525709) (cf. p. 61, 62).
- [8] E. PEYTAUIT et al. « Milliwatt-level output power in the sub-terahertz range generated by photomixing in a GaAs photoconductor ». In : *Applied Physics Letters* 99.22 (2011), p. 223508. DOI : [10.1063/1.3664635](https://doi.org/10.1063/1.3664635) (cf. p. 61).
- [9] F. J. GARCIA-VIDAL et L. MARTIN-MORENO. « Transmission and focusing of light in one-dimensional periodically nanostructured metals ». In : *Physical Review* 66.15 (2002). DOI : [10.1103/physrevb.66.155412](https://doi.org/10.1103/physrevb.66.155412) (cf. p. 62, 72).
- [10] F. J. GARCIA-VIDAL et al. « Light passing through subwavelength apertures ». In : *Reviews of Modern Physics* 82.1 (2010), p. 729–787. DOI : [10.1103/revmodphys.82.729](https://doi.org/10.1103/revmodphys.82.729) (cf. p. 62, 72).
- [11] M. BILLET et al. « Sub-sampling of RF and THz waves using LT-GaAs photoconductors under 1550 nm light excitation ». In : *Electronics Letters* 53.24 (jan. 2017), p. 1596–1598. DOI : [10.1049/e1.2017.2769](https://doi.org/10.1049/e1.2017.2769) (cf. p. 62).
- [12] G. LUCOVSKY, R. F. SCHWARZ et R. B. EMMONS. « Transit-Time Considerations in p-i-n Diodes ». In : *Journal of Applied Physics* 35.3 (1964), p. 622–628. DOI : [10.1063/1.1713426](https://doi.org/10.1063/1.1713426) (cf. p. 63).
- [13] A. BECK. « Réalisation et caractérisation de photodiodes à transport unipolaire pour la génération d’ondes térahertz ». Thèse de doct. Université des Sciences et Technologies de Lille, 2009 (cf. p. 63, 76, 93).
- [14] Sadao ADACHI. *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors*. 1^{re} éd. Wiley, 2009. ISBN : 9780470743690 (cf. p. 67).

- [15] Edward D. PALIK. *Handbook of Optical Constants of Solids*. 1^{re} éd. Academic Press, 1997. ISBN : 9780125444231 (cf. p. 67, 92).
- [16] T ISHIBASHI et al. « InP/InGaAs Uni-traveling-carrier photodiodes ». In : *Trans. Electron. IEICE E83-C.6* (2000), p. 467–470. URL : https://www.researchgate.net/publication/2823819_InPInGaAs_Uni-Traveling-Carrier_Photodiodes (cf. p. 67, 70, 95).
- [17] Tadao ISHIBASHI et al. « Uni-traveling-carrier photodiodes ». In : *Journal of The Communications Research Laboratory* 46 (1999), p. 467–470. URL : <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?uri=ueo-1997-UC3> (cf. p. 68).
- [18] T. ISHIBASHI. « Influence of electron velocity overshoot on collector transit times of HBTs ». In : *IEEE Transactions on Electron Devices* 37.9 (1990), p. 2103–2105. DOI : [10.1109/16.57177](https://doi.org/10.1109/16.57177) (cf. p. 68, 75).
- [19] Tadao ISHIBASHI et al. « High-Speed Response of Uni-Traveling-Carrier Photodiodes ». In : *Japanese Journal of Applied Physics* 36.Part 1, No. 10 (oct. 1997), p. 6263–6268. DOI : [10.1143/jjap.36.6263](https://doi.org/10.1143/jjap.36.6263) (cf. p. 68, 76).
- [20] Zhi LI et al. « High-Saturation-Current Modified Uni-Traveling-Carrier Photodiode With Cliff Layer ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 46.5 (mai 2010), p. 626–632. DOI : [10.1109/jqe.2010.2046140](https://doi.org/10.1109/jqe.2010.2046140) (cf. p. 68).
- [21] Gan ZHOU et al. « High-Power InP-Based Waveguide Integrated Modified Uni-Traveling-Carrier Photodiodes ». In : *Journal of Lightwave Technology* (2016), p. 1–1. DOI : [10.1109/jlt.2016.2591266](https://doi.org/10.1109/jlt.2016.2591266) (cf. p. 69).
- [22] E. BRUNDERMANN, H-W. HUBERS et Kimmitt M.F. *Terahertz techniques*. Springer series in optical sciences, 2012 (cf. p. 69).
- [23] Jin-Wei SHI et al. « Ultra-fast (325 GHz) near-ballistic uni-traveling-carrier photodiodes with high sub-THz output power under a 50Ohm load ». In : *2013 IEEE Photonics Conference*. Institute of Electrical et Electronics Engineers (IEEE), 2013. DOI : [10.1109/ipcon.2013.6656583](https://doi.org/10.1109/ipcon.2013.6656583) (cf. p. 69).
- [24] Tadao NAGATSUMA et Hiroshi ITO. « High-Power RF Uni-Traveling-Carrier Photodiodes (UTC-PDs) and Their Applications ». In : *Advances in Photodiodes*. InTech, mar. 2011. DOI : [10.5772/14800](https://doi.org/10.5772/14800) (cf. p. 69).
- [25] T. NAGATSUMA et al. « Millimeter-wave imaging using photonics-based noise source ». In : *2009 34th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. IEEE, sept. 2009. DOI : [10.1109/icimw.2009.5325747](https://doi.org/10.1109/icimw.2009.5325747) (cf. p. 69).
- [26] Toshimasa UMEZAWA et al. « Bias-Free Operational UTC-PD above 110 GHz and Its Application to High Baud Rate Fixed-Fiber Communication and W-Band Photonic Wireless Communication ». In : *Journal of Lightwave Technology* 34.13 (juil. 2016), p. 3138–3147. DOI : [10.1109/jlt.2016.2552200](https://doi.org/10.1109/jlt.2016.2552200) (cf. p. 69).
- [27] P. LATZEL et al. « High efficiency UTC photodiodes as photonic emitters for 300 GHz high spectral efficiency wireless communications ». In : *2017 11th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*. IEEE, mar. 2017. DOI : [10.23919/eucap.2017.7928278](https://doi.org/10.23919/eucap.2017.7928278) (cf. p. 69, 71).
- [28] S. BRETIN. « Communications sans fil aux fréquences térahertz. Application à la vidéo haute définition en temps réel ». Thèse de doct. Université des Sciences et Technologies de Lille, 2019 (cf. p. 69).

- [29] P. LATZEL. « High efficiency THz photomixres based on induim metallic wafer bonding ». Thèse de doct. Université des Sciences et Technologies de Lille, 2014 (cf. p. 70, 71).
- [30] C. CANALI et al. « Electron and hole drift velocity measurements in silicon and their empirical relation to electric field and temperature ». In : *IEEE Transactions on Electron Devices* 22.11 (nov. 1975), p. 1045–1047. DOI : [10.1109/t-ed.1975.18267](https://doi.org/10.1109/t-ed.1975.18267) (cf. p. 74).
- [31] C. JACOBONI et al. « Electron drift velocity and diffusivity in germanium ». In : *Physical Review B* 24.2 (juil. 1981), p. 1014–1026. DOI : [10.1103/physrevb.24.1014](https://doi.org/10.1103/physrevb.24.1014) (cf. p. 74).
- [32] Michael N. FEIGINOV. « Analysis of limitations of terahertz p-i-n uni-traveling-carrier photodiodes ». In : *Journal of Applied Physics* 102.8 (oct. 2007), p. 084510. DOI : [10.1063/1.2801400](https://doi.org/10.1063/1.2801400) (cf. p. 76, 77, 80, 95).
- [33] LUMERICAL. *Lumerical, achiver more with lignt.* 2019. URL : <https://www.lumerical.com> (cf. p. 82).

L'antenne à cornet-lentille TEM

« $1+1=3$ (Du moins, je l'espère de tout mon cœur). »

Edmond Wells, *Encyclopédie du savoir relatif et absolu*

Sommaire

3.1	L'antenne à cornet TEM sur substrat	104
3.1.1	Conception et état de l'art	104
3.1.2	Simulations et comparaison aux mesures	107
3.2	Conception de l'antenne à cornet-lentille TEM	111
3.2.1	Conception d'une antenne à cornet-lentille en silicium	111
3.2.2	Preuve de concept par la simulation	112
3.2.3	Dispersion de l'antenne à cornet-lentille TEM	113
3.2.4	Fabrication de l'antenne	117
3.3	Mesures sur l'antenne et ses éléments	120
3.3.1	Mesure de gain dans l'axe	120
3.3.2	Mesure d'un diagramme de rayonnement en 2D et en 3D	122
3.3.3	Spectroscopie dans le domaine temporel	129
3.3.4	Transmission en espace libre utilisant une antenne à cornet TEM	139
3.4	De l'intérêt d'une antenne à cornet-lentille TEM	142
3.5	Références du chapitre	143

3.1 L'antenne à cornet TEM sur substrat

3.1.1 Conception et état de l'art

On a pu voir dans la partie 1.3.6 que les antennes à cornet à ouverture rectangulaire ou circulaire peuvent être utilisées pour l'émission ou la réception d'ondes térahertz. L'un des principaux inconvénients de ces antennes est leur bande de travail limitée. D'autres types d'antennes, comme les antennes indépendantes de la fréquence permettent l'émission de signaux large bande, mais présentent l'inconvénient d'être couplées à une lentille en silicium dont le positionnement et la fixation peuvent être difficiles. Deux améliorations possibles se présentent alors, à savoir :

- trouver un moyen d'améliorer le couplage entre une antenne indépendante de la fréquence et le milieu extérieur;
- augmenter la largeur de bande des antennes à cornet.

La seconde proposition a été traitée par A. BECK lors de sa thèse [1]. Les antennes à cornet classiques ne sont pas large bande, car elles n'ont pas de modes fonctionnant à toutes les fréquences. La largeur de bande des antennes à cornet à ouverture rectangulaire est limitée par la fréquence de coupure du premier mode TE et par celle d'apparition du mode suivant. Une façon d'augmenter la largeur de bande des antennes à cornet serait donc de les rendre TEM. En effet, par définition, ces modes de propagation n'ont pas de fréquence de coupure. Ces antennes à cornet TEM ont déjà beaucoup été étudiées il y a quelques décennies, par exemple par THEODOROU et al. dans [2] qui a développé une antenne dont la bande-passante va de 200 MHz à 1.6 GHz. Le but était de simuler de fortes impulsions électromagnétiques et les dégâts qu'elles pourraient engendrer sur les structures. Pour réaliser ce type d'antennes, il suffit de ne métalliser que deux côtés opposés (sur les quatre) d'une antenne à cornet pyramidal classique. De cette façon, on a une antenne à deux conducteurs, ce qui permet la propagation d'une onde TEM.

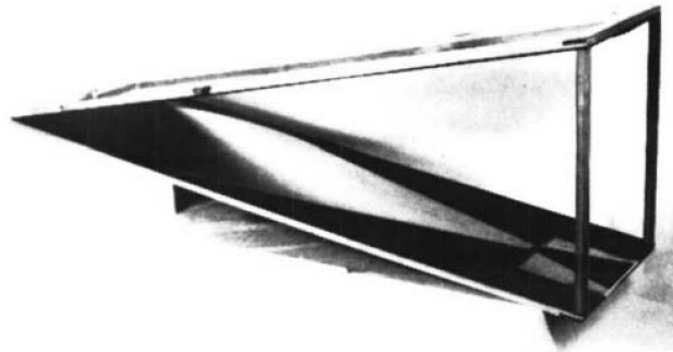


FIGURE 3.1 – Exemple d'antenne à cornet TEM développée par THEODOROU et al. dans [2].

Cette idée d'antenne à cornet TEM a été reprise par LEE et SMITH [3] qui présentent une façon innovante de calculer son impédance. Pour ce faire, il compare l'antenne à deux lignes micro ruban collées l'une à l'autre par le plan de masse. La modélisation de l'impédance caractéristique d'une ligne micro ruban se fait habituellement en ne considérant que deux paramètres à savoir l'épaisseur h du substrat et la largeur du ruban w (voir figure 3.2a). Il est possible d'exprimer les angles d'ouverture α et β de l'antenne à cornet

TEM en fonction des paramètres h et w de la ligne micro ruban (voir figure 3.2) comme on peut le voir dans la formule suivante :

$$\frac{w}{h} = 2 \frac{\tan(\alpha/2)}{\tan(\beta/2)} = \text{cst} \quad (3.1)$$

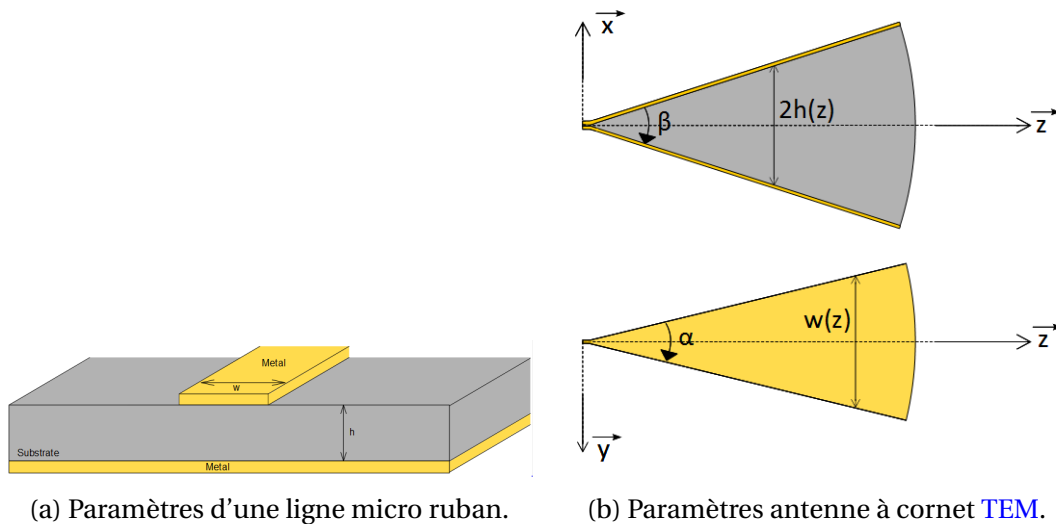


FIGURE 3.2 – Comparaison des paramètres d'une ligne micro ruban et d'une antenne à cornet TEM.

Une fois la formule (3.1) utilisée, il suffit d'utiliser le modèle de ligne micro ruban de HAMMERSTAD [4] pour donner la dépendance d'un des angles d'ouverture en fonction de l'autre pour une impédance caractéristique donnée. Cette comparaison avec une ligne micro ruban n'est valable que si l'on suppose que les plans métalliques de l'antenne à cornet TEM sont de longueur infinie et que les angles α et β sont suffisamment faibles [3]. On peut voir figure 3.3 l'allure des iso-impédances pour une antenne dont le diélectrique serait le vide (image prise de l'article [5]).

Dans sa thèse [1], BECK a utilisé les résultats sur l'impédance caractéristique de LEE et SMITH [3] en supposant que le diélectrique est de l'air afin de fabriquer une demi-antenne à cornet TEM sur substrat (voir image 3.4 [6]). L'antenne étant fabriquée sur substrat avec un plan de masse, son impédance est égale à la moitié de celle du modèle de LEE et SMITH [3]. Les paramètres choisis sont les suivants :

- impédance caractéristique de l'antenne sur substrat : 65Ω , soit 130Ω pour le modèle de LEE et SMITH, voir figure 3.3.
- angle $\alpha = 48^\circ$;
- angle $\beta = 30^\circ$;
- longueur 3 mm.

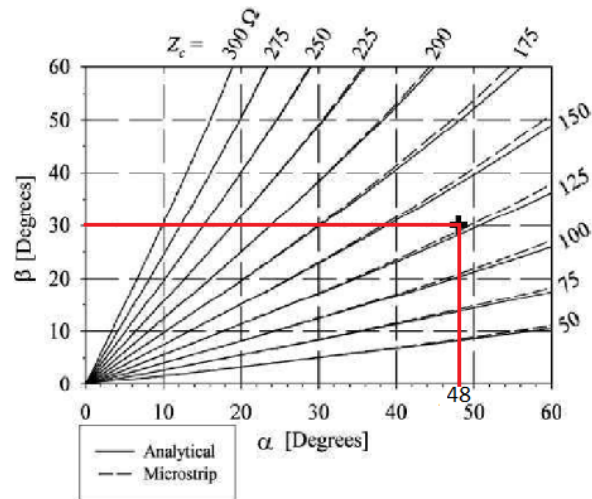


FIGURE 3.3 – Allure de la dépendance des angles d'ouverture d'une antenne à cornet TEM pour différentes impédances caractéristiques de celle-ci [3].

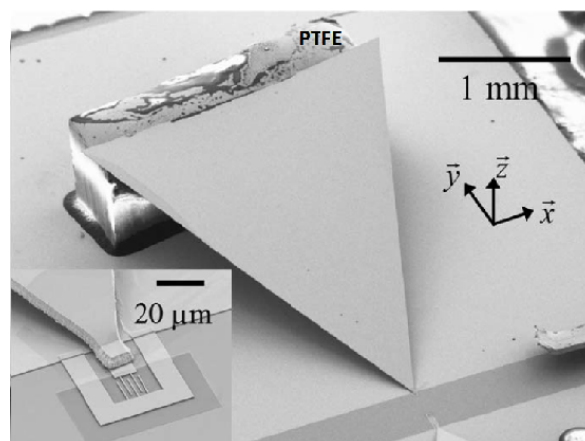


FIGURE 3.4 – Antenne à cornet TEM sur substrat couplée à un photo-détecteur interdigité [6].

3.1.2 Simulations et comparaison aux mesures

L'antenne à cornet TEM d'A. BECK [1] a été re simulée avec CST Microwave Studio lors de cette thèse dans le but de faire une étude de sa dispersion et d'avoir des résultats plus à jour avec les possibilités des ordinateurs actuels. On peut voir figure 3.5 le modèle réalisé sur CST.

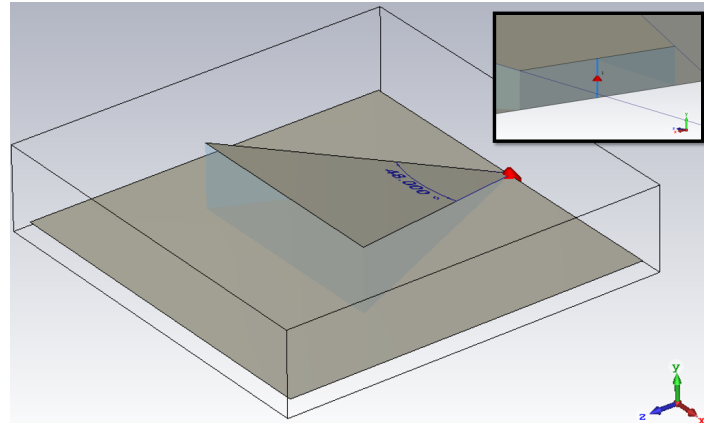


FIGURE 3.5 – Simulation de l'antenne à cornet TEM d'A BECK [1]. L'encadré représente le port d'entrée (port discret).

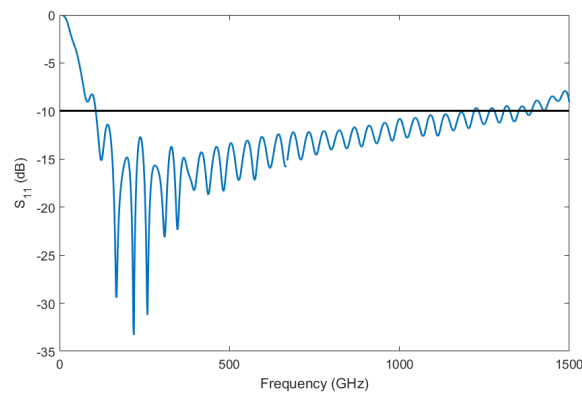
L'antenne est faite en *conducteur parfait* ou *Perfect Electrical Conductor (PEC)*, est alimentée par un port discret d'impédance 65Ω et est entourée d'air. Pour alléger les simulations, la partie en téflon permettant de tenir le cornet n'est pas présente.

a) Diagramme de rayonnement et coefficient de réflexion

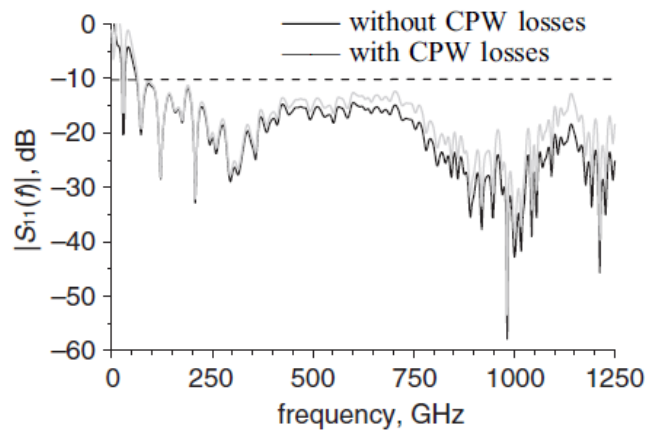
Les simulations réalisées sur CST Microwave Studio ont, dans un premier temps, permis de connaître le coefficient de réflexion de l'antenne cornet (voir figure 3.6). On peut observer que l'antenne est bien large bande par le fait que son coefficient de réflexion est inférieur à -10 dB sur une bande allant d'environ 150 GHz à plus d'1 THz ce qui en fait un très bon candidat pour des utilisations très large bande.

Le coefficient de réflexion à l'entrée de l'antenne a été mesuré et présenté dans l'article [7]. On peut voir que le résultat des mesures est en accord avec les simulations pour les fréquences inférieures à 500 GHz. Les différences viennent du fait que les mesures incluent l'effet de la ligne d'accès alors que la simulation est faite en plaçant le port directement à l'entrée de l'antenne.

Une seconde caractéristique importante d'une antenne est son diagramme de rayonnement qui permet de connaître comment et où est envoyée l'onde, pour une utilisation en émission, ou d'où il est possible de recevoir une onde, pour une utilisation en réception. On peut voir figure 3.7 l'allure du diagramme de rayonnement simulé de l'antenne d'A. BECK à 600 GHz et 1.1 THz. Le gain augmente avec la fréquence, mais la largeur du lobe dans la direction θ sur la figure augmente aussi. À haute fréquence, le lobe principal a tendance à se scinder en deux dans le plan horizontal de la figure (plan H).

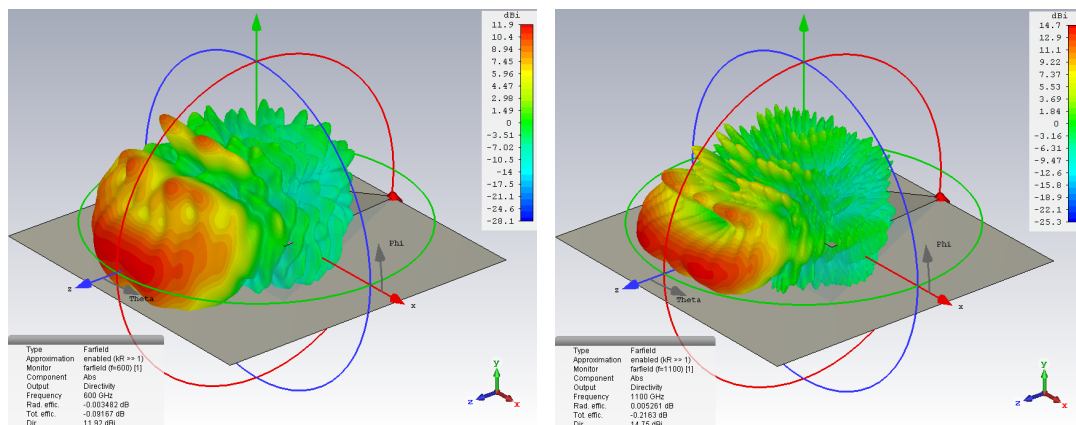


(a) Coefficient de réflexion de l'antenne à cornet sur substrat simulée avec CST Microwave Studio.



(b) Mesures réalisées en prenant en compte les pertes de la ligne d'accès à celle-ci [7].

FIGURE 3.6 – Mesures et simulations du coefficient de réflexion de l'antenne à cornet TEM sur substrat.



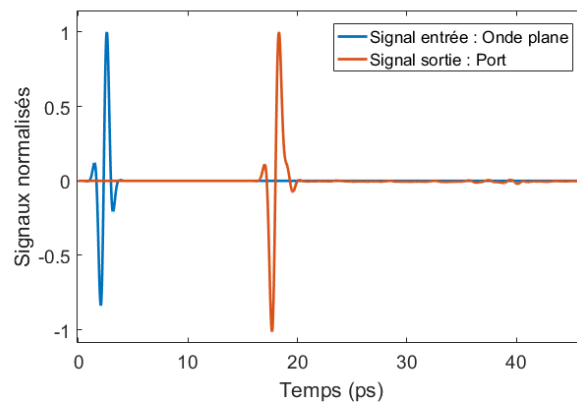
(a) Diagramme de rayonnement simulé à 600 GHz. Le premier lobe secondaire est 3 dB inférieur au lobe principal.

(b) Diagramme de rayonnement simulé à 1.1 THz. Les premiers lobes secondaires sont 3 dB inférieurs au lobe principal.

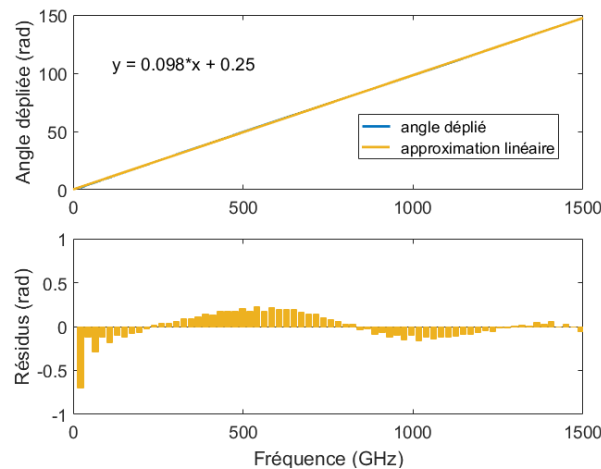
FIGURE 3.7 – Diagrammes de rayonnement simulés de l'antenne TEM sur substrat.

b) Dispersion

On vient de montrer que l'antenne à cornet TEM semble bonne pour l'émission de signaux large bande. Il reste cependant un paramètre à prendre en compte à savoir sa dispersion en fonction de la fréquence. Le logiciel CST ne permet pas directement de réaliser ce type de simulation. Il est cependant possible d'utiliser des résultats de simulations et de les traiter pour conclure sur la dispersion de l'antenne. La méthode utilisée est la suivante : la source n'est plus le port (entrée de l'antenne), mais une onde plane placée sur le bord de la boîte de simulation opposé au port. On peut voir figure 3.8a les signaux de l'onde plane (entrée) et de sortie (port). Les deux signaux sont normalisés au maximum afin de pouvoir comparer leur forme. En étudiant la différence de phase entre le signal reçu par le port et le signal de l'onde plane, il est possible d'avoir une idée de la dispersion de l'antenne (voir figure 3.8b). Dans le cas d'une antenne non dispersive, cette différence de phase est une droite c'est-à-dire qu'il n'y a pas de distorsion de la forme d'onde lors de la propagation. Ainsi, les résidus de l'approximation linéaire de la différence de phase donnent une idée de la dispersion de l'antenne.



(a) Allure temporelle des signaux d'entrée et de sortie de la simulation de dispersion.



(b) Différence de phase entre les signaux d'entrée et de sortie avec les résidus associés à l'approximation linéaire de cette différence.

FIGURE 3.8 – Étude de la dispersion de l'antenne à cornet TEM sur substrat d'A BECK.

On peut voir sur la figure 3.8a l'allure temporelle des signaux. On peut observer que les deux signaux ont une allure très similaire, ce qui laisse présager que la dispersion dans l'antenne est plutôt faible. Pour le vérifier, il suffit de regarder les résidus entre l'approximation linéaire de la différence de phase entre les deux signaux (voir figure 3.8b). On peut voir que les résidus sont toujours inférieurs à 1% de la différence de phase au-dessus de 100 GHz. On peut donc en conclure que l'antenne est très peu dispersive et peut être utilisée en large bande.

3.2 Conception de l'antenne à cornet-lentille TEM

3.2.1 Conception d'une antenne à cornet-lentille en silicium

Dans la partie précédente, une antenne à cornet TEM large bande a été montrée. Cette antenne, bien qu'intéressante, est difficile à fabriquer et prend beaucoup de place sur un substrat (une dizaine de mm²). On peut également remarquer que son gain n'est pas très important (environ 12 dB à 600 GHz). L'idée est donc d'améliorer cette antenne pour la rendre moins fragile, plus économique en terme de surface de substrat utilisé et compatible avec une technologie silicium. Pour ce faire, on hybride une lentille en silicium avec le concept d'antenne à cornet TEM en usinant cette lentille pour lui donner une forme de pyramide à base sphérique et en métallisant deux plans opposés. Cette antenne est appelée antenne à cornet-lentille TEM en silicium (voir figure 3.9). L'objectif final est de venir coller la source térahertz sur la pointe de cette nouvelle antenne.

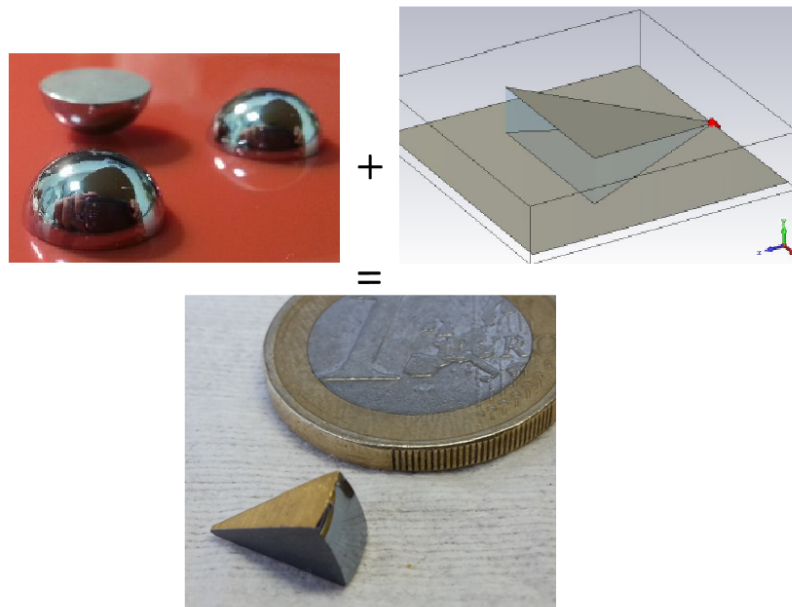
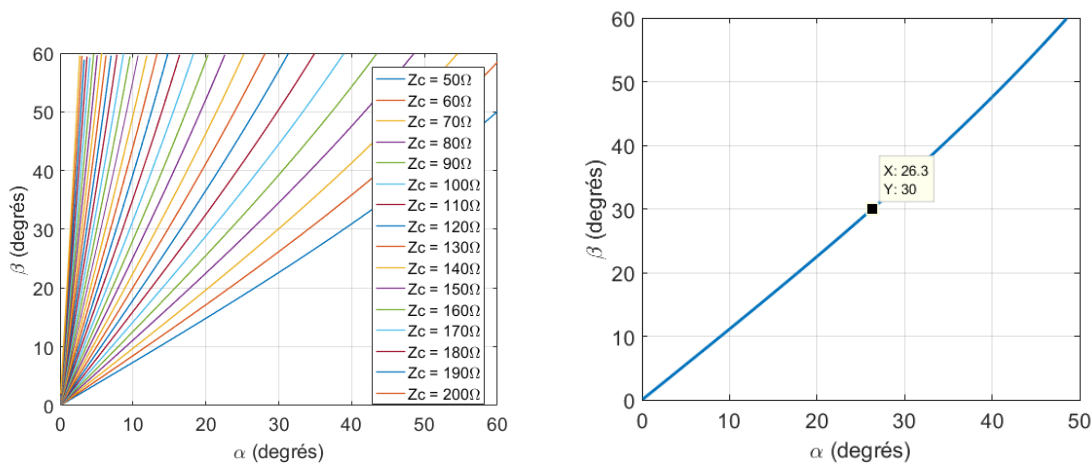


FIGURE 3.9 – Idée d'élaboration de l'antenne à cornet-lentille TEM en silicium.

La conception de l'antenne à cornet-lentille TEM en silicium se fait à partir des deux paramètres à savoir son impédance caractéristique et sa longueur. L'impédance caractéristique de l'antenne est liée à ses angles d'ouverture. La méthode pour tracer les courbes iso-impédances est similaire à celle utilisée par A. BECK [1] à savoir exprimer les angles d'ouverture en fonction des paramètres d'une ligne micro ruban (voir équation (3.1)) puis utiliser le modèle de ligne micro ruban de HAMMERSTAD [4]. La modélisation par une ligne micro ruban suppose un substrat de largeur infinie (voir figure 3.2) ce qui ne sera pas le cas ici. Toutefois, la permittivité du matériau étant élevée ($\epsilon_r = 11.9$) ce modèle reste une bonne approximation. Cette modélisation permet donc de tracer les courbes iso-impédances en fonction des angles d'ouverture de l'antenne à cornet TEM que l'on souhaite concevoir (voir figure 3.10).

Dans le but de garder une cohérence vis-à-vis des travaux précédents, une impédance caractéristique de 65Ω a été choisie ainsi qu'un angle d'ouverture β de 30° (voir les paramètres de l'antenne figure 3.11). Le second paramètre de conception de l'antenne est



(a) Courbes iso-impédances en fonction des angles d'ouverture de l'antenne.

(b) Dépendance entre les deux angles d'ouverture pour une impédance caractéristique de 65Ω .

FIGURE 3.10 – Impédance caractéristique de l'antenne à cornet-lentille TEM en fonction de ses angles d'ouverture.

sa longueur. Elle est choisie de façon à garder un diagramme de rayonnement en un seul lobe dans la direction de l'angle β . Pour que la comparaison entre l'antenne et la ligne micro ruban soit valable, il faut que l'antenne soit supposée infinie [5] ou très grande devant la longueur d'onde guidée. Dans notre cas, la preuve de concept par la simulation a été réalisée avec une antenne de longueur 3 mm (voir partie 3.2.2). L'antenne étant conçue à partir de silicium, il est apparu nécessaire d'ajouter une couche antireflet à l'interface entre la partie sphérique de l'antenne et l'air pour limiter les ondes stationnaires dans l'antenne. Pour que l'antireflet fonctionne à une fréquence donnée f_{refl} , il suffit qu'elle soit d'épaisseur $\lambda/4$ où λ est la longueur d'onde dans la couche. La seconde condition concerne l'indice de réfraction de la couche qui est lié aux indices des milieux environnants (de l'air et de la lentille) :

$$n_{refl} = \sqrt{n_{air}n_{mat}} \quad (3.2)$$

Dans le cas particulier de l'antenne en silicium, on a $n_{mat} = n_{Si} = \sqrt{11.9}$, ce qui donne un indice idéal de la couche antireflet égal à 1.86.

3.2.2 Preuve de concept par la simulation

L'antenne à cornet TEM a été simulée dans un premier temps à l'aide du logiciel CST Microwave Studio (voir figure 3.11). Pour la preuve de concept, l'antireflet a été choisi pour fonctionner à 600 GHz ce qui signifie que sa permittivité relative est de 3.45 et son épaisseur $67\mu\text{m}$. L'antenne est alimentée par un port discret dont l'impédance est choisie à 65Ω .

Il est intéressant de regarder plusieurs paramètres de l'antenne pour montrer son bon fonctionnement. Le premier est le S_{11} (ou coefficient de réflexion) pour vérifier sa bande passante. On peut voir figure 3.12 le S_{11} simulé avec et sans couche antireflet. On remarque que l'antireflet permet bien de réduire l'effet Fabry-Pérot dans l'antenne à la fréquence choisie. Les rebonds correspondent à un aller-retour de l'onde dans l'antenne.

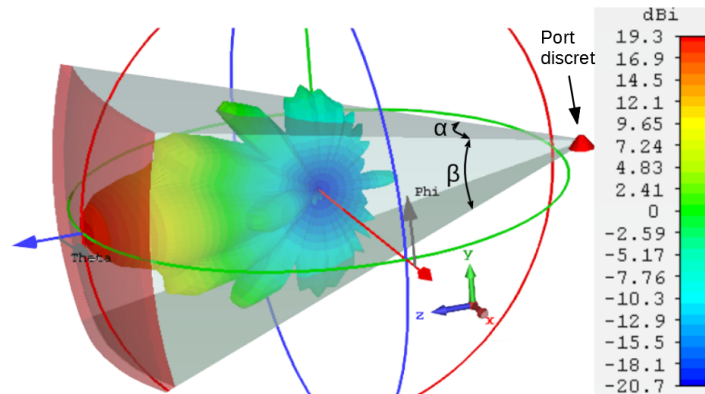


FIGURE 3.11 – Diagramme de rayonnement simulé à 600 GHz et angles paramétrant l'antenne. Les deux premiers lobes secondaires sont 12 dB inférieurs au lobe principal.

On peut aussi voir qu'il est inférieur à -10 dB sur une bande de plus de 200 GHz.

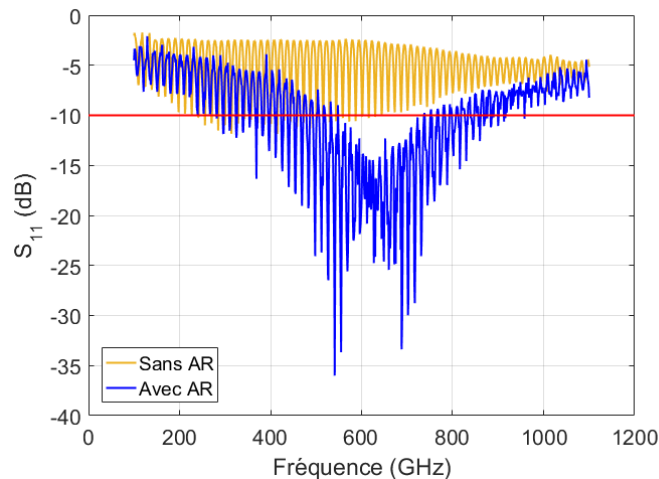


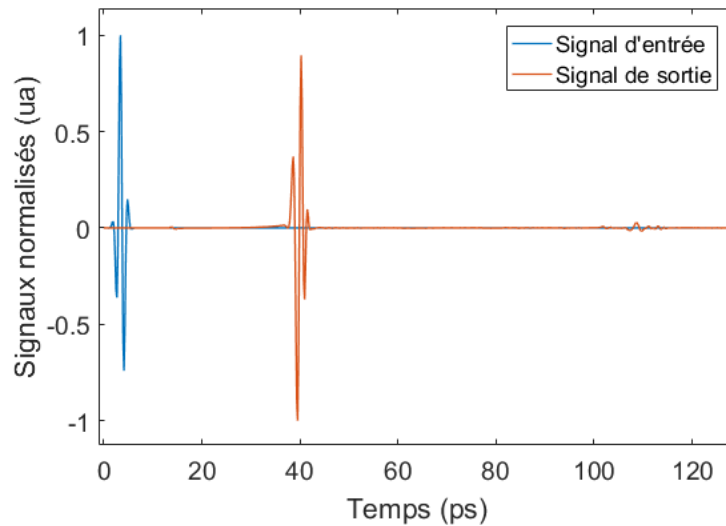
FIGURE 3.12 – S_{11} simulé de l'antenne, en jaune sans couche antireflet et en bleu avec. Les rebonds sont dus à l'interface air silicium. Autour de 600 GHz, l'antireflet permet de supprimer les rebonds.

Un second paramètre important à regarder est le diagramme de rayonnement à la fréquence de l'antireflet, ici 600 GHz. Ce diagramme de rayonnement (voir figure 3.11) présente un gain de 19.3 dBi. Ce résultat est prometteur, car bien plus important que dans le cas de l'antenne TEM sur substrat développée par le passé (voir partie 3.1). Le rayonnement est également bien plus confiné que dans le cas de l'antenne à cornet TEM sur substrat (voir figure 3.7). La nouvelle antenne ne permet pas d'éliminer les lobes secondaires.

3.2.3 Dispersion de l'antenne à cornet-lentille TEM

Le dernier aspect très important des antennes large bande est la dispersion. Afin de connaître la dispersion de l'antenne, nous avons simulé celle-ci illuminée par une onde plane et évalué le signal reçu par le port comme précédemment. Sur la figure 3.13a, on peut voir que le signal de l'onde plane et le signal du port ont une forme similaire au

signe près, ce qui signifie que l'antenne disperse peu. On peut également voir un rebond autour de 110 ps qui correspond à un aller-retour de l'onde dans toute l'antenne. Comme précédemment, il est possible de vérifier la faible dispersion de cette antenne en regardant la différence de phase entre le signal du port et le signal de l'onde plane (voir figure 3.13b). On peut voir que les résidus de l'approximation linéaire de la différence de phase (temps de groupe constant) sont tout d'abord positifs à basse fréquence puis négatifs et de nouveau positifs au-delà de 900 GHz. Le fait qu'ils ne soient pas constants peut s'expliquer par le fait que l'indice effectif vu par l'onde change avec la fréquence. Autrement dit, l'onde n'est pas confinée de la même façon pour toutes les fréquences. Les résidus sont également constants autour de 600 GHz ce qui signifie que la dispersion autour de cette fréquence est nulle. Malgré les changements de signe des résidus, ils restent relativement faibles et montrent que l'antenne est peu dispersive.



(a) Réponse temporelle de l'antenne soumise à une onde plane.

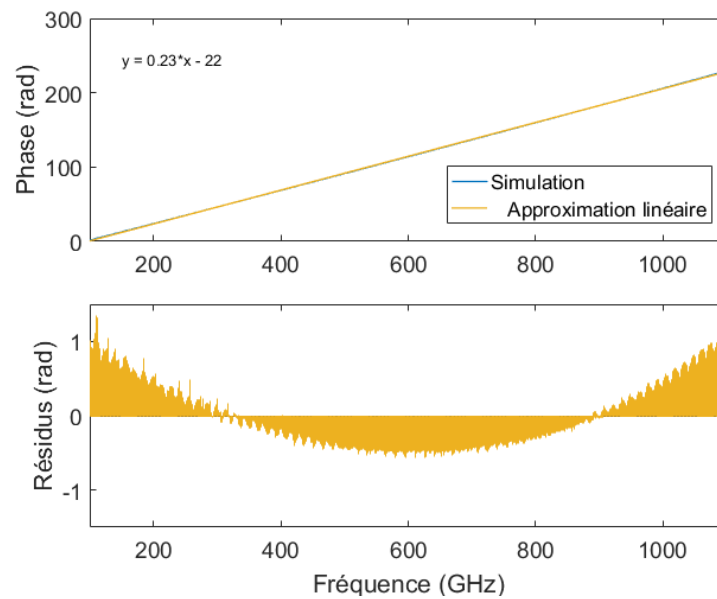
(b) Haut : Différence de phase entre le signal du port et l'onde plane.
Bas : Résidus en radians de l'approximation linéaire de la figure supérieure.

FIGURE 3.13 – Étude de la dispersion de l'antenne.

Les simulations ont montré que l'antenne à cornet-lentille TEM en silicium est une antenne qui fonctionne correctement à condition de lui ajouter une couche antireflet. On peut d'ailleurs s'en persuader en faisant deux simulations, ayant le port comme source, avec et sans antireflet. On peut voir figure 3.14 le signal réfléchi et récupéré par le port dans les deux cas : avec et sans antireflet. La première impulsion (à 0 ns) sur le signal de sortie correspond à la désadaptation du port et de l'antenne. La seconde correspond à l'onde réfléchie et est d'amplitude environ deux fois moins importante lors de la présence d'un antireflet. On confirme donc l'intérêt de cette couche.

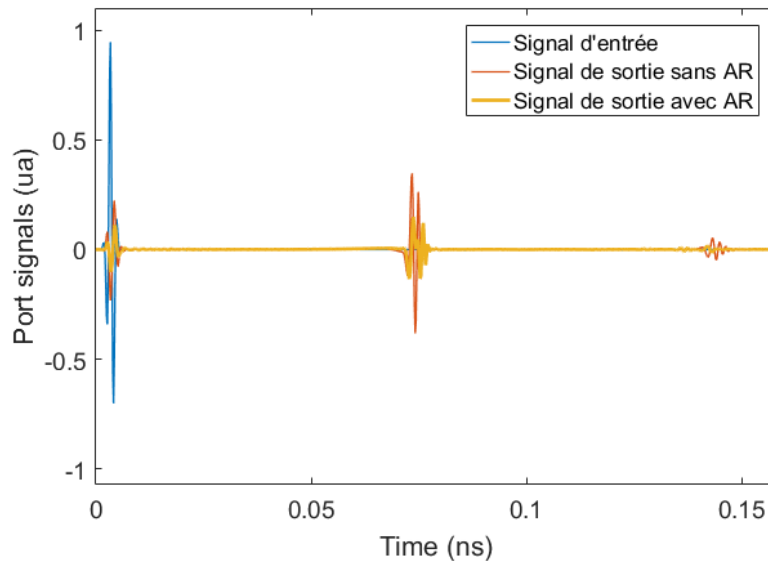


FIGURE 3.14 – Influence de la couche antireflet sur la trace temporelle du signal reçu par le port. La première impulsion sur les signaux de sortie (à 0 ns) correspond à la désadaptation entre le port et l'antenne.

3.2.4 Fabrication de l'antenne

L'antenne à cornet-lentille TEM en silicium a connu deux étapes de fabrication principales à savoir un usinage par l'entreprise Lattice Materials, qui a été difficile et longue à effectuer, ainsi qu'une étape de métallisation. Le silicium est un matériau très dur et relativement fragile. L'usinage a été effectué par fraisage.

a) Pyramide en silicium

L'usinage de la pyramide en silicium servant de base à l'antenne (voir figure 3.15) a été réalisé à partir d'une lentille en silicium de rayon 1 cm. Le rayon est différent de celui utilisé lors de la preuve de concept, car aucune entreprise (lors des demandes de devis) n'était capable d'usiner une pièce plus petite.

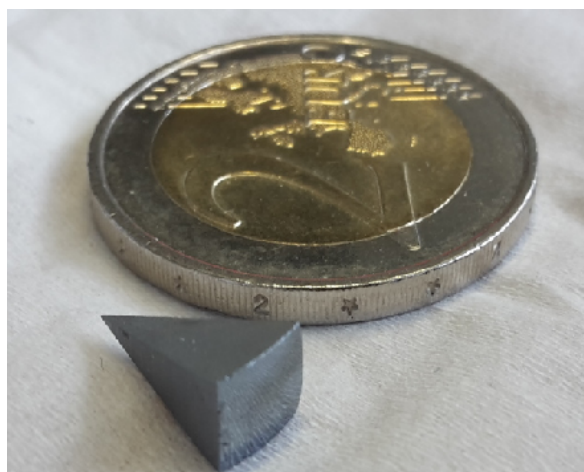


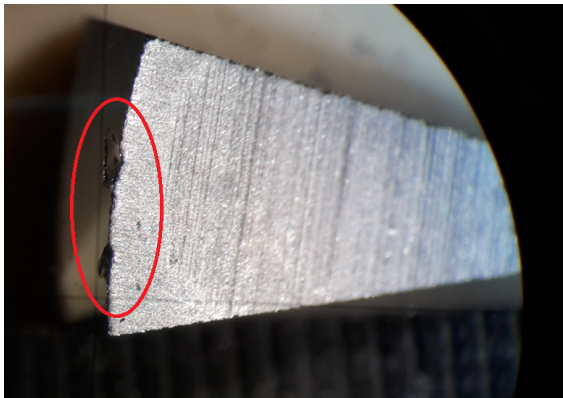
FIGURE 3.15 – Pyramide en silicium après l'usinage par Lattice Materials.

L'usinage a permis de n'avoir qu'une seule pièce ayant quelques défauts à savoir des éclats sur les bords de la partie sphérique et un des quatre plans est beaucoup plus rugueux que les autres (voir photo 3.16). La pointe de la pyramide n'est également pas aussi pointue qu'attendu. Ces problèmes doivent être dus à la fragilité du silicium lors de l'usinage et à la difficulté de maintenir la pièce pendant celui-ci.

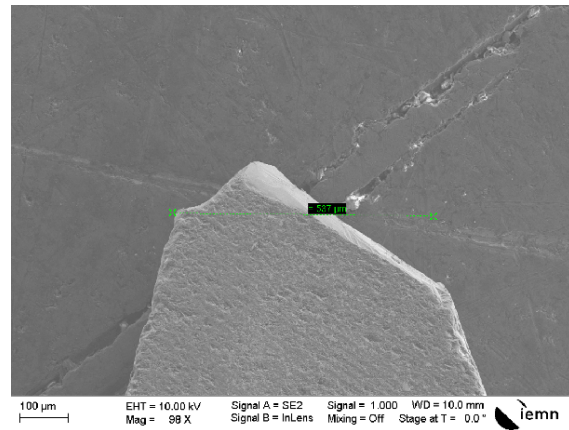
b) Métallisation et derniers ajustements

La métallisation des deux plans opposés écartés de l'angle le plus grand a été faite par évaporation. Bien que l'évaporation soit une technique de métallisation directive, il est nécessaire de protéger la partie sphérique de la pyramide, mais aussi les deux plans qui ne sont pas métallisés. Pour ce faire, ces parties ont été protégées avec du Kapton adhésif. Plusieurs tests préalables ont été réalisés avec les chutes des tests d'usinage réalisés par Lattice Materials. Ils ont montré que la métallisation est possible en utilisant du Kapton comme protection. On peut voir figure 3.17 la mise en place de la pyramide en silicium dans la machine d'évaporation avant sa métallisation.

Il a été choisi de déposer 20 nm de titane pour permettre l'adhésion de l'or sur le silicium et 500 nm d'or pour s'assurer d'avoir une épaisseur supérieure à plusieurs épaisseurs de peau à 200 GHz. On peut voir figure 3.18 le résultat de la métallisation.



(a) Image à la binoculaire de la pyramide en silicium. On peut voir les éclats dus à l'usinage.



(b) Photo MEB de la pointe de la pyramide.

FIGURE 3.16 – Images des défauts d'usinage.



FIGURE 3.17 – Mise en place de la pyramide en silicium pour sa métallisation.

Comme il est expliqué dans la partie 3.3.2, après la réalisation d'un diagramme de rayonnement, on a remarqué que la résistance entre les deux plans métalliques n'est que de 42Ω ce qui signifie qu'il y a une fuite résistive entre les deux plans. Les mesures au MEB ont montré que cette fuite résistive n'est pas due à un dépôt parasite entre les deux plans métalliques.

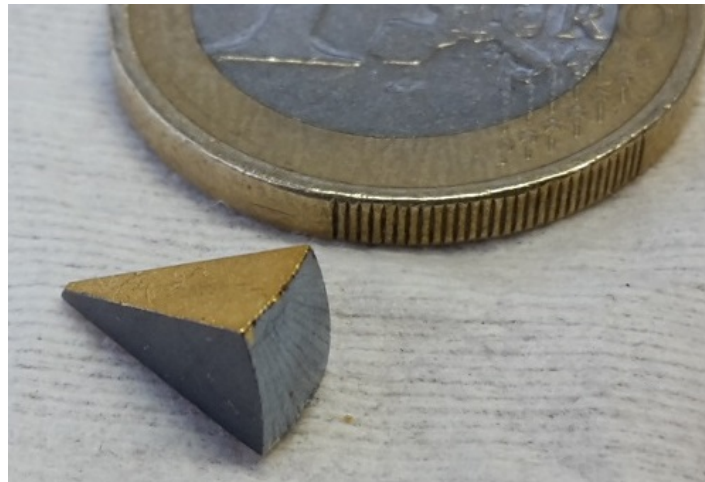


FIGURE 3.18 – Pyramide en silicium après l'usinage par Lattice Materials.

3.3 Mesures sur l'antenne et ses éléments

Les différents éléments de l'antenne ont pu être mesurés séparément avant de pouvoir réaliser une mesure de l'antenne terminée. Dans un premier temps, on décrit la méthode de mesure du gain de l'antenne puis celle de son diagramme de rayonnement. Dans un second temps, on rappelle le principe de la TDS ainsi que la traitement du signal permettant de récupérer les propriétés optiques du matériau mesuré. Pour finir, des mesures de gain et de diagramme de rayonnement sont présentées ainsi qu'une transmission en espace libre à 312.6 GHz utilisant l'antenne à cornet-lentille TEM comme antenne d'émission. Deux transmissions sont réalisées, une à 5 Gb/s et une à 8 Gb/s.

3.3.1 Mesure de gain dans l'axe

a) Principe de la mesure

La première mesure décrite concerne la mesure du gain d'une antenne ou d'un élément rayonnant dans l'axe de cet élément (dans notre cas, il s'agit de la direction du maximum du gain). Cette mesure se base sur la formule de Friis (équation (1.14)). Cette mesure peut se faire en utilisant un analyseur de réseau à deux ports ainsi que deux antennes supposées identiques et l'antenne à mesurer. Une première étape consiste à calibrer l'analyseur de réseau pour la bande de fréquences choisie. La seconde étape consiste à réaliser deux mesures successives, une avec les deux antennes identiques et une deuxième en remplaçant l'une des deux antennes par l'antenne sous test ou *Antenna Under Test* (AUT). Les antennes sont alimentées par des guides d'ondes rectangulaires. Les deux mesures doivent être réalisées dans les mêmes conditions notamment la distance entre les deux antennes (voir figure 3.19).

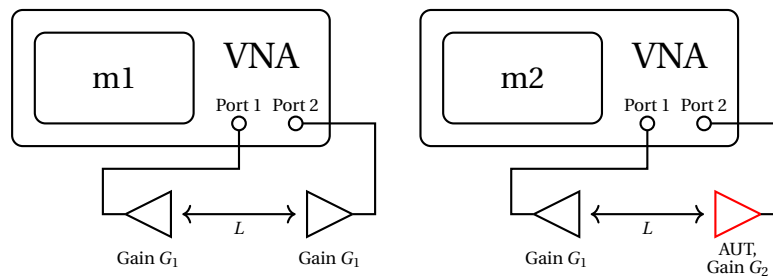


FIGURE 3.19 – Schématisation des deux mesures à faire pour connaître le gain d'une antenne.

Lors de la première mesure, en supposant que les deux antennes ont un gain strictement identique, la formule de Friis permet alors d'obtenir la valeur du gain des deux antennes de référence :

$$G_1 = \frac{1}{2} \left(|S_{21,m1}| - 20 \log_{10} \left(\frac{\lambda}{4\pi L} \right) \right) \quad (3.3)$$

Une fois le gain des deux antennes identiques connu, on utilise les résultats de la seconde mesure pour connaître le gain de l'antenne sous test :

$$G_2 = |S_{21,m2}| - G_1 - 20 \log_{10} \left(\frac{\lambda}{4\pi L} \right) \quad (3.4)$$

b) Mesure du gain de la Si-PL

Dans un premier temps, on mesure le gain de la Si-PL (pièce en silicium non métallisée) pour connaître la fréquence correspondant au gain maximum de cette structure. La mesure est réalisée sur la Si-PL car on souhaite pouvoir comparer le diagramme de rayonnement de la Si-PL et celui de l'antenne cornet-lentille TEM. Le gain de la pyramide en silicium a été mesuré dans le but de préparer une mesure de diagramme de rayonnement. En effet, si l'on connaît l'allure du gain en fonction de la fréquence dans la bande WR 3.4 (220-325 GHz), il devient possible de faire la mesure du diagramme de rayonnement à la fréquence où le gain de la pièce est maximal et ainsi augmenter le rapport signal à bruit du système de mesure. La mesure a été réalisée avec un écartement de 71 cm entre les antennes. Les deux antennes identiques sont des antennes à cornets. On peut voir figure 3.20 l'allure du gain des différentes antennes utilisées.

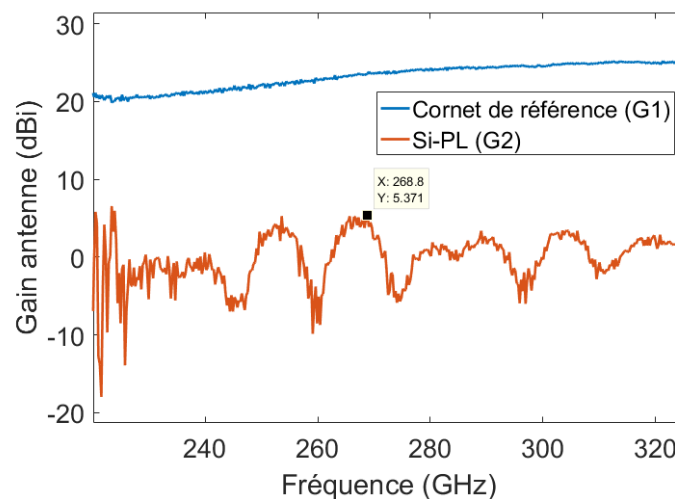


FIGURE 3.20 – Gain des antennes de références et de la Si-PL.

On peut voir que le gain est maximal (5.3 dBi) à 268.8 GHz ainsi que des rebonds correspondants à l'effet Fabry-Pérot dû aux interfaces entre l'air et le silicium. On peut par exemple le comparer à celui de l'ouverture rectangulaire d'un guide d'onde qui est de 6.6 dBi

c) Mesure du gain de l'antenne à cornet TEM

Le gain dans l'axe a également été mesuré une fois l'antenne métallisée. Le banc expérimental est le même que celui de l'antenne non métallisée, seule la distance entre les antennes change, elle est cette fois de 50 cm. Dans ce cas, on peut voir figure 3.21 l'allure du gain de l'antenne métallisée ainsi que celui des antennes de références.

Sur la figure 3.21, on peut observer que le gain mesuré est très faible et qu'il est difficile de distinguer les oscillations dues aux interfaces entre l'air et le silicium. Ce résultat peut s'expliquer, car le signal transmis dans l'antenne est très faible notamment à cause de la distance entre la pointe de l'antenne et la sortie du guide rectangulaire (voir figure 3.27).

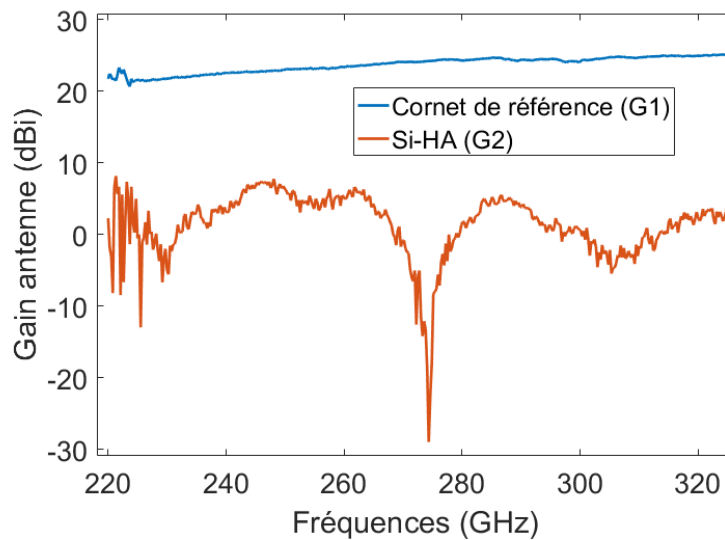


FIGURE 3.21 – Gain des antennes de références et de l'antenne à cornet-lentille TEM.

3.3.2 Mesure d'un diagramme de rayonnement en 2D et en 3D

a) Principe de la mesure

Au cours de la thèse de C. BELEM, se déroulant en même temps que celle-ci, un banc de mesure de diagramme de rayonnement en 3D a été développé dans le laboratoire (voir figure 3.22). Il se compose d'un synthétiseur de fréquence dont le signal modulé par un signal carré basse fréquence (à l'aide d'un **Générateur de signaux Basse Fréquence (GBF)**). Ce signal est ensuite multiplié par 18 par une chaîne de multiplication et transmis par un guide WR 3.4 à l'AUT. La partie détection est composée d'une antenne connue se déplaçant sur la surface d'une demi-sphère de rayon 20 cm. Le signal est ensuite détecté par une diode Schottky et mesuré par une détection synchrone liée au générateur de signaux carrés. Le traitement est ensuite fait par ordinateur. Ce système de mesure a l'avantage de ne pas être trop coûteux (environ 75 k€) par rapport aux systèmes utilisant un analyseur de réseaux (environ 275 k€), cependant, il ne permet pas de mesurer la phase du rayonnement. Une double platine de rotation permet également de réaliser des mesures en 2D ou en 3D.

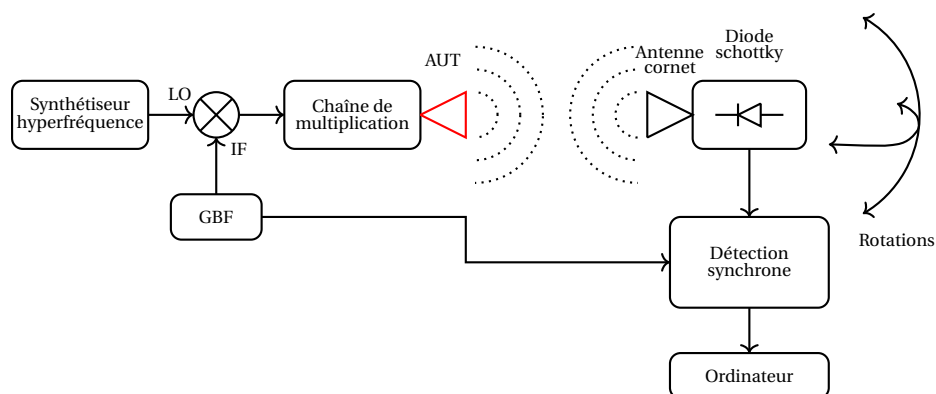


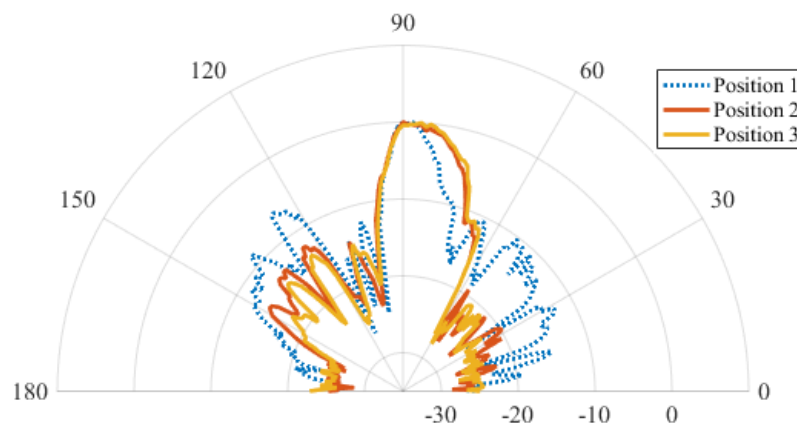
FIGURE 3.22 – Banc de mesure de diagramme de rayonnement en 2D et en 3D.

b) Mesures réalisées sur la pyramide en silicium

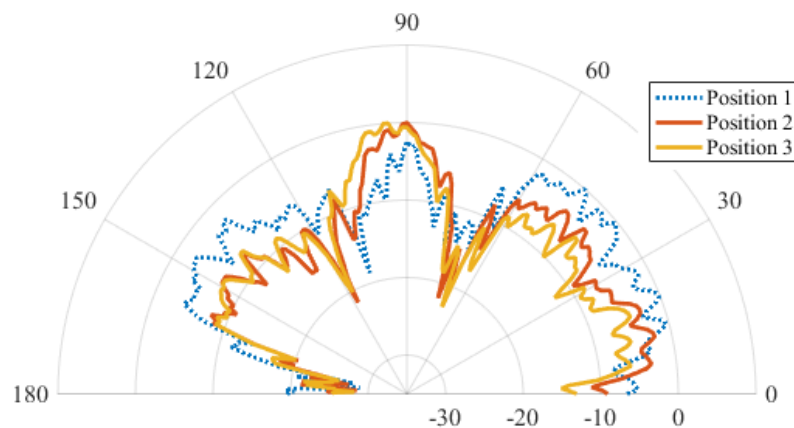
La mesure de gain réalisée sur la pyramide en silicium a permis de choisir la fréquence de mesure de ses différents diagrammes de rayonnement. Plusieurs mesures ont été réalisées pour différentes positions de la pointe de l'antenne dans le guide rectangulaire dans les plans E et H. Les positions mesurées sont les suivantes :

- la position 1 correspond à la pointe dans le plan de l'ouverture du guide ;
- la position 2 correspond à la pointe à moitié rentrée dans le guide ;
- la position 3 correspond à la pointe rentrée au maximum dans le guide sans qu'il n'y ait de contact entre la pyramide et le guide rectangulaire (c'est également la position utilisée pour le diagramme de rayonnement en 3D de la figure 3.24).

On peut voir figure 3.23 l'effet de la position de la pointe sur le diagramme de rayonnement dans les plans E et H. Plus celle-ci est éloignée du guide, moins l'onde est transmise par la pyramide et plus on s'approche du diagramme de rayonnement d'une ouverture rectangulaire.



(a) Plan H ($\theta = 90^\circ$).



(b) Plan E ($\phi = 90^\circ$).

FIGURE 3.23 – Plans H et E mesurés sur la pyramide en silicium pour trois positions de la pointe de celle-ci.

On peut voir figure 3.24 le diagramme de rayonnement en 3D de la pyramide en silicium. Ce diagramme montre que la pyramide collimate le faisceau comme attendu même si de nombreux lobes secondaires sont visibles et diminuent le gain (voir aussi figure 3.23).

On peut également voir des lobes secondaires importants pour l'angle $\phi = 90^\circ$ (plan E).

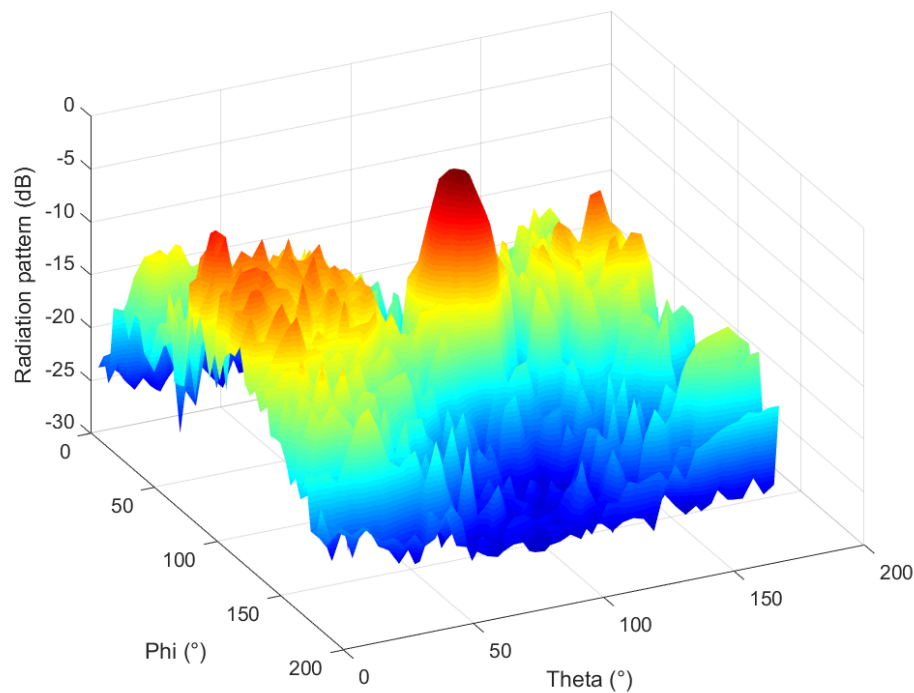
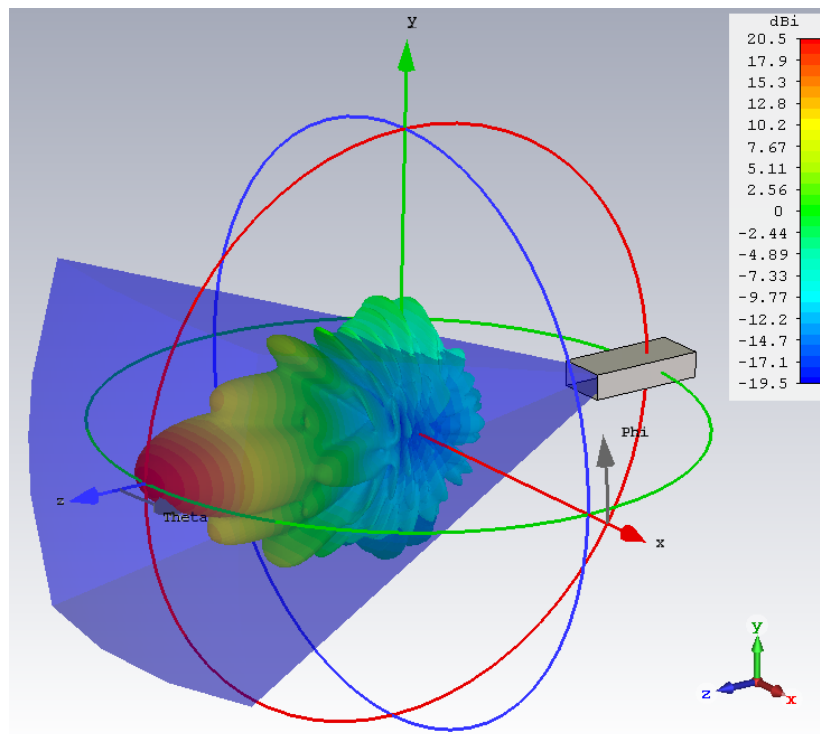
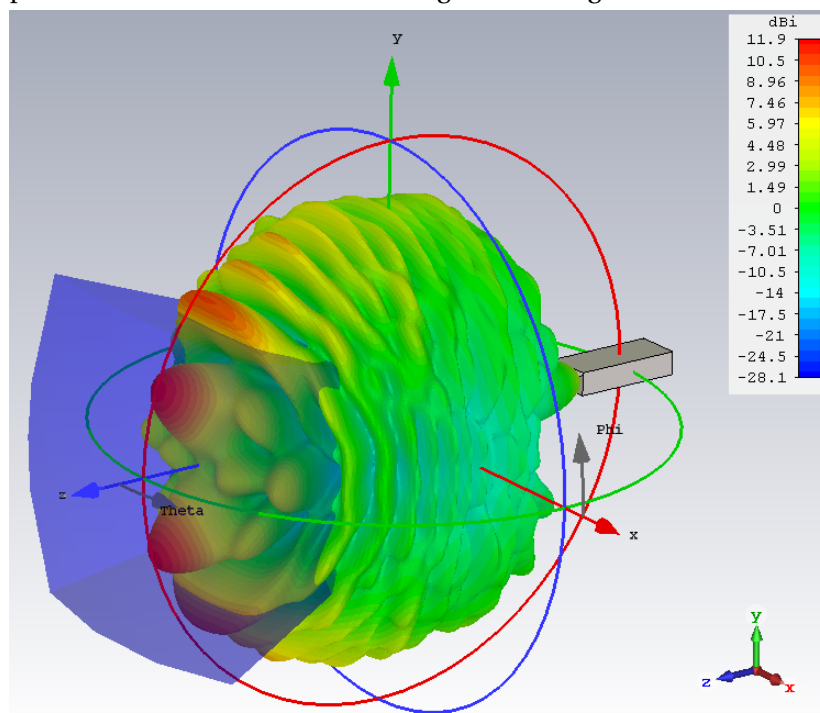


FIGURE 3.24 – Diagramme de rayonnement normalisé 3D à 268 GHz de la pyramide en silicium mesuré avec un pas de 2° . Le plan E correspond à $\phi = 90^\circ$ et le plan H à $\theta = 90^\circ$.

L'impact de la position de la pointe de l'antenne par rapport au guide sur le diagramme de rayonnement est visible dans la figure 3.25. On peut y voir le diagramme de rayonnement 3D pour deux positions de la pointe par rapport au guide. On peut voir que lorsque la pointe est un peu éloignée du guide ($400 \mu\text{m}$) le diagramme de rayonnement se détériore énormément, ce qui correspond aux mesures réalisées.



(a) Pointe de l'antenne rentrée dans le guide an s'assurant qu'il n'y a pas de contact entre l'antenne et le guide rectangulaire.



(b) Pointe de l'antenne positionnée à 400 μm de l'ouverture du guide.

FIGURE 3.25 – Diagramme de rayonnement 3D simulé avec une alimentation avec un guide rectangulaire. La direction y correspond au plan E. La direction x correspond au plan H.

c) Mesures réalisées sur l'antenne à cornet-lentille TEM excitée par un guide rectangulaire

Les diagrammes de rayonnement dans les plans E et H de l'antenne à cornet-lentille TEM en silicium ont été mesurés juste après la métallisation des plans à la même fréquence que celui mesuré sur la pyramide en silicium (ie 268 GHz). On peut voir figure 3.26 les deux diagrammes de rayonnement.

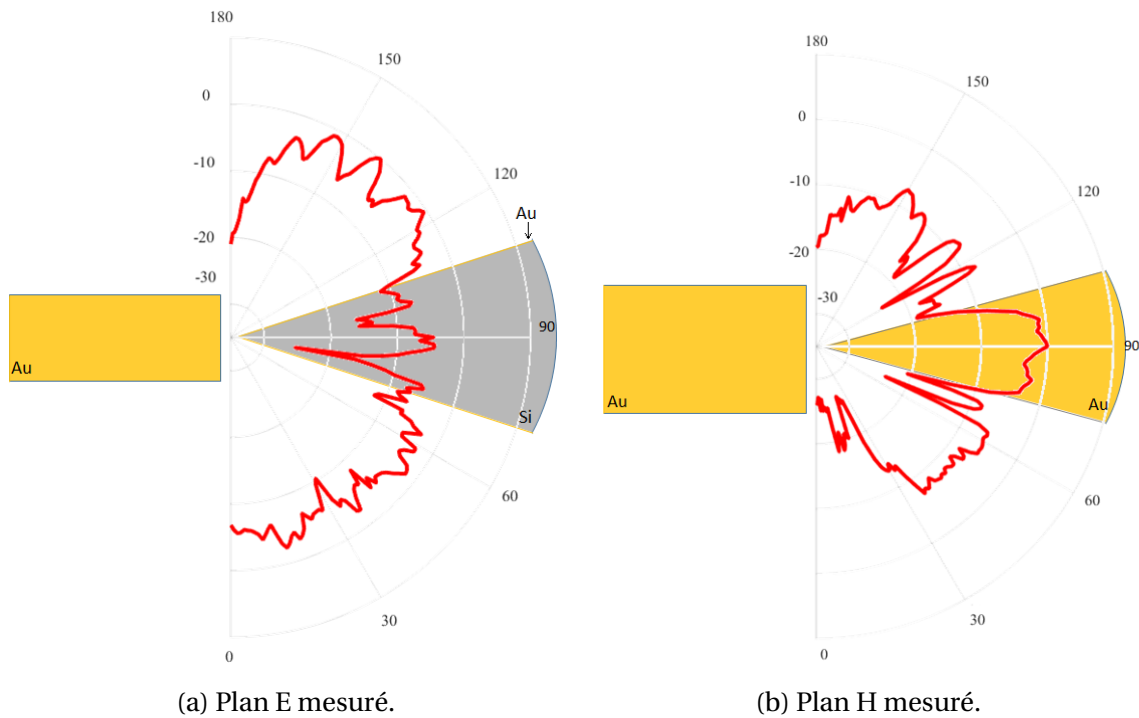


FIGURE 3.26 – Diagrammes de rayonnement de l'antenne à cornet-lentille TEM en silicium à 268 GHz avec en fond la position de l'antenne par rapport au guide rectangulaire.

On peut voir que le diagramme de rayonnement dans les deux plans est très différent de celui de l'antenne à cornet lentille simulée (voir figure 3.11). Plusieurs raisons peuvent justifier cette différence. La première vient de l'alimentation de l'antenne, dans la simulation de la preuve de concept, l'antenne est alimentée à sa pointe par un port discret qui oriente le champ électrique de façon idéale. En revanche, lors de la mesure, l'antenne est alimentée par un guide rectangulaire. De plus, lors de la mesure du diagramme de rayonnement, la pointe de l'antenne était placée à environ $400\ \mu\text{m}$ de l'ouverture du guide ce qui réduit le couplage entre la pointe et l'onde guidée. Le couplage est en effet un problème important et trois effets entrent en jeu. Le premier est le recouvrement entre la pointe de l'antenne et le guide. Ce point n'est pas un gros problème étant donné que la pointe n'est que légèrement plus petite que la sortie du guide. Le second effet est la réflexion à l'interface entre l'air et le silicium qui est d'environ 54 %. Le dernier effet vient de la diffraction à la sortie du guide rectangulaire (voir figure 3.27). La pointe de l'antenne étant dans la zone de champ proche du guide rectangulaire, il n'est pas possible de connaître la quantité d'énergie transmise de l'ouverture du guide à la pointe de l'antenne.

On peut voir figure 3.28 le diagramme de rayonnement de l'antenne cornet-lentille couplée au guide rectangulaire dans les mêmes cas que présentés dans la figure 3.25. On

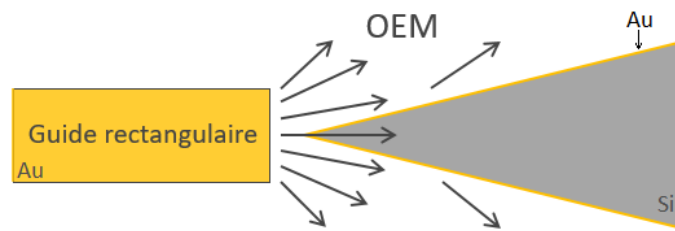
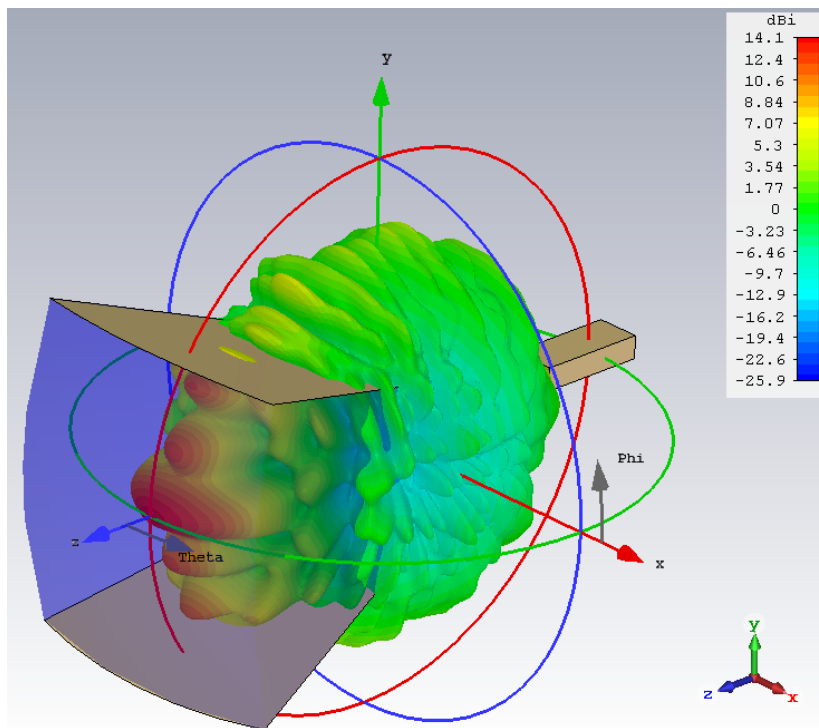


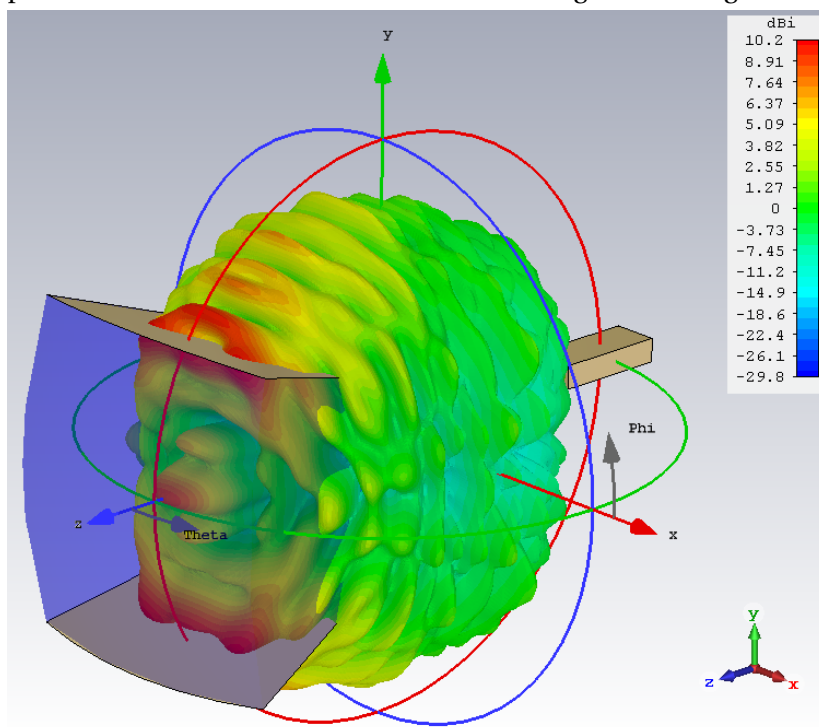
FIGURE 3.27 – Démonstration schématique du couplage entre le guide rectangulaire et la pointe de l'antenne.

peut voir que lorsque la pointe s'éloigne de l'ouverture du guide, le diagramme de rayonnement se dégrade et l'on perd le pic principal.

L'antenne étant maintenant caractérisée, il faut trouver un matériau pouvant faire office de couche antireflet. Pour ce faire, les matériaux sont testés en TDS dans le but de connaître leurs propriétés de quelques dizaines de GHz à quelques THz.



(a) Pointe de l'antenne rentrée dans le guide an s'assurant qu'il n'y a pas de contact entre le métal de l'antenne et le guide rectangulaire.



(b) Pointe de l'antenne positionnée à 400 μm de l'ouverture du guide.

FIGURE 3.28 – Diagramme de rayonnement de l'antenne cornet-lentille 3D simulé avec une alimentation avec un guide rectangulaire. La direction y correspond au plan E. La direction x correspond au plan H.

3.3.3 Spectroscopie dans le domaine temporel

a) Intérêt et problème d'échantillonnage

Comme il a été dit dans le premier chapitre de cette thèse, le domaine des fréquences térahertz est une gamme de fréquences large aux frontières floues mettant en jeu des énergies allant de quelques meV à quelques dizaines de meV. Ces énergies correspondent à des énergies de vibrations et de rotations des molécules ce qui rend le domaine térahertz intéressant pour l'identification de gaz. Une molécule ayant une résonance mécanique (au sens de la mécanique quantique) dans le domaine térahertz va absorber l'onde à la fréquence correspondante comme on peut le voir pour la vapeur d'eau dans la figure 3.29.

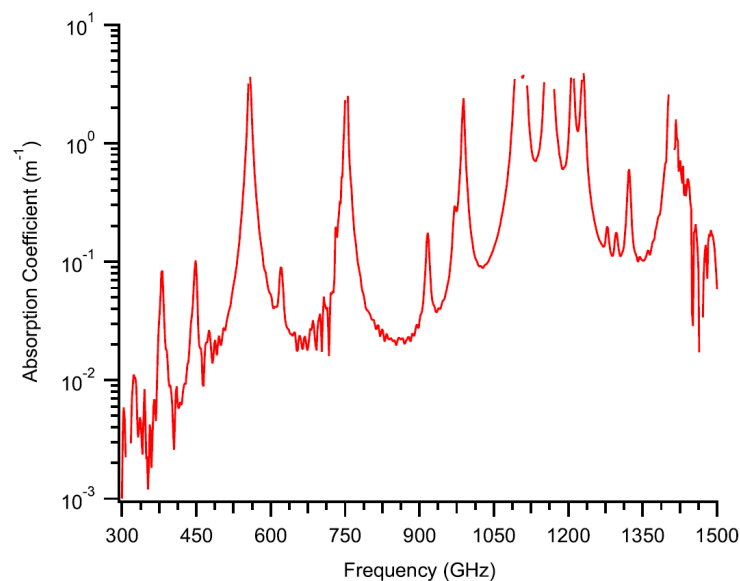


FIGURE 3.29 – Diagramme représentant l'absorption de la vapeur d'eau dans le domaine térahertz à pression ambiante [8].

Cette identification ne peut être efficace aux pressions élevées que si l'on est capable de mesurer une bande de fréquences suffisamment importante pour pouvoir quantifier plusieurs raies d'absorption du gaz mesuré. En plus de l'identification de matériaux, il est intéressant de connaître les propriétés optiques de ceux-ci dans le domaine térahertz. Pour ce faire, il est nécessaire de faire un traitement numérique des données mesurées et donc d'échantillonner les signaux analogiques mesurés. Cependant, pour échantillonner un signal sans perdre d'informations il faut que la fréquence d'échantillonnage f_{ech} soit supérieure à deux fois la fréquence maximale du signal [9, 10] :

$$f_{ech} \geq 2f_{max} \quad (3.5)$$

Les méthodes d'échantillonnage classiques permettent d'échantillonner des signaux allant jusqu'à 300 GHz [11] ce qui est trop peu pour faire de la spectroscopie. La méthode TDS permet de profiter des performances des lasers femtosecondes pour échantillonner des signaux jusqu'à plusieurs THz (voir figure 3.30 un signal TDS dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel). Elle se base sur l'utilisation de photoconducteurs.

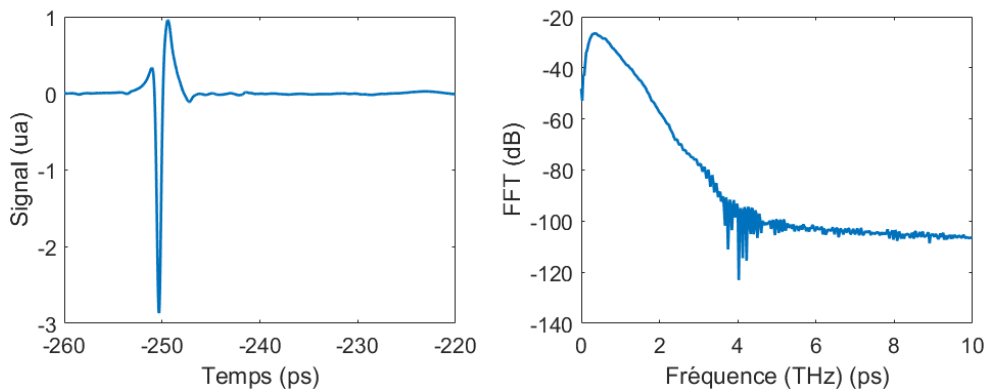


FIGURE 3.30 – Signal TDS dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel.

b) Principe de fonctionnement

Dans le but de résoudre les problèmes d'échantillonnages liés au théorème de Shannon, l'idée de la TDS est basée sur l'échantillonnage en temps équivalent. On peut voir figure 3.31 le principe de la TDS.

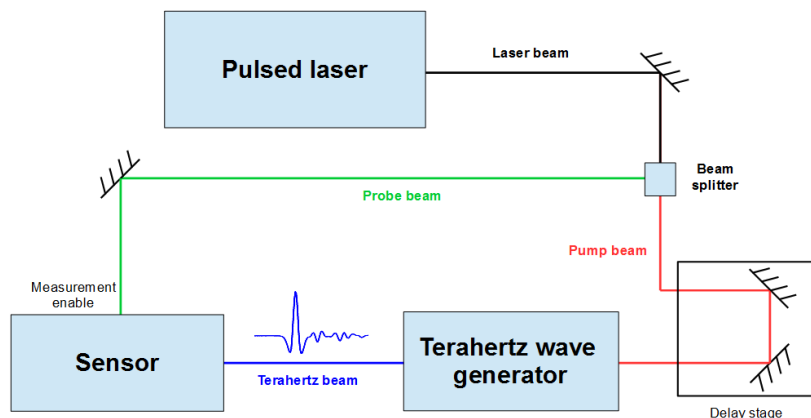


FIGURE 3.31 – Schéma de principe d'un banc de mesure TDS.

On génère un train d'impulsions térahertz périodiques et on ne mesure qu'un échantillon par période (voire moins). En déplaçant le point de mesure tout au long de l'impulsion, il est possible de récupérer son allure comme montré dans la figure 3.32. On réalise alors un échantillonnage en temps équivalent.

La technologie qui a permis d'effectuer ce type de mesures est la technologie des lasers femtoseconde. Ces lasers permettent de créer des impulsions térahertz lorsqu'ils sont associés à des composants particuliers (antenne photo-conductive ou morceaux d'InAs en utilisant l'effet photo-Dember par exemple). Le principe est donc d'utiliser une impulsion femto-seconde pour générer l'impulsion térahertz et pour réaliser la mesure. En changeant la différence de chemin optique entre l'impulsion térahertz et l'impulsion optique servant à la mesure, il est possible de reconstruire l'impulsion térahertz (voir figure 3.32).

Dans le cas de l'identification de gaz ou de matériaux, une seule mesure peut parfois être nécessaire avec l'échantillon, bien que l'ajout d'une référence permette d'identifier plus facilement les raies d'absorption. Cependant, si l'on souhaite retrouver les propriétés

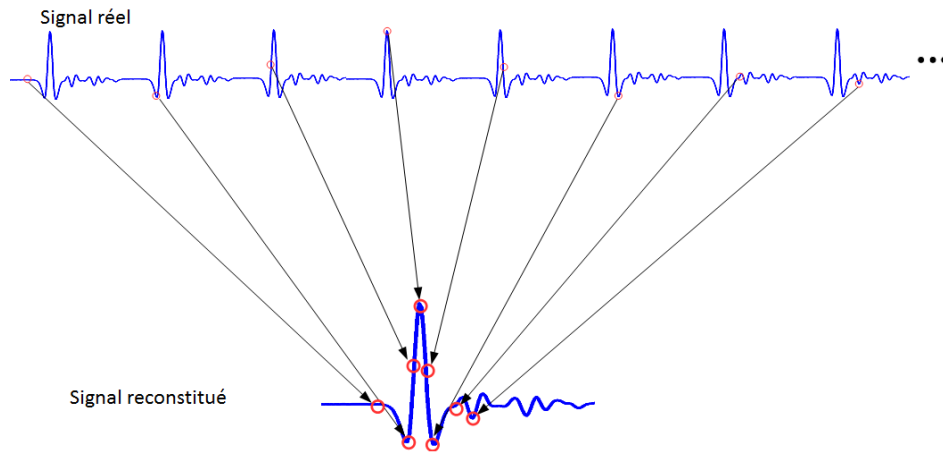


FIGURE 3.32 – Échantillonnage en temps équivalent utilisé pour la TDS. Signal mesuré avec la TDS TeraSmart de Menlo systems

optiques de l'échantillon, la mesure doit se dérouler en deux temps. La première mesure est une mesure de référence, sans échantillon. La seconde mesure est une mesure avec l'échantillon. Réaliser ces deux mesures permet de faire, en principe, un modèle permettant de retrouver l'indice de réfraction pour toutes les fréquences souhaitées (voir partie d)).

c) Modélisation d'échantillons

Dans le but de réaliser une modélisation correcte des matériaux, sans oublier de contribution, on peut faire appel aux matrices de transfert dans un matériau et à l'interface entre deux matériaux [12]. Dans un premier temps, on considère le cas général d'une onde électromagnétique TEM incidente sur le matériau. La TDS ne permettant que la mesure du champ électrique, on ne s'intéressera donc qu'au champ électrique. La figure 3.33 est une représentation des champs électriques se propageant dans différentes couches de matériaux. Ces champs électriques sont des vecteurs représentant toutes les ondes qui pourraient se propager dans les matériaux. On note \mathbf{E}_F les champs se propageant de la gauche vers la droite (*Forward*) et \mathbf{E}_B ceux se propageant de la droite vers la gauche (*Backward*).

Il est possible de calculer la matrice de transfert à l'interface entre le matériau 1 et le matériau 2 en écrivant les relations entre les champs entrants et sortant de l'interface. En écrivant ces équations (eq (3.6)) il est important de noter que \mathbf{T}_{12} , \mathbf{T}_{21} , \mathbf{R}_{12} et \mathbf{R}_{21} sont des matrices décrivant les transferts et réflexions de toutes les ondes mises en jeu.

$$\begin{cases} \mathbf{e}_{F2} &= \mathbf{T}_{12}\mathbf{e}_{F1} + \mathbf{R}_{21}\mathbf{e}_{B2}, \\ \mathbf{e}_{B1} &= \mathbf{R}_{12}\mathbf{e}_{F1} + \mathbf{T}_{21}\mathbf{e}_{B2}. \end{cases} \quad (3.6)$$

À partir du système d'équations (3.6), il est possible d'écrire les champs du matériau 2 en fonction du matériau 1 :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{e}_{F2} \\ \mathbf{e}_{B2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{T}_{12} - \mathbf{R}_{21}\mathbf{T}_{21}^{-1}\mathbf{R}_{12} & \mathbf{R}_{21}\mathbf{T}_{21}^{-1} \\ -\mathbf{T}_{21}^{-1}\mathbf{R}_{12} & \mathbf{T}_{21}^{-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{F1} \\ \mathbf{e}_{B1} \end{pmatrix} = \mathbf{T}_{1 \rightarrow 2} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{F1} \\ \mathbf{e}_{B1} \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

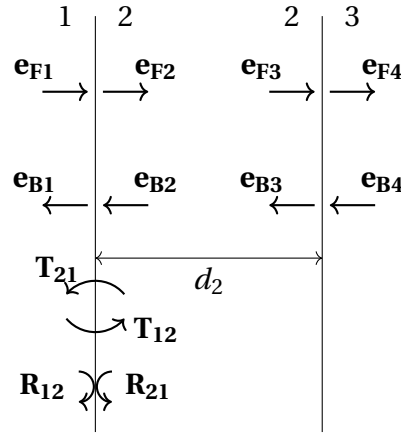


FIGURE 3.33 – Schématisation des champs autour d'un matériau entouré de deux matériaux différents.

ou encore :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{e}_{F1} \\ \mathbf{e}_{B1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{T}_{12}^{-1} & -\mathbf{T}_{12}^{-1}\mathbf{R}_{21} \\ \mathbf{R}_{12}\mathbf{T}_{12}^{-1} & \mathbf{T}_{21} - \mathbf{R}_{12}\mathbf{T}_{12}^{-1}\mathbf{R}_{21} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{F2} \\ \mathbf{e}_{B2} \end{pmatrix} = \mathbf{T}_{1 \rightarrow 2}^{-1} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{F2} \\ \mathbf{e}_{B2} \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

De façon similaire, il est possible de calculer la matrice de transfert pour la propagation de l'onde dans le matériau 2. On note $\mathbf{diag}(\mathbf{x})$ la matrice diagonale dont les éléments sont x :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{e}_{F3} \\ \mathbf{e}_{B3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{diag}(\exp(-j\tilde{n}_2\omega d_2/c)) & 0 \\ 0 & \mathbf{diag}(\exp(j\tilde{n}_2\omega d_2/c)) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{F2} \\ \mathbf{e}_{B2} \end{pmatrix} = \mathbf{P}_2 \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{F2} \\ \mathbf{e}_{B2} \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

où \tilde{n}_2 représente l'indice de réfraction complexe du matériau 2 et ω la fréquence angulaire de l'onde.

De même, on peut exprimer les champs 2 en fonction des champs 3 :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{e}_{F2} \\ \mathbf{e}_{B2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{diag}(\exp(j\tilde{n}_2\omega d_2/c)) & 0 \\ 0 & \mathbf{diag}(\exp(-j\tilde{n}_2\omega d_2/c)) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{F3} \\ \mathbf{e}_{B3} \end{pmatrix} = \mathbf{P}_2^{-1} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{F3} \\ \mathbf{e}_{B3} \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

Il existe une autre façon de représenter la propagation des champs à travers un ou plusieurs matériaux qui est plus résistante numériquement, mais plus difficile à utiliser dans notre cas comme on le verra dans la partie suivante. Il s'agit des matrices S (S pour *scattering*) qui permettent de représenter les champs entrants en fonction des champs sortants. Il s'agit de l'équivalent des paramètres-S dans le cas des ondes hyperfréquences.

La TDS a été principalement utilisée, dans ses débuts, pour connaître les propriétés optiques d'un matériau en particulier le silicium grâce à GRISCHKOWSKY et al. [13]. De façon à rendre le problème plus simple, l'incidence est considérée comme normale (voir figure 3.34). La raison principale est la simplicité de la modélisation du problème, à savoir un matériau, d'indice de réfraction complexe qu'on notera \tilde{n}_1 , entouré d'air. Il est donc nécessaire de considérer trois matrices de transfert : deux de transmission et une de propagation.

Dans ce cas, on peut écrire la relation entre le champ à gauche du matériau en fonction du champ à droite :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{e}_{F2} \\ \mathbf{e}_{B2} \end{pmatrix} = \mathbf{T}_{1 \rightarrow \text{air}} \mathbf{P}_1 \mathbf{T}_{\text{air} \rightarrow 1} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{F1} \\ \mathbf{e}_{B1} \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

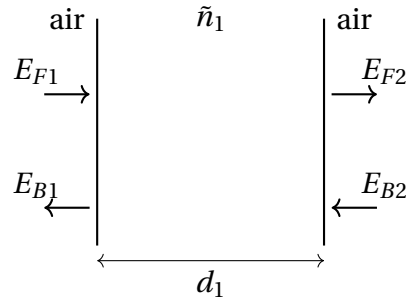


FIGURE 3.34 – Schématisation d'un matériau entouré d'air et sous incidence normale.

Pour la **TDS**, on suppose que le matériau est éclairé par la gauche, c'est-à-dire par E_{F1} ce qui signifie qu'il n'y a pas de champ incident par la gauche ce qui signifie que $E_{B2} = 0$. L'objectif ici est de connaître le champ transmis à travers le matériau E_{F2} en fonction du champ incident E_{F1} . Il est donc plus intéressant d'écrire la relation (3.11) de façon différente à savoir :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{e}_{F1} \\ \mathbf{e}_{B1} \end{pmatrix} = \mathbf{T}_{\text{air} \rightarrow 1}^{-1} \mathbf{P}_1^{-1} \mathbf{T}_{1 \rightarrow \text{air}}^{-1} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{F2} \\ \mathbf{e}_{B2} \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

Le cas de l'incidence normale permet de simplifier les choses dans le sens où les matrices de transmissions et de réflexions sont des singletons ce qui permet de simplifier les matrices de transfert aux interfaces (t_{12}, t_{21}, r_{12} et r_{21} étant les coefficients de Fresnel en incidence normale) :

$$\mathbf{T}_{12} = t_{12} \quad \mathbf{T}_{21} = t_{21} \quad \mathbf{R}_{12} = r_{12} = -\mathbf{R}_{21} = -r_{21} \quad (3.13)$$

On peut par exemple calculer la matrice de transfert de l'interface d'un matériau 1 vers un matériau 2 :

$$\mathbf{T}_{1 \rightarrow 2}^{-1} = \begin{pmatrix} \mathbf{T}_{12}^{-1} & -\mathbf{T}_{12}^{-1} \mathbf{R}_{21} \\ \mathbf{R}_{12} \mathbf{T}_{12}^{-1} & \mathbf{T}_{21} - \mathbf{R}_{12} \mathbf{T}_{12}^{-1} \mathbf{R}_{21} \end{pmatrix} = \frac{1}{t_{12}} \begin{pmatrix} 1 & -r_{21} \\ r_{12} & 1 \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

Avec toutes ces simplifications, il est possible d'écrire la fonction de transfert du matériau à savoir :

$$\frac{E_{F2}}{E_{F1}} = t_{\text{air} \rightarrow 1} t_{1 \rightarrow \text{air}} \frac{\exp(-j \tilde{n}_1 \omega d_1 / c)}{1 + r_{\text{air} \rightarrow 1} r_{1 \rightarrow \text{air}} \exp(-2j \tilde{n}_1 \omega d_1 / c)} \quad (3.15)$$

Il est important de noter que l'équation (3.15) n'est que la fonction de transfert du matériau et n'est pas le modèle complet utilisé dans une mesure de **TDS**.

Il est possible de généraliser la technique précédente à un nombre n de matériaux (voir figure 3.35) de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{e}_{F1} \\ \mathbf{e}_{B1} \end{pmatrix} = \mathbf{T}_{\text{air} \rightarrow 1}^{-1} \mathbf{P}_1^{-1} \mathbf{T}_{1 \rightarrow 2}^{-1} \dots \mathbf{T}_{n-1 \rightarrow n}^{-1} \mathbf{P}_n^{-1} \mathbf{T}_{n \rightarrow \text{air}}^{-1} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{F2} \\ \mathbf{e}_{B2} \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

En **TDS**, il est rare de faire une mesure avec plus de 3 matériaux. En effet, 3 matériaux correspondent, par exemple, au cas où l'on aurait une cuvette avec une solution liquide à l'intérieur. Le cas avec deux matériaux est également intéressant dans le sens où il permet de regarder l'effet d'une couche antireflet sur un matériau, par exemple. En faisant le calcul pour différents nombres de matériaux et en incidence normale, on se rend compte que la fonction de transfert se compose de trois éléments :

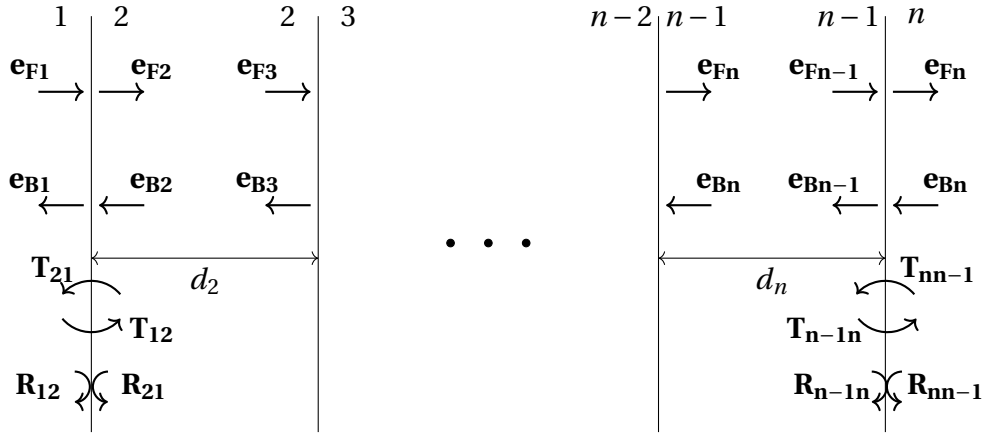


FIGURE 3.35 – Schématisation d'un ensemble de n matériaux empilés les uns sur les autres.

- un élément de propagation à travers l'ensemble de matériaux qui dépend des épaisseurs de matériaux $P(d_1, \dots, d_n)$;
- un élément contenant tous les coefficients de transfert $T = t_{1,2} t_{2,3} \dots t_{n-1,n}$;
- un élément de "Fabry-Pérot" sous la forme d'un dénominateur $FP(d_1, \dots, d_n)$. Le nombre d'éléments du dénominateur est égal à 2^n et correspond à toutes les combinaisons de matériaux possibles. Il n'existe, pour le moment, aucune formule permettant de décrire ce terme.

La fonction de transfert en incidence normale peut donc s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{E_{F2}}{E_{F1}} = P(d_1, \dots, d_n) FP(d_1, \dots, d_n) T \quad (3.17)$$

Par exemple, pour deux matériaux, on a :

$$P(d_1, d_2) = \exp(-j \frac{\omega}{c} (n_1 d_1 + n_2 d_2)) \quad \text{et} \quad T = t_{\text{air},1} t_{1,2} t_{2,\text{air}} \quad (3.18)$$

et :

$$FP(d_1, d_2) = \frac{1}{1 + r_{1,2} r_{2,\text{air}} e^{-2j \frac{\omega}{c} n_2 d_2} + r_{\text{air},1} r_{1,2} e^{-2j \frac{\omega}{c} n_1 d_1} + r_{\text{air},1} r_{2,\text{air}} e^{-2j \frac{\omega}{c} (n_1 d_1 + n_2 d_2)}} \quad (3.19)$$

La fonction de transfert de l'échantillon étant connue, il convient de regarder le lien qui existe entre la partie réelle et la partie imaginaire de l'indice de réfraction. La partie réelle correspond à l'indice optique du milieu et est donc liée à la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans celui-ci. La partie imaginaire correspond aux pertes dans ce milieu. Il existe des relations liant les parties réelles et imaginaires d'un nombre complexe $\chi(\omega) = \chi_1(\omega) + j\chi_2(\omega)$ vérifiant quelques hypothèses, dont la causalité :

$$\chi_1(\omega) = \frac{1}{\pi} \mathcal{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi_2(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \quad \text{et} \quad \chi_2(\omega) = -\frac{1}{\pi} \mathcal{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi_1(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega', \quad (3.20)$$

où \mathcal{P} désigne la valeur principale de Cauchy. Ces relations sont appelées relations de Kramers-Kronig [14, 15] et peuvent s'appliquer à la description complexe de l'indice de réfraction d'un milieu. Dans le cas particulier des solides, il est possible de décrire

leur permittivité diélectrique comme une somme d'une permittivité constante et d'un nombre quelconque d'oscillateurs (le nombre d'oscillateurs dépendant de la gamme de fréquences étudiée) et peut s'écrire de la façon suivante :

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \tilde{n}^2(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\omega_p^2}{\omega + J\omega\gamma_p} + \sum_{k=1}^{k_{max}} \frac{\Delta\epsilon_k \omega_{0,k}^2}{\omega_{0,k}^2 - \omega^2 + J\omega\gamma_k} \quad (3.21)$$

où ω_p est la fréquence plasma et γ_p le taux d'amortissement associé, k_{max} le nombre d'oscillateurs considérés, $\omega_{0,k}^2$, γ_k et $\Delta\epsilon_k$ respectivement la fréquence de résonance, le taux d'amortissement et l'intensité (en unité de permittivité) du k -ième oscillateur.

Dans la relation (3.21), les parties réelles et imaginaires de $\tilde{n}(\omega)$ vérifient les relations de Kramers-Kronig et permettent de respecter la causalité.

d) Problème inverse

La partie précédente a permis d'expliquer la fabrication d'un modèle d'échantillon. Une mesure de TDS se fait en deux parties, on fait d'abord une mesure de référence $F_{ref}(t)$ puis une mesure avec l'échantillon $F_{ech}(t)$. Le rapport $T(\omega)$ des FFT de ses deux signaux définit la fonction de transfert de l'échantillon. En utilisant les modèles de la partie précédente, on peut modéliser cette même fonction de transfert par un modèle $H(\omega)$:

$$H(\omega) = P_{air} \frac{E_{F2}}{E_{F1}} \quad \text{avec} \quad P_{air} = e^{-Jn_{air} \frac{\omega d}{c}} \quad (3.22)$$

où d est l'épaisseur de l'échantillon. L'idée est ensuite de chercher la partie réelle et la partie imaginaire de l'indice de réfraction du matériau inconnu en approchant au maximum le modèle de la mesure $H(\omega)$ de la mesure $T(\omega)$. Il existe deux méthodes d'optimisation pour retrouver la partie réelle et la partie imaginaire de l'indice de réfraction : une fréquentielle où l'optimisation est faite fréquence par fréquence et une temporelle utilisant la modélisation sous forme d'oscillateurs décrite par la formule (3.21).

La méthode fréquentielle est celle utilisée jusqu'à maintenant et reste la plus intuitive. Pour ce faire, on crée une fonction erreur $\delta(\tilde{n})$ entre le modèle de l'échantillon $H(\omega)$ et les mesures réalisées à savoir le rapport F_{ech}/F_{ref} :

$$\delta(\tilde{n}) = \delta\rho(\tilde{n})^2 + \delta\phi(\tilde{n})^2 \quad (3.23)$$

où :

$$\delta\rho(\tilde{n}) = \log(|H(\omega)| - |T(\omega)|) \quad \text{et} \quad \delta\phi = \arg(H(\omega)) - \arg(T(\omega)) \quad (3.24)$$

Il est important de noter que $\arg(H(\omega))$ et $\arg(T(\omega))$ doivent être calculés de façon à ne pas avoir de saut de phase ce qui implique l'utilisation d'une fonction de dépliement qui peut s'avérer difficile dans le cas de mesures bruitées.

La fonction erreur $\delta(\tilde{n})$ est ensuite minimisée pour chaque fréquence pour retrouver \tilde{n} pour chacune des fréquences du spectre TDS. Contrairement aux débuts de la TDS, il n'est plus nécessaire de faire des approximations sur la fonction erreur pour la minimiser [16]. La méthode Nelder-Mead Simplex [17], fournie dans la plupart des fonctions de minimisation sur matlab et python, est la plus simple dans le sens où elle ne nécessite pas de calculer le gradient de la fonction erreur. Il faut simplement que celle-ci soit une fonction convexe, ce qui est assuré avec l'ajout des carrés des erreurs en phase et

en module. Cette méthode est rapide, bien qu'elle dépende du nombre d'échantillons, et permet de connaître \tilde{n} indépendamment des points précédemment calculés. Cependant, plusieurs inconvénients sont à noter, à savoir que le calcul de la phase peut s'avérer compliqué étant donné qu'il faut avoir une référence de phase à fréquence nulle et qu'en TDS le rapport signal sur bruit est très mauvais à basse fréquence à cause de la diffraction. Un second inconvénient de cette méthode est qu'elle ne respecte pas les relations de Kramers-Kronig qui sont intrinsèques à tous les matériaux existants. Un dernier inconvénient vient de l'épaisseur de l'échantillon, en effet celle-ci doit être connue très précisément pour connaître l'indice de celui-ci.

Dans le but de résoudre ce problème, une nouvelle méthode de recherche d'indice a récemment été mise en place dans notre groupe par PERETTI et al. [18] : il s'agit d'effectuer le problème inverse dans le domaine temporel et de modéliser l'indice de réfraction sous forme d'oscillateurs. Pour ce faire, on minimise la fonction suivante où les $\{p_i\}$ sont les paramètres recherchés.

$$\sum_{k=1}^{k=N} (F_{model}\{p_i\}(t_k) - F_{ech}(t_k)) \quad (3.25)$$

où t_k est le k -ième échantillon temporel et $F_{model}\{p_i\}(t_k)$ le produit de convolution entre le signal de référence mesuré $F_{ref}(t_k)$ et le modèle de l'échantillon en temporel $h(t_k)$. La fonction de l'équation (3.25) est difficile à calculer, car il faudrait pouvoir faire la transformée de Fourier inverse du modèle de l'échantillon. Pour résoudre ce problème, on utilise l'égalité de Parseval qui nous permet de minimiser la fonction suivante dans le domaine fréquentiel :

$$\sum_{\omega=-\omega_{max}}^{\omega=\omega_{max}} (\tilde{F}_{model}\{p_i\}(f) - \tilde{F}_{ech}(f)) \quad (3.26)$$

Ici, les paramètres recherchés ne sont plus \tilde{n} pour chaque fréquence, mais les paramètres du modèle d'indice de réfraction, par exemple un modèle de Drüde-Lorentz. Dans ce cas, il n'y a plus que quelques paramètres inconnus, dont l'épaisseur de l'échantillon. Cette méthode présente l'avantage de pouvoir tester différents modèles pour les échantillons mesurés et de trouver l'épaisseur de l'échantillon. Elle nécessite cependant d'avoir une idée précise du nombre d'oscillateurs (dans le cas d'un modèle Drüde-Lorentz) et une approximation des paramètres de ces oscillateurs. C'est pour cette raison que notre équipe a développé un logiciel *fit@tds* utilisant les deux méthodes de recherche d'indice : une première recherche d'indice est réalisée en utilisant la méthode fréquentielle avec une épaisseur approximative. Cette étape permet d'avoir une idée du comportement fréquentiel de l'indice de réfraction du matériau et de se donner un a priori pour choisir le modèle et les paramètres de la seconde méthode dans le domaine temporel.

e) Mesure des propriétés optiques du Kapton

Dans la partie 3.2.3, on a vu qu'il est important d'ajouter une couche antireflet à l'antenne à cornet TEM en silicium pour assurer son bon fonctionnement. Le Kapton a été choisi comme antireflet, car il existe en très fines couches (de quelques dizaines de μm d'épaisseur), qu'il est peu onéreux et que ses propriétés optiques sont intéressantes pour cette utilisation, en effet $\sqrt{n_{\text{Si}}} = 1.85 \approx n_{\text{Kapton}}$ (voir figure 3.36) [19].

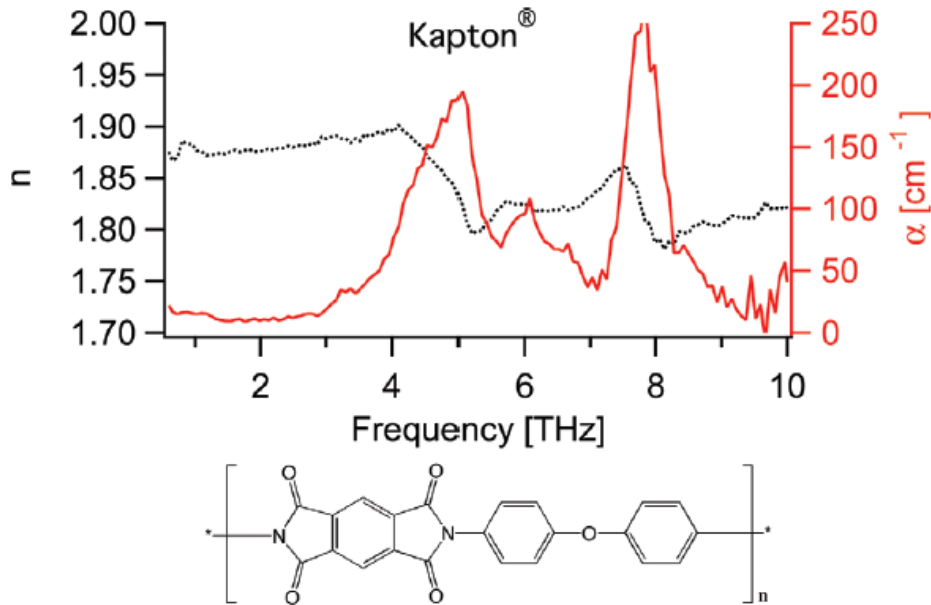


FIGURE 3.36 – Mesures réalisées sur du Kapton par CUNNINGHAM et al. à l'aide d'une TDS [19].

Le Kapton adhésif utilisé pour servir d'antireflet est toutefois composé d'une couche de Kapton et d'une couche de colle (non identifiée) dont on ne connaît pas les propriétés. Dans le but de connaître les propriétés optiques de l'ensemble colle plus kapton, une mesure de TDS a été réalisée sur une couche unique de Kapton tendue sur un porte-lentille. On peut voir figure 3.37 les signaux temporels de référence avec l'échantillon positionné. L'épaisseur de l'adhésif étant très faible, environ 40-50 μm , il n'y a que peu de différence entre les deux signaux.

On peut voir figure 3.38 l'allure des propriétés optiques de l'ensemble colle et Kapton extraites avec un algorithme classique de TDS et le logiciel *fit@tds* (l'adhésif bicouche étant assimilé à une couche homogène). L'intérêt d'utiliser le logiciel *fit@tds* est qu'il permet de connaître l'épaisseur de l'échantillon, ce qui est un paramètre critique pour une couche antireflet. Dans ce cas, l'épaisseur est de 50.7 μm . On a supposé qu'il n'y avait qu'un seul oscillateur de Lorentz dont les paramètres trouvés sont les suivants :

$$\epsilon_{\infty} = 2.79 \quad \Delta\epsilon = 0.085 \quad \omega_0 = 9 \times 10^{12} \text{ rads}^{-1} \quad \gamma = 7.2 \times 10^{12} \text{ rads}^{-1} \quad (3.27)$$

On peut conclure de cette mesure que l'indice est très proche de 1.7. Bien que non idéal, l'ensemble Kapton et colle peut servir d'antireflet pour l'antenne à cornet TEM en silicium autour de 860 GHz si l'on ne met qu'une seule couche et à 430 GHz avec deux couches. Une étude plus poussée permettant de prendre en compte les deux matériaux du ruban adhésif dans le problème inverse pourrait permettre de valider définitivement

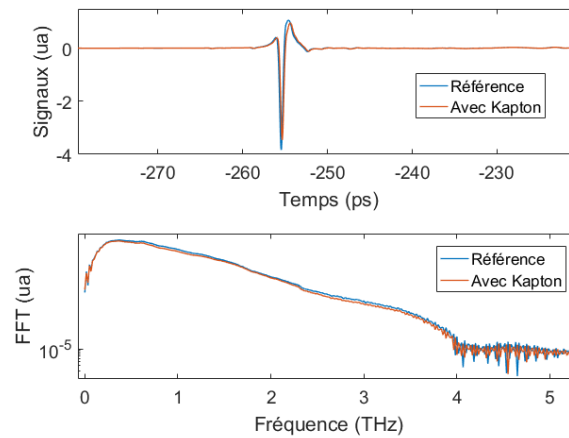
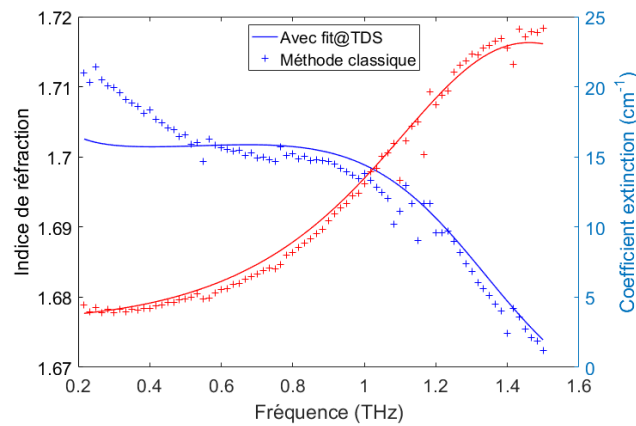


FIGURE 3.37 – Allures temporelles et FFT des signaux de référence et avec le Kapton

FIGURE 3.38 – Résultats de l'algorithme classique (approche fréquentielle) et de *fit@TDS* (approche temporelle) donnant les propriétés optiques du Kapton.

l'utilisation du Kapton comme antireflet dans le térahertz. Le fait que l'indice de réfraction de l'adhésif est inférieur à l'indice du Kapton mesuré (voir figure 3.36) signifie que la colle a un indice inférieur à celui du Kapton.

3.3.4 Transmission en espace libre utilisant une antenne à cornet TEM

Bien que le gain de l'antenne cornet-lentille TEM soit faible, nous avons quand même réalisé un lien de télécommunications à 312.6 GHz d'une longueur de 20 cm. On peut voir figure 3.39 le schéma du montage. La génération du signal térahertz se fait avec un photo-mélangeur dont on peut contrôler la polarisation (1.2 V dans le cas de cette mesure). Ce photo-mélangeur est éclairé par deux lasers dont le couplage est réalisé par un coupleur 50/50. Le signal est ensuite modulé par un modulateur Mach-Zehnder. Le signal modulant contient des bits générés aléatoirement à un débit choisi. La puissance incidente arrivant sur le photo-mélangeur peut être atténuée avec un atténuateur optique contrôlé en tension; on mesure le courant associé et moins le courant est important, plus l'atténuation est importante. L'antenne (AUT) étant faite en silicium, il est important de protéger la source térahertz des réflexions à l'entrée de l'antenne, pour ce faire, on place un isolateur entre la source térahertz et le guide rectangulaire permettant d'alimenter l'antenne. La réception du signal se fait avec la même antenne que celle utilisée pour la mesure de gain. Une détection d'enveloppe est ensuite réalisée à l'aide d'une diode Schottky associée à des étages d'amplification. Une fois le signal amplifié, il est envoyé vers un oscilloscope pour pouvoir avoir un diagramme de l'œil et vers un détecteur permettant de calculer le BER de la transmission. La fréquence du lien de télécommunication est fixée à 312.6 GHz bien que le gain de l'antenne cornet-lentille à cette fréquence ne soit pas le plus important. Cette fréquence présente cependant le meilleur diagramme de l'œil. Le choix de la fréquence dépend un peu de l'antenne, mais surtout du couple émetteur/récepteur qui est optimisé autour de 300 GHz.

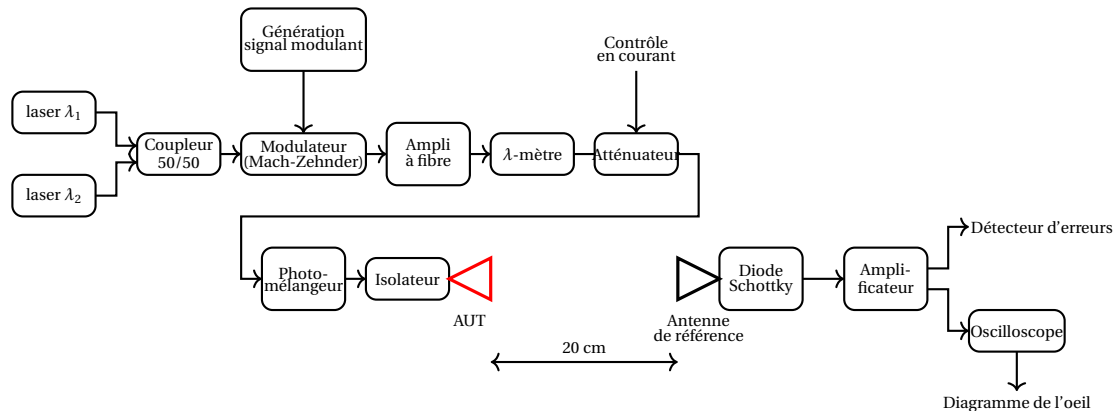


FIGURE 3.39 – Banc de mesure de télécommunications.

La mesure est réalisée pour deux débits différents à savoir 5 Gb/s et 8 Gb/s. Pour ces mesures, l'antenne est placée à l'intérieur du guide rectangulaire lui transmettant le signal (voir figure 3.40).

On peut voir figure 3.41 le BER en fonction du courant dans le photo-mélangeur servant de source. On peut voir que les deux courbes sont quasiment des droites parallèles ce qui signifie que la bande passante n'est pas limitée par le système de transmission. On peut cependant observer un effet de saturation du BER pour le débit de 8 Gb/s du fait d'un début d'opération non linéaire dans le photo-mélangeur utilisé. Il n'a pas été possible d'augmenter le débit au-delà de 8 Gb/s, le signal se détériorant significativement. Cette détérioration peut être due à la réponse en fréquence du système total et à la limite de la puissance disponible.

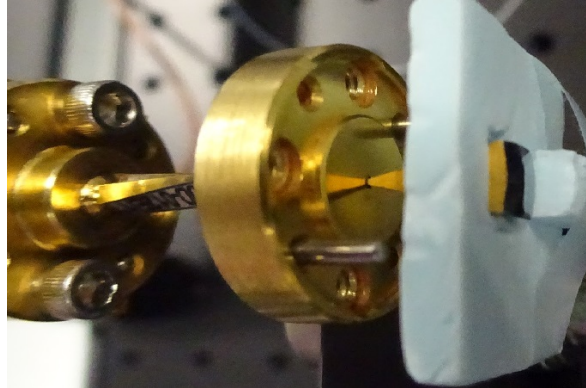


FIGURE 3.40 – Positionnement de l'antenne cornet-lentille dans le banc de télécommunications. La torsion dans le guide WR3.4 permet d'adapter le montage mécanique entre l'émetteur et le récepteur.

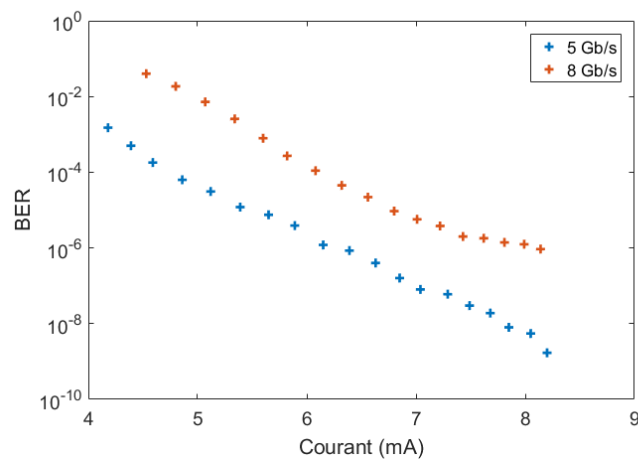
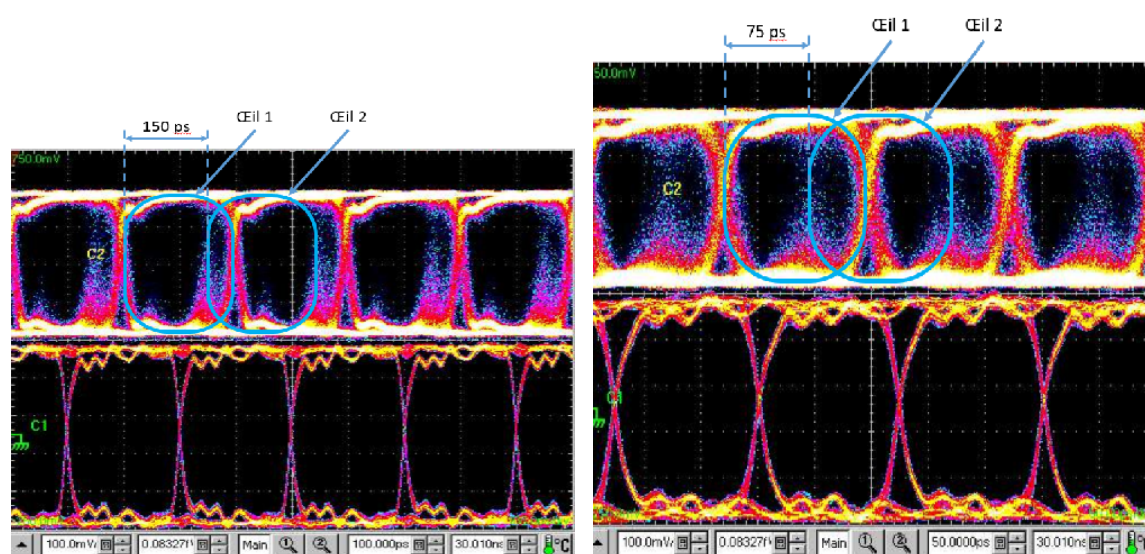


FIGURE 3.41 – Allure du BER en fonction du courant dans la photodiode.

On peut voir figure 3.42 les diagrammes de l'œil des deux débits. On peut voir dans ces diagrammes de l'œil à la réception que deux yeux sont visibles. Ce phénomène vient du **Taux d'Onde Stationnaire (TOS)**, c'est-à-dire du fait que l'onde térahertz fait plusieurs allers et retours dans l'antenne. Si l'on calcule l'écart entre les deux yeux dans le diagramme de la transmission à 8 Gb/s, on trouve 75 ps, ce qui signifie un trajet de longueur 6.5 mm dans du silicium. Aux erreurs de mesure près, ce second œil correspond à un aller-retour de l'onde dans le silicium supplémentaire par rapport à l'œil principal. Cette mesure montre notamment que l'onde transmise passe bien dans l'antenne cornet-lentille et qu'elle permet de faire de une transmission au-delà de 312.6 GHz. Ainsi, en améliorant l'alimentation de l'antenne en venant coller un photo-mélangeur à sa pointe et en lui ajoutant une couche antireflet, on peut espérer avoir une antenne pouvant rivaliser avec les techniques actuelles.



(a) 5 Gb/s avec un courant dans le photo-mélangeur de 8.2 mA.

(b) 8 Gb/s avec un courant dans le photo-mélangeur de 8.15 mA.

FIGURE 3.42 – Diagrammes de l'œil.

3.4 De l'intérêt d'une antenne à cornet-lentille TEM

Ce chapitre présente la conception et l'utilisation d'une antenne à cornet-lentille TEM dans la cadre d'une communication à 312 GHz. Cette antenne se présente comme une alternative au couplage d'une antenne planaire spirale avec un photo-mélangeur et une lentille en silicium. Dans un premier temps, on a présenté la précédente antenne à cornet TEM fabriquée au laboratoire. Celle-ci était une antenne sur substrat soutenue par un morceau de téflon. Elle a été utilisée couplée avec des photoconducteurs et des QCL avec succès. Son aspect large bande a pu être démontré à ces occasions. L'inconvénient de cette antenne est qu'elle nécessite une surface importante de substrat. Lors de cette thèse, l'antenne à cornet-lentille TEM, basée sur l'antenne précédente, a été conçue dans le but d'être une antenne directive (grâce à sa fabrication à partir d'une lentille en silicium) sur laquelle on pourrait venir directement coller la source térahertz et donc s'affranchir de la fabrication de l'antenne planaire et du positionnement de l'ensemble sur une lentille en silicium. La démonstration de principe a été réalisée avec le logiciel de simulation CST. Pour une antenne de 3 mm de long et en utilisant un matériau antireflet parfait à 600 GHz, un gain de 19.3 dBi a été simulé à cette fréquence. L'antenne simulée est également très peu dispersive, notamment parce que l'onde est confinée dans le silicium. Les simulations ont également montré que l'antenne a un coefficient de réflexion inférieur à -10 dB sur une bande de plus de 200 GHz.

Fiers de ces résultats, nous avons ensuite fait usiner une antenne à partir d'une lentille en silicium de rayon 1 cm. Plusieurs diagrammes de rayonnement ont été mesurés sur l'antenne non métallisée ce qui a permis de montrer que l'usinage garde les propriétés de collimation de la lentille. Une fois métallisée, plusieurs mesures ont été réalisées sur l'antenne. L'ensemble des mesures a été fait en alimentant l'antenne à cornet-lentille TEM avec un guide rectangulaire WR3.4. La mesure de gain révèle que le gain de l'antenne ne dépasse que très peu 0 dB. Ce résultat s'explique par le faible couplage entre le mode du guide et la pointe de l'antenne (d'après les diagrammes de rayonnement mesurés). Bien que le gain soit très faible, une mesure de télécommunication à 312 GHz a pu être réalisée avec deux débits différents : 8 Gb/s et 10 Gb/s. Les différents diagrammes de l'œil montrent que l'onde émise passe à travers l'antenne cornet-lentille par la présence de TOS. Les mesures ayant toutes été réalisées en alimentant l'antenne avec un guide rectangulaire, il est donc envisageable de continuer à explorer les possibilités de l'antenne en l'alimentant, cette fois-ci, avec une source qui serait collée à sa pointe. Pour ce faire, il faut garantir que la pointe de l'antenne soit plane pour pouvoir y coller le photo-mélangeur. Dans ces conditions, il sera possible de réaliser de nouveaux diagrammes de rayonnement ainsi que des mesures de gain. Il sera également possible de tester le kapton comme matériau antireflet.

3.5 Références du chapitre

- [1] A. BECK. « Réalisation et caractérisation de photodiodes à transport unipolaire pour la génération d'ondes térahertz ». Thèse de doct. Université des Sciences et Technologies de Lille, 2009 (cf. p. 104, 105, 107, 109, 111).
- [2] E.A. THEODOROU et al. « Broadband pulse-optimised antenna ». In : *IEE Proceedings H Microwaves, Optics and Antennas* 128.3 (1981), p. 124. DOI : [10.1049/ip-h-1.1981.0020](https://doi.org/10.1049/ip-h-1.1981.0020) (cf. p. 104).
- [3] R.T. LEE et G.S. SMITH. « A design study for the basic TEM horn antenna ». In : *IEEE Antennas and Propagation Magazine* 46.1 (fév. 2004), p. 86–92. DOI : [10.1109/map.2004.1296150](https://doi.org/10.1109/map.2004.1296150) (cf. p. 104–106).
- [4] Erik O. HAMMERSTAD. « Equations for Microstrip Circuit Design ». In : *1975 5th European Microwave Conference*. IEEE, oct. 1975. DOI : [10.1109/euma.1975.332206](https://doi.org/10.1109/euma.1975.332206) (cf. p. 105, 111).
- [5] R.T. LEE et G.S. SMITH. « On the Characteristic Impedance of the TEM Horn Antenna ». In : *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 52.1 (jan. 2004), p. 315–318. DOI : [10.1109/tap.2003.822448](https://doi.org/10.1109/tap.2003.822448) (cf. p. 105, 112).
- [6] E. PEYTAUIT et al. « Continuous terahertz-wave generation using a monolithically integrated horn antenna ». In : *Applied Physics Letters* 93.11 (sept. 2008), p. 111108. DOI : [10.1063/1.2983741](https://doi.org/10.1063/1.2983741) (cf. p. 105, 106).
- [7] E. PEYTAUIT et al. « Integrated terahertz TEM horn antenna ». In : *Electronics Letters* 43.2 (2007), p. 73. DOI : [10.1049/el:20073679](https://doi.org/10.1049/el:20073679) (cf. p. 107, 108).
- [8] D.M. SLOCUM et al. « Atmospheric absorption of terahertz radiation and water vapor continuum effects ». In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* (avr. 2013). DOI : [10.1016/j.jqsrt.2013.04.022](https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2013.04.022). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407313001702> (cf. p. 129).
- [9] H. NYQUIST. « Certain Topics in Telegraph Transmission Theory ». In : *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers* 47.2 (avr. 1928), p. 617–644. DOI : [10.1109/t-aiee.1928.5055024](https://doi.org/10.1109/t-aiee.1928.5055024) (cf. p. 129).
- [10] C.E. SHANNON. « Communication in the Presence of Noise ». In : *Proceedings of the IRE* 37.1 (jan. 1949), p. 10–21. DOI : [10.1109/jrproc.1949.232969](https://doi.org/10.1109/jrproc.1949.232969) (cf. p. 129).
- [11] M. BILLET et al. « Sub-sampling of RF and THz waves using LT-GaAs photoconductors under 1550 nm light excitation ». In : *Electronics Letters* 53.24 (jan. 2017), p. 1596–1598. DOI : [10.1049/el.2017.2769](https://doi.org/10.1049/el.2017.2769) (cf. p. 129).
- [12] P. BIENSTMAN. « Rigorous and efficient modeling of wavelength scale photonic components ». Thèse de doct. Université gent, 2001 (cf. p. 131).
- [13] D. GRISCHKOWSKY et al. « Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors ». In : *Journal of the Optical Society of America B* 7.10 (oct. 1990), p. 2006. DOI : [10.1364/josab.7.002006](https://doi.org/10.1364/josab.7.002006) (cf. p. 132).
- [14] R. de L. KRONIG. « On the Theory of Dispersion of X-Rays ». In : *Journal of the Optical Society of America* 12.6 (juin 1926), p. 547. DOI : [10.1364/josa.12.000547](https://doi.org/10.1364/josa.12.000547) (cf. p. 134).

- [15] John S. TOLL. « Causality and the Dispersion Relation: Logical Foundations ». In : *Physical Review* 104.6 (jan. 1956), p. 1760–1770. DOI : [10.1103/physrev.104.1760](https://doi.org/10.1103/physrev.104.1760) (cf. p. 134).
- [16] L. DUVILLARET, F. GARET et J.-L. COUTAZ. « A reliable method for extraction of material parameters in terahertz time-domain spectroscopy ». In : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 2.3 (1996), p. 739–746. DOI : [10.1109/2944.571775](https://doi.org/10.1109/2944.571775) (cf. p. 135).
- [17] Jeffrey C. LAGARIAS et al. « Convergence Properties of the Nelder–Mead Simplex Method in Low Dimensions ». In : *SIAM Journal on Optimization* 9.1 (jan. 1998), p. 112–147. DOI : [10.1137/s1052623496303470](https://doi.org/10.1137/s1052623496303470) (cf. p. 135).
- [18] Romain PERETTI et al. « THz-TDS Time-Trace Analysis for the Extraction of Material and Metamaterial Parameters ». In : *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* 9.2 (mar. 2019), p. 136–149. DOI : [10.1109/tthz.2018.2889227](https://doi.org/10.1109/tthz.2018.2889227) (cf. p. 136).
- [19] Paul D. CUNNINGHAM et al. « Broadband terahertz characterization of the refractive index and absorption of some important polymeric and organic electro-optic materials ». In : *Journal of Applied Physics* 109.4 (fév. 2011), p. 043505–043505–5. DOI : [10.1063/1.3549120](https://doi.org/10.1063/1.3549120) (cf. p. 137).

Bolomètre térahertz à température ambiante

« *So long and thanks for all the fish!* »

Douglas Adams, *H2G2*

Sommaire

4.1	Concept, idée et intérêt	146
4.1.1	Intérêt et détecteurs dans le térahertz	146
4.1.2	Notions de mécanique	147
4.1.3	Deux exemples de détecteur opto-mécaniques dans le domaine térahertz à température ambiante	156
4.1.4	Idée de conception pour le domaine térahertz	160
4.2	Conception des capteurs	162
4.2.1	Première idée de conception	162
4.2.2	Deuxième idée de conception : structure à deux poutres	165
4.3	Fabrication et mesures	167
4.3.1	Préparation du substrat	167
4.3.2	Fabrication	168
4.3.3	Caractérisation optique des matrices	170
4.3.4	Mesures d'absorption de la structure	171
4.4	Conclusion et travail restant	179
4.5	Références du chapitre	180

4.1 Concept, idée et intérêt

4.1.1 Intérêt et détecteurs dans le térahertz

Dans le domaine térahertz, les détecteurs à semi-conducteur commerciaux les plus rapides sont des photoconducteurs dont la bande passante est proche de 50 kHz [1] mais qui ne peuvent fonctionner qu'à la température de l'hélium liquide (4.13 K). Une autre approche basée sur les transitions inter-sous-bandes dans les matériaux III-V a également été envisagée [2]. Malgré leur bande passante importante due à un temps de relaxation très faible, ils ne fonctionnent eux aussi qu'à très faible température pour diminuer le bruit thermique et donc de détecter des ondes ayant une énergie de quelques meV.

Une autre approche consiste à fabriquer un MEMS thermique [3]. Ce type de détecteurs peut être utilisé en tant que bolomètre, où, un changement de température va induire un mouvement mécanique qui sera ensuite lu électriquement ou optiquement. Ces détecteurs ont, dans un premier temps, été développés dans le MIR à partir de 1996 [4]. Ils fonctionnent en se basant sur l'effet bilame (voir section 4.1.2) et sont donc composés de deux matériaux dont les coefficients de dilatation thermique sont différents. Lorsque la structure est éclairée, le changement de température induit un mouvement mécanique dû à la différence de dilatation des deux matériaux. Ce mouvement est ensuite détecté par lecture électrique (via un matériau piézoélectrique) [5] ou, plus souvent, par lecture optique [6]. L'avantage d'une lecture optique est que la fabrication est moins coûteuse (moins de niveaux de masques).

Le premier MEMS thermique dans le domaine térahertz utilisé pour de l'imagerie a été développé en 2008 [7]. En 2013, un MEMS ayant un temps de réponse d'environ 200 ms [8] a été développé. Ce capteur est composé d'un absorbeur qui se présente sous la forme d'un réseau d'antennes patch sur un substrat de SiO₂ conçu pour absorber à 3.8 THz (voir l'architecture du capteur figure 4.1). L'onde incidente permet de chauffer l'absorbeur et les poutres positionnées sur les bords de celui-ci. Par effet bilame (voir section 4.1.2), les poutres fléchissent et entraînent l'absorbeur. L'angle de fléchissement est l'image de la puissance incidente avec une sensibilité de 1.2 deg/μW.

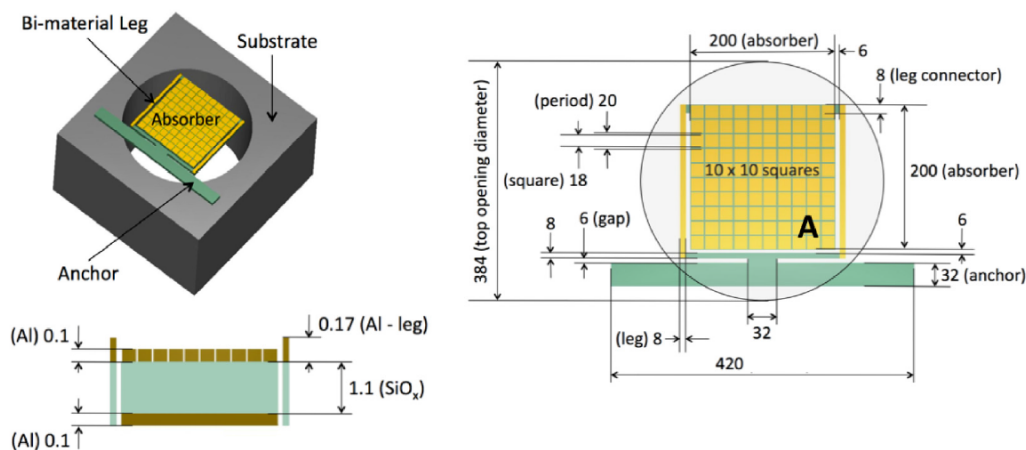


FIGURE 4.1 – Détecteur térahertz [8] composé d'un réseau d'antennes patch résonant à 3.8 THz. Sous l'effet de l'échauffement induit par l'onde incidente, les poutres composites (*Bi-material Leg*) font fléchir la surface absorbante. Les dimensions sont en μm.

Avec son architecture, le capteur présenté dans la figure 4.1 ne peut pas avoir une

fréquence mécanique importante. Pour augmenter cette fréquence de résonance, l'idée est donc de réduire la taille de la partie mécanique. C'est dans cette optique que se place le travail réalisé dans cette partie de la thèse : faire la démonstration d'un bolomètre à température ambiante dont la partie mécanique peut résonner à 1 MHz.

4.1.2 Notions de mécanique

L'ensemble des calculs de mécanique se situe dans le cadre de la mécanique des milieux continus. On suppose donc que les matériaux utilisés sont continus et isotropes.

a) Contrainte et module de Young

On appelle contrainte σ la pression (en Pa) s'appliquant sur une surface S . Cette contrainte est liée à une force F . On appelle déformation ϵ le rapport entre un allongement Δl d'un matériau par rapport à sa longueur initiale l_0 :

$$F = \iint_S \sigma dS \quad \epsilon = \frac{\Delta l - l_0}{l_0} \quad (4.1)$$

La loi de Hooke lie ces deux grandeurs avec une constante E appelée module de Young :

$$\sigma = E\epsilon \quad (4.2)$$

b) Loi de Hooke généralisée

La loi de Hooke se généralise pour décrire tous les types de contraintes dans un matériau. Par exemple, lorsqu'on effectue une compression sur un matériau, sa longueur diminue dans le sens de la compression, mais augmente dans les autres directions selon le coefficient de Poisson noté ν . La contrainte est alors un tenseur d'ordre 2 (une matrice), tout comme la déformation. La relation liant ces deux grandeurs est la suivante :

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{1+\nu} \left(\epsilon_{ij} + \frac{\nu}{1-2\nu} \epsilon_{kk} \delta_{ij} \right) \quad (4.3)$$

où δ_{ij} est le symbole de Kronecker (égal à 1 si $i = j$, 0 sinon) et ϵ_{kk} est la trace du tenseur des déformations. Si on note $\text{Tr}(\epsilon)$ la trace du tenseur ϵ , la relation précédente peut s'écrire de deux façons différentes sous forme matricielle :

$$\boldsymbol{\sigma} = \frac{E}{1+\nu} \left(\boldsymbol{\epsilon} + \frac{\nu}{1-2\nu} \text{Tr}(\boldsymbol{\epsilon}) \mathbf{I} \right) \quad (4.4)$$

$$\boldsymbol{\epsilon} = \frac{1}{E} \left((1+\nu) \boldsymbol{\sigma} - \nu \text{Tr}(\boldsymbol{\sigma}) \mathbf{I} \right) \quad (4.5)$$

Si on ajoute l'effet de la température dans les lois de comportements, la loi de Hooke généralisée devient :

$$\boldsymbol{\epsilon} = \frac{1}{E} \left((1+\nu) \boldsymbol{\sigma} - \nu \text{Tr}(\boldsymbol{\sigma}) \mathbf{I} \right) + \alpha \Delta T \mathbf{I} \quad (4.6)$$

où α est le coefficient de dilatation thermique du matériau et ΔT le changement de température subi par le matériau.

c) Moment quadratique et axe neutre

Le moment quadratique est une grandeur qui caractérise la géométrie d'une section Σ et la façon dont ce matériau va fléchir. Il se définit par rapport à un axe et dépend uniquement des propriétés géométriques de la section considérée. Il s'exprime en m^4 . Considérons une section quelconque dans le plan (O, \vec{y}, \vec{z}) (voir figure 4.2).

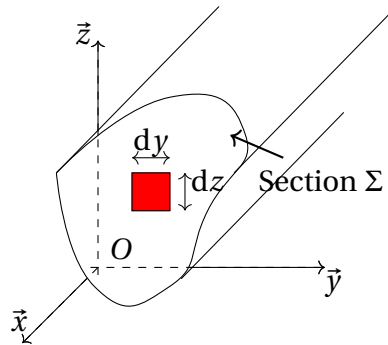


FIGURE 4.2 – Section droite d'une poutre d'axe \vec{x} .

Le moment quadratique selon l'axe \vec{y} s'exprime de la façon suivante :

$$I_y = \iint_{\Sigma} z^2 dydz \quad (4.7)$$

Suivant l'axe \vec{z} , le moment quadratique s'exprime sous la forme :

$$I_z = \iint_{\Sigma} y^2 dydz \quad (4.8)$$

Si l'on prend l'exemple d'une poutre de section rectangulaire (comme sur la figure 4.3), de hauteur h et de largeur b , les moments quadratiques s'expriment de la façon suivante :

$$I_y = \frac{b^3 h}{12} \quad I_z = \frac{bh^3}{12} \quad (4.9)$$

d) Fréquence de résonance d'une poutre homogène

La fréquence de résonance d'une poutre peut se calculer de deux façons différentes. Une première approche, dynamique, permet de calculer tous ses modes propres si elle est homogène (voir hypothèses de la théorie des poutres dans l'annexe A) [9]. Pour ce faire, on considère la poutre de la figure 4.3 et l'on isole la partie de cette poutre entre x et $x+dx$. On pose S la surface de la poutre, I_z le moment quadratique suivant l'axe \vec{z} , ρ la masse volumique de la poutre, $V(x)$ et $V(x+dx)$ les efforts cisailants s'appliquant en x et $x+dx$ à la partie isolée de la poutre, $M(x)$ et $M(x+dx)$ les moments fléchissants s'appliquant en x et $x+dx$ et E le module du Young du matériau constituant la poutre. On note $y(x, t)$ le déplacement de la poutre dans la direction \vec{y} (auss appelé déformée).

En négligeant l'attraction terrestre, le théorème de la résultante dynamique appliqué sur la portion isolée de poutre en projection sur l'axe \vec{y} donne :

$$V(x) - V(x+dx) = \rho S dx \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \quad (4.10)$$

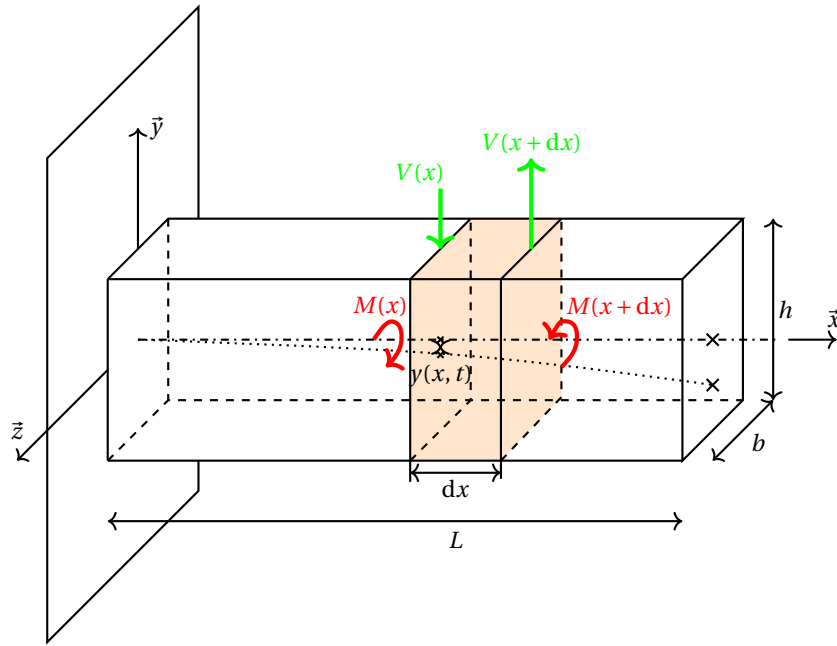


FIGURE 4.3 – Poutre encadrée et bilan des forces s’appliquant sur une portion isolée de celle-ci. En pointillé, on peut voir la déformée $y(x, t)$.

ou encore :

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \rho S \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \quad (4.11)$$

Si l’on note s l’abscisse curviligne de l’axe neutre de la poutre, l’hypothèse des petites déformations et la théorie des poutres en flexion simple (voir annexe B.2) permettent d’écrire :

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \approx \frac{\partial^2 y}{\partial s^2} = \frac{M}{EI_z} \quad (4.12)$$

et :

$$\frac{\partial M}{\partial x} = -V(x) \quad (4.13)$$

Finalement, on se retrouve avec une équation aux dérivées partielles :

$$\rho S \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + EI_z \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} = 0 \quad (4.14)$$

L’équation (4.14) seule ne suffit pas, car il faut, en plus, donner des conditions aux limites. On sait que la partie gauche de la poutre est encadrée alors que la partie droite est laissée libre (voir figure 4.3). La condition d’encastrement impose un déplacement nul ainsi qu’une vitesse nulle en $x = 0$. En fin de poutre ($x = L$) les efforts V et M sont nuls.

$$\begin{cases} y(x=0) = \frac{\partial y}{\partial x} = 0; \\ M(x=L) = EI_z \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = 0; \\ V(x=L) = EI_z \frac{\partial^3 y}{\partial x^3} = 0. \end{cases} \quad (4.15)$$

Il est possible de résoudre l’équation (4.14) en supposant que les contributions en temps et en position soient séparées, on fait donc une résolution par séparation des variables. On suppose donc que $y(x, t)$ puisse s’écrire sous la forme d’un produit de deux fonctions :

$$y(x, t) = Y(x)f(t) \quad (4.16)$$

L'équation que l'on souhaite résoudre devient donc :

$$\rho S Y(x) \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = -EI_z f(t) \frac{\partial^4 Y}{\partial x^4} = \omega^2 \quad (4.17)$$

où ω^2 est une constante arbitraire indépendante de t et de x . On se ramène donc à un système de deux équations à résoudre :

$$\begin{cases} \frac{\partial^4 Y}{\partial x^4} = \frac{\omega^2 \rho S}{EI_z} Y = \beta^4 Y, \\ \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} + \omega^2 f(t) = 0. \end{cases} \quad (4.18)$$

En ce qui concerne la partie temporelle, on a :

$$f(t) = A \cos(\omega t) + B \sin(\omega t) \quad (4.19)$$

où A et B dépendent des conditions initiales temporelles. ω correspond à la pulsation d'oscillation de la poutre. Pour ce qui est de la dépendance spatiale, la solution est du type [9] :

$$Y(x) = C_1 \cos(\beta x) + C_2 \sin(\beta x) + C_3 \cosh(\beta x) + C_4 \sinh(\beta x) \quad (4.20)$$

où C_1, C_2, C_3 et C_4 sont des constantes qui dépendent des conditions aux limites. Les conditions aux limites en $x = 0$ (voir la première ligne du système d'équations (4.15)) permettent de dire que :

$$\begin{cases} C_1 + C_3 = 0, \\ C_2 + C_4 = 0. \end{cases} \quad (4.21)$$

Les conditions aux limites en $x = 0$ et en $x = L$ (voir la deuxième et la troisième ligne du système d'équations (4.15)) permettent, de lier les constantes C_1 et C_2 :

$$\begin{cases} C_1 \cos(\beta L) + C_2 \sin(\beta L) + C_1 \cosh(\beta L) + C_2 \sinh(\beta L) = 0, \\ C_1 \sin(\beta L) - C_2 \cos(\beta L) - C_1 \sinh(\beta L) - C_2 \cosh(\beta L) = 0. \end{cases} \quad (4.22)$$

En utilisant la première formule de l'équation (4.22), il est possible d'exprimer C_1 en fonction de C_2 de la façon suivante :

$$C_1 = C_2 \frac{\cos(\beta L) + \cosh(\beta L)}{\sin(\beta L) - \sinh(\beta L)} \quad (4.23)$$

Ce qui permet d'écrire, en utilisant la seconde formule de l'équation (4.22) :

$$C_2 \left(\sin(\beta L) + \sinh(\beta L) + [\cos(\beta L) + \cosh(\beta L)] \frac{\cos(\beta L) + \cosh(\beta L)}{\sin(\beta L) - \sinh(\beta L)} \right) = 0 \quad (4.24)$$

ou encore :

$$C_2 (\cos(\beta L) \cosh(\beta L) + 1) = 0 \quad (4.25)$$

Afin d'éviter une solution triviale, il faut que :

$$\cos(\beta L) \cosh(\beta L) + 1 = 0 \quad (4.26)$$

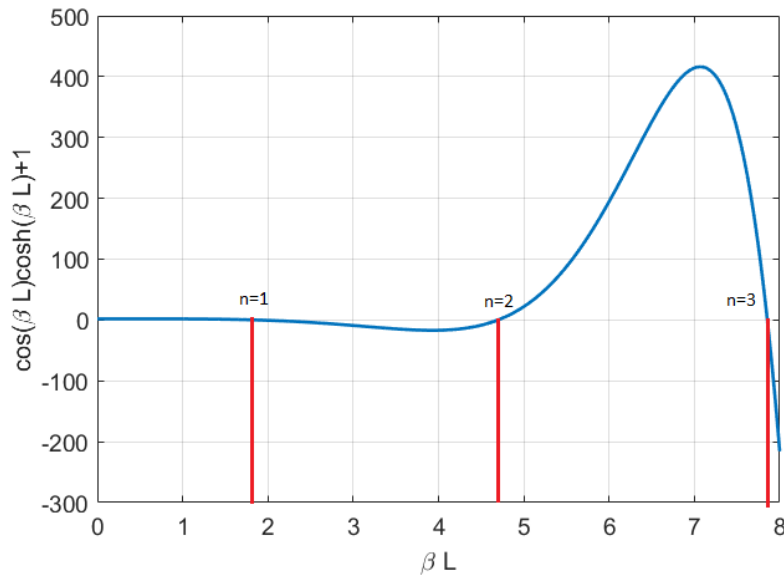


FIGURE 4.4 – Allure de l'équation (4.26).

L'équation (4.26) est vérifiée pour une infinité de valeurs de βL comme on peut le voir dans la figure 4.4.

Il existe donc une infinité de valeurs discrètes β_n de β vérifiant l'équation (4.26) :

$$\beta_n L = \gamma_n = \begin{cases} 1.875 & n = 1, \\ 4.6941 & n = 2, \\ 7.8547 & n = 3, \\ 10.9955 & n = 4... \end{cases} \quad (4.27)$$

On rappelle que β_n est liée à un ω_n par la relation suivante (4.18) :

$$\omega_n = \beta_n^2 \sqrt{\frac{EI}{\rho S}} = \frac{\gamma_n^2}{L^2} \sqrt{\frac{EI}{\rho S}} \quad (4.28)$$

Les pulsations ω_n sont les pulsations propres des modes de vibration de la poutre. Il est possible de définir des conditions initiales pour connaître la position de tous les points de la poutre à tous les instants t . Par exemple, on peut imaginer qu'en $t = 0$, on applique une force sur le bout de la poutre. Une première condition initiale est donc la déformée en $t = 0$. Une seconde condition initiale concerne la vitesse initiale de tous les points de la poutre. Ces deux conditions permettent de déterminer les constantes A_n et B_n qui dépendent du mode recherché.

Le calcul de la fréquence de résonance d'une poutre peut être réalisé en suivant une autre approche : comparer la poutre à un système masse-ressort avec amortissement. Soit le système masse-ressort de la figure 4.5. On appelle k la constante de raideur du ressort, λ le coefficient de viscosité du piston, m la masse de l'objet étudié, \vec{F} la force appliquée à l'objet et y la position de l'objet sur l'axe \vec{y} .

En appliquant le principe fondamental de la résultante dynamique en projection sur l'axe \vec{y} autour d'un point d'équilibre, on trouve l'équation suivante :

$$m\ddot{y} = F - ky - \lambda\dot{y} \quad (4.29)$$

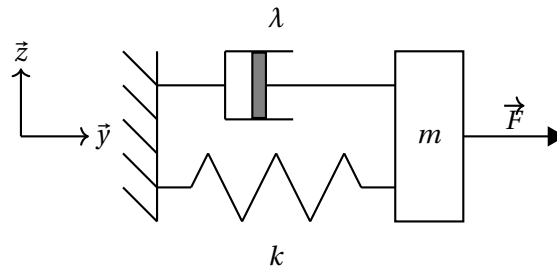


FIGURE 4.5 – Système masse-ressort amorti.

On peut réécrire cette équation en régime harmonique ($\dot{y} = j\omega Y$) :

$$-\omega^2 mY = F - kY - j\omega\lambda Y \quad (4.30)$$

Avec l'équation précédente, on peut calculer la fonction de transfert entre la force et le déplacement de la masse :

$$H = \frac{Y}{F} = \frac{1/k}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + j\frac{\omega}{\omega_0 Q}} \quad (4.31)$$

où $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ est la pulsation propre du système et $Q = \frac{k}{\omega_0\lambda} = \frac{\sqrt{km}}{\lambda}$ son facteur de qualité.

On peut voir figure 4.6 l'allure du gain et de la phase pour différentes valeurs de Q . Le gain à la fréquence de résonance est égal au facteur de qualité Q .

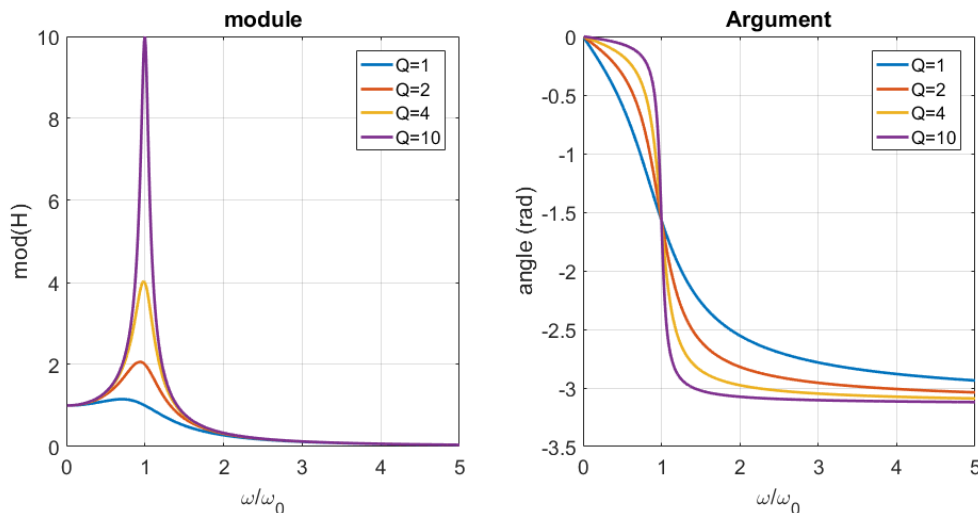


FIGURE 4.6 – Gain et phase d'un oscillateur amorti.

Dans le cas de la flexion simple d'une poutre soumise à un effort ponctuel au bout de celle-ci, la flèche en fin de poutre est une fonction linéaire de la force appliquée (avec un facteur k) : (démonstration dans l'annexe C) :

$$k = \frac{3EI_z}{L^3} \quad (4.32)$$

La flèche en fin de poutre se comporte donc comme un système masse-ressort amorti. En appliquant la formule de la pulsation propre du système masse-ressort, on trouve :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m_{eff}}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{3EI_z}{L^3 m_{eff}}} \quad (4.33)$$

où m_{eff} est la masse effective de la poutre pour chacun de ses modes propres. Dans le cas du mode fondamental, la relation entre la masse effective et la masse de la poutre se déduit en égalant la formule de la fréquence de résonance calculée avec le système masse-ressort et celle avec l'analyse complète :

$$m_{eff} = \frac{33}{140} m \quad (4.34)$$

e) À propos des poutres composites

Tous les calculs précédents sont réalisés en supposant que la poutre n'est constituée que d'un seul matériau. Or, dans le cas du détecteur électro-mécanique se basant sur l'effet bilame, la poutre sera composée de deux matériaux. Dans ce cas, il convient d'adapter les calculs précédents à deux matériaux en condition de non-glissement à leur interface. Pour ce faire, on peut transformer la poutre composite en une poutre homogène ayant des dimensions, un module de Young, un moment quadratique et un axe neutre dépendant des propriétés géométriques des deux matériaux la composant. On considère la poutre composite de la partie gauche de la figure 4.7.

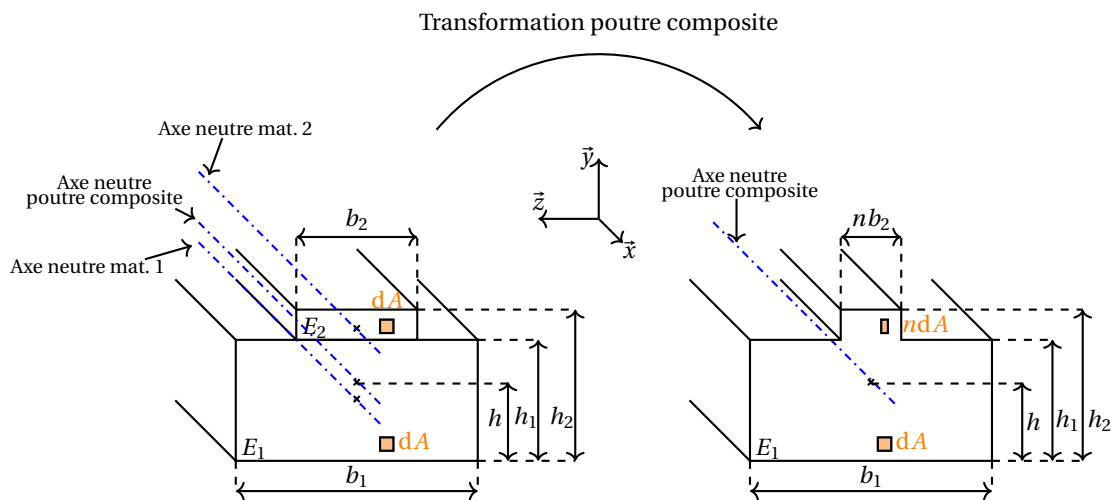


FIGURE 4.7 – Géométrie de la poutre composite.

Dans un premier temps, la masse volumique ρ_{tot} de la poutre homogène est égale à la moyenne pondérée de chaque partie de la poutre. On note ρ_1 la masse volumique du matériau 1 dont le module de Young est E_1 , ρ_2 la masse volumique du matériau 2 dont le module de Young est E_2 , S_1 la section du matériau 1 et S_2 celle du matériau 2 :

$$\rho_{tot} = \frac{\rho_1 S_1 + \rho_2 S_2}{S_1 + S_2} \quad (4.35)$$

La seconde étape consiste à transformer la poutre composite en une poutre homogène (voir figure 4.7) composée uniquement du matériau 1. On considère les forces infinitésimales dF_1 et dF_2 s'appliquant sur les petites surfaces dA des matériaux 1 et 2. On

pose $n = E_2/E_1$ avec E_i le module de Young du matériau i . L'étude étant faite pour une poutre en flexion simple, ces forces peuvent s'écrire de la façon suivante, avec y la distance entre l'axe neutre de la poutre composite projetée sur l'axe \vec{y} et le point étudié et σ_1 la contrainte associée à la force dF_1 :

$$\begin{cases} dF_1 = -\frac{E_1 y}{\rho_c} dA = \sigma_1 dA; \\ dF_2 = -\frac{E_2 y}{\rho_c} dA = -\frac{E_1 y}{\rho_c} n dA = \sigma_1 n dA. \end{cases} \quad (4.36)$$

La formule (4.36) montre que la contrainte σ_1 peut s'appliquer au matériau 2 sur une surface n fois plus grande (ou plus petite) que sur le matériau 1. On peut donc transformer la poutre composite en une poutre uniquement composée du matériau 1 en multipliant par n la surface du matériau 2 comme on peut le voir dans la figure 4.7.

La dernière étape consiste à trouver l'axe neutre de la poutre composite. On note sa hauteur h par rapport au bas de la poutre. Lorsqu'une poutre est en flexion simple, la force totale, due aux efforts intérieurs, appliquée sur une section droite est nulle (principe fondamental de la statique). Si l'on appelle σ_1 la contrainte appliquée au matériau 1 et σ_2 celle appliquée au matériau 2, on a :

$$\int_{S_1} \sigma_1 dS + \int_{S_2} \sigma_2 dS = 0 \quad (4.37)$$

Dans le cas d'une flexion simple, la contrainte s'exprime de la façon suivante : $\sigma_i = -\frac{E_i y_i}{\rho_c}$ avec y_i la distance entre l'axe neutre de la poutre composite et l'axe neutre de chaque matériau seul. Dans la théorie des poutres (voir annexe A), on suppose que le rayon de courbure est constant sur une section, on a donc :

$$-E_1 y_1 S_1 + E_2 y_2 S_2 = 0 \quad (4.38)$$

Avec les relations géométriques suivantes : $h_1 = h + y_1$ et $h_2 = h - y_2$. On trouve h :

$$h = \frac{E_2 h_2 S_2 + E_1 h_1 S_1}{E_1 S_1 + E_2 S_2} \quad (4.39)$$

La hauteur de l'axe neutre étant connue, on peut calculer le moment quadratique de la poutre composite en déplaçant les moments quadratiques de chacune de ses parties de leur axe neutre vers l'axe neutre de la poutre composite. Pour déplacer un moment quadratique I_{init} d'une surface S_{init} s'appliquant à un point A vers un point B à une distance a , on applique la formule (4.40). On appelle I_{fin} le moment quadratique déplacé.

$$I_{fin} = I_{init} + S_{init} a^2 \quad (4.40)$$

En appliquant la formule (4.40) à la poutre composite étudiée, on peut calculer son moment quadratique I_{tot} avec I_i le moment quadratique du matériau i ($i = \{1, 2\}$) :

$$I_{tot} = I_1 + S_1 \left(h - \frac{h_1}{2}\right)^2 + I_2 + n S_2 \left(h_1 + \frac{h_2}{2} - h\right)^2 \quad (4.41)$$

Tous les calculs sur les poutres homogènes peuvent a priori être réalisés avec des poutres composites si l'on transforme ces poutres composites en suivant les règles présentées précédemment.

f) Principe de l'effet bilame

L'effet bilame met en jeu une poutre composée de deux matériaux ayant des coefficients de dilatation thermique différents. Sous l'effet d'un changement de température (passage d'une température T_0 à une température T_1), les deux matériaux se dilatent ou se compressent de façon différente. Cette différence engendre un fléchissement. Dans son article [10], TIMOSHENKO décrit une méthode permettant de calculer le rayon de courbure à l'interface des deux matériaux pour un changement de température $\Delta T = T_1 - T_0$. Les calculs sont réalisés en supposant que la largeur des deux matériaux est identique. On présente ici une méthode similaire ne faisant pas l'hypothèse que les deux matériaux aient des mêmes largeurs. On peut voir figure 4.8 la poutre étudiée.

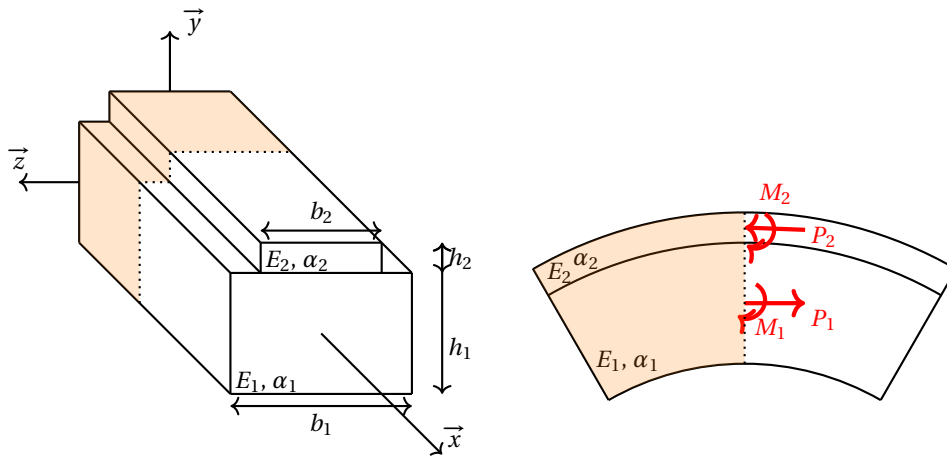


FIGURE 4.8 – Géométrie de la poutre subissant l'effet bilame.

Avec $i = \{1, 2\}$, on note α_i le coefficient de dilatation thermique, E_i le module du Young, b_i la largeur et h_i l'épaisseur du matériau i . Une fois le rayon de courbure, connu, il est possible de retrouver l'allure de la déformée $y(x)$, avec x la distance entre la section étudiée et l'origine de la poutre, en utilisant la formule suivante démontrée dans l'annexe B.2 :

$$\frac{1}{\rho_c} = \frac{d^2 y}{dx^2} \quad (4.42)$$

On isole la partie gauche de la poutre (en rose dans la figure 4.8). Elle est soumise à 4 efforts créés par la suite de la poutre, deux sont des pressions et les deux autres sont des moments fléchissants. Les pressions sont en sens opposés alors que les moments sont dans le même sens. Si applique le principe fondamental de la statique sur les forces et sur les moments, on a :

$$\begin{cases} P_1 - P_2 = 0, \\ \frac{h_2 P_2}{2} + \frac{h_1 P_1}{2} = M_1 + M_2 \end{cases} \quad (4.43)$$

Or, on sait que :

$$M_i = \frac{E_i I_i}{\rho_c} \quad i = \{1, 2\} \quad (4.44)$$

où ρ_c est le rayon de courbure de la poutre. D'après la théorie des poutres, ce rayon de courbure est identique, quelle que soit la position dans une section droite. On trouve donc la relation suivante :

$$P = \frac{2}{(h_1 + h_2)\rho_c} (E_1 I_1 + E_2 I_2) \quad (4.45)$$

Dans le cas étudié ici il n'y a pas d'effort extérieur, la seule chose nous permettant de faire les calculs est la condition de non-glissement à l'interface entre les deux matériaux. À cette interface, le matériau 2 est en compression. Il subit donc un allongement dû au changement de température et une compression (due au matériau 1) qui se divise en deux efforts, un de compression pure donnant un allongement ϵ_{2C} et un de flexion pure donnant un allongement ϵ_{2F} . Le matériau 1 subit, à l'interface, un allongement thermique, mais aussi un allongement dû au matériau 2 modélisé par un allongement de traction pure ϵ_{1C} et un allongement de flexion pure ϵ_{1F} . La condition de non-glissement s'écrit de la façon suivante :

$$\alpha_2(T_1 - T_0) - \epsilon_{2C} - \epsilon_{2F} = \alpha_1(T_1 - T_0) + \epsilon_{1C} + \epsilon_{1F} \quad (4.46)$$

Comme les termes ϵ_{iC} correspondent à un effort de traction compression et les termes ϵ_{iF} à un effort de flexion, on a donc :

$$\epsilon_{iC} = \frac{\sigma_{iC}}{E_i} = \frac{P_i}{b_i h_i E_i} \quad \text{et} \quad \epsilon_{iF} = \frac{h_i}{2\rho_c} \quad (4.47)$$

Ainsi la condition de non-glissement nous donne la relation suivante :

$$\alpha_2(T_1 - T_0) - \frac{P_2}{E_2 b_2 h_2} - \frac{h_2}{2\rho_c} = \alpha_1(T_1 - T_0) + \frac{P_1}{E_1 b_1 h_1} + \frac{h_1}{2\rho_c} \quad (4.48)$$

En utilisant les résultats du calcul statique, on arrive à la relation suivante :

$$(\alpha_1 - \alpha_2)(T_1 - T_0) = \frac{1}{\rho_c} \left(\frac{h_1 + h_2}{2} + \frac{2}{h_1 + h_2} (E_1 I_1 + E_2 I_2) \frac{E_1 h_1 b_1 + E_2 b_2 h_2}{E_1 E_2 h_1 h_2 b_1 b_2} \right) \quad (4.49)$$

qui permet de trouver la courbure χ à l'interface entre les deux matériaux :

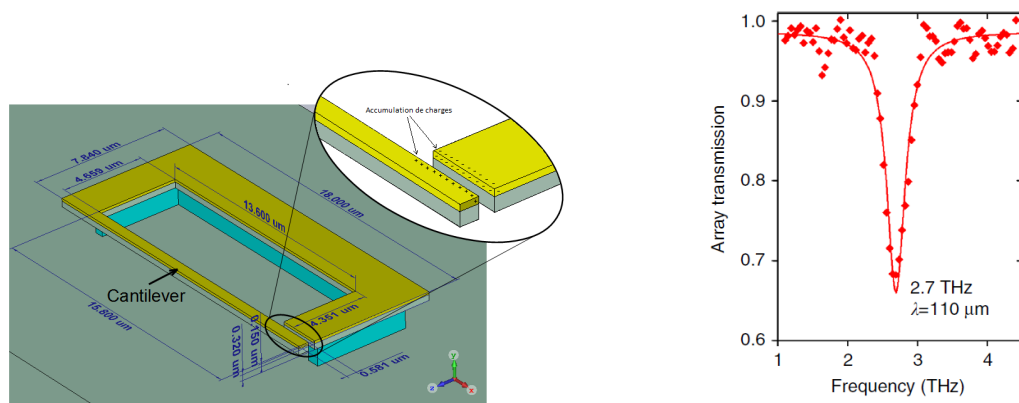
$$\chi = \frac{1}{\rho_c} = \frac{6(\alpha_1 - \alpha_2)(T_1 - T_0) E_1 E_2 h_1 h_2 b_1 b_2 (h_1 + h_2)}{6E_1 E_2 h_1 h_2 b_1 b_2 (h_1 + h_2)^2 + E_1^2 h_1^4 b_1^2 + E_2^2 h_2^4 b_2^2 + E_1 E_2 b_1 b_2 (h_1^3 h_2 + h_1 h_2^3)} \quad (4.50)$$

L'équation (4.50) donne une relation liant le rayon de courbure de la poutre avec ses différents paramètres géométriques et physiques. Cette relation permet de traiter des problèmes où le profil de changement de température $\Delta T = T_1 - T_0$ est constant ou non.

4.1.3 Deux exemples de détecteur opto-mécaniques dans le domaine térahertz à température ambiante

a) Le résonateur en anneaux

Le premier détecteur présenté est réalisé en combinant un MEMS thermique avec un résonateur de type *split-ring* [11]. Il est éclairé par un QCL dont la fréquence est de l'ordre de 2.5 THz. L'objectif est d'exciter le mode mécanique fondamental d'un cantilever à l'aide de la force de Coulomb en modulant en amplitude la source laser à la fréquence de résonance de celui-ci. Le choix du résonateur en anneau permet à la fois de capter l'onde incidente et d'exciter le cantilever en ne fermant pas complètement l'anneau. On peut voir figure 4.9a la structure du capteur. Les courbes mesurées et simulées décrivant son absorption sont visibles dans la figure 4.9b).



(a) Structure du résonateur en anneau réalisée avec le logiciel CST en utilisant les informations du supplément de l'article.

(b) Résonance mesurée et simulée du résonateur en anneau. Les simulations ont été réalisées avec le logiciel CST.

FIGURE 4.9 – Structure et simulation du méta-atome. Les dimensions sont extraites de l'article [11].

Le résonateur en anneau se compose d'une arête libérée servant de cantilever. La modulation d'amplitude de l'onde incidente permet de créer une variation de charges autour de la pointe du cantilever (voir figure 4.9a) induisant ainsi une force de Coulomb oscillante à la fréquence de modulation qui permet d'exciter mécaniquement le cantilever. La mesure de cette fréquence de résonance a été réalisée en éclairant la pointe du cantilever avec un laser à 940 nm dont on mesure la déviation à l'aide d'une détection balancée; ce n'est pas une, mais deux fréquences de résonance qui ont été mesurées (voir figure 4.10a). L'amplitude mesurée des deux fréquences de résonance est différente, car le système ne permet pas de dévier le faisceau de mesure de la même façon pour les mouvements dans le plan et le mouvement hors plan du cantilever. L'une (la plus faible f_α) correspond à l'excitation due à la force de Coulomb. La seconde (f_β) correspond à une oscillation hors plan liée à l'effet bilame. En effet, le cantilever est fabriqué à partir de deux matériaux différents (or et GaAs). Les deux fréquences de résonance sont différentes, car les propriétés mécaniques de la poutre sont différentes dans les deux directions d'oscillation, dans le plan et hors plan (voir figure 4.10b). En utilisant la formule (4.28) pour connaître la fréquence de résonance d'une poutre ainsi que les techniques permettant de transformer une poutre composite en une poutre homogène (voir équation (4.41)), on vérifie que la fréquence de résonance f_α correspond à l'oscillation dans le plan et que f_β correspond à celle hors plan.

Le capteur présenté a deux fréquences de résonance distinctes aux alentours de 1 MHz et a une **puissance de bruit équivalente ou Noise Equivalent Power (NEP)** qui pourrait atteindre $100 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ couplant l'onde incidente et le capteur avec une lentille en silicium. L'avantage de celui-ci par rapport aux précédents capteurs térahertz fabriqués est que la fréquence de résonance de son cantilever est bien plus importante, ce qui permet théoriquement d'augmenter son temps de réponse. Le résonateur en anneau présente aussi l'avantage d'être suffisamment petit pour pouvoir être intégré dans une caméra.

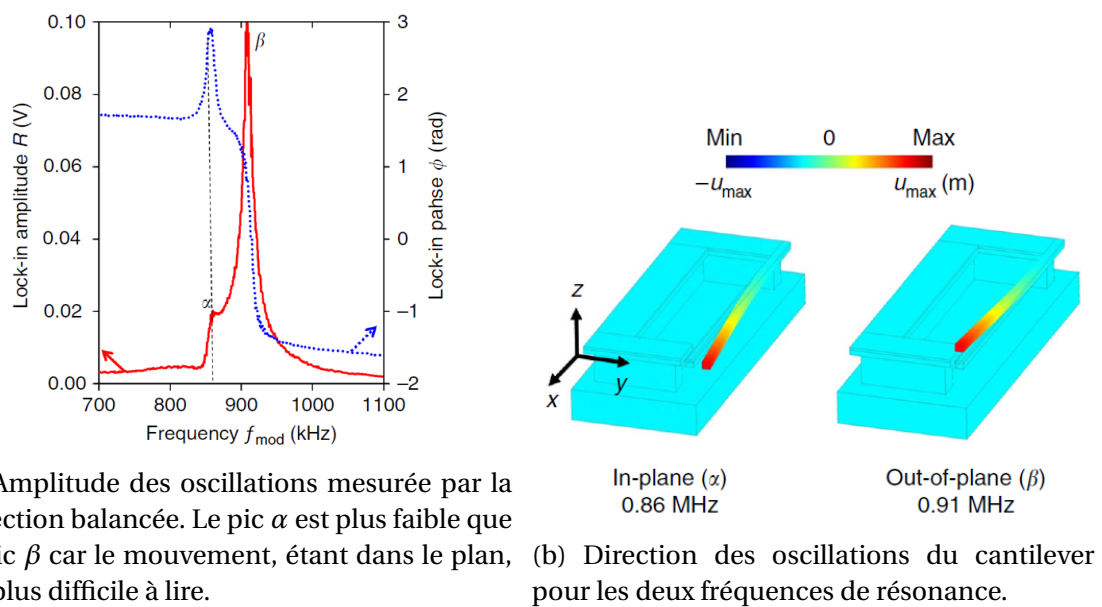


FIGURE 4.10 – Résultats des mesures sur le méta-atome. Images extraites de l'article [11].

b) Poutre encastrée chargée

Un deuxième type de détecteur opto-mécanique térahertz a été développé au Japon [12]. Il se compose d'une poutre doublement encastrée ayant une couche de NiCr permettant d'absorber l'onde térahertz incidente (voir figure 4.11). Deux couches piézoélectriques permettent de venir mesurer les oscillations de la poutre. Dans un premier temps, en chauffant la poutre avec une tension de polarisation, il a été montré que la fréquence de résonance de la poutre dépend de la température de celle-ci [13]. La fréquence de résonance mécanique est excitée électriquement via les contacts ohmiques.

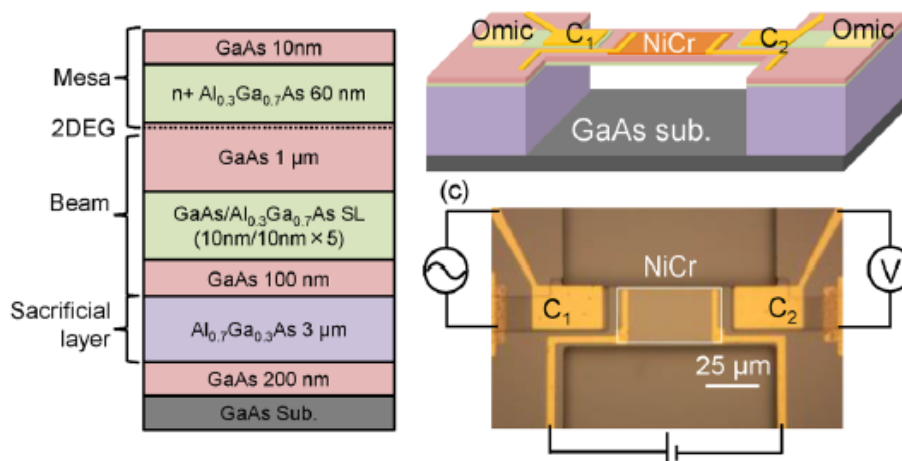
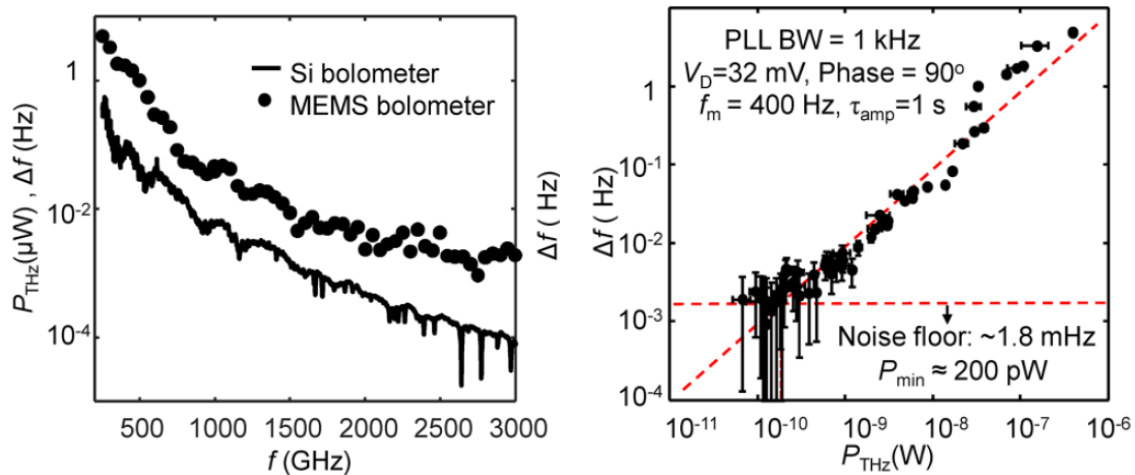


FIGURE 4.11 – Structure de la poutre encastrée. Images extraites de l'article [14].

La détection du changement de fréquence de résonance Δf dû à l'échauffement de la poutre peut se mesurer de deux façons différentes. La première consiste à exciter la poutre à une fréquence légèrement différente de sa fréquence de résonance puis à mesurer, à l'aide d'une détection synchrone, la différence d'amplitude des oscillations avec et sans échauffement. La seconde consiste à mesurer directement Δf à l'aide d'une **boucle à verrouillage de phase ou Phase-Locked Loop (PLL)** tout en modulant l'échauffement via une tension. La seconde méthode permet de détecter des valeurs de Δf allant jusqu'à 5 kHz alors que la première ne permet pas de dépasser 100 Hz [12].

Des mesures ont également été faites à l'aide d'une **DFG** permettant de scanner le spectre térahertz de 250 GHz à 3 THz dans le but de connaître la réponse en fréquence du capteur [14]. Le faisceau généré par la **DFG** est modulé à 400 Hz et la détection de Δf est réalisée à l'aide d'une **PLL**. Les points de la figure 4.12a représentent Δf en fonction de la fréquence térahertz incidente. Sur la même figure, on peut également observer la puissance de la **DFG** mesurée à l'aide d'un bolomètre en silicium. Ces deux courbes permettent de connaître la relation entre la puissance incidente et Δf induite par celle-ci. Finalement, on peut voir figure 4.12b la dépendance de Δf en fonction de la puissance térahertz incidente et cela permet de déterminer la puissance minimale mesurable par le détecteur à poutre doublement encastrée.

La structure en poutre encastrée présente un **NEP** optique de l'ordre de $500 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ notamment dû au faible couplage entre l'onde térahertz incidente et l'absorbant en NiCr. En effet, il n'est pas possible d'utiliser une lentille en silicium pour améliorer l'absorption dans cette couche. En revanche, son **NEP** électrique n'est que de $90 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$. Comme



(a) Les points représentent Δf en fonction de la fréquence. La courbe en trait plein représente la puissance térahertz incidente mesurée avec un bolomètre en silicium.

(b) Allure de Δf en fonction de la puissance térahertz. Le plancher de bruit est de l'ordre de 1.8 mHz pour une puissance de 200 pW.

FIGURE 4.12 – Résultats des mesures sur la structure en poutre doublement encastree. Images extraites de l'article [14].

pour le résonateur en anneau, cette structure présente l'avantage d'être fabriquée grâce à des procédés classiques sur semi-conducteurs.

4.1.4 Idée de conception pour le domaine térahertz

On vient de voir deux bolomètres opto-mécaniques intégrés fonctionnant à température ambiante. Dans cette thèse, l'objectif est de concevoir, mesurer et fabriquer un bolomètre opto-mécanique intégré. La mesure de la déformation se fait optiquement. La structure est donc un MEMS qui pourra se diviser en deux ou trois parties selon les structures proposées. Il doit être fabriqué à partir d'un substrat de SOI de façon à pouvoir utiliser le SiO_2 comme couche sacrificielle et permettre d'avoir une structure mécanique en silicium suspendue (voir figure 4.13). Le bolomètre collecte l'onde incidente térahertz avec une antenne dipôle. L'avantage de cette antenne est que sa surface de collection est plus large que celle du résonateur en anneau. L'onde collectée par l'antenne est ensuite transmise à une structure mécanique qui va chauffer. En modulant l'amplitude de l'onde incidente à la fréquence de résonance de la structure mécanique on amplifie le rapport signal à bruit. Ce mouvement est ensuite mesuré grâce au couplage évanescent avec un résonateur en anneau placé proche de la structure mécanique [15, 16, 17]. Le couplage évanescent est mesuré avec un faisceau à $1.55\mu\text{m}$. Le facteur de qualité de ce type de structure peut aller au-delà de 5×10^4 . L'amplitude des oscillations mesurées est l'image de la puissance térahertz incidente.

Lors de cette thèse, le couplage avec le résonateur en anneau n'est pas étudié, on se concentre uniquement sur la conception, la modélisation et la mesure de l'antenne dipôle et de la structure mécanique.

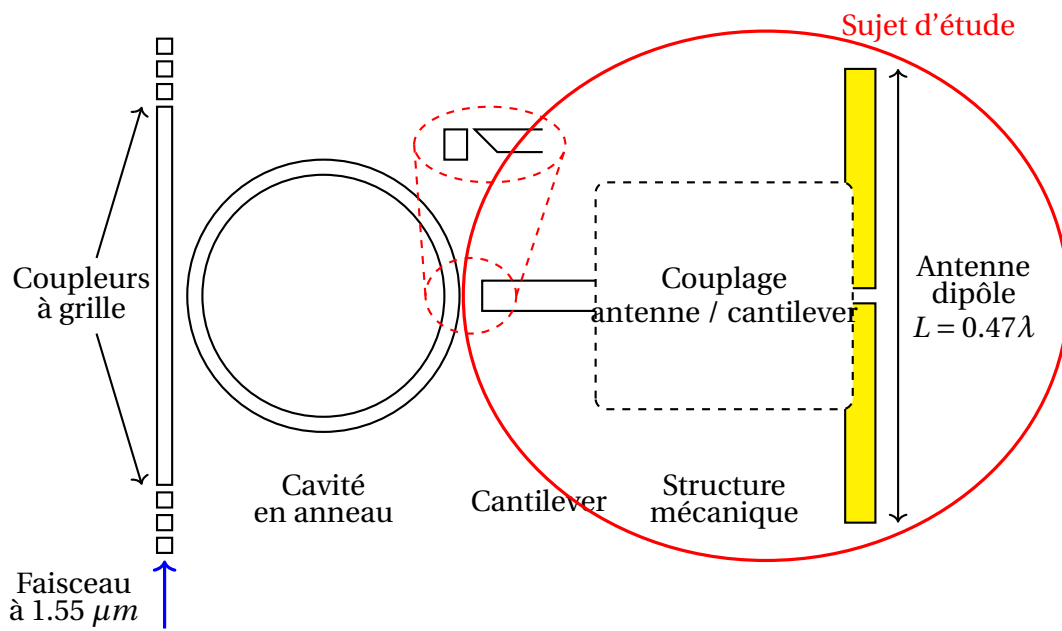


FIGURE 4.13 – Schématisation de l'idée de conception d'un bolomètre à température ambiante.

4.2 Conception des capteurs

Avant de pouvoir envisager la conception d'un capteur, il est nécessaire de savoir quels seront les substrats utilisés pour les fabriquer. Dans notre cas, il s'agit de substrat optique SOI composé d'une épaisseur d'un support en silicium d'environ $400\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, d'une couche de SiO_2 de $2\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et d'une autre couche de silicium d'épaisseur $220\ \text{nm}$.

4.2.1 Première idée de conception

a) Dimensionnement de l'antenne

La première idée de conception du bolomètre est visible dans la figure 4.14. Il se compose d'une antenne dipôle en or connecté à un cantilever en son centre. Celui-ci se compose d'une couche de silicium et de deux rubans en or permettant de faire circuler la puissance captée dans le cantilever et de la faire chauffer pour induire un effet bilame.

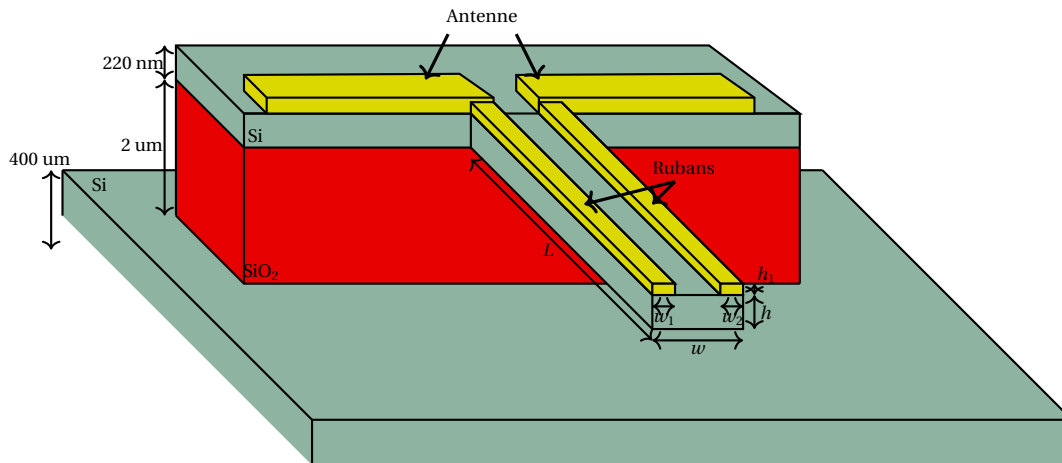


FIGURE 4.14 – Dimension et architecture du premier cantilever envisagé.

Comme on a pu le voir de la section 1.3.3, la longueur de l'antenne dipôle dépend de son environnement électromagnétique. Des simulations réalisées avec le logiciel de simulation CST ont permis de déterminer la longueur de l'antenne à savoir $26.3\ \mu\text{m}$ pour qu'elle résonne à $2.5\ \text{THz}$. Dans ces conditions, le coefficient de réflexion de l'antenne présente bien un minimum à $2.5\ \text{THz}$ comme on peut le voir dans la figure 4.15. L'impédance de l'antenne à cette fréquence est de $42\ \Omega$. On peut également observer une seconde fréquence de résonance aux environs de $8.2\ \text{THz}$ qui correspond au deuxième mode de résonance des antennes dipôles.

b) Dimensions de la poutre

La longueur de l'antenne étant connue, il faut déterminer les dimensions du cantilever (voir figure 4.14 la définition des dimensions). Le but de l'étude est d'avoir un capteur opto-mécanique résonant à $1\ \text{MHz}$ tout en gardant limitant la longueur de celui-ci, on choisit $L = 15\ \mu\text{m}$ et $w = 500\ \text{nm}$. La fréquence de résonance du cantilever sans les rubans est de $0.998\ \text{MHz}$.

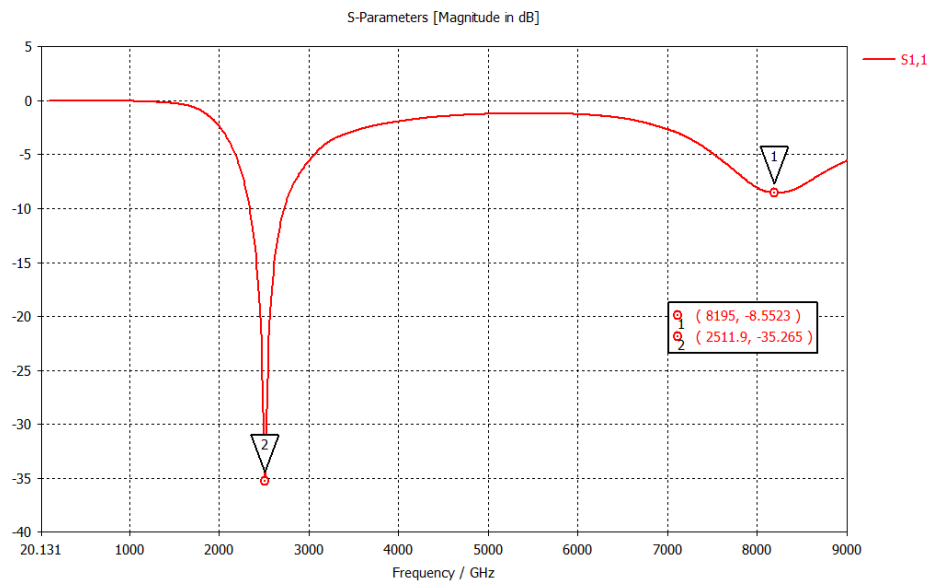
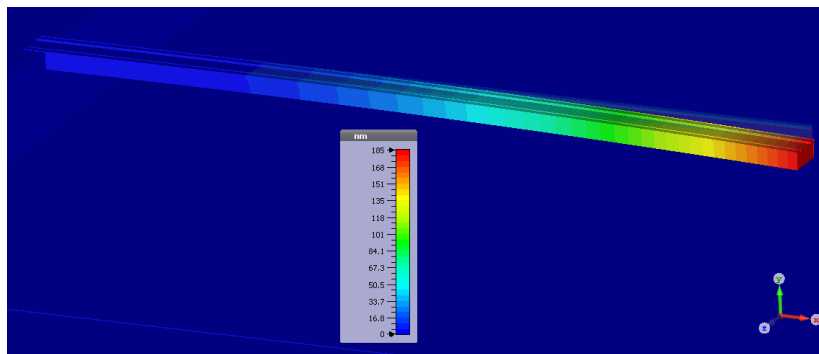


FIGURE 4.15 – Coefficient de réflexion de l’antenne dipôle sur SOI.

En plus de choisir des dimensions permettant d’avoir une fréquence de résonance mécanique proche de 1 MHz, il faut que la ligne formée par les deux rubans et le silicium soit adaptée à l’antenne pour absorber l’onde térahertz incidente. Le logiciel CST permet de réaliser des simulations thermo-mécano-optique, il est donc possible de réaliser une optimisation et déterminer les dimensions idéales des deux rubans en or en éclairant la structure du capteur par une onde plane. La grandeur maximisée lors de l’optimisation est le déplacement du bout de l’antenne. Les dimensions optimisées sont les suivantes : $w_1 = w_2 = 236 \text{ nm}$ et $h_1 = 56 \text{ nm}$. Avec des rubans ayant ces dimensions, la fréquence de résonance mécanique du cantilever est de 1.28 MHz.

Une simulation avec les dimensions optimisées est réalisée dans le but de connaître la sensibilité du système. Le capteur est éclairé par une onde plane à 2.5 THz. Le déplacement simulé est de 185 nm (voir figure 4.16) pour une puissance surfacique incidente de $377 \times 10^7 \text{ W m}^{-2}$. La sensibilité statique est donc de $2.54 \times 10^{-5} \text{ pm nW}^{-1}$. Ce type de structure à un facteur de qualité typique de l’ordre de 100. On peut donc s’attendre à une sensibilité de $2.54 \times 10^{-3} \text{ pm nW}^{-1}$ à la fréquence de résonance de la poutre.

FIGURE 4.16 – Déformée du cantilever lorsque que le détecteur est éclairé par une onde plane de puissance surfacique de $377 \times 10^7 \text{ W m}^{-2}$.

Le déplacement calculé par CST est un déplacement statique. Le déplacement à la

fréquence de résonance est a priori égal au déplacement statique multiplié par le facteur de qualité mécanique du système. De même, il est possible d'estimer le déplacement réel du cantilever, car les simulations sont linéaires. En effet, la puissance surfacique typique qu'il est possible d'atteindre à 2.5 THz est de l'ordre de $5.5 \times 10^5 \text{ W m}^{-2}$ si l'on éclaire par le substrat à travers une lentille en silicium et $5.1 \times 10^4 \text{ W m}^{-2}$ si l'on éclaire par l'air (voir figure 4.17).

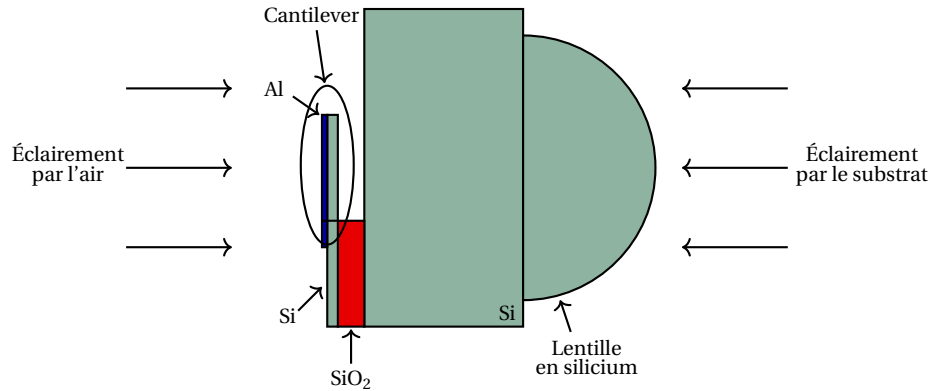


FIGURE 4.17 – Éclairage du capteur par le substrat à travers une lentille en silicium ou par l'air. Schéma sans le résonateur en anneau.

c) Problèmes liés à la structure présentée

D'après les simulations, la structure présentée précédemment semble pouvoir fonctionner cependant, elle demande de pouvoir fabriquer une poutre suspendue tout en déposant un métal sur le silicium. La première difficulté est de pouvoir déposer les rubans métalliques sur la poutre de façon à respecter les dimensions simulées. Une seconde difficulté est liée à la mesure de la fréquence de résonance du cantilever. En effet, pour la mesurer, il faut pouvoir mesurer la déviation d'un faisceau laser éclairant le bout du cantilever. La mesure ne peut être réalisée que si la surface éclairée par le laser est suffisamment large. Ici, la largeur du cantilever n'est que de 500 nm ce qui est trop fin pour cette mesure.

4.2.2 Deuxième idée de conception : structure à deux poutres

a) Présentation du nouveau design à deux poutres

Une seconde architecture a été proposée après avoir mis de côté la précédente. Elle se base également sur l'effet bilame, mais cette fois l'antenne fait partie intégrante du cantilever. Celui-ci est également divisé en deux parties reliées à leur extrémité (voir architecture figure 4.18).

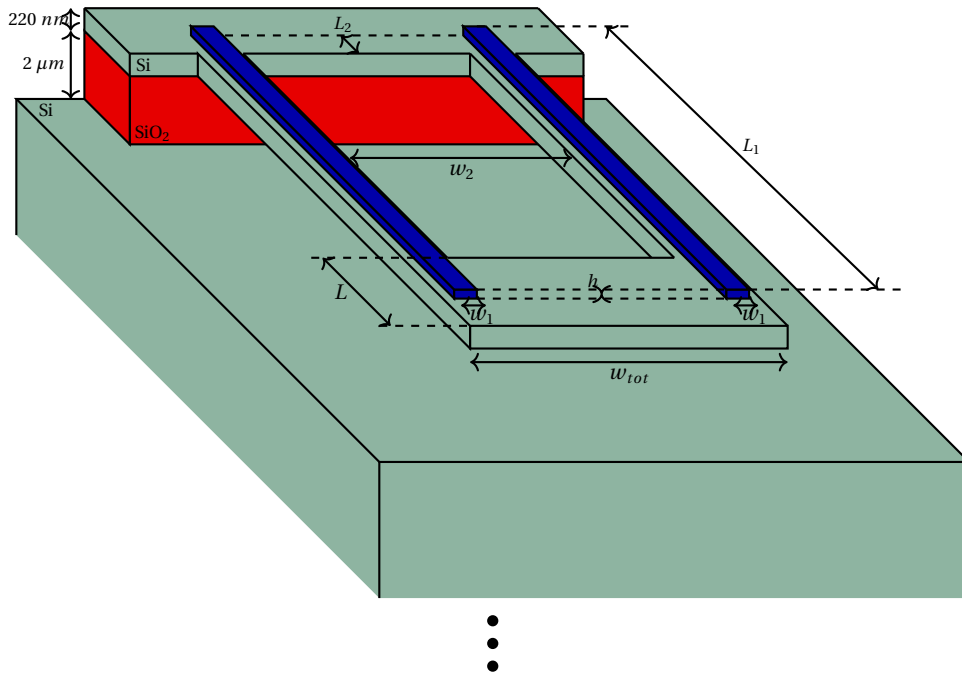


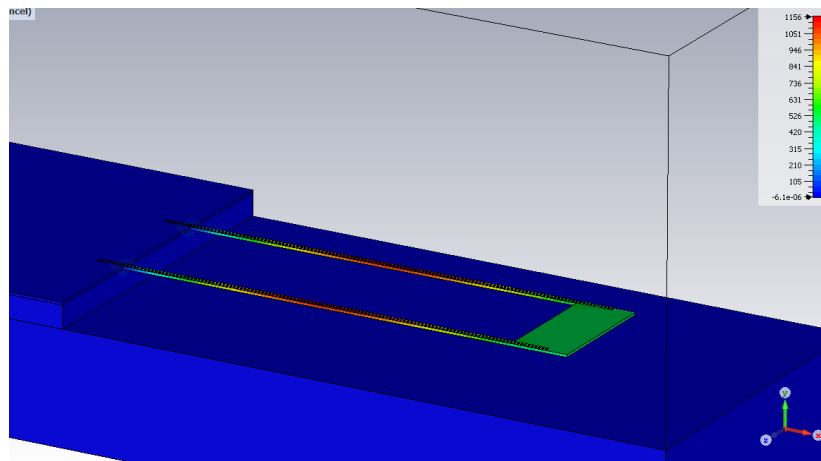
FIGURE 4.18 – Allure de la structure en U sur substrat SOI pour résonner à 2.5 THz. Le métal (en bleu) est de l'aluminium.

Le fait que les antennes fassent partie intégrante du cantilever permet d'avoir la source de chaleur directement sur la partie mécanique. Un autre avantage d'avoir l'antenne sur le cantilever est que la surface de contact entre le silicium et le métal est plus importante ce qui permet d'augmenter l'effet bilame. Finalement, une structure mécanique avec deux bras liés permet d'avoir un plan au bout de cette structure pour les mesures de fréquences de résonance. Pour cette structure, on impose les dimensions de la structure en silicium pour limiter les paramètres à optimiser de façon à garder les dimensions des bras égales au cantilever de la partie précédente. On a donc : $w_2 = 10 \mu\text{m}$, $w_{tot} = 11 \mu\text{m}$, $L = 5 \mu\text{m}$, $w_1 = 0.3 \mu\text{m}$ et $w = 0.5 \mu\text{m}$ (w étant la largeur des bras en silicium). Ainsi, il ne reste que la longueur et la position l'antenne sur la structure en silicium. Le métal choisi est l'aluminium et non l'or comme l'architecture précédente, car son coefficient de dilatation thermique est plus important que celui de l'or.

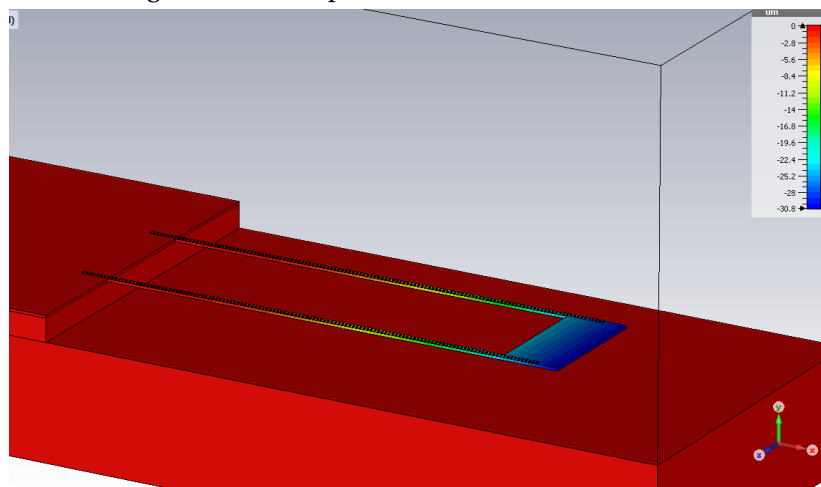
b) Taille et position des antennes

Une optimisation est encore une fois réalisée à l'aide du logiciel CST pour déterminer la longueur des antennes ainsi que leur position de la structure (L_2). On maximise encore une fois le déplacement de la structure projeté sur l'axe vertical. Les dimensions

optimales sont les suivantes : $L_1 = 40.5\ \mu\text{m}$ et $L_2 = 2.39\ \mu\text{m}$. Avec ces grandeurs, une simulation complète est réalisée pour connaître le déplacement de la structure ainsi que sa sensibilité. La structure est éclairée par une onde de puissance 1 W à 2.5 THz. On peut voir figure 4.19a le changement de température simulé et figure 4.19b le déplacement associé. La sensibilité de la structure en U est donc de $0.03\ \text{pm nW}^{-1}$ en statique. Le facteur de qualité typique pour ce type de structure est de l'ordre de 100, on peut donc s'attendre à avoir une sensibilité de l'ordre de $3\ \text{pm nW}^{-1}$ à la fréquence de résonance de la structure.



(a) Changement de température simulé dans la structure en U.



(b) Déplacement simulé induit par l'onde incidente.

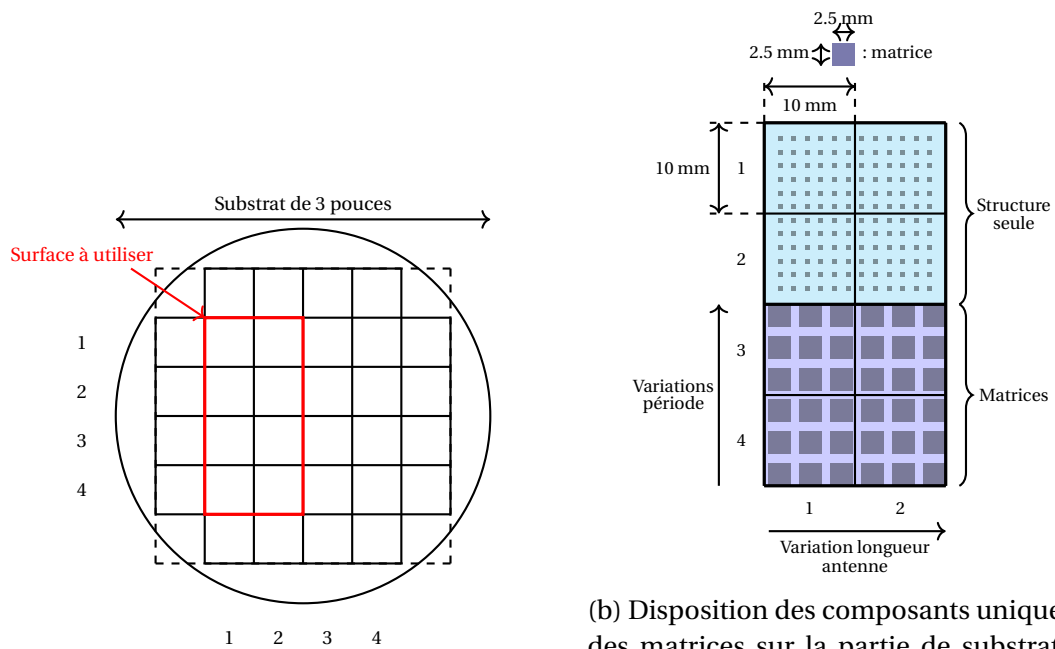
FIGURE 4.19 – Résultats des simulations sur la structure optimisée sur le déplacement.

Le principal problème de la structure en U est que ses dimensions sont plus importantes que celles du cantilever présenté dans la partie précédente ce qui signifie que sa fréquence de résonance sera nécessairement plus faible que celle voulue dans le projet. Il n'est pas possible de calculer analytiquement cette fréquence de résonance, la structure en U étant trop complexe. Un autre problème que peut poser cette structure est le temps de diffusion de la température dans la structure. Une simulation en régime transitoire de température avec le logiciel CST montre que cette structure met plus de $20\ \mu\text{s}$ avant d'atteindre sa température finale. Cette simulation est réalisée en considérant que le détecteur est entouré d'air de conductivité thermique $0.026\ \text{WK}^{-1}\ \text{m}^{-1}$ et de diffusion thermique $2.15\ \text{m}^2\ \text{s}^{-1}$.

4.3 Fabrication et mesures

4.3.1 Préparation du substrat

Comme dit dans la partie précédente, le substrat alloué à la fabrication des différents détecteurs est un substrat de SOI. Celui-ci se divise en carrés de 1 cm^2 (voir figure 4.20a). Seuls 8 des 16 carrés sont utilisés lors de cette première fabrication.



(a) Schéma du substrat utilisé et surface allouée à la fabrication.

(b) Disposition des composants uniques et des matrices sur la partie de substrat allouée à cette fabrication. Les matrices sont des carrés de 2.5 mm de côté.

FIGURE 4.20 – Schématisation du substrat et du positionnement des différents composants sur celui-ci.

Sur les 8 carrés, 4 sont utilisés pour la fabrication de composants uniques. Les autres carrés sont utilisés pour réaliser des matrices de composants (voir figure 4.20b). En effet, les composants seuls sont trop petits pour pouvoir faire des mesures d'absorption, il est donc nécessaire de faire des matrices de composants pour réaliser ces mesures d'absorption. La surface allouée nous permet de faire varier deux paramètres des détecteurs. Le premier est la longueur des antennes. Le second est la période des structures dans les matrices. Changer la période permet de connaître le dépendance entre le couplage des structures entre elles et leur fréquence d'absorption. Le positionnement de chaque entité (matrice et composant seul) est optimisé de façon à les isoler au maximum les unes des autres. Les matrices sont référencées de la façon suivante : $P\{\text{période en } \mu\text{m}\}L\{\text{longueur antenne} * 10 \mu\text{m}\}$.

4.3.2 Fabrication

La fabrication des composants se fait en cinq étapes. La première est l'étape de conception, de répartition des composants (représentée dans la figure 4.20b) et de dessin sur un logiciel permettant de générer un fichier *.gds*. Cette étape a été réalisée en partie pour Vmicro¹ et en partie par les équipes photonique-téraherz et nam6. Les étapes suivantes ont été réalisées par Vmicro. On présente le principe de chacune des étapes, mais les détails restent à la discrétion de l'entreprise. La seconde étape de fabrication sert à réaliser des marques d'alignement d'une profondeur de 1 μm pour permettre d'aligner toutes les étapes entre elles. Pour ce faire, les masques sont réalisés en lithographie électronique. Les marques sont ensuite gravées et la résine est éliminée par délaquage au plasma O_2 . Les trois dernières étapes sont représentées dans la figure 4.21.

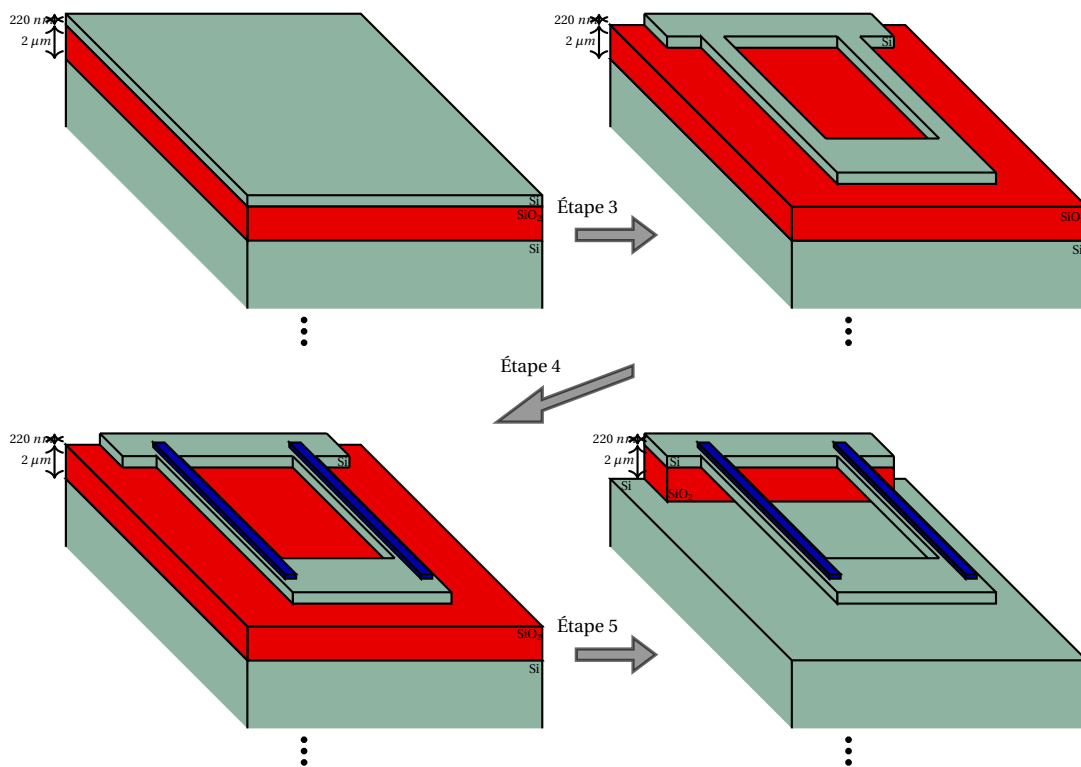


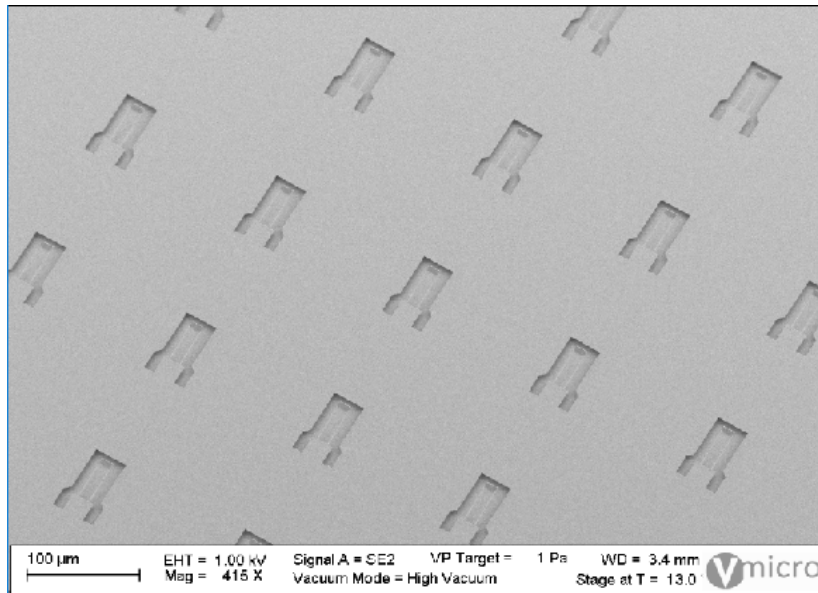
FIGURE 4.21 – Description schématique des différentes étapes de fabrication des structures. En bleu, on a de l'aluminium.

La troisième étape consiste à réaliser la gravure de la couche supérieure du silicium en utilisant un masque réalisé en lithographie électronique. La quatrième étape consiste à ajouter le métal des antennes. On choisit d'utiliser de l'aluminium, car son coefficient de dilatation thermique est plus important que celui de l'or. On fait donc encore une fois un masque par lithographie électronique, puis on dépose le métal pour finalement réaliser un lift-off. La cinquième et dernière étape consiste à libérer la structure. Cette étape est réalisée par gravure au HF vapeur.

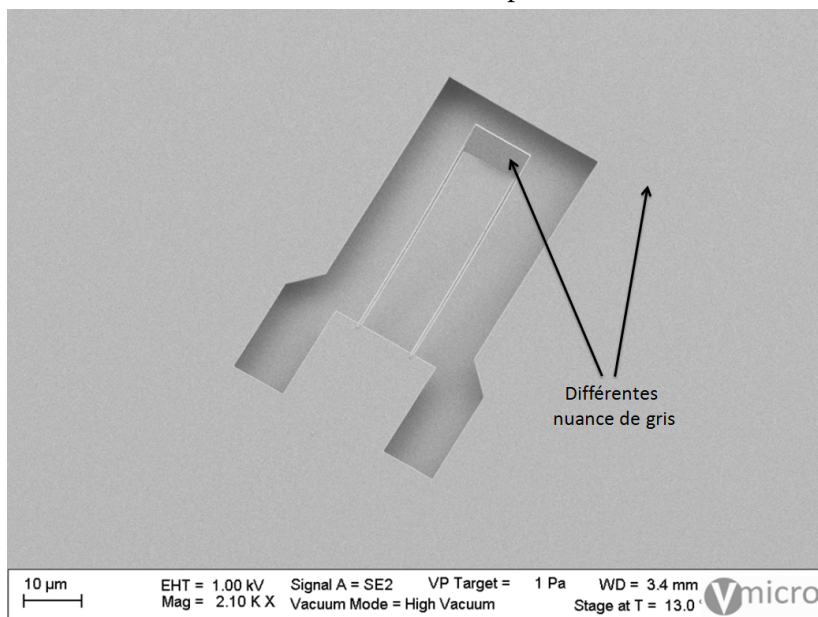
On peut voir figure 4.22 quelques images MEB des structures fabriquées. Ces structures ont des dimensions égales à celles prévues et ne présentent pas de défaut. On peut observer un changement de nuances de gris entre le bout de la structure en U et le reste

1. Entreprise opérant en salle blanche en tant que partenaire en micro fabrication

du substrat alors qu'on est censé avoir le matériau. Ce changement de nuances vient du fait que la structure est précontrainte et ne réfléchit donc pas les électrons de la même façon que le reste du substrat. La précontrainte est due à l'interface entre l'aluminium et le silicium.



(a) Structures multiples.



(b) Structure simple. La différence de nuance de gris montre que la structure est précontrainte.

FIGURE 4.22 – Structure en U. Image réalisée à l'aide d'un MEB.

4.3.3 Caractérisation optique des matrices

Dans le but de connaître les fréquences de résonance des antennes fabriquées, on mesure la transmission à travers les différentes matrices et le substrat à l'aide d'une TDS. Cette transmission est censée avoir un minimum autour de la fréquence de résonance des antennes.

a) Setup TDS

Les mesures d'absorption des matrices de détecteurs ont été réalisées avec l'aide de Sergey Mitryukovskiy sur la TDS de *Menlo systems*. On peut voir figure 4.23 la mise en place du système de mesure. Le point focal du faisceau térahertz se fait sur la face du substrat contenant les antennes. La bande de fréquences nécessaire à la mesure (allant de 1.5 THz à la fréquence maximale que peut fournir la TDS) est comprise, au point focal, dans un cercle de rayon inférieur à 2.5 mm. On s'assure donc que tout le faisceau térahertz passera à travers chaque matrice.

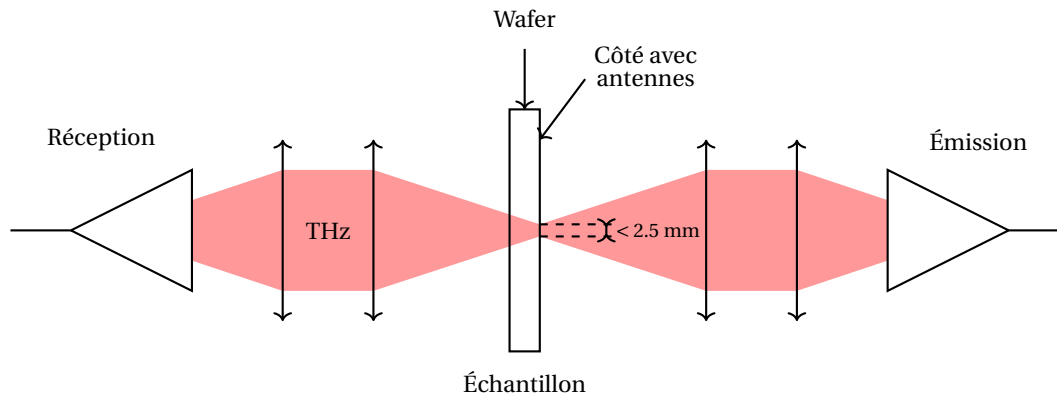


FIGURE 4.23 – Setup de la mesure de TDS

Trois mesures différentes ont été réalisées sur les deux géométries d'antennes :

1. une référence absolue sans substrat ;
2. une référence sur une partie du substrat ne contenant pas d'élément ;
3. une mesure par matrice.

La mesure avec la référence absolue permet de déduire les propriétés optiques du substrat seul ainsi que son épaisseur précise en utilisant le programme *fit@TDS*. Le programme donne une épaisseur de 401 μm pour une permittivité relative de 11.898.

b) Facteur de qualité et fréquence d'absorption des matrices

Ce qui nous intéresse est la fréquence d'absorption centrale ainsi que le facteur de qualité des matrices d'antennes. Pour ce faire, on utilise la référence avec substrat $E_{substrat}(t)$ et les mesures de chaque matrice $E_{mat}(t)$. On note $\tilde{E}_{substrat}$ et \tilde{E}_{mat} leur FFT respective. Le rapport $\tilde{H} = \tilde{E}_{mat} / \tilde{E}_{substrat}$ donne la fonction de transfert de la matrice d'antennes seule (en supposant que la gravure est si faible qu'elle n'a pas d'effet). Cette fonction de transfert est ensuite approximée par une lorentzienne $L(f)$ donnée par :

$$L(f) = 1 - \frac{\alpha}{1 - x^2} \quad \text{où} \quad x = \frac{f_0 - f}{\Delta f / 2} \quad (4.51)$$

où f est la fréquence, Δf la largeur à mi-hauteur, f_0 la fréquence du maximum d'absorption et α la profondeur d'absorption. Les paramètres f_0 , Δf et α sont les trois paramètres inconnus qu'il va falloir déterminer par les mesures. Le facteur de qualité d'un système étant égal à la demi-hauteur divisée par la fréquence centrale, seule la demi-hauteur sera traitée par la suite.

Ce travail est réalisé pour deux types de $E_{mat}(t)$ à savoir :

- le signal brut mesuré;
- le signal où l'on a retiré l'effet Fabry-Pérot dû au substrat.

4.3.4 Mesures d'absorption de la structure

a) Mesures réalisées

On peut voir figure 4.24 la représentation des matrices de détecteurs fabriquées en fonction de la longueur des antennes et de la période des détecteurs. Les carrés verts représentent les matrices dont l'absorption a été mesurée. Les mesures sont limitées aux périodes inférieures ou égales à $100 \mu\text{m}$ car les périodes supérieures ne permettent pas d'obtenir une absorption suffisante pour les traitements. Les matrices sont référencées de la façon suivante : P{période}L{longueurAntenne}.

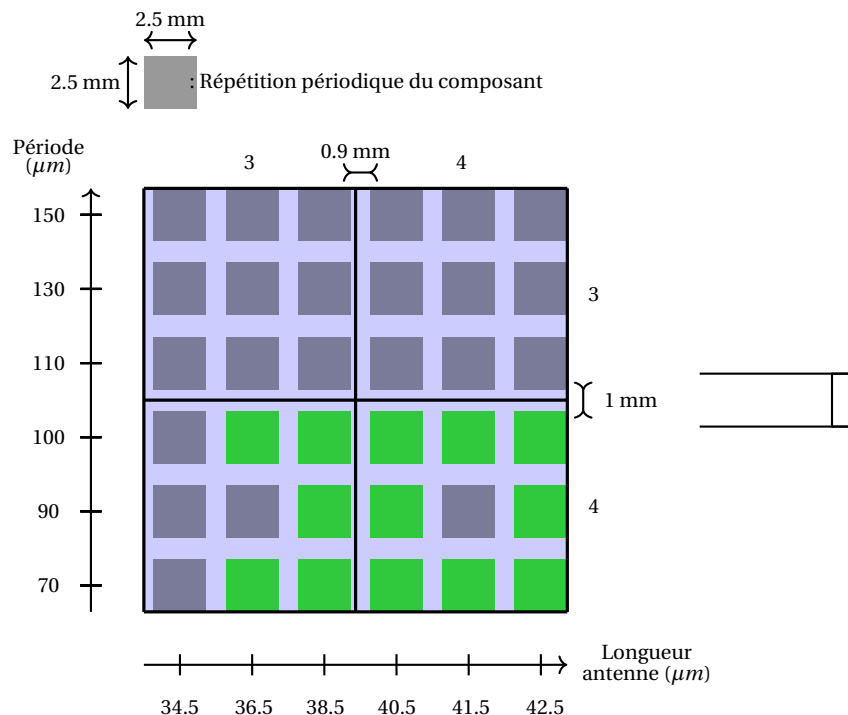


FIGURE 4.24 – Représentation des matrices de détecteurs sur le substrat en fonction de la longueur des antennes et de la période des détecteurs. Les carrés verts représentent les matrices sur lesquelles des mesures ont été réalisées.

En plus des mesures représentées en vert dans la figure 4.24, deux autres mesures en polarisation croisée (champ électrique incident orthogonal aux antennes) ont été réali-

sées de façon à s'assurer que les spectres mesurés sont vraiment dus à l'absorption des antennes.

b) Résultats signaux bruts

On s'intéresse aux signaux bruts mesurés par la TDS. L'ensemble de la démarche et des observations sont faits pour la matrice P70L405 mais la méthode est identique pour toutes les autres mesures. On peut voir figure 4.25 le signal TDS de référence ainsi que celui de la matrice dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel. Les échos dans l'allure temporelle et les oscillations dans l'allure fréquentielle des signaux montrent qu'il y a un fort effet Fabry-Pérot dû au substrat. Les FFT montrent également que le plancher de bruit de la TDS est autour de 4.5 THz. La troisième courbe représente la fonction de transfert de la matrice et permet de voir que les détecteurs absorbent aux alentours de 3 THz.

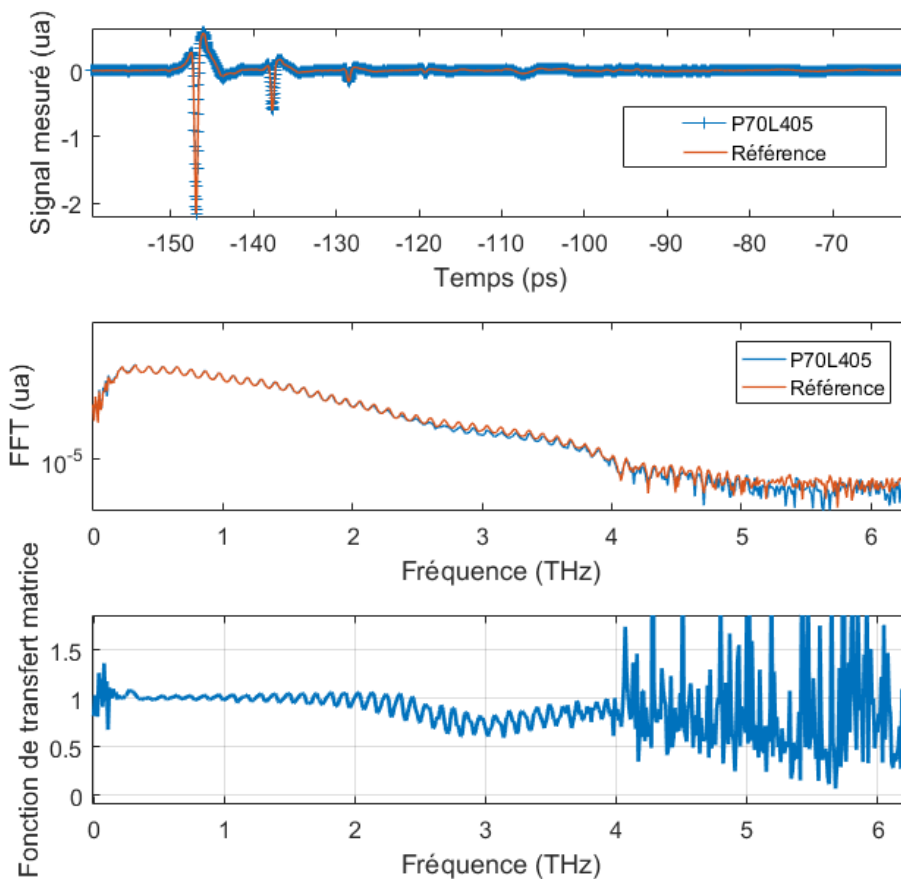


FIGURE 4.25 – P70L405. En haut : allure temporelle de la référence et de la transmission à travers la matrice de détecteurs. On peut observer 3 échos de l'impulsion d'origine. Au milieu : Allure de la FFT des signaux précédents. On observe des rebonds liés à un fort effet Fabry-Pérot. Autour de 3 THz les rebonds s'estompent sur le signal de transmission à travers la matrice, car les détecteurs absorbent l'onde incidente autour de cette fréquence. En bas : Allure de la fonction de transfert de la matrice de détecteurs.

La fonction de transfert de la matrice P70L405 est ensuite comparée à la formule (4.51)

dans le but de trouver les paramètres d'absorption qui nous intéressent. Afin de faire un ajustement correct, on se limite aux fréquences allant de 0 à 4 THz. La figure 4.26 représente les données, les points exclus de l'ajustement (en vert) ainsi que le résultat de la recherche de paramètres. Les paramètres trouvés sont les suivants : une profondeur de 0.2825, une fréquence d'absorption $f_0 = 3.092$ THz et une demi-hauteur $\Delta f = 1.0398$ THz.

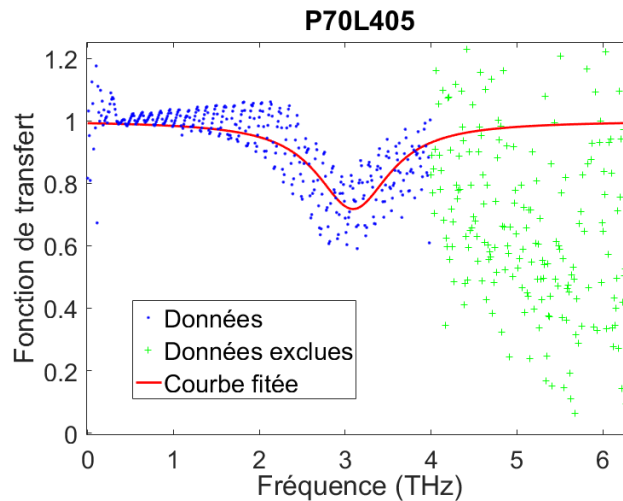


FIGURE 4.26 – P70L405. Recherche des paramètres de la lorentzienne d'absorption. On trouve une profondeur de 0.2825, une fréquence d'absorption $f_0 = 3.092$ THz et une demi-hauteur $\Delta f = 1.0398$ THz.

Le traitement précédent peut se faire pour l'ensemble des mesures réalisées. On peut voir figure 4.27 les fonctions de transfert mesurées de 4 matrices et leur *fit* associés. On observe que plus la période est importante, plus l'absorption est faible, ce qui est directement lié au nombre de détecteurs par matrice.

On peut voir sur les figures 4.28a et 4.28b l'évolution de f_0 et Δf en fonction de la longueur des antennes pour les trois périodes de détecteurs mesurés. Les barres d'erreurs correspondent aux zones de confiance à 95 % données par la fonction de minimisation utilisée dans Matlab. La figure 4.28a montre que la période des structures n'a pas d'effet sur la fréquence centrale d'absorption de celles-ci. Seul le point correspondant à une période de $100\ \mu\text{m}$ pour une longueur d'antenne de $36.5\ \mu\text{m}$ se détache des autres. Ce phénomène peut s'expliquer par le fait qu'avec l'augmentation de la période, l'absorption diminue ce qui affaiblit le contraste. De plus, avec un plancher de bruit de la TDS proche de 4.5 THz il est de plus en plus difficile de voir l'effet de l'absorption des matrices de détecteurs lorsque la longueur des antennes diminue.

On peut voir figure 4.29 l'allure de l'absorption dans l'aluminium simulée avec le logiciel CST pour les 5 longueurs d'antennes. Les simulations sont réalisées en éclairant un détecteur avec une onde plane. Les fréquences centrales d'absorption sont reportées sur la figure 4.28a pour comparaison. Il n'est pas possible de définir une demi-hauteur avec les résultats des simulations, car on peut observer d'autres pics d'absorption pour des fréquences plus élevées.

Les simulations montrent que pour une antenne de $40.5\ \mu\text{m}$, par exemple, on a bien un maximum d'absorption à 2.5 THz. Les simulations montrent donc que les antennes ne résonnent pas aux mêmes fréquences que celles mesurées (voir figure 4.28a). On peut

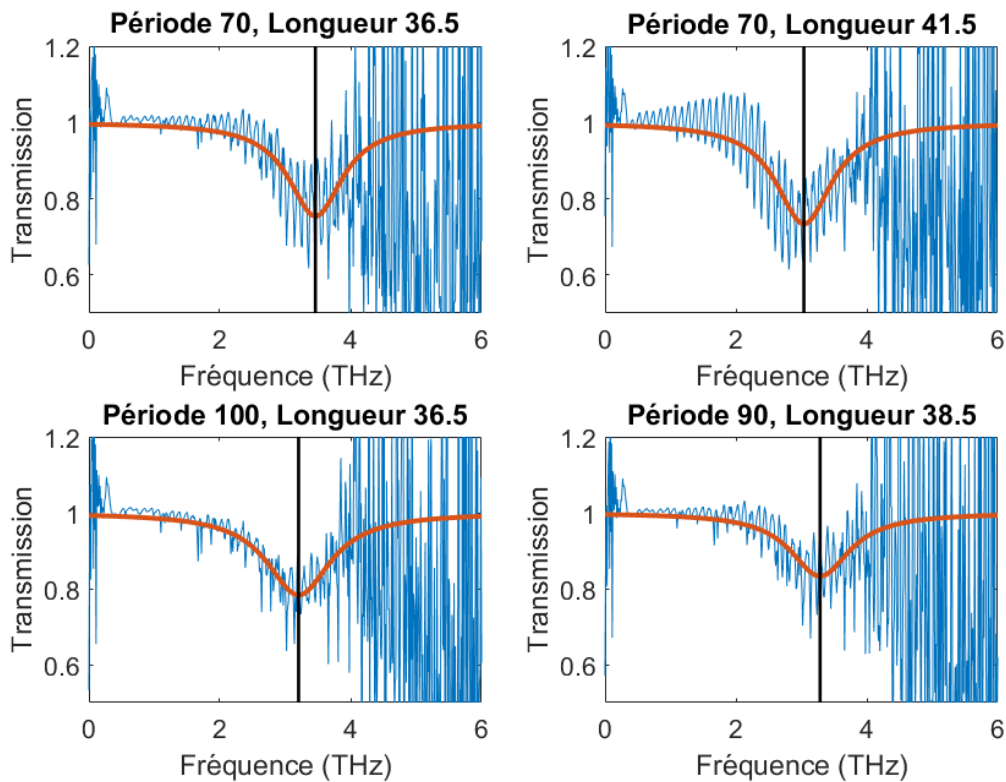


FIGURE 4.27 – Exemples de lorentziennes associées à différentes matrices.

voir que l'écart entre les simulations et les mesures augmente de façon linéaire lorsque la longueur de l'antenne diminue, on peut donc adapter la longueur des antennes pour une prochaine fabrication. Les différences entre les simulations et les mesures peuvent venir de l'environnement électromagnétique des antennes. En effet, comme les structures fabriquées sont précontraintes (voir représentation schématique de la précontrainte figure 4.30), les antennes sont plus éloignées du substrat que lors des simulations. L'indice effectif vu par les antennes simulées est donc plus élevé que celui vu par les antennes fabriquées.

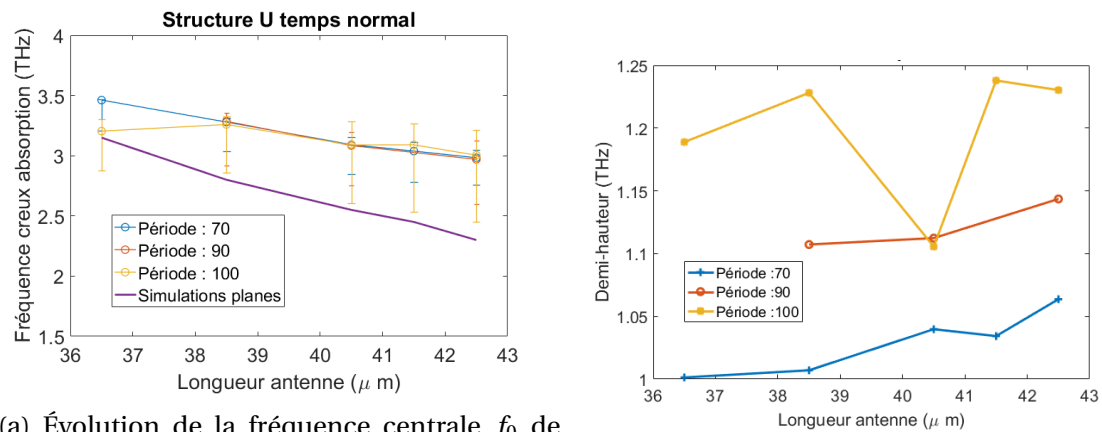


FIGURE 4.28 – Résultats des fit avec une lorentzienne d'absorption en fonction de la longueur des antennes.

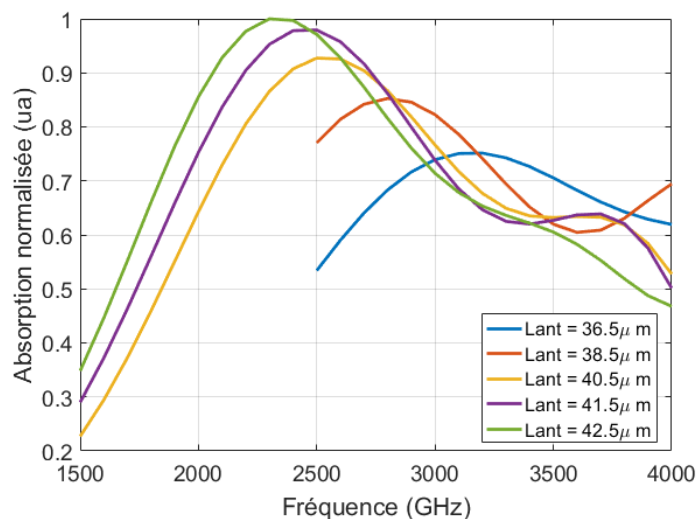


FIGURE 4.29 – Absorption dans l'aluminium simulée pour différentes longueurs d'antennes.

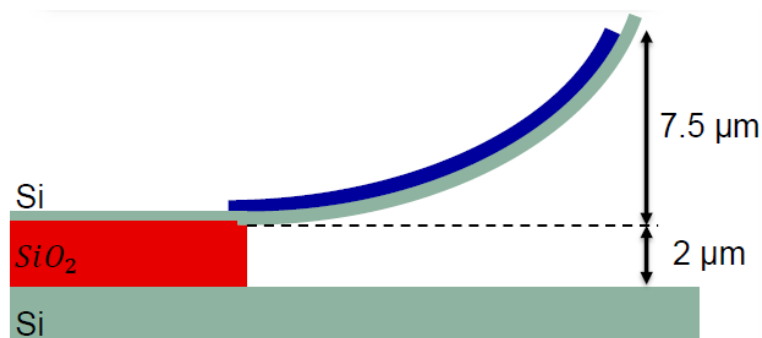


FIGURE 4.30 – Représentation schématique de l'effet de la précontrainte sur les structures en U.

c) Retrait du Fabry-Pérot

Dans la partie précédente, les signaux étaient perturbés par l'effet Fabry-Pérot dû au substrat. Pour améliorer les mesures, on peut essayer de retirer cet effet Fabry-Pérot. Dans un premier temps, on compare la fonction de transfert du substrat à celle d'un Fabry-Pérot ayant les propriétés optiques et géométriques suivantes : un indice de $\sqrt{11.898}$ pour une épaisseur de $401 \mu\text{m}$ (voir figure 4.31). On remarque que les deux fonctions de transfert sont identiques jusque 4 THz. Ainsi, en divisant la FFT de l'impulsion TDS passant à travers le substrat par la fonction de transfert du substrat, on peut la lisser et éliminer les rebonds liés à l'effet Fabry-Pérot.

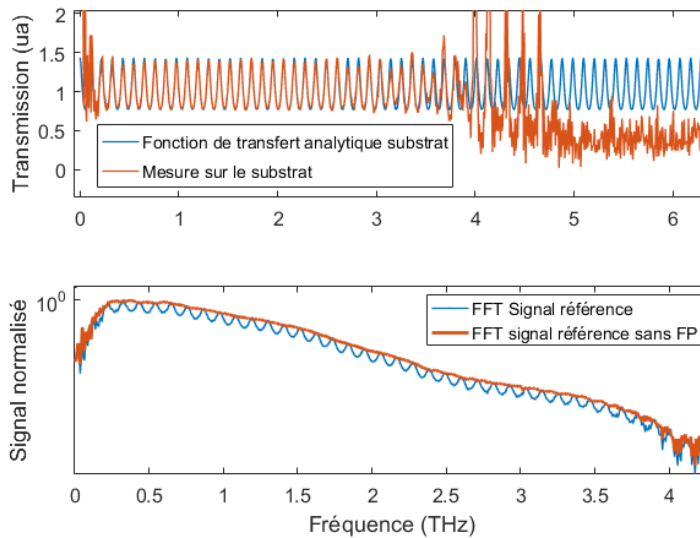


FIGURE 4.31 – En haut : Fonction de transfert d'un Fabry-Pérot et fonction de transfert du substrat mesurée. En bas : FFT de l'impulsion TDS passant à travers le substrat avec l'effet Fabry-Pérot et sans l'effet Fabry-Pérot.

On peut réitérer le même processus sur la fonction de transfert des matrices. Celle-ci est calculée en utilisant le signal TDS de la matrice et celui sans substrat. Dans ce cas, le lissage ne se fait qu'en dehors des fréquences où les détecteurs absorbent (voir le cas P70L405 figure 4.32). En comparant la fonction de transfert des matrices avec celle d'un Fabry-Pérot, on observe également ce phénomène. Autour de 3 THz, l'amplitude des oscillations est différente.

Ainsi, on ne peut pas complètement éliminer l'effet Fabry-Pérot de la transmission du signal TDS à travers les matrices. On peut voir figure 4.33 que le traitement consistant à retirer l'effet Fabry-Pérot ne permet que d'éliminer les oscillations parasites en dehors des fréquences d'absorption des détecteurs.

Les traitements présentés dans la partie précédente ont également été réalisés après le retrait de l'effet Fabry-Pérot et donnent des résultats identiques à ceux de la figure 4.28.

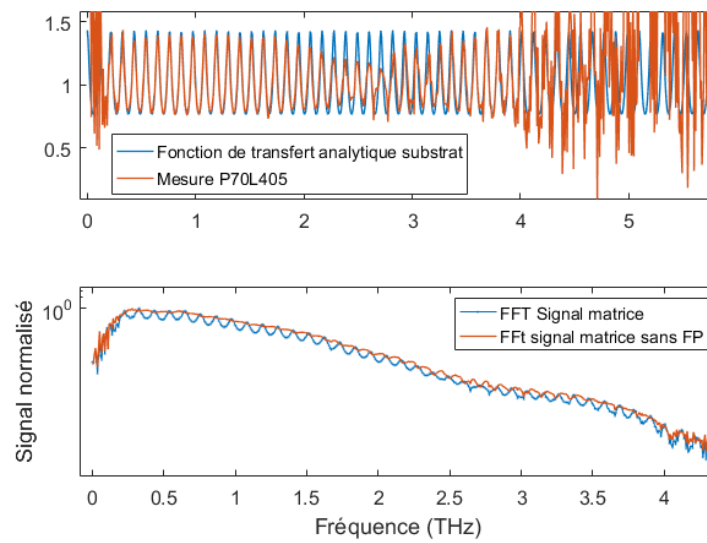


FIGURE 4.32 – En haut : Fonction de transfert d'un Fabry-Pérot et fonction de transfert de la matrice P70L405 mesurée. En bas : FFT de l'impulsion TDS à travers la matrice P70L405 avec l'effet Fabry-Pérot et sans l'effet Fabry-Pérot.

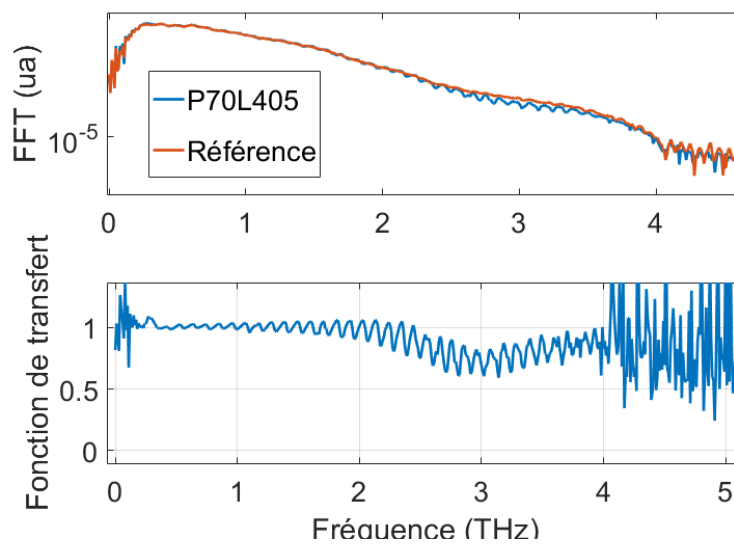


FIGURE 4.33 – FFT et transmission à travers les détecteurs de la matrice P70L405.

d) Mesures en polarisation croisée

Comme dit précédemment, il est important de réaliser quelques mesures en polarisation croisée (champ électrique orthogonal aux antennes) pour s'assurer du bon fonctionnement des antennes et que les mesures faites ne sont pas dues à un artéfact sur le substrat ou dans la TDS. On peut voir figure 4.34 les FFT des signaux P90L415 et P90L385 ainsi que la FFT du signal du substrat seul.

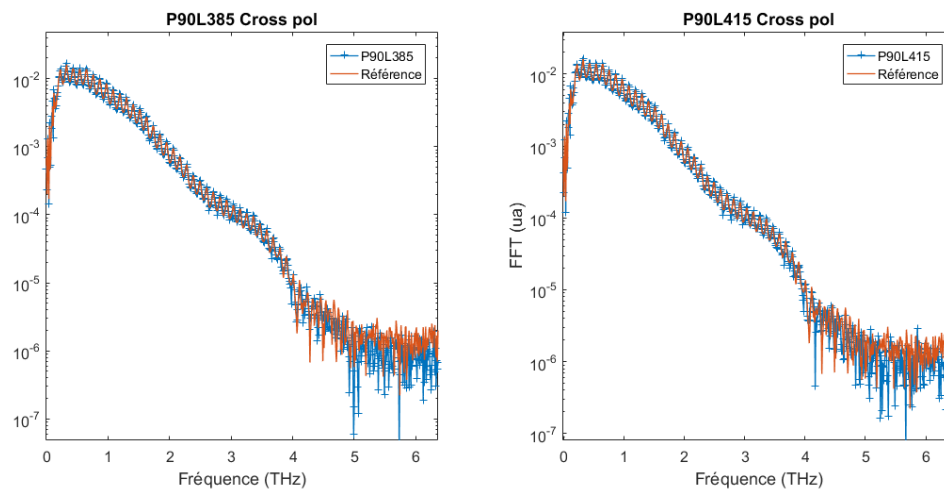


FIGURE 4.34 – Mesures en polarisation orthogonale aux antennes. Les signaux sur les antennes et sur la référence sont identiques.

On peut voir qu'il n'y a pas d'absorption notable autour de 3 THz ni d'effet particulier. On en déduit que les mesures avec la bonne polarisation sont des mesures qui montrent bien l'absorption des antennes et non un artéfact.

4.4 Conclusion et travail restant

Lors de ce chapitre, deux structures permettant de mesurer des puissances térahertz à température ambiante ont été étudiées. Les deux se basent sur l'effet bilame et utilisent les fréquences de résonance mécanique de leur structure. Dans le but d'avoir des fréquences de résonances mécanique proches du MHz, il faut que les capteurs aient des dimensions inférieures à la longueur d'onde. Des deux structures présentées, celle du résonateur en anneau présente le principal inconvénient que sa surface de collection est faible (de l'ordre de la surface du résonateur). L'autre structure ne présente également pas une surface de collection importante. Elle nécessite également d'être excitée électriquement et la mesure de puissance de l'onde incidente est électrique. Les mesures réalisées montrent cependant une bande passante de l'ordre de quelques kHz ce qui est plus rapide que les bolomètres classiques en silicium.

Dans cette thèse, on a également proposé deux nouvelles géométries de capteur utilisant des antennes dipôles pour la collection de l'onde incidente. Ce type d'antenne permet d'augmenter la surface de collection du capteur. Les deux structures se basent aussi sur l'effet bilame. La première présentée est chauffée en transmettant l'onde reçue par l'antenne à un guide positionné sur le cantilever. Cette structure n'a pas été retenue, car elle ne permet pas de venir lire directement et optiquement le déplacement du cantilever. La seconde structure, appelée structure en U, utilise les antennes dipôles à la fois pour capter l'onde incidente, mais aussi pour chauffer la structure mécanique. Un autre avantage de la structure développée lors de cette thèse est qu'elle est fabriquée sur un substrat de SOI, il sera donc possible d'utiliser le couplage évanescent avec un résonateur en anneau pour faire une lecture optique du déplacement du cantilever (objectif final du capteur). La fabrication des capteurs a été un succès. Le substrat est divisé en deux parties, la première contenant des structures un U seules pour la mesure des fréquences de résonance mécanique et une seconde contenant des matrices de capteurs pour mesurer l'absorption des structures. Cette dernière a été mesurée à l'aide d'une TDS. Les différentes matrices de capteurs montrent que plus la longueur des antennes des capteurs est petite plus l'absorption est haute en fréquence. De même, plus la période des matrices est faible plus l'absorption est significative. Les mesures d'absorption ont également permis de montrer que les longueurs d'antennes choisies et validées par des simulations préalables ne permettent pas d'absorber aux fréquences attendues. Ce résultat s'explique par la précontrainte due à la réalisation des structures. Le cantilever et l'antenne sont donc pliés, il n'a donc pas le même environnement électromagnétique que lors des simulations.

L'étude et la mesure des structures en U ont montré que les antennes ne résonnent pas à la fréquence attendue, cependant, elles permettront d'ajuster la taille des antennes pour la fabrication d'un nouveau jeu de mesures. Bien que la fréquence centrale d'absorption des structures ne soit pas à 2.5 THz, elles absorbent quand même un peu à cette fréquence, il est donc tout de même possible d'utiliser ces structures comme bolomètre. Il reste également à faire la mesure de la fréquence de résonance mécanique de chacune des structures ainsi que la mesure de puissance en conditions réelles, c'est-à-dire les structures éclairées par un QCL modulé à la fréquence de résonance des structures mécaniques. Ces mesures seront réalisées après la thèse et devraient amener à la publication de quelques articles.

4.5 Références du chapitre

- [1] QMC INSTRUMENTS. *Gallium doped Germanium (Ge:Ga) Photoconductive Detector*. 2008. URL : <http://www.terahertz.co.uk/qmc-instruments-ltd/thz-detector-systems/germanium-photoconductor> (cf. p. 146).
- [2] B. PAULILLO et al. « Ultrafast terahertz detectors based on three-dimensional meta-atoms ». In : *Optica* 4.12 (nov. 2017), p. 1451. DOI : [10.1364/optica.4.001451](https://doi.org/10.1364/optica.4.001451) (cf. p. 146).
- [3] M. STEFFANSON et I. RANGELOW. « Microthermomechanical infrared sensors ». In : *Opto-Electronics Review* 22.1 (jan. 2014), p. 1–15. DOI : [10.2478/s11772-014-0176-0](https://doi.org/10.2478/s11772-014-0176-0) (cf. p. 146).
- [4] P. G. DATSKOS et al. « Remote infrared radiation detection using piezoresistive microcantilevers ». In : *Applied Physics Letters* 69.20 (nov. 1996), p. 2986–2988. DOI : [10.1063/1.117752](https://doi.org/10.1063/1.117752) (cf. p. 146).
- [5] P. I. ODEN et al. « Uncooled thermal imaging using a piezoresistive microcantilever ». In : *Applied Physics Letters* 69.21 (nov. 1996), p. 3277–3279. DOI : [10.1063/1.117309](https://doi.org/10.1063/1.117309) (cf. p. 146).
- [6] S. R. MANALIS et al. « Two-dimensional micromechanical bimorph arrays for detection of thermal radiation ». In : *Applied Physics Letters* 70.24 (juin 1997), p. 3311–3313. DOI : [10.1063/1.119147](https://doi.org/10.1063/1.119147) (cf. p. 146).
- [7] D. GRBOVIC et al. « Arrays of SiO₂ substrate-free micromechanical uncooled infrared and terahertz detectors ». In : *Journal of Applied Physics* 104.5 (sept. 2008), p. 054508. DOI : [10.1063/1.2959574](https://doi.org/10.1063/1.2959574) (cf. p. 146).
- [8] Fabio ALVES et al. « Bi-material terahertz sensors using metamaterial structures ». In : *Optics Express* 21.11 (mai 2013), p. 13256. DOI : [10.1364/oe.21.013256](https://doi.org/10.1364/oe.21.013256) (cf. p. 146).
- [9] S WHITNEY. « Vibrations of cantilever beams : deflection, frequency, and research uses ». In : (avr. 1999) (cf. p. 148, 150).
- [10] S. TIMOSHENKO. « Analysis of Bi-Metal Thermostats ». In : *Journal of the Optical Society of America* 11.3 (sept. 1925), p. 233. DOI : [10.1364/josa.11.000233](https://doi.org/10.1364/josa.11.000233) (cf. p. 155).
- [11] Cherif BELACEL et al. « Optomechanical terahertz detection with single meta-atom resonator ». In : *Nature Communications* 8.1 (nov. 2017). DOI : [10.1038/s41467-017-01840-6](https://doi.org/10.1038/s41467-017-01840-6) (cf. p. 156–158).
- [12] Y. ZHANG et al. « Effect of buckling on the thermal response of microelectromechanical beam resonators ». In : *Applied Physics Letters* 111.2 (juil. 2017), p. 023504. DOI : [10.1063/1.4993740](https://doi.org/10.1063/1.4993740) (cf. p. 159).
- [13] Y. ZHANG et al. « Room temperature, very sensitive thermometer using a doubly clamped microelectromechanical beam resonator for bolometer applications ». In : *Applied Physics Letters* 108.16 (avr. 2016), p. 163503. DOI : [10.1063/1.4947444](https://doi.org/10.1063/1.4947444) (cf. p. 159).
- [14] Ya ZHANG et al. « Fast and sensitive bolometric terahertz detection at room temperature through thermomechanical transduction ». In : *Journal of Applied Physics* 125.15 (avr. 2019), p. 151602. DOI : [10.1063/1.5045256](https://doi.org/10.1063/1.5045256) (cf. p. 159, 160).

- [15] P. H. KIM et al. « Nanoscale torsional optomechanics ». In : *Applied Physics Letters* 102.5 (fév. 2013), p. 053102. DOI : [10.1063/1.4789442](https://doi.org/10.1063/1.4789442) (cf. p. 160).
- [16] G. ANETSBERGER et al. « Near-field cavity optomechanics with nanomechanical oscillators ». In : *Nature Physics* 5.12 (oct. 2009), p. 909–914. DOI : [10.1038/nphys1425](https://doi.org/10.1038/nphys1425) (cf. p. 160).
- [17] E. GAVARTIN, P. VERLOT et T. J. KIPPENBERG. « A hybrid on-chip optomechanical transducer for ultrasensitive force measurements ». In : *Nature Nanotechnology* 7.8 (juin 2012), p. 509–514. DOI : [10.1038/nnano.2012.97](https://doi.org/10.1038/nnano.2012.97) (cf. p. 160).

Conclusion et perspectives

Cette thèse résume les différents projets de recherche auxquels j'ai pu prendre part durant les trois années qui se sont écoulées. Le travail réalisé a permis de répondre aux différentes problématiques posées dans ces différents projets et présage des travaux supplémentaires pour les prochaines années.

Le premier chapitre de cette thèse a mis en contexte les problématiques liées au domaine térahertz en faisant un historique des différentes découvertes qui ont permis d'atteindre les connaissances actuelles ainsi qu'en listant quelques applications et intérêts de ce domaine de fréquences. Ce premier chapitre a également permis de faire une liste des différentes sources, de leurs performances, de leurs avantages et de leurs inconvénients. De même, afin d'introduire le troisième chapitre, une liste des différentes antennes utilisées dans le domaine térahertz a été faite.

La première partie du travail réalisé lors de cette thèse concerne le photo-mélange et les photodiodes UTC. Dans un premier temps, le modèle des photodiodes PIN présenté a permis de montrer que la dynamique des charges et notamment celle des trous est un problème pour la rapidité de ce type de photo-mélangeur. La photodiode UTC est donc une bonne amélioration de la photodiode PIN. Dans cette thèse, on a pu montrer que des photodiodes montées en cavité peuvent atteindre une photo-réponse 5 fois supérieure à celle d'une photodiode UTC classique ayant la même structure. L'optimisation du miroir semi-transparent de la cavité permet notamment d'atteindre une photo-réponse simulée de 0.57 AW^{-1} pour une photodiode de surface $16 \mu\text{m}^2$ lorsque celle-ci est éclairée par un laser à $1.55 \mu\text{m}$. La seconde partie de ce chapitre avait pour objectif de tester un logiciel de simulation pour savoir s'il peut prédire correctement les fréquences de coupure des photodiodes UTC. On a pu montrer que ce logiciel peut fonctionner correctement tant que la structure des photodiodes n'est pas aussi fine que celle réalisée au laboratoire. Il n'est également pas possible, pour le moment, d'utiliser le meilleur modèle de mobilité des électrons dans l'InP. Les résultats des simulations sont cependant assez proches du modèle de FEIGINOV car ils se basent tous les deux sur un modèle de dérive-diffusion. Les hypothèses supplémentaires faites dans le modèle de FEIGINOV semblent donc être valables. De façon à pouvoir valider les simulations, des mesures doivent être faites notamment en ce qui concerne l'optimisation du miroir semi-transparent pour la photo-réponse. Cependant, l'un de problèmes de la structure en peigne optimisée est que les rubans métalliques du peigne doivent être plus épais que la distance entre deux rubans, ce qui rend complexe la fabrication et demande beaucoup d'expérience en salle blanche. Une fois les photodiodes UTC reportées optimisées en photo-réponse il deviendra intéressant de les tester sur l'antenne à cornet-lentille [TEM](#), antenne dont la conception, la

réalisation et la mesure sont présentées dans le troisième chapitre de ce manuscrit. Cette antenne est une antenne cornet TEM fabriquée à partir d'une lentille en silicium. L'objectif de cette antenne est de rendre plus facile le positionnement de la source térahertz par rapport aux lentilles classiques, mais aussi économiser la surface du substrat utilisée normalement pour coller la source sur la lentille en silicium. Avec l'antenne à cornet-lentille, il devient possible de venir coller la source directement sur la pointe de celle-ci. Pendant la thèse, des simulations ont pu montrer que ce type d'antenne peut être utilisée à condition d'ajouter une couche antireflet bien conçue pour limiter les effets de cavité dans l'antenne. Avec cette couche antireflet, l'antenne ne présente que très peu de dispersion. La fabrication de l'antenne a ensuite montré qu'il n'est pas aussi facile d'avoir des surfaces usinées peu rugueuses ainsi qu'une pointe plane. Avoir une pointe plane est critique pour pouvoir venir coller une source par la suite. Plusieurs diagrammes de rayonnement et mesures de gain ont été réalisés sur l'antenne avant et après métallisation en l'alimentant par un guide rectangulaire. Ces mesures montrent que l'effet de lentille recherché est toujours présent, cependant, l'alimentation de l'antenne n'étant pas idéale, elle empêche d'avoir de meilleures mesures. Dans ces mêmes conditions, une communication à 312.6 GHz a permis de montrer avec ses diagrammes de l'œil que le taux d'ondes stationnaires dans l'antenne n'est pas nul. Indirectement, les deux *yeux* mesurés montrent que le signal se propage bien à travers l'antenne et montrent la nécessité de l'ajout d'une couche antireflet. Il restera ensuite à trouver un moyen d'aplanir la pointe de l'antenne pour pouvoir y coller une source de type photo-mélangeur. Les mesures étant toutes réalisées dans la bande WR3.4, il serait intéressant de pouvoir faire des mesures allant jusque 800 GHz pour voir les performances de l'antenne dans les fréquences pour laquelle elle a été conçue à l'origine.

Cette thèse a pris un tournant important au cours de la seconde année où j'ai pu participer à un projet de conception d'un capteur opto-mécanique en collaboration avec la start-up Vmicro et l'équipe nam6 du laboratoire. L'objectif est de réaliser un capteur rapide à température ambiante pour pouvoir mesurer la puissance d'ondes térahertz à 2.5 THz. Plusieurs approches utilisant l'effet bilame ont été proposées. La première approche envisagée, séparant l'antenne et la partie mécanique du capteur (le cantilever est la seule partie du capteur qui est libérée), a été rapidement abandonnée à cause des simulations montrant que l'amélioration de la sensibilité du capteur impose de fabriquer un cantilever avec des rubans métalliques trop proches. La seconde approche proposée est différente dans le sens où l'antenne fait partie intégrante de la structure mécanique. Cette dernière a une allure en U dont les deux bras sont couvertes de métal servant ainsi d'antenne. Cette structure a été validée malgré un régime transitoire en température un peu lent. Après fabrication, les mesures d'absorption ont montré que la fréquence d'absorption des différentes structures (longueur des antennes différentes) n'est pas celle attendue, mais qu'il existe une relation entre les simulations et les mesures. Il est donc possible de fabriquer une nouvelle série de structures autour de 2.5 THz. Ce projet n'étant pas terminé, un banc de mesure a été monté pour permettre de mesurer le fléchissement de chaque structure éclairée par un QCL à 2.5 THz. Ce banc de mesure permettra également de réaliser la mesure de la fréquence de résonance mécanique des structures. L'objectif final étant d'avoir un capteur avec une bande passante importante fonctionnant à température ambiante.

Pour conclure, bien que certains concepts de la thèse n'aient pas pu être poussés au maximum pour différentes raisons, plusieurs approches nouvelles ont été proposées dans

cette thèse et devront être poursuivies lors de travaux ultérieurs. Cette thèse m'aura permis d'acquérir beaucoup de connaissances dans des domaines très variés allant de la mécanique des poutres à la mesure d'antennes en passant par les problématiques liées à la fabrication de composants ou encore par la physique des semi-conducteurs. De plus, les différentes simulations faites m'ont permis d'acquérir suffisamment de facilités pour pouvoir utiliser mes compétences dans le cadre d'autres projets réalisés par d'autres étudiants.

Annexes

Hypothèses de la théorie des poutres

La théorie des poutres donne un cadre permettant de simplifier les calculs de résistance des matériaux. Cette simplification est possible en faisant des hypothèses sur les matériaux mis en jeu, sur la cinématique du problème ainsi que sur la géométrie du système. Pour pouvoir parler de poutres, on suppose que la longueur du système mécanique est grande devant sa section. On appelle axe neutre d'une poutre l'axe ne subissant aucune contrainte lorsque la poutre est soumise à un effort de flexion.

Hypothèses sur les matériaux :

- homogènes;
- isotropes;
- continus;
- dans le domaine élastique.

Hypothèses cinématiques :

- les sections normales à l'axe neutre restent normales à celui-ci après application des efforts;
- petites perturbations : les déformations et déplacements sont considérés comme petits permettant ainsi de linéariser le tenseur des déformations.

Principe de Saint-Venant :

On suppose que le comportement des poutres ne dépend pas de la façon dont les efforts sont appliqués.

Autres hypothèses :

- le rayon de courbure de l'axe neutre est grand par rapport à la section de la fibre;
- les variations d'aire d'une section droite (orthogonale à l'axe neutre) sont faibles et progressives.

La théorie des poutres peut permettre d'étudier les poutres comme un problème 2D et non 3D. On a donc moins d'inconnues à déterminer notamment lors de l'étude des efforts dans les liaisons entre la poutre et son entourage.

Abscisse curviligne, efforts intérieurs et poutre en flexion simple

B.1 Abscisse curviligne

En mécanique des matériaux, on s'intéresse aux déformations subies par un solide sous l'action d'une force ou d'un moment. Afin d'étudier correctement le cas de la flexion simple, on a besoin de l'abscisse curviligne que l'on note s .

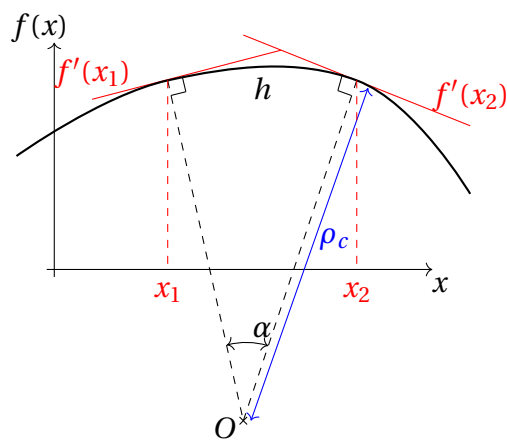


FIGURE B.1 – Illustration de l'abscisse curviligne.

Considérons la figure B.1. On appelle abscisse curviligne $s(t)$ la distance parcourue par la courbe en suivant la trajectoire $f(t)$ entre les instants t_0 et t . Mathématiquement parlant :

$$s(t) = \int_{t_0}^t \left\| \frac{df(\tau)}{d\tau} \right\| d\tau \quad (\text{B.1})$$

Dans notre cas, la trajectoire est définie de façon cartésienne : $y = f(x)$. On cherche à connaître une relation entre le rayon de courbure ρ_c en s et la courbe $y = f(x)$. On sait que le rayon de courbure est lié à l'abscisse curviligne de la façon suivante :

$$\frac{1}{\rho_c} = f''(s) \quad (\text{B.2})$$

Comme on peut le voir dans la figure B.1, il est possible de lier la courbure $\chi = \frac{1}{\rho_c}$ avec l'angle α et l'abscisse curviligne entre deux points :

$$\chi = \frac{d\alpha}{ds} \quad (\text{B.3})$$

Or, on sait que :

$$s = \int_{x_1}^{x_2} \left\| \frac{df(x)}{dx} \right\| dx \quad (\text{B.4})$$

Donc :

$$\frac{ds}{dx} = \|f'(x)\| = \sqrt{1 + f'^2(x)} \quad (\text{B.5})$$

La relation (B.5) est démontrable en faisant une représentation paramétrique de la courbe en posant $x = x$ et $y = f(x)$. On peut aussi montrer que :

$$\alpha(x) = \arctan(f'(x)) \quad (\text{B.6})$$

D'où la relation finale :

$$\frac{d\alpha}{dx} = \frac{f''(x)}{1 + f'^2(x)} \quad (\text{B.7})$$

Finalement, on aboutit à la relation finale entre la fonction f et la courbure de la courbe :

$$\chi = f''(s) = \frac{f''(x)}{(1 + f'^2(x))^{3/2}} \quad (\text{B.8})$$

B.2 Efforts intérieurs et flexion simple d'une poutre

a) Relation efforts intérieurs et extérieurs

Dans cette partie, on s'intéresse aux efforts internes dans une poutre (voir figure B.2). La détermination de ces efforts permet de connaître les contraintes à l'intérieur de la poutre. Ainsi, on isole la partie gauche de la poutre S^- située entre les abscisses 0 et x .

Dans ce cas, les efforts appliqués à la partie gauche S^- de la poutre par la droite S^+ sont les suivants :

- effort normal N ;
- effort tranchant dans la direction \vec{y} : V_y ;
- effort tranchant dans la direction \vec{z} : V_z ;
- moment de torsion : M_x ;
- moment de flexion dans la direction \vec{y} : M_y ;
- moment de flexion dans la direction \vec{z} : M_z .

La force s'appliquant à S^- sur S^+ s'écrit donc de la façon suivante :

$$F_{S^+/S^-} = \underbrace{\int_{\Sigma} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \vec{n}) \cdot \vec{e}_1 dS}_N + \underbrace{\int_{\Sigma} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \vec{n}) \cdot \vec{e}_2 dS}_{V_y} + \underbrace{\int_{\Sigma} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \vec{n}) \cdot \vec{e}_3 dS}_{V_z} + \quad (\text{B.9})$$

Dans le cas d'une poutre droite plane, on se ramène à un cas en deux dimensions. On isole une partie de la poutre de longueur dx à une distance x du début de la poutre. Cette partie isolée subit donc des efforts induits par le reste de la poutre à sa gauche (V , N et le

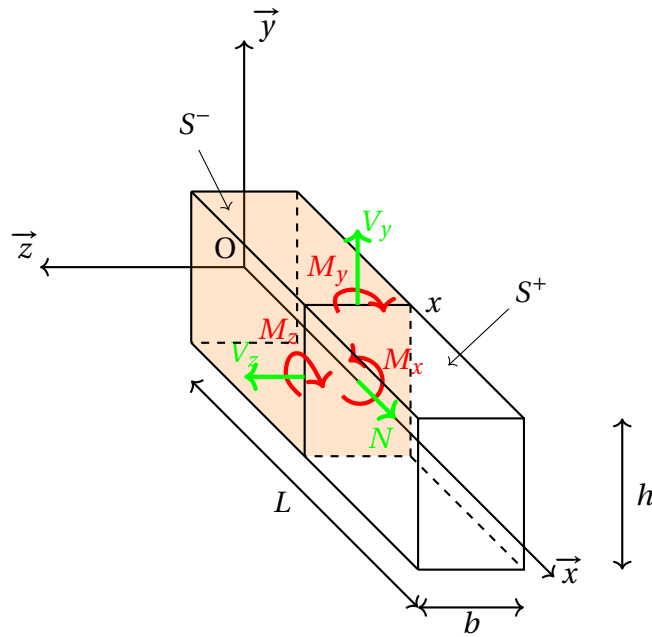


FIGURE B.2 – Poutre en 3D. On isole la partie gauche de la poutre (en rose) et on regarde les efforts subits.

moment M), par le reste de la poutre à sa droite ($V+dV$, $N+dN$ et le moment $M+d$) et par l'extérieur sous la forme de pressions $q(x)$ et $n(x)$ (voir figure B.3).

Dans ce cas à deux dimensions, les relations entre les efforts et les contraintes internes sont les suivantes :

$$N = \int_{\Sigma} \sigma_{11} dS \quad V = \int_{\Sigma} \sigma_{12} dS \quad M_z = \int_{\Sigma} -y \sigma_{11} dS \quad (\text{B.10})$$

En appliquant le principe fondamental de la statique au point A , on trouve les relations suivantes :

$$\begin{cases} N + dN - N + n(x)dx = 0 \\ V + dV - V + q(x)dx = 0 \\ -M + M + dM + \frac{q(x)dx^2}{2} + Vdx = 0 \end{cases} \quad (\text{B.11})$$

qui mènent aux relations :

$$\begin{cases} \frac{dN}{dx} = -n(x) \\ \frac{dV}{dx} = -q(x) \\ \frac{d^2M}{dx^2} = q(x) \end{cases} \quad (\text{B.12})$$

Dans le cas d'une poutre courbe plane, les relations précédentes deviennent :

$$\begin{cases} \frac{dN}{dx} - \frac{V}{\rho_c} = -n(x) \\ \frac{dV}{dx} + \frac{N}{\rho_c} = -q(x) \\ \frac{d^2M}{dx^2} = q(x) \end{cases} \quad (\text{B.13})$$

avec ρ_c le rayon de courbure de l'axe neutre de la poutre.

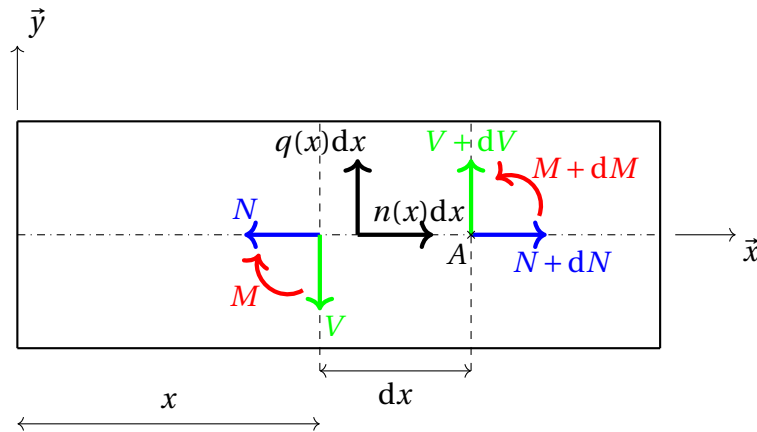


FIGURE B.3 – Énumération des efforts dans une poutre 2D.

b) Déformations classiques

Lorsqu'une poutre subit plusieurs efforts, si l'on fait l'hypothèse de Navier-Bernoulli (hypothèse de linéarité), on peut séparer les contributions de la flexion et de la traction/compression. Ce qui revient à dire que la déformation dans la direction de la poutre à une hauteur donnée est égale à la somme de l'allongement dû à la flexion et l'allongement dû à la traction/compression. On note S la section de la poutre et s l'abscisse curviligne de son axe neutre. On considère dans un premier temps le cas de la traction pure (voir figure B.4). On définit N l'effort normal appliqué, ϵ_{11}^N la déformation engendrée et E le module de Young du matériau.

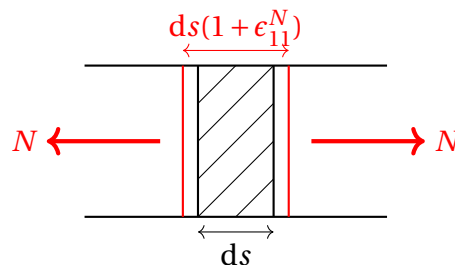


FIGURE B.4 – Effort et déformation d'une poutre en traction pure.

La relation liant la déformation et l'effort est la suivante :

$$N = \int_{\Sigma} \sigma_{11} dS = ES\epsilon_{11}^N \quad (\text{B.14})$$

D'où la relation liant l'effort à l'allongement de la poutre :

$$\epsilon_{11}^N = \frac{N}{ES} \quad (\text{B.15})$$

Dans le cas d'une flexion pure, la poutre n'est soumise qu'à un moment fléchissant dans l'axe hors plan appelé M_{fz} dans le reste de la thèse. On peut voir figure B.5 l'ensemble des grandeurs de la poutre en flexion. On note χ la courbure de la fibre neutre, ρ_c le rayon de courbure associé, ϵ_{11}^M la déformation à une distance y de l'axe neutre et s l'abscisse curviligne.

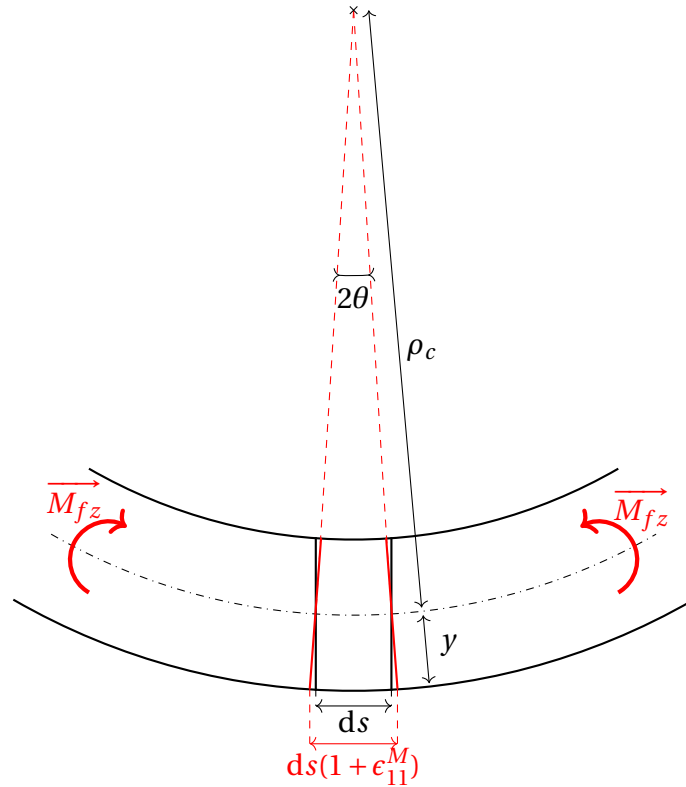


FIGURE B.5 – Effort et déformation d'une poutre en flexion

On peut écrire la relation suivante :

$$\tan \theta \approx \frac{ds}{2\rho_c} \approx \frac{ds(1 + \epsilon_{11}^M)/2}{\rho_c - y} \quad (\text{B.16})$$

On peut en déduire que :

$$\frac{ds(1 + \epsilon_{11}^M)}{ds} = (1 + \epsilon_{11}^M) = 1 - \chi y \quad (\text{B.17})$$

Donc :

$$\epsilon_{11}^M = -\chi y \quad (\text{B.18})$$

Or on sait que le moment fléchissant $M_{fz} = \int_{\Sigma} -y\sigma_{11}dS$. En utilisant la loi de Hooke et la relation (B.18), on trouve que :

$$M_{fz} = E\chi \underbrace{\int_{\Sigma} y^2 dS}_{I_z} \quad (\text{B.19})$$

où I_z est le moment quadratique de la section droite dans la direction \vec{z} (sortante du plan). Finalement, on trouve la relation liant la courbure au moment fléchissant :

$$M_{fz} = EI_z\chi \quad (\text{B.20})$$

Ainsi, pour le calcul de la déformée f (allure de la fibre neutre après application des efforts fléchissants), il faut se rappeler que $\chi(s) = f''(s)$. Or on a vu que :

$$f''(s) = \frac{f''(x)}{(1 + f'^2(x))^{3/2}} \quad (\text{B.21})$$

Dans le cas des petites déformations, on a $f'(x) \approx 0$ soit $f''(s) \approx f''(x)$, ce qui donne la relation suivante entre le moment fléchissant et la déformée :

$$f''(x) = \frac{M}{EI_z} \quad (\text{B.22})$$

Déformée et flèche d'une poutre en flexion simple

Dans cette partie, on va étudier le cas d'une poutre encastree d'un cote et libre de l'autre soumise a une action ponctuelle \vec{F} au bout de celle-ci. La poutre est donc en flexion simple. La figure C.1 permet de poser le probleme. La poutre est representee par le trait bleu, on appelle Y_A et M_A les efforts subis par la poutre au niveau de la liaison encastrement. La poutre est de longueur L .

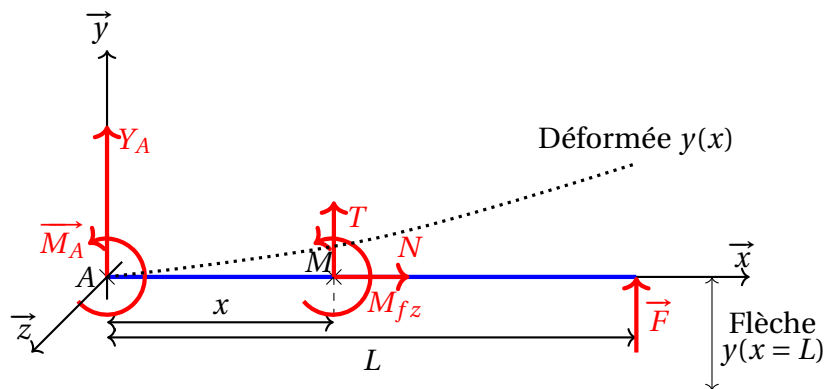


FIGURE C.1 – Efforts intérieurs et extérieurs d'une poutre soumise à une seule force ponctuelle \vec{F} . En pointillés, on peut voir l'allure de la déformée.

Dans un premier temps, on isole la poutre entière et l'on applique le principe fondamental de la statique projeté sur les différents axes \vec{x} , \vec{y} et \vec{z} :

$$\begin{cases} X_A = 0 \\ Y_A = -F \\ M_A = -FL \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

On isole maintenant une partie de la poutre comprise entre la liaison encastrement et une abscisse x . Cette partie de poutre est donc soumise aux efforts de la liaison encastrement ainsi qu'aux efforts T , N et M_{fz} engendrés par le reste de la poutre. L'équilibre intérieur permet de donner les relations suivantes :

$$\begin{cases} N = 0 \\ T + Y_A = 0 \\ M_{fz} + M_A + Tx = 0 \end{cases} \quad (\text{C.2})$$

On peut donc en déduire le moment fléchissant :

$$M_{f_z} = FL - Tx = F(L - x) \quad (\text{C.3})$$

Dans le cas d'une flexion simple, et en faisant l'hypothèse des petites déformations (voir annexe B.2), la déformée y dépend de la position x dans la poutre et s'exprime de la façon suivante :

$$y''(x) = \frac{M_{f_z}}{EI_z} \quad (\text{C.4})$$

où I_z est le moment quadratique de la poutre suivant l'axe de rotation \vec{z} . La déformée s'exprime donc sous la forme :

$$y(x) = -\frac{F}{6EI_z}x^3 + \frac{FL}{2EI_z}x^2 + Ax + B \quad (\text{C.5})$$

où A et B sont des constantes dépendantes des conditions aux limites qui elles-mêmes sont liées à l'encastrement en $x = 0$:

$$\begin{cases} y(x=0) = 0 \\ y'(x=0) = 0 \end{cases} \quad (\text{C.6})$$

Soit une déformée de la forme :

$$y(x) = -\frac{F}{6EI_z}x^3 + \frac{FL}{2EI_z}x^2 \quad (\text{C.7})$$

À partir de la déformée, il est possible de calculer la flèche qui est une fonction linéaire de la force appliquée :

$$y(x=L) = \frac{L^3}{3EI_z}F \quad (\text{C.8})$$

Liste des acronymes

- AUT** antenne sous test ou *Antenna Under Test*. 116, 118, 135
- BER** taux d'erreur ou *Bit Error rate*. xv, 135, 136
- DFG** génération par différence de fréquence ou *Difference Frequency Generation*. 14
- FFT** transformée de Fourier rapide ou *Fast Fourier Transform*. xvii, 87, 131, 166, 168, 172
- GBF** Générateur de signaux Basse Fréquence. 118
- HBT** HBT ou *Heterojunction Bipolar Transistor*. 16
- HEMT** HEMT ou *High Electron Mobility Transistor*. 16
- IEMN** Institut d'Électronique, Microélectronique et Nanotechnologie. v, xiii, 69, 70
- IMPATT** IMPATT ou *IMPact Avalanche Transit Time*. 16, 17
- MEB** microscope à balayage électronique ou *Microscope électronique à balayage*. xii, xvi, 42, 114, 164, 165
- MEMS** micro système mécanico-électrique ou *MicroElectroMechanical System*. vii, 142, 149, 152
- MIR** moyen infrarouge ou *Middle InfraRed*. 142
- NEP** puissance de bruit équivalente ou *Noise Equivalent Power*. 152
- PEC** conducteur parfait ou *Perfect Electrical Conductor*. 104
- photodiode MUTC** photodiode à transport unipolaire modifiée, ou *Modified Uni-Travelling Carrier PhotoDiode*. 68, 69
- photodiode UTC** photodiode à transport unipolaire, ou *Uni-Travelling Carrier PhotoDiode*. vii, xi, xiii, 19, 58, 68–72, 75, 77, 78, 81, 83–85, 87–89, 92, 93, 96, 97, 151
- PLL** boucle à verrouillage de phase ou *Phase-Locked Loop*. 151
- QCL** laser à cascade quantique, ou *Quantum Cascade Laser*. xi, 6, 11–13, 54, 149, 174, 178
- RTD** RTD ou *Resonant Tunneling Diode*. 16
- Si-PL** pyramide en silicium ou *Silicon Pyramidal Lens*. xv, 117, 118

- SOI** silicium insulé ou *Silicon On Insulator*. [xvi](#), [152](#), [154](#), [156–158](#), [160](#), [162](#)
- TDS** spectroscopie dans le domaine temporel ou *Time Domain Spectroscopy*. [v](#), [xv](#), [xvi](#), [6](#), [14](#), [18](#), [116](#), [123](#), [125–129](#), [131–133](#), [166](#), [168](#), [169](#)
- TEM** Transverse Electro-Magnetique. [xiv](#), [xv](#), [xx](#), [27](#), [38](#), [102–110](#), [112](#), [113](#), [116](#), [117](#), [122](#), [123](#), [127](#), [133](#), [135](#), [177](#), [178](#)
- TOS** Taux d'Onde Stationnaire. [137](#)

Communications scientifiques

Participation aux conférences

- Présentation orale à 44th *International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Wave* (IRMMW-THz) en 2019 à Paris :

K. FROBERGER, C. BELEM GONCALVES, G DUCOURNAU, J-F LAMPIN. Radiation pattern of a silicon-lens horn antenna.

- Poster aux *French-German Terahertz Confernce* (FGTC) en 2019 à Kaiserslautern :

K. FROBERGER, C. BELEM GONCALVES, G DUCOURNAU, J-F LAMPIN. Pyramidal silicon filled shape measurement for TEM horn antenna applications.

- Poster aux *Journées Nationales Micro-onde* (JNM) en 2019 à Caen :

K. FROBERGER, S. MITRYUKOVSKIY, R. PERETTI, G DUCOURNAU, J-F LAMPIN. Antenne à cornet TEM en silicium.

- Poster aux 9^e *journées térahertz* en 2017 à Dunkerque :

K. FROBERGER, G DUCOURNAU, J-F LAMPIN. High directivity terahertz TEM horn antenna based on silicon.

Publications

- Article en cours d'écriture pour être publié dans *electronic letters*.

- Article de conférence : K. FROBERGER, C. BELEM GONCALVES, G. DUCOURNAU, J-F LAMPIN. Radiation pattern measurements of a silicon-lens horn antenna. 44rd *International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves IRMMW-THz 2019*.

- R. PERETTI, S. MITRYUKOVSKIY, K. FROBERGER, M. A. MEBARKI, S. ELIET, M. VANWOLLEGHEM, J-F LAMPIN. THz-TDS time trace analysis for physical parameters extraction. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* (mar 2019), vol.9, p. 136-149.

- Article de conférence : R. PERETTI, S. MITRYUKOVSKIY, K. FROBERGER, M. A. MEBARKI, S. ELIET, M. VANWOLLEGHEM, J-F LAMPIN. Retrieving material and metamaterial parameters directly from time domain spectroscopy time trace. 43rd *International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves IRMMW-THz 2018*.

- Article de conférence : K. FROBERGER, G. DUCOURNAU, J-F LAMPIN. High directivity terahertz Silicon-lens TEM horn antenna. 43rd *International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves IRMMW-THz 2018*.

- Article de conférence : M. MICICA, S. MITRYUKOVSKIY, K. FROBERGER, R. PERETTI, S. ELIET, M. VANWOLLEGHEM, J-F. LAMPIN. Modeling and parameter retrieving in time domain spectroscopy of material and metamaterial. *Nonlinear optics and its applications* (mai 2018).