

Thèse

présentée à

UNIVERSITE DE LILLE – SCIENCES ET TECHNOLOGIES

Ecole Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur, Université de Lille, Nord de France

en vue de l'obtention du titre de Docteur dans la spécialité

Electronique, Microélectronique, Nanoélectronique et Micro-ondes

par

Sara BRETIN

Soutenance prévue le 25 septembre 2019

***Communications sans fil aux fréquences terahertz :
Applications à la vidéo haute définition temps réel.***

Présidente : Nathalie Rolland, Professeur, Université de Lille.

Rapportrice : Anne-Laure Billabert, Maître de conférences HDR, ESYCOM le Cnam Paris.

Rapporteur : Mohammed Himdi, Professeur, IETR Rennes.

Examineur : Stéphane Blin, Maître de conférences HDR, IES Montpellier.

Directeur de thèse : Guillaume Ducournau, Professeur, Université de Lille.

Co-directeur de thèse : Mohammed Zaknoune, Directeur de recherches, CNRS.

Invitée : Docteur Rose-Marie Sauvage, DGA.

Invité : Malek Zegaoui, Ingénieur de recherches, CNRS, IRCICA-IEMN.

Thèse

présentée à

UNIVERSITE DE LILLE – SCIENCES ET TECHNOLOGIES

Ecole Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur, Université de Lille, Nord de France

en vue de l'obtention du titre de Docteur dans la spécialité

Electronique, Microélectronique, Nanoélectronique et Micro-ondes

par

Sara BRETIN

Soutenance prévue le 25 septembre 2019

Communications sans fil aux fréquences terahertz :

Applications à la vidéo haute définition temps réel.

Présidente : Nathalie Rolland, Professeur, Université de Lille.

Rapportrice : Anne-Laure Billabert, Maître de conférences HDR, ESYCOM le Cnam Paris.

Rapporteur : Mohammed Himdi, Professeur, IETR Rennes.

Examineur : Stéphane Blin, Maître de conférences HDR, IES Montpellier.

Directeur de thèse : Guillaume Ducournau, Professeur, Université de Lille.

Co-directeur de thèse : Mohammed Zaknourne, Directeur de recherches, CNRS.

Invitée : Docteur Rose-Marie Sauvage, DGA.

Invité : Malek Zegaoui, Ingénieur de recherches, CNRS, IRCICA-IEMN.

À Pierre,

Remerciements

Je remercie la DGA et l'université de Lille d'avoir accepté ma candidature pour cette thèse et de m'avoir accordé un financement dans ce cadre.

Je souhaite remercier les membres du jury d'avoir évalué le travail de thèse et d'être venu le jour de la soutenance. Je remercie Nathalie Rolland d'avoir présidé ce jury et je tiens à remercier les membres du jury, Anne-Laure Billabert, Mohammed Himdi et Stéphane Blin pour leur bienveillance le jour de la soutenance et leur intérêt pour les travaux réalisés. Je remercie Rose-Marie Sauvage pour son suivi pendant la thèse et Malek Zegaoui d'avoir été présent le jour de la soutenance.

Je remercie mes deux directeurs de thèse Guillaume et Mohammed de m'avoir accepté en thèse et pour m'avoir fait découvrir le monde de la recherche et des laboratoires. Je remercie Guillaume de m'avoir permis de donner des enseignements dans sa filière mais aussi pour les nombreuses manipulations sur lesquelles nous sommes restés « jusqu'à pas d'heure ». Son expérience, son investissement et sa motivation ont été précieuses pour démarrer cette thèse.

Je souhaite aussi remercier les membres de l'équipe Photonique-THz. Je remercie Emilien et Jean-François pour les quelques discussions toujours pertinentes que nous avons eues pendant la thèse. Je remercie Matthias pour avoir maintenu le calculateur Maxwell à flot pour réaliser des simulations dans les meilleures conditions. Je remercie aussi les derniers membres arrivés, Romain et Stefano et leur bonne humeur contagieuse.

Je remercie mes co-bureaux successifs qui ont su me supporter tour à tour. Je remercie Martin, Oleksandr et Mickael et leur souhaite le meilleur pour la suite. Les nombreuses conversations professionnelles ou non que nous avons eu ont été très instructives et je vous en remercie.

Je souhaite remercier aussi les autres membres de l'équipe qui ont été d'un soutien inestimable pendant cette expérience singulière : Maximilien avec qui nous avons beaucoup partagé, une grande rencontre, presque un binôme ; Yann pour son sourire, son optimisme et sa franchise ; Thomas pour sa bonne humeur contagieuse. Enfin, je remercie Fuanki pour qui des mots ne suffisent pas. Tu m'as tellement apporté du point de vue humain et scientifique durant l'expérience de thèse que ce soit par tes connaissances scientifiques, ton mental d'acier, ton sourire à toute épreuve et ta bienveillance.

Je remercie les membres de l'équipe OPTO qui m'ont coaché pour la soutenance de thèse. Jean-Pierre, Matthieu et Sophie dont les conseils avisés m'ont permis d'améliorer la présentation des travaux réalisés. Je remercie particulièrement Sophie qui a pris le temps de relire l'ensemble du manuscrit.

Le travail de thèse présenté dans ce document n'aurait été possible sans les conseils et l'aide précieuse que m'ont apporté de nombreuses personnes. C'est pourquoi cette partie s'adresse au personnel de la salle blanche et de la salle de caractérisation. Je remercie Flavie et ses gravures lasers ; Garrett pour le temps passé ensemble sur les gravures RIBE et pour toutes les connaissances qu'il a su me transmettre ; Christophe pour m'avoir appris à utiliser le MEB et pour tous les conseils avisés qu'il m'a donnés pendant la thèse ; Annie et Marc pour l'ensemble des métallisations réalisées durant les deux années que j'ai passées en salle blanche. Je ne saurais conclure cette partie sans remercier l'aide riche et inestimable apportée par l'équipe lithographie, je ne vous remercierais jamais assez du temps que vous avez passé pour trouver des solutions, me conseiller et m'orienter. Ce travail de thèse n'aurait pas été le même sans vous. Je remercie François dont les connaissances sont une véritable mine d'or. Sa disponibilité, sa pédagogie et sa bienveillance envers tous forcent le respect. Marc, c'était génial de te croiser presque chaque matin, toujours de bonne humeur ; mais aussi de croiser Pascal et sa capacité à trouver des solutions et précédents à chaque problème de révélation et Yves et son savoir, son

expérience, son humilité et son humour. Je remercie aussi Sylvie, son sourire, son franc-parler, et pour les mesures de paramètres S réalisées. Je remercie Etienne pour m'avoir déboguées sur mes débuts Labview.

Je souhaite remercier aussi l'ensemble des personnes que j'ai côtoyés pendant les années de thèse à l'IEMN et qui ont égayé mes journées. Je crains d'oublier des personnes tellement ces trois années ont été riches en rencontres : Yoann, Alexandre, Matej, Louis, Ezgi, Riad, Tommy, Joao, Khadim, Nicolas, Hadrien, Flavien, Adrien, Idriss,... Enfin, je remercie la fine équipe du midi, Kévin, Astrid, Romain, Sarah, Maxime et Léna. Bon courage à vous pour la suite.

Je remercie les personnes qui m'ont permis de préparer l'avant thèse : Michèle pour m'avoir initiée à la recherche, M. Li et Mohammed pour m'avoir donné goût à la recherche académique et pour leur confiance à me confier un projet, Marc pour l'expérience qu'il m'a apportée pendant l'année précédant la thèse.

Je souhaite remercier ma famille et mes amis ; Nono, coloc de début de thèse et Cravec : chez moi c'est toujours un peu chez toi. Je remercie aussi la petite vieille Kyo.

Je remercie Pierre pour m'avoir initié à l'électronique, pour m'avoir soutenu et supporté durant toutes les années fac dans les meilleurs comme dans les pires moments et surtout je le remercie de son soutien sans faille pendant l'épreuve que fut la thèse.

Sommaire

Liste des Figures	3
Liste des Tableaux	IX
Glossaire	X
1 Introduction générale	1
2 Les fréquences terahertz : Etat de l'art des applications, sources et éléments d'intégration. .	3
2.1 Les applications des fréquences Terahertz	4
2.1.1 Introduction	4
2.1.2 Le biomédical	4
2.1.3 L'industrie	5
2.1.4 La sécurité et la défense	6
2.1.5 Les télécommunications	7
2.1.6 Autres applications des THz	8
2.2 Les sources de radiations terahertz	9
2.2.1 Sources à composants électroniques	9
2.2.2 Sources électroniques sous vide	15
2.2.3 Sources mécaniques	17
2.2.4 Sources optiques.....	17
2.2.5 Sources optoélectroniques	18
2.3 L'intégration aux fréquences millimétriques et Terahertz.....	26
2.3.1 Les interconnexions	27
2.3.2 Les lignes de transmission	28
2.3.3 Les guides d'ondes.....	29
2.3.4 L'assemblage d'antennes sur lentille	30
2.4 Conclusion	32
References	33
3 Les photodiodes UTC à électrode supérieure nanostructurée.	41
3.1 Les limites de la photodiode UTC.....	42
3.1.1 Le temps de transit des électrons.....	42
3.1.2 La capacité de la structure UTC	44
3.1.3 L'épitaxie des photodiodes UTC.....	45
3.2 Le contact supérieur des photodiodes UTC	46
3.3 Mesures à l'origine de la problématique	48
3.3.1 Photodiode en cavité	48
3.3.2 Mesures de la photoréponse des RCE-UTC.....	48
3.4 La variation des motifs de l'électrode supérieure.....	52
3.5 Simulation de la dépendance en polarisation optique	53
3.6 La fabrication des photodiodes UTC	55
3.6.1 Le contact supérieur	56
3.6.2 Le mesa de photodiode	57
3.6.3 Le contact N	60
3.6.4 L'isolation des composants.....	60
3.6.5 Les accès coplanaires, flip chip et antennes Bow-Tie	61
3.6.6 Les ponts à air	61
3.7 Les structures à flip-chip.	65
3.8 Les structures multiples	65

3.9	Les gravures RIBE	66
3.10	Caractérisation de photodiodes en DC	69
3.10.1	Linéarité	69
3.10.2	Impact du réseau	70
3.11	Caractérisation de puissance RF.....	71
3.12	Emplacement optimal du spot optique et profils spatiaux.....	75
3.13	La dépendance en puissance à la polarisation optique	76
3.14	Conclusion	78
References		79
4	L'intégration de photodiode.	81
4.1	Intégration en guide.....	82
4.1.1	Guide d'onde WR-3.....	83
4.1.2	Transition entre la photodiode et le guide d'onde WR-3	84
4.1.3	Le bloc mécanique	95
4.2	PCB au récepteur.....	95
4.3	Conclusion	98
References		99
5	Télécommunications.	101
5.1	Fonction de distribution cumulative complémentaire.....	102
5.1.1	Définition de la CCDF	102
5.1.2	Mesures de CCDF	103
5.2	Télécommunications sans fils.....	110
5.2.1	Système de génération du lien terahertz	112
5.2.2	Liens QAM-16.....	112
5.2.3	Performances des photodiodes utilisées.....	113
5.2.4	Transmission en espace libre	114
5.3	Démonstration de multiplexage / démultiplexage à 300 GHz	116
5.3.1	Dispositif de multiplexage et démultiplexage.....	116
5.3.2	Banc de mesure	117
5.3.3	Le démultiplexage.....	117
5.3.4	Multiplexage-Démultiplexage.....	120
5.4	Conclusion	122
References		123
6	Conclusion générale	125
7	Annexe	127
7.1	Intégration sur antenne	127
7.1.1	Antennes symétriques	127
7.1.2	Antennes non-symétriques.....	130
7.1.3	Impact du substrat et de la lentille hyperhémisphérique.....	133
7.1.4	Impact d'une couche anti-reflet en parylène sur la lentille hyperhémisphérique	134

Liste des Figures

Figure 1: Spectre électromagnétique ($\lambda = c/f$; $E = hf$).	4
Figure 2: Etat de l'art des communications sans fils dans la bande de fréquence 60 GHz – 1 THz pour des débits supérieurs à 1 Gbps.	8
Figure 3: Etat de l'art des puissances émises par des oscillateurs à résistances différentielles négatives au-delà de 60 GHz.	11
Figure 4: Etat de l'art des puissances émises par des circuits actifs à transistor au-delà de 60 GHz.	12
Figure 5: Etat de l'art des puissances émises par des multiplieurs de fréquences au-delà de 60 GHz.	14
Figure 6: Etat de l'art des puissances émises par des supraconducteurs au-delà de 60 GHz.	15
Figure 7: Etat de l'art des puissances émises par des QCL entre 1 et 10 THz.	18
Figure 8: Photoconducteur LTG-GaAs a) utilisant la résonance des plasmons de surface [156], b) en cavité utilisant la transmission optique extraordinaire [157] c) à électrodes interdigitées [162].	19
Figure 9: Etat de l'art des puissances émises par des photoconducteurs au-delà de 60 GHz.	20
Figure 10: Structure de la photodiode a) PN b) PIN c) UTC d) TTR.	21
Figure 11: Intégration du guide optique sur une photodiode a) à ondes progressives (d'après [167]) b) en guide (d'après [169]).	22
Figure 12: Etat de l'art des photoréponses des photodiodes UTC en fonction de la fréquence pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$	24
Figure 13: Diagramme de bande des photodiodes a) UTC b) MUTC c) NB-UTC.	24
Figure 14: Etat de l'art des performances de photodiodes au-delà de 60 GHz.	25
Figure 15: Interconnexions : a) bonding à un fil, b) bonding à trois fils, c) brasure ; d) collage.	27
Figure 16: Lignes de propagation : a) microruban, b) coplanaire, c) coplanaire à ruban ; d) coplanaire à plan de masse.	28
Figure 17: Procédés de réalisation des éléments d'intégration en guide WR-3 : a) par usinage, b) par assemblage, c) mixte plastique/métal par assemblage ; d) par impression 3D (stéréolithographie).	29
Figure 18: lentilles a) hyperhémisphérique b) hémisphérique aplatie.	31
Figure 19: Comparaison analytique des fréquences de coupure dans la zone absorbante et zone collection des photodiodes UTC en fonction de l'épaisseur de la zone absorbante et zone collection pour différentes différences de potentiel.	43
Figure 20: Comparaison des fréquences de coupure dans la structure UTC a) pour une épaisseur de zone absorbante de 100 nm b) et pour une épaisseur de collecteur de 150 nm.	44
Figure 21: Elements passifs de la structure UTC (d'après [3]).	44
Figure 22: Mode fondamental des plasmons de surface horizontaux dans les réseaux métalliques sub longueur d'onde.	46
Figure 23: Mode fondamental des plasmons de surface verticaux (en vert) et cavités plasmoniques (en bleu) dans les réseaux métalliques sub longueur d'onde.	46
Figure 24: Réseaux d'ouverture circulaires et carrées sub longueur d'onde dans une couche de métal.	47
Figure 25: Photodiode résonante en cavité.	48
Figure 26: Mesure de la photoréponse des photodiodes en cavité entre 1510 et 1630 nm.	49
Figure 27: Mesure de la photoréponse des photodiodes en cavité entre 1510 et 1630 nm sur des structures avec et sans cavité optique intégrée à la structure.	50
Figure 28: Mesure de la photoréponse de photodiodes en cavité de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ entre 1510 et 1630 nm sur des structures en cavité optique en différents endroits du wafer.	50
Figure 29: Mesure de la photoréponse des photodiodes en cavité entre 1510 et 1630 nm sur des structures en cavité optique à surface de photodiode différentes.	51

Figure 30: Mesure de la photoréponse des photodiodes en cavité entre 1510 et 1630 nm à diamètres de spot optique de 3 et 10 μm .	51
Figure 31: Mesure de la photoréponse des photodiodes en cavité entre 1510 et 1630 nm sur des structures en cavité optique en polarisation optique TM et TE.	52
Figure 32: Topologies d'électrodes supérieures des photodiodes UTC. Réseaux lamellaires a) et b), réseaux 2D à ouvertures carrées c) circulaires d), et géométriquement variables e), électrode à cercles concentriques f) et en zig zag g).	53
Figure 33: Cartographie des zones d'absorption sous un réseau métallique à facteur de remplissage 0,7/1 a) 10 périodes en mode TE b) 10 périodes en mode TM c) 4 périodes en mode TE d) 4 périodes en mode TM.	54
Figure 34 : Dépendance de la structure à la polarisation optique en pourcentage en fonction de la taille du réseau/de la structure pour différents facteurs de remplissage.	54
Figure 35: Etapes du procédé de fabrication des photodiodes UTC : métallisation du contact P a), gravure du mesa de photodiode b), métallisation du contact N c), dissociation des composants d), métallisation des accès coplanaires e) et réalisation du pont à air f).	56
Figure 36: Procédé de fabrication pour la métallisation du contact P des photodiodes UTC.	57
Figure 37: Procédé de fabrication pour la structuration du mesa de photodiode a) structure avant gravure, b) protection du mesa, c) gravure du mesa, d) état après gravure e) vue SEM de profil f) vue SEM du dessus.	57
Figure 38: Couches de semiconducteurs gravées pendant la gravure humide.	58
Figure 39: Couches de semiconducteurs gravées pendant la gravure humide a) vue de profil b) vue de dessus, c) profil de gravure de l'InGaAs d) profil de gravure de l'InP.	59
Figure 40: Vitesse de gravure de l'InP et de l'InGaAs en fonction de l'angle de gravure utilisé et image MEB de la gravure de l'InP.	59
Figure 41: Procédé de réalisation du contact N a) état initial b) résinage c) révélation d) métallisation Pd / Ti / Pt / Au e) structure 2D après lift-off. f) vue 3D de la structure de contact N après lift-off.	60
Figure 42: Image MEB de l'état de la résine après révélation. Image au microscope du même motif dont la dose a été corrigée insuffisamment puis correcte pour le motif réalisé.	61
Figure 43: Couches gravées pour la dissociation des composants.	61
Figure 44: Images MEB de chaque étape du procédé de fabrication des ponts de métal permettant la connexion entre les contacts N et P et les accès coplanaires.	62
Figure 45: Procédé de fabrication du Pont avec un empilement PMMA 5% 950K / COPO ARP 33% / CSAR-62.	63
Figure 46: Images MEB du fluage de la résine sacrificielle PMMA 5% 950K dans le procédé de fabrication de ponts à air.	64
Figure 47: Images MEB des cratères provoqués par une évacuation des solvants de la résine COPO ARP 33%, d'un fluage qui s'est poursuivi pendant le recuit des résines COPO ARP 33 % et CSAR-62 lors d'un recuit à 130 °C.	64
Figure 48: Images MEB des fissures produites lors du rinçage de la CSAR-62 à l'IPA provoquées par une évacuation des solvants de la résine COPO ARP 33%, structures lors d'un rinçage à l'eau de la CSAR-62 et d'un recuit à 130 °C.	64
Figure 49: Images MEB des ponts et accès électriques produits en une étape de métallisation.	65
Figure 50: Images MEB des ponts reliant les accès pour du Flip chip.	65
Figure 51: Images MEB des structures à 90° et multiples.	66
Figure 52: Vitesse de gravure de l'or pour deux tensions d'accélération (300 et 600V) en fonction de l'angle de gravure, comparaison des vitesses de gravures et maximum de l'or et de la résine AznLof 2020 diluée en fonction de l'angle de gravure. Profil de gravure et quantité de redépôt pour des tensions d'accélération de 300 et 600V et une incidence normale au substrat.	67
Figure 53: Profil des flancs de gravure RIBE d'or sur une couche de titane protégée par la résine AznLOF 2020 diluée pour différents angles d'incidence du faisceau d'ions, 0° étant la normale par rapport au substrat. a) 0°,	

b) 15° c) collerette de redépôt conservée après nettoyage de la résine, d) 30°, e) 45°, f) effet d'ombre g) 75° h) motifs d'or de $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ gravés à 0° puis 75° i) motifs d'or de $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ gravés à 45° puis 0°.....	68
Figure 54: Mesure du photocourant généré par une photodiode de diamètre $10 \mu\text{m}$ en fonction de sa tension de polarisation pour des puissances optiques de 0,06 mW à 29,20 mW en sortie de fibre optique.....	69
Figure 55: Courbes de courant photogénéré en fonction de la puissance optique et de la taille du mesa de photodiode pour un réseau lamellaire de 0.5/1.....	70
Figure 56: Courbes de courant photogénéré en fonction de la puissance optique pour deux tailles de mesa de photodiodes et des facteurs de remplissage de l'électrode supérieure de 0,3/1, 0,5/1 et 0,7/1.....	71
Figure 57: Principe du photomélangement de deux lasers.....	71
Figure 58: Banc de mesure pour la mesure de puissance RF générée par une photodiode UTC.....	72
Figure 59: Mesures de puissances sur les photodiodes UTC sous polarisation électrique de -1 V a) Puissance RF en fonction de la fréquence entre 5 et 110 GHz à puissance optique constante normalisée pour un photocourant de 1 mA et différentes tailles de photodiode b) Puissance RF en fonction du photocourant à 100,2 GHz pour différentes tailles de photodiode c) Puissance RF en fonction de la puissance optique incidente à 100,2 GHz pour différentes tailles de photodiode d) Puissance RF en fonction de la puissance optique incidente pour différents facteurs de remplissage.....	73
Figure 60: Image MEB du réseau 2D à ouvertures a) carrées c) géométriquement variables e) circulaires. Mesures de puissances en fonction de la fréquences sur les photodiodes UTC en réseau 2D pour un courant de 1 mA. Puissance générée par les photodiodes pour différents facteurs de remplissage pour des ouvertures b) carrées d) géométriquement variables f) circulaires.....	74
Figure 61: Image MEB du réseau à cercles concentriques a) non liés b) liés c) Mesures de la puissance générée par les photodiodes UTC à 1 mA entre 5 et 110 GHz pour différentes configurations d'électrodes à cercles concentriques.....	75
Figure 62: a) Image MEB du réseau lamellaire en zig zag b) Mesures de la puissance générée par les photodiodes UTC à contact zig zag à 100,2 GHz.....	75
Figure 63: Position optimale du spot optique et profils spatiaux de la photoréponse.....	76
Figure 64: Dépendance à la polarisation et valeurs minimales de dépendance obtenues par type de contact quelque soit le facteur de remplissage.....	77
Figure 65: Configuration du champ électrique en mode TE_{10} vu du dessus.....	82
Figure 66: Paramètres $S_{1,2}$ de guides d'onde WR-2, 3 et 4 en laiton.....	82
Figure 67: Paramètres $S_{1,2}$ de guides d'onde WR-3 pour différents conducteurs.....	83
Figure 68: Paramètres $S_{1,2}$ de guides d'onde WR-3 a) et de ses variations de dimensions, b) et de guide à rugosité entre 15 et $50 \mu\text{m}$	84
Figure 69: Partie inférieure de l'intégration de photodiode UTC en guide WR-3.....	85
Figure 70: Minima et maxima des paramètres $S_{1,2}$ (dB) de lignes microrubans de $50 \mu\text{m}$ sur substrat de quartz.....	85
Figure 71: Atténuation maximale subie par le signal sur la bande [220—320 GHz] en fonction de l'épaisseur de gravure du substrat de quartz pour différentes largeurs.....	86
Figure 72: Visualisation en coupe du champ électrique dans la structure microruban ouverte pour 90 (a) et $95 \mu\text{m}$ (b) d'épaisseur.....	86
Figure 73: Modèle de la sonde rectangulaire et paramètres de variations.....	87
Figure 74: Paramètres $S_{1,2}$ (dB) minima et variation de $S_{1,2}$ (dB) sur la bande [220—320 GHz] en fonction de la dimension d_2	87
Figure 75: Paramètres $S_{1,2}$ (dB) minima et variation de $S_{1,2}$ (dB) sur la bande [220—320 GHz] en fonction de la dimension d_1	88
Figure 76: Paramètres $S_{1,2}$ (dB) minima et variation de $S_{1,2}$ (dB) sur la bande [220—320 GHz] en fonction de la cavité du guide WR-3.....	88

Figure 77: Paramètres S (dB) de la sonde rectangulaire retenue pour des applications large bande et champ électrique au niveau des ports en entrée du microruban et du guide WR-3.....	89
Figure 78: Paramètres S (dB) de la sonde rectangulaire avec une gravure de $50\ \mu\text{m}$ (gauche) (largeur = $250\ \mu\text{m}$; $d_2 = 125\ \mu\text{m}$ et $d_1 = 150\ \mu\text{m}$).	89
Figure 79: Modèle de la sonde triangulaire et paramètres de variations.	90
Figure 80: Paramètres $S_{1,2}$ (dB) minima et variation de $S_{1,2}$ (dB) sur la bande [220—320 GHz] en fonction de la dimension d_2	90
Figure 81: Paramètres $S_{1,2}$ (dB) minima et variation de $S_{1,2}$ (dB) sur la bande [220—320 GHz] en fonction de la dimension d_1	91
Figure 82: Modèle de la sonde ovale et paramètres de variations	91
Figure 83: Paramètres $S_{1,2}$ (dB) minima et variation de $S_{1,2}$ (dB) sur la bande [220—320 GHz] en fonction de l'emplacement du centre de la sonde par rapport au milieu du guide.	92
Figure 84: Paramètres $S_{1,2}$ (dB) minima et variation de $S_{1,2}$ (dB) sur la bande [220—320 GHz] en fonction de la dimension l_0 pour différentes valeurs de l_0 et influence de la distance milieu de sonde – fond du guide WR-3. .	92
Figure 85: Configuration de la partie THz du module d'intégration.....	93
Figure 86: Pertes supplémentaires sur le $S_{1,2}$ min par l'ajout d'un point de masse en fonction de la distance entre ce point de masse et la photodiode.	94
Figure 87: Pertes supplémentaires sur $S_{1,2}$ min par l'ajout d'un point de masse en fonction de la largeur de la section conductrice située entre ce point de masse et le microruban.....	94
Figure 88: Emplacements prévus dans le bloc métallique pour la polarisation de la photodiode (a), la connexion en sortie de guide WR-3 ainsi que pour l'assemblage (b).	95
Figure 89: Paramètres $S_{1,2}$ (dB) issus de la simulation de lignes coplanaires droites, à angles et arrondies sur connecteurs SMA (type 91Y60921 de SouthMicrowave) sur la bande [0—40 GHz].	96
Figure 90: PCB hôte pour mélangeur subharmonique en RO3003.	96
Figure 91: Paramètres $S_{1,2}$ et $S_{1,1}$ (dB) issus de la simulation des lignes coplanaires du PCB hôte, présentés en figure 75, sur connecteurs SMA (type 91Y60921 de SouthMicrowave) sur la bande [0—40 GHz].	97
Figure 92 : Origine mathématique de la CCDF [6].	103
Figure 93 : Modulation d'un signal optique converti par photomélange en onde électrique.	104
Figure 94 : Amplitude d'un signal QPSK en fonction de la tension du générateur à 8G.....	106
Figure 95 : Puissance moyenne de sortie en fonction de la tension générateur et du débit utilisé.....	109
Figure 96 : Système de génération du lien terahertz.....	112
Figure 97 : Puissance générée par la photodiode RCE-UTC en fonction du photocourant.....	113
Figure 98 : Puissance générée dans la bande [220—325 GHz] de deux photodiodes UTC à partir d'un battement de deux lasers de longueurs d'onde respectives 1551,765 et 1552,609 nm.	114
Figure 99 : Diagramme de rayonnement de l'antenne cornet utilisée pour le lien en espace libre à 300 GHz. Le maximum est d'environ 24 dBi.....	115
Figure 100 : Diagramme de constellation et diagramme de l'œil du signal reçu à 300 GHz et 8 GBauds (32 Gbit/s) sur une distance de 1,5 m.....	115
Figure 101 : Système de mesure du dispositif multiplexeur / demultiplexeur.....	117
Figure 102 : Mesure du BER à 290 GHz en fonction de l'angle de réception du signal pour différentes largeurs de fente.	118
Figure 103 : Mesure du BER à différents angles pour des fréquences de 280, 290 et 300 GHz.	118
Figure 104 : Mesure du BER à différents angles à 300 GHz pour différentes épaisseurs de guide. A gauche la largeur de la fente est de 0.7 mm et de 0,5 mm à droite.	119
Figure 105 : Mesure du BER à différents angles à 300 GHz pour différents débits (gauche) et mesures en transmission dans le guide (droite).	119
Figure 106 : Mesure de la puissance en sortie du dispositif en fonction de l'angle (gauche) et mesure du BER (droite).	120

Figure 107 : Mesure de BER et diagramme de constellation à 25 Gb/s.	121
Figure 108: Fréquences de résonance de l'antenne Bow-Tie en fonction des dimensions de la demi-antenne et son angle d'ouverture.	127
Figure 109: Fréquences de résonance de l'antenne Bow-Tie arrondie en fonction des dimensions de la demi-antenne et son angle d'ouverture.	128
Figure 110: Fréquences de résonance des antennes 2D Basin et Cardioid en fonction des dimensions de la demi-antenne.	129
Figure 111: Fréquences de résonance des antennes Tear Drop en fonction des dimensions de la demi-antenne.	129
Figure 112: Fréquences de résonance des antennes log-périodiques en fonction de l'angle solide de l'antenne pour différents nombres et angles des dents.	130
Figure 113: Fréquences de résonance des antennes log-périodiques arrondies en fonction de l'angle solide de l'antenne pour différents nombres et angles des dents.	130
Figure 114: a) Fréquences de résonance des antennes d'archimède en fonction du diamètre de l'antenne et du nombre de tour des brins conducteurs b) S11 max (dB) sur la bande [220—320 GHz] d'une antenne d'archimède.	131
Figure 115: Fréquences de résonance des antennes spirales logarithmiques en fonction du diamètre de l'antenne et du nombre de tours des brins conducteurs	131
Figure 116: a) Fréquences de résonance des antennes spirales sineuses d'angle 5° en fonction du diamètre de l'antenne b) S11 (dB) sur la bande 1-320 GHz c) S11 (dB) max sur la bande [220—320 GHz] pour différents angles d) fréquences de résonance sur la bande [220—320 GHz] pour différents angles.	132
Figure 117: a) Diagramme de rayonnement d'une antenne Bow-Tie sur substrat en silicium b) Le paramètre S11 (dB) de la figure a c) Diagramme de rayonnement d'une antenne Bow-Tie sur substrat en silicium et lentille hyperhémisphérique d) Le paramètre S11 (dB) de la figure c.	133
Figure 118: a) Diagramme de rayonnement d'une antenne Bow-Tie sur substrat en silicium et lentille hyperhémisphérique avec une couche anti-reflet en parylène b) Le paramètre S11 (dB) de la figure a.	134

Liste des Tableaux

<i>Tableau 1 : Applications industrielles du contrôle non destructif aux fréquences terahertz.....</i>	<i>6</i>
<i>Tableau 2 : Bandes de fréquences exploitables pour des communications sans fils jusqu'à 1 THz.....</i>	<i>7</i>
<i>Tableau 3 : Epaisseur de peau de différents métaux à différentes fréquences.</i>	<i>30</i>
<i>Tableau 4 : Epitaxies des structures des photodiodes UTC.</i>	<i>45</i>
<i>Tableau 5 : Topologies d'électrodes supérieures.</i>	<i>52</i>
<i>Tableau 6 : Dimensions, performances et paramètres S des sondes ovales optimisées.</i>	<i>93</i>
<i>Tableau 7 : Atténuations maximales du signal propagé dans une ligne coplanaire à ruban central de 1,3 mm de large pour différents gaps sur Rogers 3003 sur la bande de fréquence [0—40 GHz].</i>	<i>96</i>
<i>Tableau 8 : Signaux modulés en QAM16 ayant subie une distorsion (rouge) par rapport au signal initial (vert).</i>	<i>104</i>
<i>Tableau 9 : Signaux modulés en QAM16 ayant subis une distorsion (rouge) par rapport au signal initial (vert).</i>	<i>105</i>
<i>Tableau 10 : Diagramme de constellation pour une tension de 100, 300 et 500 mV au générateur à 8G pour une modulation QPSK et QAM16 à 8 Gbaud/s.....</i>	<i>106</i>
<i>Tableau 11 : Evolution du PAPR du signal à 0,01 % d'occurrences ou moins et de la CCDF en fonction de la tension générateur à 8 Gbauds pour les modulations QPSK et QAM16.</i>	<i>107</i>
<i>Tableau 12 : Evolution de la CCDF en fonction de la tension générateur à 8 Gbauds.....</i>	<i>108</i>
<i>Tableau 13 : Evolution du PAPR du signal inférieur à 0,01 % d'occurrences en fonction du débit. Dispersion des points sur le diagramme de constellation et courbes de CCDF du PAPR pour des débits de 8, 16 et 32 Gbauds du plus clair au plus foncé.</i>	<i>108</i>
<i>Tableau 14 : Evolution de la CCDF en fonction du débit (8 et 32G).</i>	<i>109</i>
<i>Tableau 15 : Evolution de la CCDF et du diagramme de constellation en fonction de la correction non-linéaire appliquée.....</i>	<i>110</i>

Glossaire

ASK : Amplitude Shift Keying.
AWG : Arbitrary Waveform Generator.
BARITT : BARrier Injection Transit Time diode.
BER : Bit Error Rate.
BNN : Barrier N-N+.
BWO : Backward Wave Oscillator.
CCDF : Complementary Cumulative Distribution Function.
COPO : COPolymer.
CST : Computer Système Technology.
CT-UTC : Cascade Twin UTC.
EC-UTC : Evanescently Coupled UTC.
EDFA : Erbium Doped Fiber Amplifier.
EVM : Error Vector Magnitude.
FEL : Free Electron Laser.
FET : Field Effect Transistor
HBT : Heterojunction Bipolar Transistor.
HEB : Hot Electron Bolometer
HDTV : High Definition TeleVision.
HEMT : High Electron Mobility Transistor.
IEEE : Institute of Electrical and Electronics Engineers.
IMPATT : IMPact ionization Avalanche Transit Time.
IPA : IsoPropyl Alcohol.
LTG : Low Temperature Growth.
MEB : Microscope Electronique à Balayage.
MFD : Mode Field Diameter.
MIBK : MethylIsoButylKetone.
MITATT : Mixed and Tunneling Avalanche Transit Time.
MUTC : Modified UTC.
NB-UTC : Near Ballistic UTC.
NIPNIP : Négative – Intrinsèque – Positive – Négative – Intrinsèque – Positive (structure de photodiode).
P-TW-UTC : Périodic Travelling Wave UTC.
PAPR : Peak Average Power Ratio.
PCB : Printed Circuit Board.
PIN : Positive – Intrinsèque – Négative (structure de photodiode).
PMGI : PolyMéthylGlutarImide.
PMMA : PolyMéthyl MéthAcrylate.
PN : Positive – Négative (junction).
QAM-16 : Quadrature Amplitude Modulation -16.
QCL : Quantum Cascade Laser.
QPSK : Quadrature Phase Shift Keying.
RCE-UTC : Resonant Cavity Enhanced UTC.
RF-UTC : Refracting Facet UTC.
RFPD : Refracting Facet PhotoDiode.
RIBE : Reactive Ion Beam Etching.
RMS : Root Mean Square.
RTD : Resonant Tunneling Diode.
Rx : Recepteur.
SIS : Semiconductor – Insulator -Semiconductor

SNR : Signal Noise Ratio.
TR-UTC : Total Reflection UTC.
TTR : Triple Transit Region.
TUNETT : TUNEL injection Transit Time.
TW-PIN : Traveling Wave PIN.
TW-UTC : Traveling Wave UTC.
TWT : Traveling Wave Tube.
Tx : Transmetteur.
UTC : Uni Travelling Carrier.
WG-UTC : WaveGuide UTC.
WR : Waveguide Rectangular.

Communications sans fils aux fréquences terahertz : Application à la vidéo haute définition temps réel

RESUME : Les communications aux fréquences terahertz sont étudiées dans un contexte de transmissions en espace libre. L'objectif de la thèse est de proposer une étude comparative de différentes topologies d'électrodes supérieures appliquées aux photodiodes UTC ainsi qu'un module d'intégration de ces composants. Ces composants permettent de réaliser des liens de communications sans fils aux fréquences terahertz. Une étude bibliographique évalue les domaines d'applications de ces fréquences, dont le nombre est croissant cette dernière décennie. Les sources terahertz existantes sont ensuite étudiées en fonction des performances et de leur domaine spectral d'émission. Les photoréponses et puissances émises pour différentes structures de photodiodes PIN, UTC et TTR utilisées en photomélangeur sont comparées au-delà de 60 GHz. Les modules d'intégration développés et les différentes méthodes d'intégration sont détaillées dans la dernière partie du deuxième chapitre. Le troisième chapitre présente une étude théorique, numérique et expérimentale des photodiodes UTC réalisées. Une électrode supérieure dédiée avec différents motifs a été développée afin de limiter la dépendance à la polarisation optique de la structure et d'en augmenter la fiabilité dans un contexte de transmission de données vidéos aux fréquences terahertz. Un module d'intégration dédié, en guide WR-3, pour ces photodiodes, est étudié numériquement sous le logiciel CST ainsi que les lignes de transmission au récepteur. Enfin, les liens terahertz réalisés et les performances correspondantes sont résumés dans le dernier chapitre.

Mots-clés : Transmission optique extraordinaire (EOT), Photomélangeur, Terahertz, Intégration de photodiode, Communications sans fils.

Wireless communications at terahertz frequencies : Application for the high-definition television in real time.

ABSTRACT : The terahertz frequency communications are studied in a context of free space transmissions. The objective of this thesis is to propose a comparative study of different topologies of top electrode applied to UTC photodiode and a module for packaging this type of components. Those components permit to produce wireless communications links at terahertz frequencies. A bibliographic study evaluates the areas of applications for this frequency band. Then, current terahertz sources are studied according to the performances and their spectral emission domain. The photoresponses and the power emitted for different structures of PIN, UTC, and TTR photodiodes used like photomixer are compared beyond 60 GHz. The packaging and the different modules of integration are detailed in the last part of this first chapter. The second chapter presents a theoretical, numerical and experimental study of UTC photodiodes. The use of a dedicated top contact and the study of different patterns are developed in order to limit the optical polarization dependence of this structure, in order to increase the reliability in a context of data video transmission at terahertz frequencies. A dedicated WR-3 packaging module for these photodiodes is studied numerically under CST software and lines of transmission are studied in receiver. Finally, the terahertz links and the corresponding performances are summarized in the last chapter.

KEYWORDS : Extraordinary optical transmission (EOT), Photomixer, Terahertz, Photodiode packaging, Wireless communication

1 Introduction générale

Depuis l'émergence à grande échelle du réseau internet dans les années 90, les débits ont été en constante augmentation notamment via le réseau filaire. Le déploiement de réseaux sans fil et des systèmes de communications associés a modifié les besoins des utilisateurs. Ainsi, la demande en débit de ces systèmes n'a cessé de croître ces dernières années en même temps que le déploiement des systèmes communicants. Les limites actuelles sont essentiellement liées à celles des émetteurs et récepteurs. Par souci de compatibilité avec le réseau de télécommunications fibré, les éléments clés des émetteurs et récepteurs sont, entre autres, les convertisseurs optoélectroniques. Une solution envisageable est la montée en fréquence des liens de communications. L'augmentation de la puissance émise par les émetteurs à ces fréquences, le rendement de la conversion optoélectronique ainsi que la fiabilité et la stabilité des systèmes d'émission et de réception sont essentiels au déploiement et à l'utilisation de ces nouvelles bandes de fréquences.

Les photodiodes UTC sont des émetteurs utilisables sur de larges bandes de fréquences. La thèse se focalise sur l'étude de ces photodiodes permettant la conversion optoélectronique d'un signal optique en signal terahertz par photomélange. De nombreuses variations de structures UTC ont été investiguées dans la littérature afin d'en augmenter les performances aussi bien sur les bandes de fréquences, les puissances émises et le rendement de la conversion optoélectronique. Une structure développée à l'IEMN a montré des performances à l'état de l'art à 300 GHz permettant d'envisager leur intégration. Néanmoins, la forte dépendance à la polarisation optique et à la longueur d'onde limite la stabilité du système d'émission et, en conséquence, sa fiabilité. L'objectif principal de la thèse est l'étude théorique, numérique et expérimentale de l'électrode supérieure de ces photodiodes afin d'insensibiliser les dispositifs à la polarisation optique. Le second objectif est l'étude d'un module d'intégration pour une utilisation plus démocratique de ces émetteurs.

Au-delà de l'objectif de réaliser des liens de communications sans fil, les émetteurs et récepteurs terahertz trouvent de nombreuses applications dans des domaines divers et variés tels que la médecine, la dendrochronologie, l'analyse d'œuvre d'art et plus généralement la production industrielle. Ces différentes applications sont résumées dans la première partie de ce **deuxième chapitre**. Ce chapitre parcourt également les différentes sources terahertz prometteuses pour la prochaine décennie qu'elles soient matures, en cours de développement ou novatrices. La compréhension du phénomène physique à l'origine de l'émission terahertz permet d'en évaluer les limites. Un balayage des performances obtenues pour chacune de ces sources, au-delà de 60 GHz, définit leur domaine d'utilisation. Enfin, la fin du chapitre apporte une vision globale des modules d'intégration de convertisseurs optoélectroniques actuellement développés par la communauté scientifique.

Le **troisième chapitre** présente les photodiodes UTC utilisées pour la réalisation de liens de communications à 300 GHz. L'étude théorique de ces structures montre l'impact de chacune des couches de l'épitaxie et de la taille des photodiodes sur leurs performances. La photoréponse de la structure et sa dépendance à la polarisation optique en fonction de la topologie de l'électrode supérieure est étudiée numériquement. Les

étapes de fabrication de ces photodiodes, avec différentes topologies d'électrodes supérieures, sont détaillées dans ce chapitre. Les mesures expérimentales sur les photodiodes montrent une similitude dans les tendances obtenues numériquement.

Le **quatrième chapitre** est une étude numérique des éléments d'intégration en guide WR-3. Des rugosités et des variations de dimensions du guide seront constatées après l'usinage du bloc mécanique. L'impact de ces deux paramètres sur les performances en transmission et réflexion, permet d'évaluer la criticité de l'usinage et de choisir la méthode la plus adaptée. La transition entre guide métallique en structure planaire vers un guide d'onde WR-3 est étudiée numériquement afin d'en définir les paramètres optimaux.

Le **cinquième chapitre** est séparé en trois parties. La première partie s'articule autour d'un paramètre d'évaluation des signaux modulés par la dégradation volontaire d'un signal. Cette partie évalue aussi les performances d'un lien de communication. La deuxième partie traite d'un lien terahertz propagé en espace libre. Ce lien est réalisé par l'utilisation, à l'émission, de photodiodes UTC. La dernière partie de ce chapitre contient les mesures réalisées sur un multiplexeur-démultiplexeur terahertz.

2 Les fréquences terahertz : Etat de l'art des applications, sources et éléments d'intégration.

Les fréquences terahertz (THz) couvrent le spectre électromagnétique entre 0,1 et 30 THz ou 3 mm et 10 μm en longueur d'onde. Les bornes de ce domaine commencent aux confins des radiofréquences et couvrent le spectre fréquentiel qui s'étend jusqu'au début du domaine des infrarouges. Ces fréquences présentent l'avantage d'être non-ionisantes compte tenu de la faible énergie transportée. D'un autre côté, de nombreux matériaux, opaques dans le domaine du visible, ne le sont pas aux fréquences terahertz. Cela permet d'envisager de nombreuses applications dans le domaine de la sécurité, du médical et du contrôle non destructif. La spectroscopie est une des premières applications des fréquences terahertz. La caractérisation spectrale d'échantillons pour en déterminer les composantes possède des applications dans l'identification de polluants ou contaminants et de substances illicites telles que les drogues, explosifs, ou échantillons bactériologiques.

Les applications visées dans cette thèse sont les télécommunications sans fil à haut débit. Les télécommunications en espace libre utilisent actuellement les radiofréquences, et le besoin en débit de plus en plus important nécessite d'utiliser des bandes passantes plus larges. Le transfert vers des fréquences plus élevées permettrait d'atteindre des débits plus élevés sans complexifier la modulation utilisée. De plus, les bandes au-delà de 275 GHz n'étant pas allouées, de larges bandes de fréquences sont disponibles. Des preuves de concepts de nouvelles applications se multiplient ces dernières années. Néanmoins, le manque de sources puissantes, compactes et fiables reste un frein au déploiement de cette technologie qui demeure majoritairement confinée aux laboratoires de recherche. Ce manque de sources tient à leur puissance qui décroît au-delà de 100 GHz. En effet, l'augmentation des fréquences de fonctionnement des sources électroniques se heurte à l'influence critique de leurs éléments passifs (R, L, C). D'un autre côté, l'augmentation des longueurs d'ondes d'émission des sources optiques se heurte à de fortes atténuations des puissances émises.

Les réseaux à fibre optique présentent de très faibles atténuations avec la distance. La limite actuelle en fréquence et en puissance de ces réseaux est dépendante de la conversion optoélectronique du signal transmis. Cette conversion aux fréquences terahertz, effectuée par photomélange, est une solution envisageable pour augmenter les débits sans nécessiter un changement complet des infrastructures actuelles.

Ce chapitre présente un état de l'art des applications actuellement envisagées par la communauté scientifique ainsi qu'un récapitulatif des puissances émises par les sources terahertz. Un aperçu de l'intégration des éléments terahertz conclut ce chapitre.

2.1 Les applications des fréquences Terahertz

2.1.1 Introduction

Chaque année, des preuves de concept de nouvelles applications aux fréquences terahertz sont réalisées augmentant ainsi les champs d'implication de ces ondes. Une vision large de ces applications permet de les catégoriser en fonction du domaine impliqué, le biomédical, l'industrie, les télécommunications ou encore l'art et l'archéologie.

2.1.2 Le biomédical

Actuellement, différentes techniques d'imagerie médicale coexistent. Les premières images aux rayons X ont été réalisées en 1895 par Wilhelm Rontgen. Un siècle plus tard, les premières démonstrations d'imagerie utilisant des ondes aux fréquences terahertz ont été réalisées [1]. L'imagerie aux rayons X utilise des photons dont l'énergie quantique est supérieure à la centaine d'eV alors qu'elle est inférieure à 1 eV dans le domaine terahertz (cf. Fig. 1). L'ionisation moléculaire nécessitant plusieurs eV, les ondes terahertz peuvent actuellement être considérées comme un rayonnement électromagnétique non ionisant. Néanmoins, la forte absorption des ondes terahertz par les molécules d'eau et la forte teneur en eau du corps humain limite les applications de l'imagerie terahertz à des examens de surface.

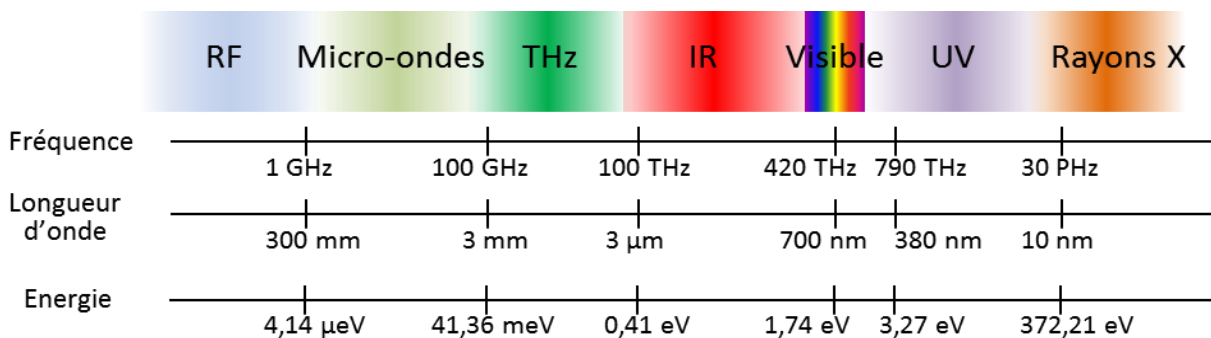


Figure 1: Spectre électromagnétique ($\lambda = c/f$; $E = hf$).

Depuis la démonstration de Hu et Nuss en 1995 [1], permettant de visualiser la teneur en eau d'une feuille, les applications dans l'imagerie médicale se sont multipliées.

Dans un premier temps, les applications se sont portées sur l'examen de la peau. Le contrôle de la teneur en eau des cellules en surface permet la détection d'une détérioration de la peau. Dans le cas des cancers de la peau, l'utilisation de l'imagerie terahertz permet la détection précoce de ce type de cancer indétectable aux rayons X mais aussi de surveiller leur évolution [2]. Dans le cas des plaies et brûlures, cette détection peut être utilisée pour évaluer l'ampleur de la détérioration mais surtout pour contrôler l'état de cicatrisation de la peau sans retrait des pansements [3-4]. Le cancer de la peau faisant partie des plus répandus, leur détection précoce présente une avancée significative dans le domaine du biomédical.

Des applications plus spécifiques ont été démontrées, notamment en dentisterie. La dentine présente des teneurs en eau différentes lorsqu'elle est saine ou non. Cette variation permet de détecter la profondeur d'évolution d'une carie [5] ou la présence de tumeurs dentaires [6] tout en limitant l'utilisation des rayons X. Ces applications spécifiques peuvent permettre une amélioration des systèmes actuels sur l'exposition aux rayons X. Les preuves de concept sont une première étape vers la démocratisation de ces systèmes.

En 2017, une preuve de concept a été réalisée sur la détection précoce du mal perforant plantaire ou syndrome du pied diabétique [14]. La détection de la déshydratation de la voûte plantaire, provoquée par une détérioration vasculaire et neurologique aide à prévenir une sensibilité à ce syndrome touchant des personnes atteintes de diabète. Elle pourrait permettre d'éviter l'amputation requise dans 15% des cas. Le couplage de ce type d'imagerie avec d'autres techniques médicales permet d'augmenter le champ d'application de ces fréquences notamment avec des systèmes d'endoscopie afin de visualiser les cellules cancéreuses du colon [7].

Le domaine terahertz présente aussi des applications dans la recherche biomédicale. La spectroscopie terahertz permet notamment l'analyse non destructive de tumeurs in vitro [8-11] mais aussi d'analyser des cellules nerveuses pour améliorer la compréhension des maladies neurodégénératives [12-13]. Les études biomédicales utilisant la spectroscopie terahertz sont maintenant de plus en plus répandues dans le domaine de la recherche mais demeurent marginales dans l'industrie. L'utilisation des ondes terahertz dans le domaine du biomédical contribue à l'analyse du corps humain et à l'établissement de diagnostics médicaux. Les preuves de concept de ces applications sont des éléments indispensables à leur déploiement.

2.1.3 L'industrie

La propagation des ondes terahertz dans différents milieux présente des spectres d'absorption et de réflexion unique à chaque milieu. Cette caractéristique permet d'identifier et de différencier chaque molécule et est utilisée en spectroscopie. Ainsi, des milieux opaques dans le domaine du visible sont transparents à certaines fréquences THz. Cet avantage, appliqué au contrôle non destructif, présente un intérêt certain pour l'industrie. L'atténuation de l'onde terahertz permet d'obtenir le spectre d'absorption du produit et en conséquence, sa composition ou son épaisseur.

Le contrôle qualité d'un produit permet de garantir qu'il remplit les fonctions souhaitées. Il peut être divisé en deux types de contrôles, destructif et non destructif. Dans la majorité des industries de grande distribution listées dans le tableau 1, le contrôle d'un pourcentage d'éléments d'un lot suffit à garantir celle de l'ensemble des éléments du lot. Ainsi, le contrôle qualité destructif engendre des pertes financières en fonction du pourcentage appliqué. L'imagerie terahertz dans l'industrie trouve ses principales applications dans le contrôle non destructif qui permet l'utilisation des pièces analysées. Ce type de contrôle présente un attrait certain en raison de l'avantage financier qui en résulte. Le coût de l'équipement de contrôle est un point clé puisqu'il doit être inférieur aux pertes financières estimées pour le contrôle destructif. Certains secteurs, tels que le nucléaire, le BTP ou le spatial, produisent un volume plus limité de pièces dont le coût de fabrication est plus élevé. La criticité d'action de ces secteurs nécessite un contrôle à 100 % des pièces produites, le contrôle non destructif y est donc indispensable. Une liste non exhaustive des travaux réalisés pour le secteur industriel est répertoriée dans le tableau 1.

Secteur	Principe	Références
Alimentaire	Contamination E-coli	[15]
	Contrôle sous emballage	[16]
	Contrôle qualité	[17]
	Détérioration des fruits	[18]
	Nourriture génétiquement modifiée	[19]
	Origine du produit	[20]
	Présence d'insectes, plastique	[21]
	Présence d'insecticide	[22]
Armurerie	Détériorations, microfissures	[23]
Automobile	Peinture dégradée	[24-26]
	Présence de rouille sous la peinture	[27]
Bâtiment	Fissures du ciment sous enduit	[28]
	Propriétés thermiques des murs	[29]
Bois	Dendochronologie	[30]
Chocolat	Présence de corps étrangers	[31]
Eolien	Inspection des turbines	[32]
Naval	Etat du revêtement de la coque	[33]
Nucléaire	Fluctuation du plasma	[34]
Papetière	Teneur en eau	[35]
Pharmaceutique	Contrôle qualité	[36-38]
Photovoltaïque	Efficacité locale de conversion	[39]
Plastique	Epaisseur des bouteilles plastiques	[40]
Polymère	Contrôle des fibres de carbone	[41]
Semiconducteur	Contrôle de lithographie	[42]
	Contrôle de package	[43-44]
	Contrôle des défauts lors de la croissance épitaxiale	[45]
	Détection de contrefaçon	[46-47]
Spatial	Contrôle de l'isolation	[48]
Viticulture	Hydratation des vignes	[49]

Tableau 1 : Applications industrielles du contrôle non destructif aux fréquences terahertz.

2.1.4 La sécurité et la défense

Les dépenses du secteur de la sécurité et de la défense en France étaient de 32,7 milliards d'euros en 2017. Deux points sont à dissocier, la sécurité des citoyens et la défense du territoire.

L'observation de l'espace aérien français par radar contribue à la défense du territoire. Un objet est détectable par un radar lorsque les ondes émises par ce radar sont réfléchies. Leur atténuation permet de déterminer la distance, la vitesse et la taille de l'objet détecté. L'utilisation de revêtement sur les objets mobiles, absorbant sur une large gamme de fréquence, permet de limiter les systèmes radars capables de les détecter. Ainsi, à mesure que les revêtements évoluent, les gammes de fréquences utilisées par les radars sont ajustées. Actuellement, le manque de sources terahertz limite leur utilisation mais un enjeu majeur de la défense est la montée en fréquence des systèmes radars [55].

La capacité des ondes terahertz à imager des éléments invisibles à l'optique est un avantage considérable pour la sécurité des citoyens. Par exemple, déterminer le contenu d'un colis, d'une enveloppe ou d'une valise [50] sans l'ouvrir par l'utilisation des ondes terahertz garantit la sécurité des agents de contrôle. Les spectres d'absorption des drogues [52], explosifs [53], et agents chimiques [54] sont étudiés par la communauté scientifique afin de réaliser des scanners de sécurité appliqués aux contenants ou aux individus. Ces scanners permettent la détection d'armes dissimulées sous les vêtements par des caméras THz [51] et augmentent la sécurité dans les lieux publics. Un autre aspect de la sécurité est celle des canaux de communications. Les faisceaux terahertz peuvent être directionnels et les communications terahertz point à point limitent la possibilité d'intercepter le signal par une personne non autorisée [57]. L'utilisation marginale des ondes terahertz limite la capacité à réceptionner correctement le signal et augmente ainsi la sécurité et la confidentialité des communications. Des exemples plus spécifiques sont développés, notamment afin de contribuer à complexifier la contrefaçon de monnaie [56] en appliquant sur les billets un patch de résine déchiffrable par spectroscopie terahertz.

2.1.5 Les télécommunications

Le débit transporté par les fibres optiques atteint les Pb/s en laboratoire [58]. Mais le manque de convertisseurs optoélectroniques supportant ces débits limite les bandes passantes utilisées actuellement. Ces dernières années, la croissance du nombre d'objets connectés prédit une saturation du Wi-Fi. La loi Eldholm prévoit une convergence des débits nécessaires en réseaux filaires, nomades et sans fil pour les années 2030 [59]. Notamment, l'amélioration de la qualité vidéo va de pair avec un besoin de débit plus élevé. Actuellement, les dispositifs associés à la 4K sont déployés et les écrans 8K sont disponibles à la vente. Le 4K nécessite 6 Gbps. Un format en développement nommé le Super High Vision nécessite 24 Gbps illustrant cette croissance en débits nécessaire dans un futur proche. L'occupation et l'allocation des bandes de fréquence utilisées actuellement limitent les bandes de fréquences disponibles. Une augmentation des fréquences porteuses vers les fréquences terahertz augmente la largeur des bandes de fréquences et représente une solution à la demande croissante en débit.

Les fréquences terahertz sont actuellement inexploitées et non allouées au-delà de 275 GHz. Ainsi, la bande de fréquence entre 275 GHz et 1 THz est disponible pour le développement des communications à très haut débit. L'atténuation dans l'atmosphère est liée à la fréquence des ondes propagées [60] et aux pics de résonances des éléments chimiques la constituant. La rotation des molécules d'eau est responsable de nombreux pics d'absorption dans la gamme des terahertz, néanmoins, certaines fenêtres de fréquences sont utilisables et répertoriées dans le tableau 2. Les fréquences au-delà de 1 THz ne sont pas répertoriées en raison des nombreux pics d'absorption qui rendent ces fréquences inutilisables pour des communications à hauts débits et longue portée. L'atténuation subie par les ondes terahertz dans l'atmosphère implique l'utilisation de sources terahertz fiables mais aussi robustes et compactes pour leur emploi en conditions réelles.

Bande de fréquence	Largeur de bande	Atténuation
215 – 315 GHz	100 GHz	2 à 4 dB/km
330 – 365 GHz	35 GHz	5 dB/km
390 – 435 GHz	45 GHz	9 dB/km
450 – 515 GHz	65 GHz	11 à 12 dB/km
625 – 725 GHz	100 GHz	11 dB/km
790 – 900 GHz	110 GHz	12 dB/km
925 – 950 GHz	25 GHz	15 dB/km

Tableau 2 : Bandes de fréquences exploitables pour des communications sans fils jusqu'à 1 THz.

Les communications sans fil très hauts débits peuvent être appliquées à des communications de courtes ou longues portées. Les transmissions à très courte portée trouvent des applications dans les systèmes électroniques. L'augmentation en fréquence impacte les pertes subies par le signal dans les interconnexions augmentant la consommation du dispositif et les effets thermiques tout en limitant les performances. Des distances de communications sans fil de quelques centimètres avec des débits élevés sont une alternative aux interconnexions électriques utilisées dans les circuits fonctionnant à des fréquences supérieures à quelques GHz [61].

Les communications sans fil à haut débit et à courte portée, sur des distances inférieures à 1 mètre, peuvent être utilisées pour du téléchargement rapide de données tels que des magazines ou des films haute définition en passant devant une borne de téléchargement [62]. En augmentant la portée entre 1 et 100 mètres, ces applications peuvent s'étendre à une pièce ou à un bâtiment impliquant des communications à canaux spatialement distincts [63]. Des records de débits entre 100 et 120 Gbps sont reportés dans la littérature [64-67]. Les distances correspondantes sont comprises entre 0,5 et 20 mètres. Les performances des communications sans fil entre 60 et 1 THz sont reportées sur la figure 2.

Les communications sans fils sur des distances plus importantes que 100 mètres, à haut débit, servent le réseau back-haul. L'évolution naturelle du réseau est de remplacer les sources micro-ondes par des sources à plus hautes fréquences. A plus long terme, une convergence vers les fréquences et sources terahertz est à envisager pour répondre aux besoins en débit. Des débits de 10 Gbps sont reportés dans la littérature aux fréquences 120 et 140 GHz pour des distances atteignant respectivement 5,8 km et 1,5 km [68-70].

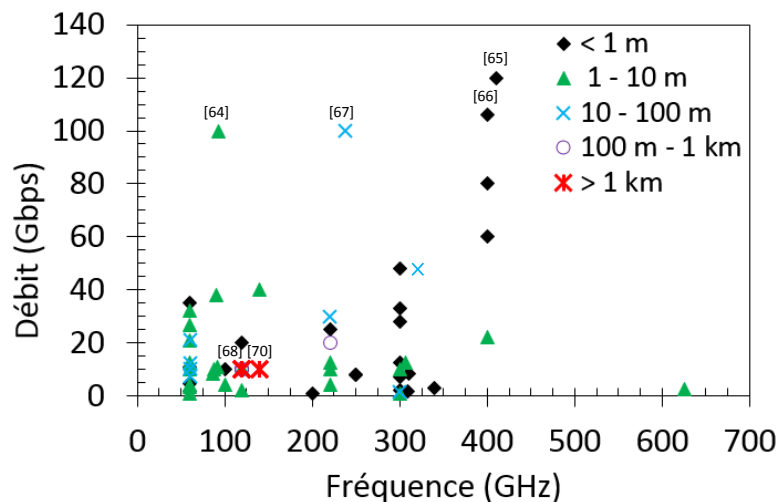


Figure 2: Etat de l'art des communications sans fils dans la bande de fréquence 60 GHz – 1 THz pour des débits supérieurs à 1 Gbps.

2.1.6 Autres applications des THz

Des domaines tels que l'archéologie ou l'art ne peuvent procéder à des contrôles destructifs en raison du caractère unique des échantillons étudiés. L'imagerie d'organismes momifiés [71] ou la vérification de l'état de détérioration d'œuvre d'art peut être réalisée en utilisant les fréquences THz [72]. Un vaste champ d'applications inclut l'observation de notre univers. Nakagawa et al. [73] ont comparé des observations dans le domaine du visible et à 2,1 THz et ont rendu possible une observation d'une région de formation stellaire en activité occultée par de la poussière interstellaire dans le domaine du visible.

2.2 Les sources de radiations terahertz

Comme décrit précédemment, le domaine du terahertz se situe entre le domaine exploité par l'électronique et la photonique. Du côté électronique, la puissance diminue lorsque la fréquence augmente notamment en raison des éléments passifs des structures utilisées. L'inverse se produit dans le domaine de l'optique en raison de la relation de Planck-Einstein. L'énergie d'un photon est inversement proportionnelle à sa longueur d'onde.

$$E = \frac{h \times c}{\lambda} \quad (1)$$

où E est l'énergie du photon (J), h est la constante de Planck en (J.s), c la célérité de la lumière (m/s) et λ la longueur d'onde (m). Ainsi en diminuant la longueur d'onde, l'énergie transportée par les photons diminue. Ce phénomène de décroissance en puissance dans le domaine terahertz est connu sous le nom de gap du terahertz. Ces dernières années, un besoin croissant de sources terahertz a poussé la communauté scientifique à améliorer les sources existantes ou à en produire de nouvelles afin d'en augmenter la puissance.

Cette partie détaille l'avancement des sources terahertz ordonnées en fonction de la nature du phénomène physique à l'origine de ce rayonnement. Les performances à l'état de l'art pour les sources électroniques (à état solide et sous vide), mécaniques, optiques et optoélectroniques pour chaque type de structure permettent d'avoir un aperçu des puissances actuellement disponibles en fonction des applications. Les sources de type synchrotrons et FEL (laser à électrons libres) présentent des puissances de plusieurs dizaines de kiloWatt jusqu'à une dizaine de MégaWatt mais en raison de leur utilisation dédiée et de leur encombrement, leurs performances ne sont pas détaillées ici.

2.2.1 Sources à composants électroniques

Les sources d'ondes terahertz à composants électroniques peuvent être séparées en 4 familles : Les oscillateurs à résistance différentielle négative, les circuits actifs à transistors, les multiplieurs de fréquence et les supraconducteurs.

2.2.1.1 Les oscillateurs à résistances différentielles négatives

Une solution pour générer des fréquences terahertz est d'augmenter les fréquences de fonctionnement des oscillateurs micro-ondes. Le principe des oscillateurs à résistances différentielles négatives est de placer une diode, dont la résistance est négative sous certaines conditions, dans un circuit résonnant. Cette combinaison permet de compenser la résistance du circuit et ainsi d'obtenir un oscillateur dont l'amplitude n'est pas amortie en fonction du temps. Plusieurs diodes sont présentées dans les paragraphes suivants.

2.2.1.1.1 Les diodes BARITT

BARITT signifie « BARrier Injection Transit Time diode » qui illustre le fonctionnement de la structure basée sur une barrière à injection et un temps de transit faible. Il s'agit d'une structure PNP que l'on peut comparer à deux diodes montées têtes bêtes [74]. Lorsque la structure est polarisée positivement, une zone de déplétion apparaît dont la largeur dépend de la tension appliquée. Lorsque cette zone de déplétion couvre l'ensemble de la partie dopée négativement, un courant thermoionique circule dans la structure. Le déphasage du courant circulant dans la structure par rapport à la tension appliquée permet, sous certaines

conditions, d'obtenir une résistance différentielle négative. La mise en œuvre d'un circuit résonant autour d'une diode BARITT, dimensionné en fonction du temps de transit des charges dans la zone N, permet d'obtenir un oscillateur à résistance différentielle négative. La fréquence de fonctionnement de la structure dépend du temps de transit des charges, la miniaturisation est nécessaire pour atteindre des fréquences élevées. Cependant, cela entraîne une diminution de la puissance émise. C'est pourquoi, une seule diode BARITT a été reportée à 60 GHz dans la littérature avec 1 mW de puissance émise [75].

2.2.1.1.2 Les structures GUNN

En 1963, J. B. Gunn fut le premier à utiliser une émission micro-onde contrôlable dans l'AsGa et l'InP de type n [76]. B. K. Ridley décrit deux ans auparavant les possibilités de résistances négatives dans les semi-conducteurs [77]. Les structures Gunn utilisent cet effet. Elles possèdent deux zones fortement dopées négativement séparées par une zone dopée négativement. Lorsqu'un champ électrique est appliqué aux bornes de la structure, la conduction augmente jusqu'à une valeur seuil. Cette valeur dépend du type de matériaux utilisé (AsGa [76], InP [78], GaN [79], Sbn [80], AsIn [81], CdS [82], ZnSe [83], CdTe [84], ...). En augmentant davantage le champ électrique, les électrons se déplacent dans des bandes de conduction supérieures. Leur masse effective augmente entraînant une diminution de leur mobilité et du courant circulant dans la structure. On obtient alors une zone de résistance négative. La capacité de la structure est alors compensée en ajoutant une bobine pour permettre une oscillation entretenue. La fréquence d'oscillation est reliée au temps de transit des électrons dans la zone dopée négativement.

Eisele et al. [85], reportent une puissance record de 300 mW à 106 GHz obtenue par l'utilisation d'une double cavité et de deux dispositifs Gunn InP, la puissance unitaire étant de 204 mW. A des fréquences de 412,2 GHz et 479 GHz, des puissances respectives de 283 μ W [86] et 85 μ W [87] sont obtenues, records de puissances générées par ces structures à ces fréquences.

La courbe de décroissance en fonction de la fréquence obtenue pour ces structures à partir des performances reportées dans la littérature au-delà de 100 GHz, montrent une décroissance supérieure à 45 dB / décade (cf. Fig. 3).

2.2.1.1.3 Les diodes IMPATT

IMPATT est l'acronyme de « IMPact ionization Avalanche Transit Time ». La première oscillation observée à partir d'un phénomène à avalanche a été expérimentée par W. T. Read [88] en 1958. Dans une structure p+nin+, le phénomène d'avalanche se produit lors de l'application d'un champ électrique élevé. Les paires électrons-trous produites et accélérées génèrent un mécanisme d'ionisation par impact augmentant ainsi le nombre de paires électrons-trous. Cela entraîne une augmentation des charges participant au courant. Le courant généré est retardé par rapport à la tension appliquée dû au temps d'ionisation et au temps de transit dans la zone intrinsèque.

La mise en œuvre d'un circuit résonant autour de ce type de structure, dont les caractéristiques doivent être liées aux temps de transit et d'ionisation, permet de générer des puissances de 2,2 mW à des fréquences atteignant jusqu'à 412 GHz [89] et jusqu'à 1,24 W à 60 GHz [90]. Les puissances reportées dans la littérature au-delà de 100 GHz montrent une atténuation supérieure à 30 dB / décade (cf. Fig. 3).

2.2.1.1.4 Les diodes TUNNETT

Le terme TUNNETT signifie « TUNNEL Transit Time ». Les structures TUNNETT sont constituées d'une zone P+ accolée à une zone N+. La polarisation en direct de la jonction permet aux électrons de la zone N+

de passer la barrière de potentiel par effet tunnel. Lorsque le champ électrique augmente, le courant diminue jusqu'à une valeur seuil au-delà de laquelle les électrons circulent dans la jonction par diffusion. La diminution du courant circulant dans la structure avec l'augmentation du champ électrique induit une résistance différentielle négative produite par le temps de transit des porteurs par effet tunnel. De la même façon que dans le cas des structures précédentes, la mise en œuvre d'un circuit résonnant permet d'obtenir une oscillation dont la fréquence est dépendante du temps de transit des porteurs.

Aux fréquences au-delà de 60 GHz, des records à 96,5 mW et 140 μ W a été obtenus par Eisele et al., respectivement à 105,9 [91] et 355 GHz [92]. Une fréquence d'oscillation record pour ces structures à 706 GHz a été atteinte par Nishizawa et al, avec une puissance de 20 nW [93]. L'atténuation de puissance émise en fonction de la fréquence à partir des données publiées jusqu'en 2017 est supérieure à 80 dB / décade (cf. Fig. 3).

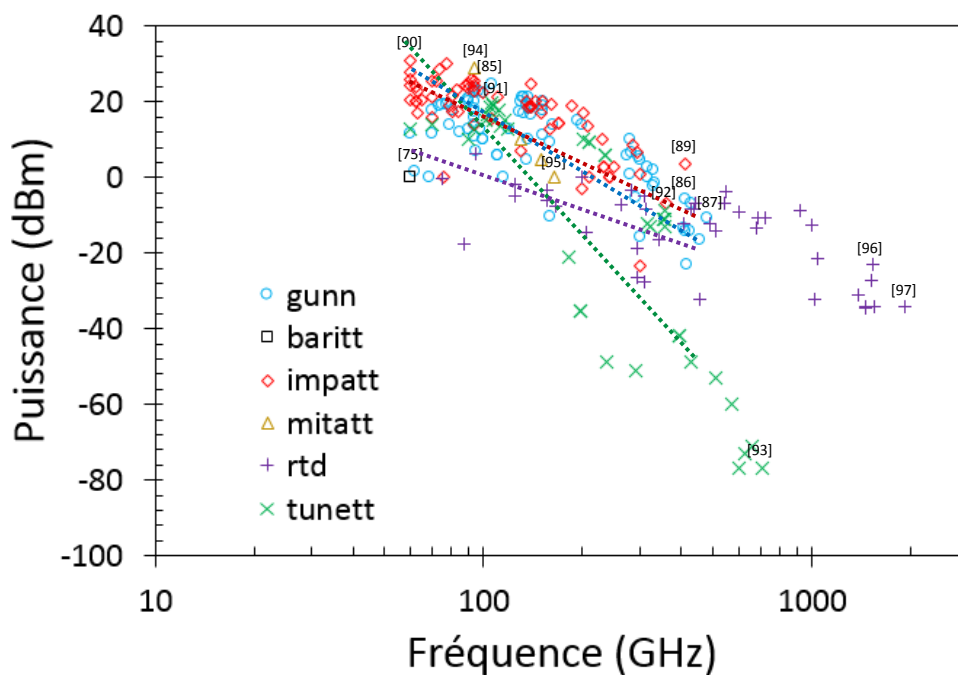


Figure 3: Etat de l'art des puissances émises par des oscillateurs à résistances différentielles négatives au-delà de 60 GHz.

2.2.1.1.5 Les diodes MITATT

Les structures MITATT ou « Mixed Injection Tunneling and Avalanche Transit Time » combinent l'effet d'avalanche utilisé dans les structures IMPATT ainsi que l'effet tunnel de la structure TUNNETT. Les performances au-delà de 60 GHz sont trop peu nombreuses dans la littérature pour extraire une tendance d'atténuation en fonction de la fréquence. Néanmoins, des performances de 773,3 mW à 94 GHz [94], et 1 mW à 164 GHz [95] démontrent une forte atténuation de la puissance émise par ces structures en fonction de la fréquence.

2.2.1.1.6 Les diodes RTD

Les structures RTD ou « Resonant Tunneling Diode » sont des structures utilisant l'effet tunnel. La structure est constituée, au minimum, de deux semi-conducteurs alternés afin de produire un puits de potentiel. Lorsque le champ électrique augmente, le courant circulant par effet tunnel augmente jusqu'à une valeur seuil au-delà de laquelle le courant diminue. Cette valeur seuil dépend de la largeur du ou des puits de potentiel. Ces structures ne fournissent pas des puissances élevées autour de 60 GHz comparées aux

structures précédentes telles que la diode IMPATT ou MITATT. Elles présentent, néanmoins, une atténuation plus faible en fonction de la fréquence (environ 20 dB / décade) ainsi qu'un ratio signal / bruit plus élevé faisant des RTD, les oscillateurs à résistances différentielles négatives, les plus puissants au-delà de 500 GHz. Ainsi, des fréquences d'oscillations de 1,5 ou 1,9 THz sont obtenues avec des puissances respectives de 5 μ W [96] et 0,4 μ W [97].

2.2.1.2 Les circuits actifs à transistors

L'utilisation d'hétérojonction dans les transistors pour en améliorer les performances a été proposée par Herbert Kroemer en 1950. Les puissances de sortie des transistors bipolaires à hétérojonction ou HBT (Heterojunction Bipolar Transistor) chutent au-delà de 300 GHz. A 276 GHz, des puissances de 10 mW sont reportées [99] alors qu'elles n'atteignent que 12 μ W à 573 GHz [100].

L'état de l'art actuel des transistors HEMT (High Electron Mobility Transistor) est illustré en figure 4. Ces structures ont été produites pour la première fois en 1980. Depuis, l'évolution de ces transistors en terme de gain et de fréquence a permis aux oscillateurs à transistors d'atteindre une puissance de 0,6 mW à une fréquence record de 847 GHz [98] et jusqu'à 316 mW à 96 GHz [101].

La technologie HBT présente des fréquences de transition et d'oscillation maximales globalement plus élevées que la technologie HEMT mais le gain en fréquence est globalement plus stable pour ces derniers. Chacune des filières est dédiée à des applications différentes, le HBT étant plus adapté à la réalisation de VCO alors que les HEMT sont meilleurs pour les amplificateurs à faible bruit.

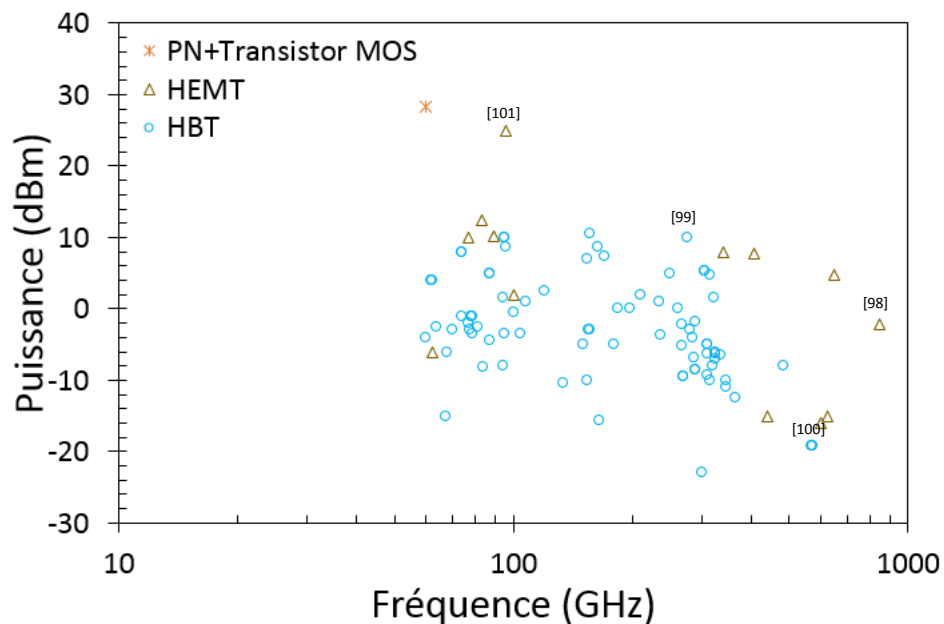


Figure 4: Etat de l'art des puissances émises par des circuits actifs à transistor au-delà de 60 GHz.

2.2.1.3 Les multiplieurs de fréquence

La multiplication de fréquence est la solution la plus répandue pour générer des fréquences terahertz. Le principe des multiplieurs de fréquence s'appuie sur la génération d'harmoniques à partir d'une source d'ondes millimétriques ou centimétriques. Cette source doit utiliser des diodes qui permettent le transfert de puissance vers des harmoniques supérieurs. Deux sources sont majoritairement employées, les varactors et varistors ou sources à réactance et résistance variable. Les composants à varactors, principalement les diodes Schottky et varactors à hétérostructures, sont plus largement utilisés en raison des faibles rendements de conversion des sources résistives. La capacité de la diode Schottky est liée au déplacement des porteurs au niveau de la barrière de potentiel. L'ampleur de variation de cette capacité influe sur le rendement du multiplicateur. La sélection d'un harmonique de rang trop élevé limite fortement la puissance disponible en raison d'une augmentation des pertes avec la fréquence. C'est pourquoi, les doubleurs et tripleurs de fréquence sont les multiplicateurs les plus répandus. Pour obtenir un quadrupleur de fréquence, le choix se porte plus souvent sur une mise en cascade de deux doubleurs de fréquence. Néanmoins, en optimisant les rendements de conversion, d'autres harmoniques peuvent être exploités afin d'atteindre des fréquences au-delà du terahertz.

Un record de puissance de 2,1 W à 66 GHz a été atteint en 1993 par Xin et al. [102]. Cette performance a été rendue possible par l'utilisation d'une diode BNN associée à un doubleur de fréquence. Il s'agit d'une structure proche de la structure Schottky avec une hétérojonction et une zone de dérive faiblement dopée. Il en résulte une tension de claquage et une non linéarité capacité-tension plus élevée. Aux fréquences autour de 60 GHz, les doubleurs de fréquence sont majoritaires et présentent les meilleures performances par rapport aux tripleurs, quadrupleurs et au-delà (cf. Fig. 5). Schlecht et al. [103] reportent également des performances à l'état de l'art à 800 GHz (2mW) par l'utilisation d'un doubleur de fréquence.

A contrario, au-delà de 1 THz, aucun facteur multiplicateur des chaînes de multiplication semble nettement dominant. Peu de doubleurs sont développés à ces fréquences en raison de la difficulté à obtenir une modulation de capacité suffisamment importante. Par contre, les tripleurs de fréquence sont actuellement plus nombreux dans cette gamme de fréquence mais des essais atteignent des facteurs de multiplication de 96. Notamment, parmi les tripleurs de fréquence permettant de générer des fréquences au-delà de 1,5 THz, deux atteignent des records de puissance de l'ordre du microwatt [104-105]. Dans le cas des chaînes de multiplications à facteur de multiplication plus importants, ces systèmes nécessitent des rendements de conversion élevés à chaque étage afin de limiter les pertes engendrées par le système. Maiwald et al. ont démontré une utilisation optimale d'une chaîne de multiplication à 3 étages ($x_2x_2x_3$) permettant d'atteindre des puissances de 120 μ W au-delà de 1 THz à température ambiante et 190 μ W lorsque le système est refroidi à 113 K [106]. La chaîne de multiplication la plus élevée (x_{96}) a été réalisée par Chattopadhyay et al. [107] en combinant un sextupleur et 4 doubleurs de fréquence. Une fréquence entre 14,7 et 16,5 GHz en entrée génère un signal dans la bande [1408 – 1584 GHz] en sortie. Cette chaîne de multiplication atteint les puissances les plus élevées de la littérature à 1490 GHz soit 40 μ W.

La discrimination des performances en fonction du facteur multiplicateur de la chaîne est complexe en raison de l'importante variation des performances des multiplieurs d'une technologie à une autre. L'atténuation des sources multipliées au-delà de 60 GHz est approximativement inférieure à 30 dB /décade (cf. Fig. 5) majoritairement influencée par les doubleurs et tripleurs de fréquence.

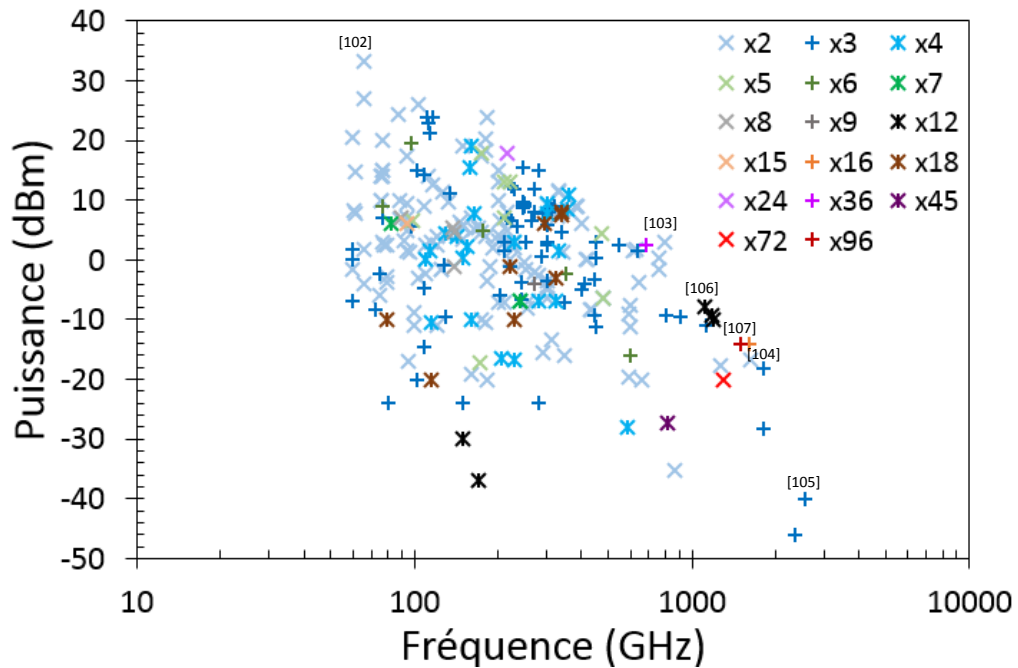


Figure 5: Etat de l'art des puissances émises par des multiplieurs de fréquences au-delà de 60 GHz.

Les sources électroniques à état solide sont largement répandues. Le mécanisme à l'origine de l'émission terahertz est directement lié au bruit généré pour les oscillateurs à résistances différentielles négatives. Dans le cas des circuits actifs et des multiplieurs de fréquence, le bruit provient de l'amplification du bruit des sources par les transistors pour les premiers et par la chaîne de multiplication dans les seconds.

2.2.1.4 Les supraconducteurs

L. Landau nomma les supraconducteurs en 1937 [108], et en association avec V. Ginzburg, ils mirent au point la théorie de Ginzburg-Landau décrivant la fonction d'onde des paires d'électrons [109]. L'application d'une tension aux bornes de deux supraconducteurs séparés par un isolant génère des paires d'électrons ou paires de Cooper qui se déplacent dans la structure par effet tunnel. Ces paires oscillent à une fréquence proportionnelle à la tension appliquée. Le courant circulant dans la structure induit un champs électromagnétique nommé ondes plasma de Josephson. Quand la longueur d'onde de ces ondes plasma est comparable ou inférieure à celles des jonctions Josephson, la structure se comporte alors comme une cavité dont la fréquence peut être optimisée par un empilement contrôlé des couches isolant / supraconducteur.

Différents types d'empilements ont été réalisés et mesurés depuis la découverte des jonctions Josephson. Néanmoins, les trop faibles puissances d'émission et les détecteurs inadaptés à ces niveaux de puissances n'ont permis d'avoir qu'un ordre de grandeur des puissances générées jusqu'aux années 1990. Jusqu'aux années 2000, des essais sur des alternances niobium, isolant, niobium permettaient d'atteindre des puissances de quelques centaines de nW [110]. La mise en réseau de ces structures a permis d'atteindre des puissances proches de 2 μ W à 312 GHz [111]. Une avancée significative et les prémices d'une nouvelle technologie de supraconducteurs ont été réalisées en 2007, Ozyuzer et al. ont observé une émission à 850 GHz dans du Bi2Sr2CaCu2O8 (BSCCO) monocristallin de 0,5 μ W. La mise en réseau de ces structures a permis, en 2013, d'atteindre des puissances de 0,61 mW à 510 GHz [112], record de puissance à ces fréquences émis par les supraconducteurs. Ces niveaux de puissance ont été utilisés pour de l'imagerie THz [113]. Depuis, les essais sur BSCCO se sont multipliés et des combinaisons BSCCO/YBaCuO [114] ont été testées ainsi que des

empilements Nb/SiO₂/Nb [115] mais le record de fréquence à 3,5 THz a été obtenu par l'utilisation du matériau YBaCuO [116]. La maîtrise des empilements supraconducteurs/isolants prédit des puissances au-delà du mW en monostructure [113] faisant des supraconducteurs, des sources terahertz prometteuses.

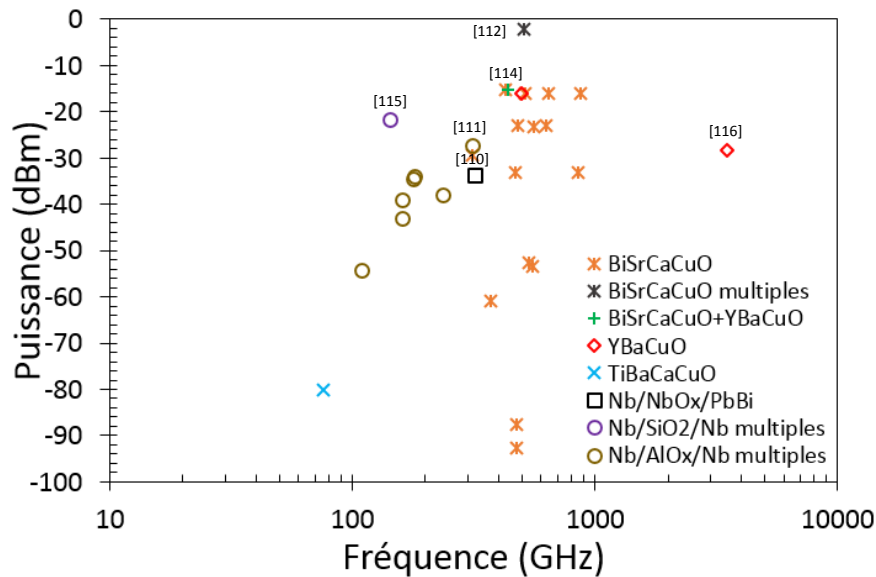


Figure 6: Etat de l'art des puissances émises par des supraconducteurs au-delà de 60 GHz.

2.2.2 Sources électroniques sous vide

L'utilisation des tubes électroniques aux fréquences inférieures à 10 GHz a fortement diminué avec les progrès de l'industrie des semi-conducteurs et s'est restreinte au domaine de l'électronique de puissance.

2.2.2.1 Le carcinotron

Le rayonnement terahertz des carcinotrons ou BWO (backward wave oscillator) repose sur l'effet Smith-Purcell. Ce dispositif est constitué d'un réseau métallique périodique dans un tube sous vide, d'une anode et d'une cathode. Le réseau métallique permet de générer un champ électromagnétique périodiquement variable. La vitesse de propagation d'un faisceau d'électrons de la cathode vers l'anode est modulée par le champ électromagnétique du réseau métallique. Cette variation de la vitesse de propagation produit un rayonnement dont la longueur d'onde est liée à la période du réseau. Les puissances à l'état de l'art de ces sources sont de 10 W à 110 GHz [117], 0,5 W à 220 GHz [118] et 1,5 μ W à 1,9 THz [119]. La durée de vie limitée de la cathode de laquelle sont extraits les électrons restreint les applications de ces tubes.

Des variantes du carcinotrons ont été produites pour améliorer l'efficacité du dispositif ainsi que la puissance maximale pouvant être générée. Le clinotron est une variante du BWO dans lequel le faisceau d'électron se propage avec un angle. Cela permet d'augmenter la puissance émise par la structure en augmentant l'efficacité du dispositif sur l'ensemble du tube. Ainsi, des structures clinotrons présentent des puissances jusqu'à 0,82 W à 260 GHz [120]. Les orotrons sont des variantes dans lesquels les réseaux métalliques périodiques sont des miroirs permettant d'avoir une cavité type Fabry-Perot augmentant les puissances générées par rapport au BWO classique. Ainsi, des puissances de 0,8 W à 300 GHz [121] ont été démontrées.

2.2.2.2 Le klystron

Les klystrons peuvent être utilisés en oscillateur aux fréquences terahertz. Plusieurs types de klystrons coexistent, le klystron à deux cavités, à réflecteur ou à interaction élargie. Le premier contient deux cavités. La propagation du faisceau d'électrons à travers la première cavité génère une résonance dont la fréquence dépend de la cavité et de la tension d'accélération des électrons. Lors du passage dans la seconde cavité, elle résonne aussi. Sa connection à la première cavité permet d'amplifier ce phénomène de résonance. Les klystrons à interaction élargie contiennent plusieurs cavités le long du tube de propagation du faisceau d'électrons permettant d'augmenter la puissance des klystrons. Ce mécanisme permet d'obtenir des oscillateurs électroniques de forte puissance, jusqu'à 400 W à 95 GHz [122] et 7 W à 218 GHz [123], mais ces dispositifs souffrent d'un encombrement important. Les klystrons à réflecteur contiennent une seule cavité. La seconde cavité est remplacée par un réflecteur qui repousse le faisceau d'électrons. Le faisceau d'électrons repasse dans la cavité et amplifie le rayonnement terahertz. Les progrès de la microfabrication ont permis de miniaturiser les klystrons à réflecteurs jusqu'à des dimensions micrométriques [124].

2.2.2.3 Le tube à onde progressive

Les tubes à ondes progressives ou TWT (Traveling Wave Tube) sont majoritairement utilisés comme des amplificateurs micro-onde de puissance. Le tube sous vide contient une cathode par laquelle le faisceau d'électrons est émis. Il se propage parallèlement à une hélice dans laquelle est transporté le signal à amplifier. Le ralentissement de la propagation du faisceau d'électrons par le champ magnétique génère un rayonnement qui participe au champ magnétique. Ainsi, le signal de sortie possède une amplitude plus élevée que le signal d'entrée. Dans le cas des TWT utilisés en oscillateurs, l'hélice ou milieu de propagation à amplification est rebouclée sur elle-même. Ce principe permet d'utiliser le rayonnement émis par les électrons lors du premier passage du faisceau d'électrons et l'amplifier.

Des essais à 656 GHz ont permis d'obtenir une puissance de 50 mW. Ils ont observé une variation de la fréquence de sortie proportionnelle à la différence de potentiel entre cathode et anode de 607 à 675 GHz [125]. Des travaux sont en cours pour produire des oscillateurs à 560 GHz [126-127].

2.2.2.4 Le gyrotron

Les gyrotrons sont de puissantes sources terahertz atteignant jusqu'à 0,52 MW à 300 GHz [128] et 2 MW à 204 GHz [129]. Ce type de source est constituée d'une cavité dans laquelle l'accélération de la rotation des électrons est contrôlée par le champs magnétique d'un électroaimant. Cette rotation génère un changement de trajectoire des électrons à l'origine d'un rayonnement dont la fréquence d'oscillation dépend du champ magnétique appliqué. Ce mécanisme est le rayonnement continu de freinage ou Bremsstrahlung. Ainsi, pour obtenir des fréquences de plusieurs centaines de gigahertz, il faut appliquer des champs magnétiques de plusieurs Tesla. Ces sources ont un encombrement et un prix élevé qui limitent actuellement leur utilisation à des travaux en laboratoire ou pour le contrôle du plasma dans les processus de fusion nucléaire.

2.2.3 Sources mécaniques

Le phénomène physique à l'origine d'un rayonnement terahertz par une source mécanique porte le nom de triboluminescence. Il s'agit d'une émission d'un rayonnement à partir du frottement de deux matériaux. Ce phénomène a été montré pour la première fois en 1939 lors du décollage de rouleaux adhésifs avec l'observation de faibles émissions dans le domaine du visible reproductibles après recollage de la surface adhésive décollée [130]. Lorsque la surface adhésive est désolidarisée de la surface hôte, les liaisons électro-iques sont détruites. La différence de conductivité entre adhésif et substrat génère une migration des électrons et trous dont le ralentissement dans l'air va émettre un rayonnement. Les domaines d'émission ont migré jusqu'aux rayons X en utilisant les rouleaux adhésifs sous vide [131] et en 2008 des puissances suffisantes pour réaliser de l'imagerie aux rayons X ont été démontrées [132]. En 2009, des essais à pression atmosphérique ont été réalisés [133] produisant une émission couvrant la bande de 1 THz à 20 THz avec un pic à 2 THz. La puissance maximale produite est inférieure à 1 μ W. Une meilleure compréhension du mécanisme de triboluminescence dans les rubans adhésifs pourrait permettre la production de sources de rayonnement terahertz de faible puissance.

Un mécanisme similaire à la triboluminescence a été observé dans le domaine du visible lors de la découpe de matériaux dans le vide (Si [134], GaAs [135], InP, Ge et GeSi [136]). Les charges sont transférées d'un morceau à l'autre produisant une émission dans le domaine du visible. Il s'agit de la mécanoluminescence ou redistribution des charges après découpe dans un volume. Lors de cette découpe, les charges en surface des deux morceaux séparés sont aussi redistribuées. Des travaux par simulation Monte Carlo prédisent une émission dans le domaine du terahertz lors de cette redistribution qui porte le nom de surfoluminescence [137].

2.2.4 Sources optiques

Les sources optiques de longueurs d'onde millimétriques et sub-millimétriques sont majoritairement couvertes par les lasers à électrons libres, à gaz, à état solide et à cascade quantique. Une forte décroissance des puissances et une raréfaction des sources est constatée au-delà de 30 μ m en longueur d'onde correspondant à des fréquences inférieures à 10 THz. L'énergie des photons étant plus faible à ces longueurs d'onde, le bruit thermique devient un paramètre critique des sources optiques terahertz.

Les lasers à gaz sub-millimétriques sont majoritairement pompés par des lasers à CO₂. Les lasers à électrons libres permettent d'atteindre les puissances les plus élevées du gap du Terahertz. Dans ces lasers, les électrons sont accélérés et leur trajectoire est modifiée par un onduleur. Ce sont des sources encombrantes visant des applications de spectroscopie principalement.

La démonstration d'une émission optique à 4,2 μ m par des QCL a été réalisée en 1994 à partir de travaux de J. Faist et al [138]. Ces travaux sont également la preuve de concept de nouvelles sources optiques aux fréquences terahertz constituées de superréseaux. Les QCL sont des structures à multiples puits quantiques. Lors de la polarisation de la structure, les électrons se déplacent de puit quantique en puit quantique par effet tunnel. L'effet laser provient de l'émission d'un photon par chaque électron dans chacun des puits quantiques de la structure par phénomène de recombinaison électron trou. Ainsi, un même électron va émettre de multiples photons. Ces puits correspondent à des alternances de deux semi-conducteurs. De nombreuses alternances de semiconducteurs sont investiguées tel que l'AlSb / InAs [139], GaN / AlGaN [140], GaN / InGaN [140], InGaAs / AlAsSb [141] ou InGaAs / GaAsSb [142]. Une étude théorique prévoit une forte

augmentation des puissances d'émission (24%) par l'utilisation du réseau ZnO / ZnMgO [143]. Afin d'augmenter les longueurs d'ondes d'émission, l'alternance GaAs / AlGaAs sur substrat de GaAs est utilisée. Cette assemblage présente des performances moindres par rapport l'InGaAs / AlInAs mais couvre les longueurs d'onde du gap terahertz. Les puissances dans la bande 1 – 10 THz sont reportées en Figure 7 avec une dissociation des performances en fonction du refroidissement ou non du QCL. De nombreux travaux montrent des puissances au-delà du milliWatt pour des structures refroidies atteignant jusqu'à 230 mW à 3 THz [144] alors que seulement 0,36 mW est observé à 1,58 THz [145]. Une illustration de la dépendance en température de la puissance émise par les QCL est réalisée par M. A. Belkin et al avec 7 μ W à 80 K, 1 μ W à 250 K et 300 nW à 300 K et 1,9 THz [146]. Une performance notable à température ambiante est celle de Q. Lu et al avec des puissances en CW de 14 μ W à 3,41 THz [147].

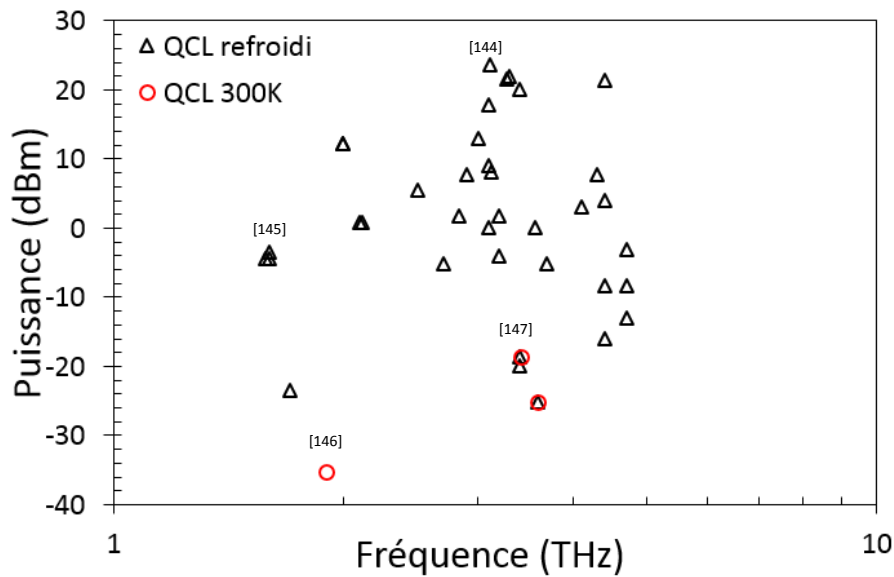


Figure 7: Etat de l'art des puissances émises par des QCL entre 1 et 10 THz.

2.2.5 Sources optoélectroniques

Les photomélangeurs sont des convertisseurs optoélectroniques. Lorsque deux ondes optiques de même polarisation mais de longueur d'onde différente sont absorbées par un photomélangeur, deux composantes sont générées par mélange correspondant à la somme et différence en longueur d'onde des deux lasers. La composante « différence » est le battement optique. La longueur d'onde de ce battement correspond à l'écart spectral entre les deux longueurs d'ondes des deux lasers initiaux. Le photomélangeur permet la conversion de ce signal, porté par des longueurs d'onde du domaine de l'infrarouge, en signal électrique. La fréquence du signal électrique est réglable par la variation de la longueur d'onde du second laser [148].

Il existe aussi des lasers bifréquences dont l'écart en fréquence dépend de la cavité du laser. Les deux longueurs d'ondes sont générées dans la même cavité. Les fluctuations en longueur d'onde s'appliquent aux deux longueurs d'ondes réduisant le bruit de phase et en fréquence de la différence de fréquence sur le battement. La fréquence du battement est donc plus stable que lors de l'utilisation de deux lasers à semi-conducteurs distincts. La fréquence de battement optique de ces lasers couvre les radiofréquences jusqu'au terahertz sur des dispositifs accordables en fréquence [149-151]. De plus, le spectre fréquentiel présente une grande pureté spectrale [152-153]. Deux types de photomélangeurs dominent actuellement le domaine des terahertz : les photoconducteurs et photodiodes.

2.2.5.1 Les photoconducteurs

Le point clé pour des photoconducteurs opérant sur une large bande de fréquence est la mobilité électrique du matériau absorbant l'onde optique. Les matériaux utilisés majoritairement sont le GaAs et l'InGaAs à basse température de croissance. La température de croissance et de recuit des épitaxies influe sur la qualité cristalline des composés. Lors de la réalisation de l'épithaxie par jets moléculaires de ces composés, l'arsenic incorporé dans le cristal de gallium ou d'InGa génère une forte densité de défauts ponctuels [154]. Lors du recuit, ces défauts migrent et des précipités sont formés dont la taille dépend de la température de recuit [155]. Cette importante concentration de défauts influe sur le temps de vie des électrons. La durée de ce temps de vie impacte la fréquence maximale à laquelle les photoconducteurs peuvent échantillonner.

S. H. Yang et al. [156] utilisent un réseau métallique nanostructuré. Ce contact est dimensionné pour obtenir une contribution des plasmons de surface à 780 nm (Fig 8. a)). Les photoconducteurs ont atteint une puissance générée de 17 μ W à 1 THz en régime continu pour un rendement de la conversion opto-électronique de 70 %. La topologie du contact supérieur des photoconducteurs influe directement sur la quantité de photons ayant une interaction avec la zone absorbante mais aussi sur les caractéristiques électriques des photoconducteurs. Différentes topologies ont été adoptées afin d'accroître le rendement de la conversion optoélectronique des photoconducteurs. Une puissance de 1,8 mW a été obtenue à 252 GHz par E. Peytavit et al. [157] par l'utilisation d'une cavité Fabry-Perot verticale. Les miroirs de cette cavité sont les contacts inférieur et supérieur, ces dernier étant constitué d'une fine couche de métal d'or et permettant l'interaction des photons avec la zone absorbante et leur réflexion dans la cavité optique. Ce même auteur utilise, quelques années plus tard, un contact supérieur métallique nanostructuré, dimensionné pour obtenir une transmission optique extraordinaire [158-159]. Ici aussi, la structure du photoconducteur est mise en cavité Fabry-Perot afin d'augmenter l'absorption du GaAs (Fig. 8 b)). Cette innovation a permis d'atteindre des puissances de 350 et 190 μ W respectivement à 305 et 320 GHz [160-161]. En raison de l'absorption optique du GaAs autour de 800 nm, la majorité des travaux sont réalisées à ces longueurs d'ondes en raison d'un coefficient d'absorption fortement décroissant au-delà de 850 nm et inférieur à 100 photons par centimètre aux longueurs d'ondes supérieures à 900 nm. Ainsi, une puissance de 80 pW à 3 THz a été mesurée par F. Hindle et al. pour des longueurs d'ondes entre 780 et 785 nm [162]. Malgré cette très faible absorption à 1,55 μ m, M. Billet et al. [163] ont réalisé des conversions à cette longueur d'onde par un photoconducteur en LTG-GaAs (Low Temperature Growth) visant des applications dans les télécommunications. Les fréquences les plus élevées atteintes par ces structures illustrent la forte décroissance de puissance en fonction de la fréquence liée à la capacité de la structure et à la durée du temps de vie des porteurs de charges inversement proportionnelle.

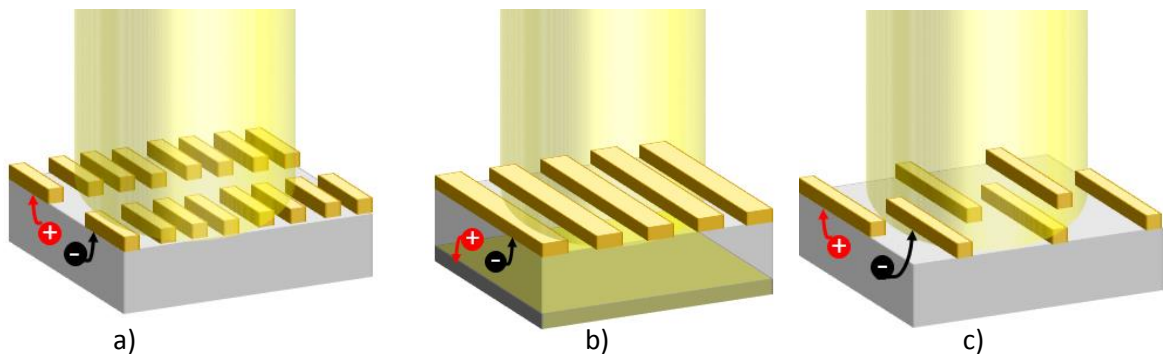


Figure 8: Photoconducteur LTG-GaAs a) utilisant la résonance des plasmons de surface [156], b) en cavité utilisant la transmission optique extraordinaire [157] c) à électrodes interdigitées [162].

Les photoconducteurs en LTG-InGaAs ou InGaAs dopé présentent des performances plus faibles que celles du LTG-GaAs en raison d'une durée de vie des porteurs dans la zone absorbante plus élevée. L'InGaAs est un matériau dont l'absorption à 1,55 μm est optimale, la longueur d'onde utilisée dans les télécommunications. J. Mangeney et al. ont mesuré des puissances atteignant 0,38 μW à 200 GHz avec un photoconducteur à réseau optique interdigité [164] (Fig. 8 c)). Les performances des photoconducteurs sont résumées en Fig. 9. Les puissances dépassent le mW à 252 GHz mais restent faibles au-delà du terahertz, de l'ordre de la dizaine de nW, illustrant la réduction de puissance générée en fonction de la fréquence d'utilisation de ces dispositifs.

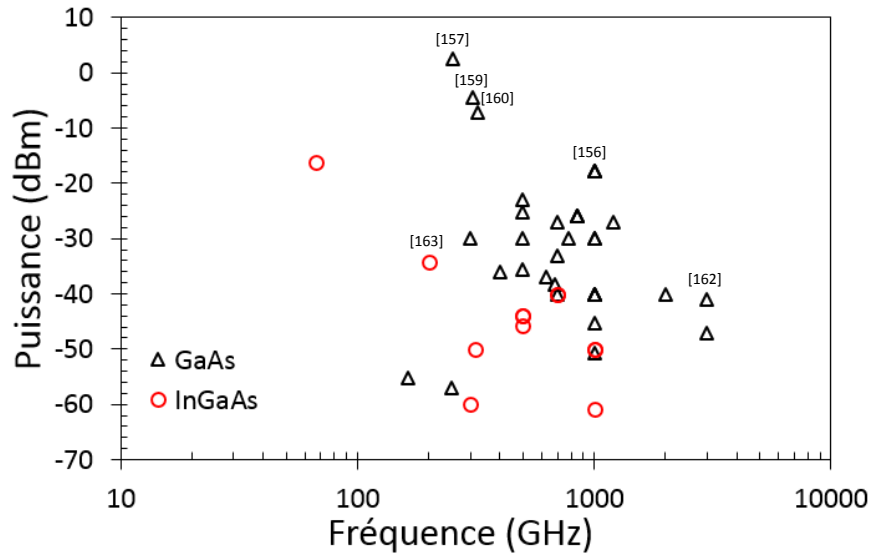


Figure 9: Etat de l'art des puissances émises par des photoconducteurs au-delà de 60 GHz.

2.2.5.2 Les photodiodes

Les photodiodes sont des convertisseurs optoélectroniques dont la largeur de bande dépend de l'impédance de la structure et du temps de transit des porteurs. Les variations de matériaux et de structures sont nombreuses, en fonction de la volonté d'augmenter le couplage electro-optique, les puissances générées et/ou les fréquences de fonctionnement. Trois structures de photodiodes sont majoritairement utilisées aux fréquences terahertz (Fig. 10) :

- la photodiode PN (dopage Positif dopage Négatif).
- les photodiodes PIN (dopage Positif – zone Intrinsèque – dopage Négatif).
- les photodiodes UTC (à transport de charges unipolaires)
- les photodiodes TTR (triple région de transit)

La jonction PN est constituée de deux zones, l'une dopée positivement et l'autre négativement. Par un choix judicieux de matériaux, la jonction PN peut absorber une onde optique et réaliser une conversion optoélectronique par photomélangement.

La structure de la photodiode PIN a bénéficié de nombreuses évolutions pour en maximiser les performances. Elle est toujours utilisée actuellement et atteint des fréquences jusqu'à 1,8 THz. En raison de la structure de la photodiode PIN (Fig. 10 a)), un compromis apparaît sur l'épaisseur de la zone faiblement dopée. L'augmentation de cette région permet de diminuer la capacité de la structure mais augmente le temps de transit des charges (positives et négatives). Ce compromis limite les puissances pouvant être obtenues aux fréquences terahertz.

La mobilité des charges positives étant plus lente que celle des électrons, T. Ishibashi proposa la photodiode à transport uni-polaire (UTC) en 1997 [165] (Fig. 10 b)). Cette structure dissocie la zone intrinsèque de la photodiode PIN en deux parties. La zone absorbante est dopée positivement afin de s'affranchir de la limite de vitesse de déplacement des charges positives. La zone faiblement dopée ou zone de collection utilise un matériau dont la distance de libre parcours moyen est suffisamment élevée pour considérer un mouvement quasi-ballistique des électrons. Cette structure a permis d'augmenter les fréquences de fonctionnement et les puissances émises au-delà de 60 GHz. En 2014, une nouvelle structure de photodiode est proposée par V. Rymanov [166], la photodiode à triple région de transit (TTR) (Fig. 10 c)). La zone absorbante est séparée en deux, la zone absorbante non dopée permettant d'avoir un champ électrique interne accélérant les électrons vers un collecteur faiblement dopé. Cela permet d'assurer un transit des charges (positives et négatives) à la vitesse de saturation ou d'overshoot quelque soit la puissance optique appliquée.

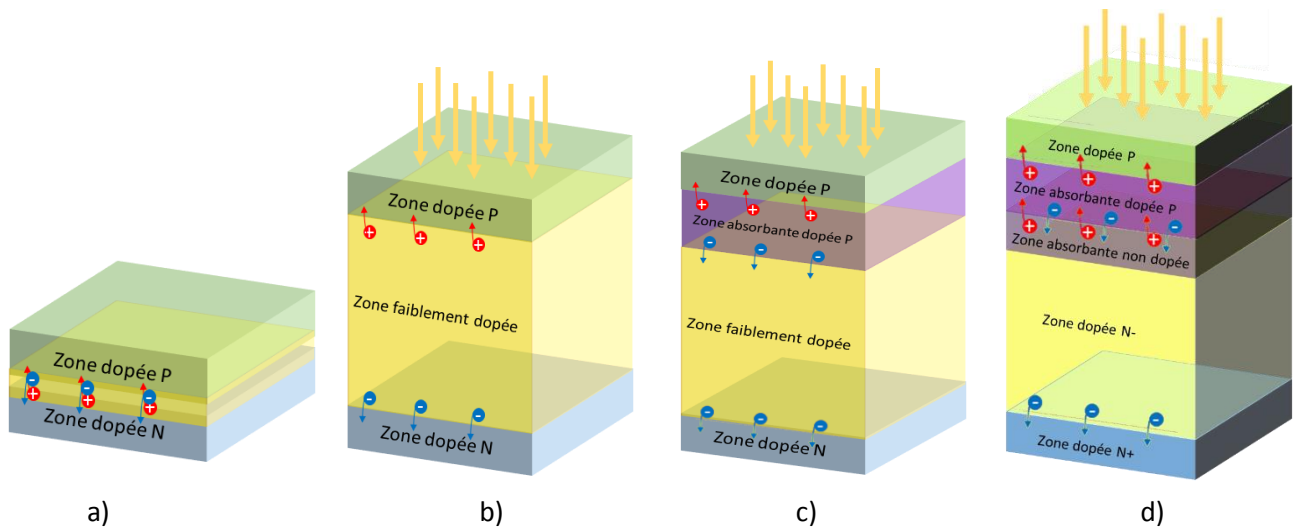


Figure 10: Structure de la photodiode a) PN b) PIN c) UTC d) TTR.

2.2.5.2.1 Les photodiodes PN

Lorsqu'une onde optique incidente traverse la jonction PN, les photons produisent des porteurs minoritaires dans chaque zone dopée. La diffusion de ces porteurs vers la ZCE est lente et ne participe que faiblement au photocourant reflète du battement optique. La variation de la taille de la ZCE et sa faible épaisseur induisent une faible absorption de l'onde optique. En 1981, Y. Taur et al ont mesuré une émission de $0,75 \mu\text{W}$ à 110 GHz dans une jonction PN+ dans des longueurs d'ondes proches de $5,5 \mu\text{m}$ [167]. Une couche de CdTe dopée Hg constitue la zone P alors que la zone N+ est réalisée en implantant des ions Bore. La concentration du dopage au bore varie en fonction de la profondeur d'implantation permettant un gradient de dopage. Ce gradient est intéressant pour accélérer les charges positives, charges les plus lentes dans cette structure.

2.2.5.2.2 Les photodiodes PIN

Les photodiodes PIN ont connu de nombreuses évolutions depuis leur invention, au niveau des matériaux utilisés, des structures et des topologies ainsi que des accès optiques et électriques. Seules les structures utilisées au-delà de 60 GHz seront détaillées dans ce document. Le compromis sur la zone absorbante évoqué plus haut limite les performances de ces structures aux fréquences terahertz. Une des voies explorée est l'optimisation de l'absorption optique par l'intégration de guides optiques dans la structure de la photodiode.

L'ajout d'une couche, permettant la propagation de l'onde optique, sous la couche de la zone P impose un couplage par la tranche de la photodiode (Fig 11. a)). Il s'agit des photodiodes à ondes progressives ou TW-PIN. La dispersion de l'onde optique et la mauvaise qualité du couplage limitent les photoréponses obtenues notamment une puissance de 500 μW à 80 GHz est reportée par Stohr et al. [168]. Une autre solution est d'intégrer le milieu de propagation de l'onde optique dans la zone absorbante de la photodiode (WG-PIN) (Fig 11. b)). Le choix du matériau se porte majoritairement sur l'InP fortement dopé afin d'introduire un décalage de Burstein dans les spectres d'absorption [169]. Ce décalage résulte d'un dopage dégénéré des semi-conducteurs générant une augmentation de la bande interdite d'un semi-conducteur. Les structures en guide sont généralement rectangulaires, de plus grande dimension dans la direction de propagation pour maximiser l'absorption du rayonnement optique et plus fin dans la direction orthogonale pour en limiter la capacité. En raison d'une surface élevée et d'une épaisseur imposée, ces photodiodes sont peu adaptées au-delà de 100 - 150 GHz mais délivrent des puissances jusqu'à 724 μW à 73,6 GHz [170].

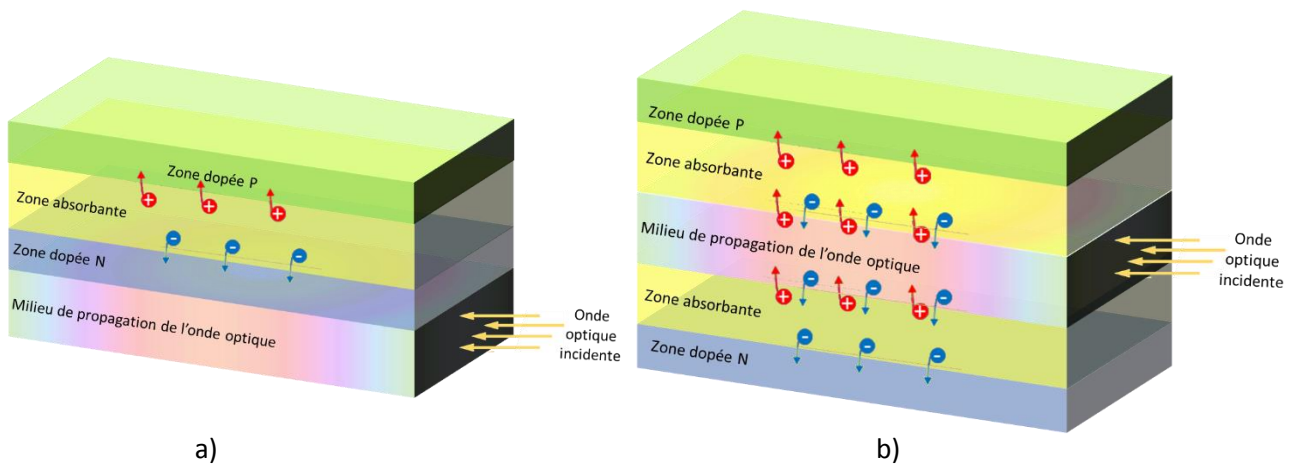


Figure 11: Intégration du guide optique sur une photodiode a) à ondes progressives (d'après [167]) b) en guide (d'après [169]).

Les évolutions de structure électrique de la photodiode PIN sont nombreuses aux radiofréquences mais la criticité de l'épaisseur de la zone absorbante limite les possibilités aux fréquences supérieures à 60 GHz. S. Preu et al. ont repoussé cette limite en produisant des photodiodes NIPNIP ou empilement de plusieurs structures PIN. Chaque photodiode PIN empilée verticalement est optimisée pour obtenir de faibles temps de transit. La zone d'absorption de chacune des structures PIN, surmontée d'une zone P, est suivie d'une zone d'InAlGaAs à gradient de composition Al afin d'améliorer le confinement des trous proches de la zone P. Cette méthode permet de s'affranchir de la limite du temps de transit des trous. Les premiers essais en 2007 par S. Preu et al. ont atteint des puissances de 87, 1,1 et 0,032 μW respectivement à 90, 400 et 1100 GHz [171]. Ces résultats ont été obtenus sur des structures à deux périodes seulement. En 2013, Göbel et al. ont réalisé et mesuré une photodiode NIPNIP à cent périodes obtenant ainsi des puissances plus élevées soit 100 μW à 100 GHz et 100 nW à 1 THz [172].

D'un point de vue commercial, l'utilisation des matériaux III-V à large échelle est coûteuse. Le développement de photodiodes PIN sur Silicium représente une avancée significative propice à un transfert vers l'industrie. Les travaux de S. Oeuvarard et al. sur des photodiodes PIN SiGe ont permis à ces structures de devenir compétitives dans le champ des photomélangeurs terahertz avec des puissances de 10 et 1 μW respectivement à 109 et 210 GHz [173-174].

2.2.5.2.3 Les photodiodes UTC

Les photodiodes UTC sont des structures ayant eu une évolution rapide depuis sa création en 1997 et permettent de réaliser des communications en espace libre atteignant des débits jusqu'à 120 Gbit/s [65]. Ces structures ont été mesurées jusqu'à la fréquence de 4 THz avec une longueur d'onde incidente de 1,55 μm [175]. Trois paramètres d'optimisation peuvent être définis :

- la conversion électro optique (A/W)
- la puissance générée (W)
- la fréquence de fonctionnement (Hz)

Ces trois paramètres sont liés puisque la qualité de la conversion électro-optique influe sur la puissance générée. Cette puissance dépend de l'impédance capacitive de la structure, variable en fonction de la fréquence. En fonction des applications, chacun des paramètres peut être optimisé.

Les améliorations apportées aux photodiodes PIN ont été transposées aux UTC. Ainsi, les TW-UTC et WG-UTC sont les équivalents des TW-PIN et WG-PIN. Ces structures présentent donc des solutions pour améliorer la conversion optoélectronique des photodiodes ou rendement quantique. D'autres améliorations existent mais leur bande de fréquence reste actuellement inférieure à 60 GHz. Parmi ces optimisations, les meilleures photoréponses sont obtenues pour les EC-UTC (UTC à couplage évanescent) et RF-UTC ou RFPD-UTC (UTC à facette refractante) [176-177]. Dans le cas des EC-UTC, le couplage électro optique est colinéaire à la direction de propagation des électrons. Le guide optique dépasse de la structure afin d'obtenir un mode guidé en amont de la photodiode. Le déplacement de l'onde optique colinéaire à celui des électrons permet d'atteindre des vitesses de déplacement des électrons élevées. Des photoréponses de 1.07 et 0.9 A/W ont été mesurées respectivement à 40 et 60 GHz [176]. L'état de l'art des photoréponses (Fig. 12) permet d'observer l'ampleur de l'amélioration des EC-UTC en RF. Les RF-UTC utilise le substrat clivé pour obtenir une facette refractante. L'onde optique est réfractée dans le substrat et vient illuminer la photodiode avec un angle impliquant une longueur de propagation de l'onde optique plus importante dans la zone absorbante. Des performances de 1,04 A/W ont été obtenues à 50 GHz [177].

L'état de l'art des photoréponses en A/W en fonction de la fréquence (Fig.12) permet d'avoir une vue d'ensemble sur la conversion optoélectronique des UTC. Sur la figure 12, une NB-UTC (UTC à transit quasi ballistique) atteint 1,14 A/W à 40 GHz [180]. L'onde optique est appliquée par couplage évanescent et combine un couplage optoélectronique optimal à une variation de structure en vue d'obtenir de fortes puissances d'émission. La présence du milieu de propagation optique dilué dans le collecteur impose d'utiliser des matériaux nécessitant une forte polarisation électrique à forte puissance optique pour favoriser le déplacement des électrons. La NB-UTC développée par J. W. Shi et al. [178] intègre une zone chargée positivement dans le collecteur (Fig. 13 c)). Le champ électrique intrinsèque de la structure dans la deuxième partie du collecteur permet d'accélérer les électrons pour atteindre une vitesse d'overshoot. A 40 GHz, cette structure génère 15,85 mW.

Une autre structure notable est la MUTC (UTC modifiée) qui intègre une zone faiblement dopée N- entre la zone d'absorption et le collecteur, lui-même faiblement dopé N- (Fig. 13 b)). Le phénomène de saturation est repoussé par la présence d'une couche appauvrie en électron dans la zone absorbante. Ce type de structure génère jusqu'à 100 mA de photocourant de saturation à 10 GHz pour une photoréponse à 1,14 A/W [179].

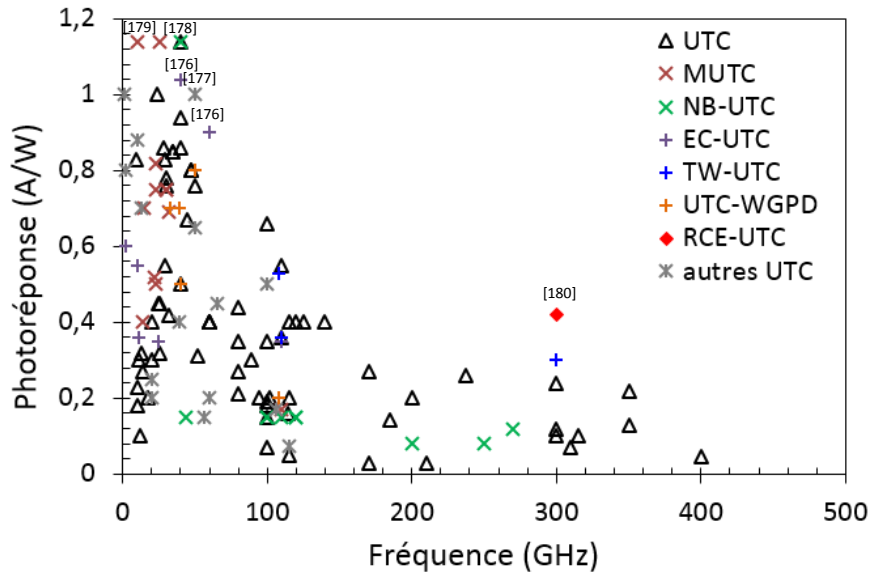


Figure 12: Etat de l'art des photoréponses des photodiodes UTC en fonction de la fréquence pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

Sur le modèle des photoconducteurs en cavité, la photodiode RCE-UTC est une structure UTC en cavité résonnante atteignant des photoréponses à l'état de l'art à 300 GHz. Ces photodiodes sont développées à l'EMN et seront discutées plus longuement dans le second chapitre. Les puissances générées par ces structures atteignent 0,75 mW à 300 GHz [180].

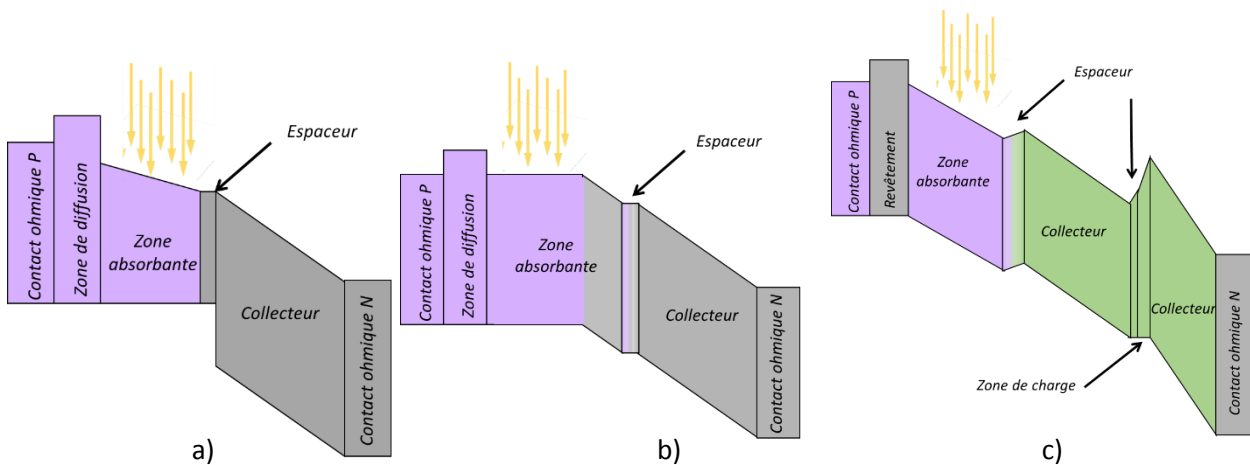


Figure 13: Diagramme de bande des photodiodes a) UTC b) MUTC c) NB-UTC.

De façon analogue à la photodiode PIN, les technologies UTC se sont aussi développées en technologie silicium germanium dont les photoréponses atteignent 0,7 A/W à 30 GHz [181]. L'absorption optique des photodiodes se fait majoritairement à 1,55 μm en raison de l'utilisation de cette longueur d'onde dans les applications de télécommunications. Afin de répondre au besoin de conversion optoélectronique RF à 800 nm, des UTC AlGaAs/GaAs ont été développées. Ces structures ont démontré leur utilisation jusqu'à 250 GHz [182].

Un des facteurs bloquant au déploiement des UTC est la faible puissance générée au regard d'autres sources terahertz. La combinaison de photodiodes en série se heurte au problème d'encombrement des fibres optiques. Afin de limiter les distances entre photodiodes, les structures TW, WG et RF-UTC utilisent des guides d'ondes optiques intégrés. L'utilisation de ce type de procédés appliqué sur de multiples structures en série permet de diminuer la capacité globale de la structure mais ne s'affranchit pas des limites de

temps de transit des électrons dans la zone d'absorption. C'est ce qu'ont réalisé H. Ito et al. sur deux structures en série (CT-UTC : UTC double en cascade) [183]. L'éclairage s'effectue par le dessous. Le faisceau optique est séparé en deux par un V-groove et se propage dans la zone d'absorption avec un angle. Ce type d'éclairage existe aussi à l'unité (TR-UTC) [184]. Une mesure de trois structures en série arrangées périodiquement a été réalisée, cette fois en utilisant le procédé des TW-UTC (P-TW-UTC) [185]. La photoréponse de la structure a été multipliée par trois par rapport à la photodiode unitaire, de 0,05 A/W à 0,15 A/W.

Au-delà de 60 GHz, le nombre de structures différentes utilisées chute en raison de la criticité de l'architecture de la photodiode sur les puissances générées. Les puissances obtenues à ce jour en fonction de la fréquence sont résumées en Figure 14. Les photodiodes PN, PIN, UTC et TTR y sont reportées pour une vue d'ensemble des performances. Les photodiodes UTC génèrent globalement des puissances supérieures aux autres photomélangeurs, particulièrement au-delà de 300 GHz. Les UTC classiques conservent des performances à l'état de l'art (20,8, 17 et 0,109 mW respectivement à 100, 120 et 1040 GHz) [186-188]. Le développement croissant de structures alternatives, en fonction des besoins, les rend de plus en plus compétitives. Ainsi, les NB, TW-UTC et les structures en InGaAs / InGaAsP / InP présentent aussi des performances record à leurs fréquences respectives avec 4,1 mW à 170 GHz [189], 148 μ W à 457 GHz [190] et 40 nW à 2,5 THz [191].

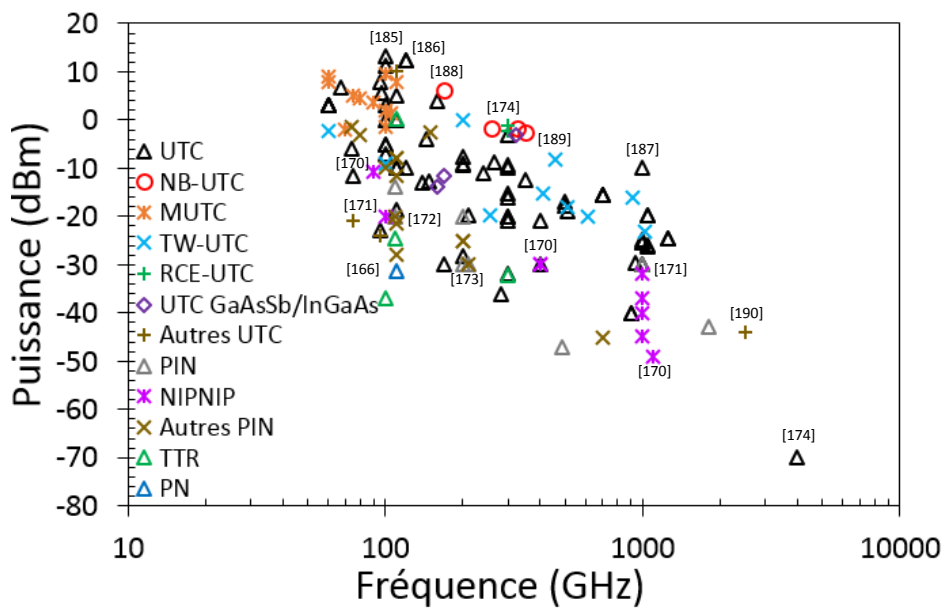


Figure 14: Etat de l'art des performances de photodiodes au-delà de 60 GHz.

2.2.5.2.4 Les photodiodes TTR

Les photodiodes TTR ont été définies pour la première fois en 2014 [192]. Elle est la photodiode la plus récente dans la bande de fréquence [60 GHz—4 THz]. Sa structure n'est pas sans rapport avec les évolutions structurelles des UTC dont elle est inspirée. Les fréquences de fonctionnement des UTC et les puissances optiques de saturation sont limitées. Le temps de transit des électrons dans la couche absorbante par diffusion et dans la couche de collection est la première limite, la seconde étant la constante RC de la structure. Dans le cas des photodiodes TTR, la couche absorbante est séparée en deux parties, la couche absorbante non appauvrie et celle appauvrie. Ce mécanisme n'est pas sans rappeler les MUTC et photodiode PIN dont elle combine les avantages. Ainsi, la vitesse de transit des électrons dans la couche absorbante prédit une saturation repoussant les limites des UTC. Leurs mesures par pointe coplanaire à 110 GHz a permis d'observer une puissance supérieure à 1 mW [192].

L'enjeu majeur est de proposer une technologie mise en boîtier des convertisseurs optoélectroniques. Les premières intégrations des TTR sur antenne log-périodique en 2017 ont produit des puissances de 3,5 et 0,6 μW respectivement à 109 et 301 GHz [193]. Ces puissances sont suffisantes pour réaliser des liens de communications sans fil aux fréquences terahertz sur quelques mètres.

2.2.5.3 Les photorésonateurs à conversion opto-électro-mécanique

La conversion opto-électro-mécanique peut être divisée en deux parties, l'absorption optique convertie en courant et la conversion électromécanique. Dans les semiconducteurs, l'ajout d'une quantité d'énergie optique amène les électrons à des niveaux d'énergie supérieurs situés dans la bande de conduction. Les charges sont alors mobiles et peuvent se déplacer sous l'effet d'une polarisation extérieure. Dans le cas des matériaux piézoélectriques, cette polarisation génère une migration des atomes et une déformation des structures cristallines. Ainsi, à partir d'une excitation optique, une déformation est constatée dans les matériaux piézoélectriques absorbants à la longueur d'onde incidente.

Dans le cas des photorésonateurs, l'oxyde de zinc est le matériau piézoélectrique arrangé en mesocristal. Celui-ci est composé de nanoplaques de ZnO périodiquement assemblées. La fréquence de résonance mécanique émise par les nanoplaques d'un mesocristal varie en fonction de leur durée de croissance. Ce phénomène s'explique par la variation de la longueur des nanoplaques en fonction de la durée de croissance du ZnO. De même, la largeur de bande du rayonnement est plus large pour des durées de croissance plus faibles en raison d'un désordre plus important de dimension dans les mésocristaux alors que lorsque plusieurs mésocristaux sont assemblés, la durée de croissance influe peu sur l'accordabilité de la fréquence.

X. L. Lu et al. démontrent cette variation de la fréquence de résonance entre 360 et 540 GHz par l'utilisation d'une unique microsphère par fréquence [194]. Dans le cas d'un assemblage de microsphères, cette fréquence reste stable à 360 GHz, pour des puissances émises jusqu'à 6,9 μW .

2.3 L'intégration aux fréquences millimétriques et Terahertz

Ces dernières décennies, l'exploration de nouvelles bandes de fréquence, motivée par les besoins décrits dans la première partie de ce chapitre, a nécessité une augmentation du nombre de sources et de détecteurs dans la bande de fréquence millimétrique et terahertz. L'utilisation de composants sur substrat se limite à une utilisation en laboratoire. Afin de démocratiser l'utilisation d'un composant, son intégration est indispensable. La conception adaptée des éléments d'intégration est indispensable pour limiter les pertes. Le but initial de l'intégration est de fournir une protection au composant contre les contraintes mécaniques, les interférences électromagnétiques et toutes autres contraintes environnementales susceptibles de modifier les performances du composant tout en limitant l'accès au composant sous forme d'entrées / sorties déportées.

Ainsi, aux fréquences millimétriques et terahertz, plusieurs difficultés apparaissent. La fabrication des éléments d'intégration nécessite une grande précision, que ce soit les interconnexions, les lignes de transmission, les guides métalliques, ou l'assemblage d'antenne sur lentille.

2.3.1 Les interconnexions

Les interconnexions permettent de relier le composant à un circuit afin d'y accéder. Deux types d'interconnexions sont à distinguer, les fils métalliques et les joints métalliques.

Dans le cas des fils métalliques, il s'agit de relier un composant au circuit hôte (Fig. 15 b)). Le matériau, la longueur, l'épaisseur, la connexion et le nombre de fils connectés influent sur les caractéristiques passives de l'interconnexion, sa résistance, sa capacité et surtout son inductance. L'augmentation de la fréquence du signal transporté par l'interconnexion génère une augmentation de sa réactance provoquant des réflexions à l'origine d'une baisse de puissance et potentiellement nocives pour le composant. S. Beer et al. ont réalisé des interconnexions à performances répétables jusqu'à 122 GHz en utilisant 3 fils parallèles [195] (Fig. 15 b)). Néanmoins, le comportement inductif des fils aux fréquences supérieures rend plus efficace la réduction des longueurs et diamètre de fil, complexifiant les procédés de fabrication.

Les joints de connections sont des brasures régulièrement utilisées en basse fréquence et radiofréquence. Il s'agit généralement d'un alliage d'étain, d'argent et d'un flux pour garantir la non oxydation des surfaces (Fig 15. c)). S. Monayakul et al. ont réalisé des connections avec un alliage Au/Sn fondu à 320 °C utilisable jusqu'à 250 GHz avec des pertes de 1 dB [196]. J-M. Wun et el. ont utilisé ce procédé pour reporter des photodiodes NB-UTC sur un substrat hôte pour une utilisation jusqu'à une fréquence de 260 GHz [197]. Sinsha et al. ont étendu les performances de ces brasures jusqu'à 500 GHz avec des pertes de 0,9 dB [198]. L'utilisation de colles métalliques permet de s'affranchir des contraintes thermiques lors de la soudure de l'alliage à base d'étain (Fig. 15. d)). La colle à l'argent est composée d'un durcisseur et en grande majorité de billes d'argent. Le séchage à l'air libre diffère en fonction du durcisseur utilisé de quelques minutes à plusieurs jours. L'épaisseur du joint et son diamètre influent sur les caractéristiques de la connection comme dans le cas des brasures.

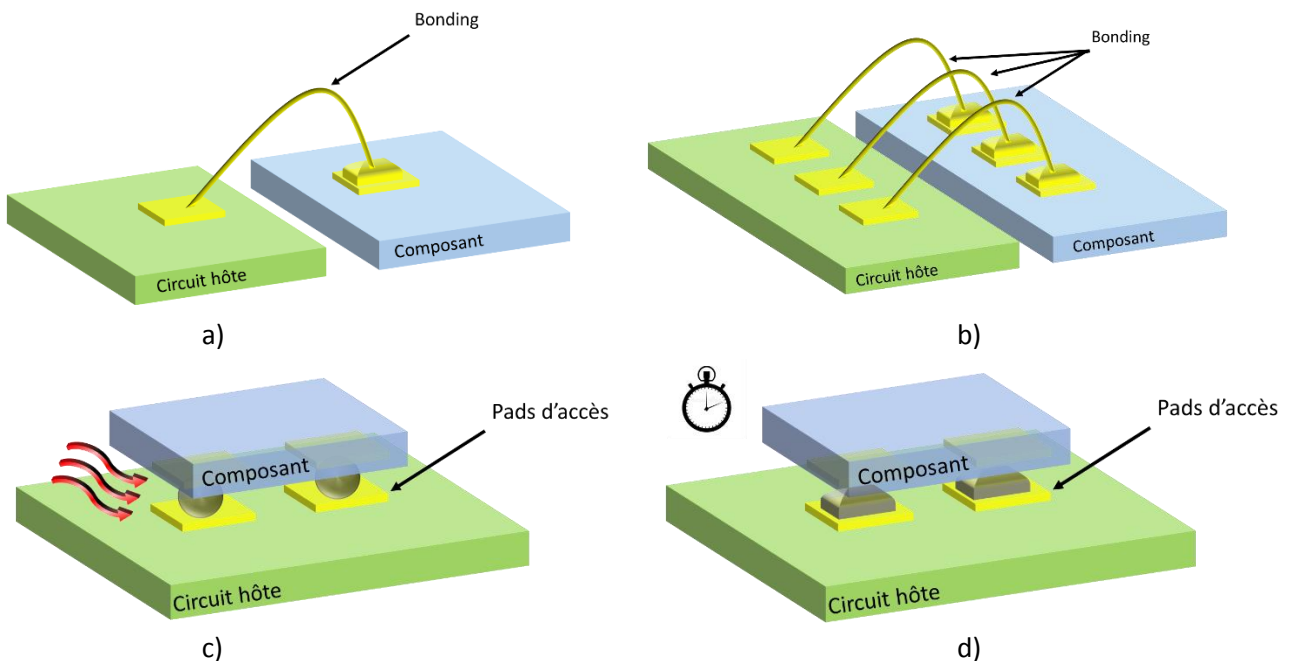


Figure 15: Interconnexions : a) bonding à un fil, b) bonding à trois fils, c) brasure ; d) collage.

2.3.2 Les lignes de transmission

Les lignes de transmission avec lesquelles les composants sont assemblés, permettent de déporter les entrées / sorties du composant. Les principales lignes de transmissions utilisées sont les structures coplanaires, microruban et coplanaires à plan de masse inférieur, ou de type ruban. D'autres structures existent enterrées dans le substrat. Seules celles à accès supérieures sont discutées ici.

La ligne microruban est composée d'une ligne métallique en face avant d'un substrat diélectrique et un plan métallique sur la face arrière (Fig. 17 a)). Lors de la propagation d'une onde électromagnétique, celle-ci est confinée dans le diélectrique. Pour favoriser la continuité et limiter les réflexions à l'interface avec le connecteur, la ligne doit être adaptée à l'impédance du connecteur soit 50 ohms. Ainsi, l'épaisseur du diélectrique et les dimensions de la ligne doivent être choisies pour atteindre une impédance égale ou proche à 50 ohms pour une permittivité de diélectrique donnée. Les pertes de cette ligne sont attribuées à deux facteurs principaux, les pertes tangentielles du diélectrique et les pertes métalliques liées à la conductivité du métal utilisé et à l'état de surface de la ligne. Le confinement de l'onde dans le diélectrique permet aux ondes propagées de voir un milieu continu. Ainsi, les lignes microrubans atteignent des fréquences au-delà de plusieurs centaines de GHz. Ces lignes présentent l'inconvénient de posséder des électrodes sur deux niveaux différents, l'épaisseur du diélectrique étant lié à l'impédance de la ligne.

Les guides d'ondes coplanaire présentent deux plans de masse de chaque côté de la ligne microruban sur la même face du substrat (Fig. 17 b)). Lors de la propagation de l'onde électromagnétique, celle-ci perçoit un milieu discontinu constitué par l'air et le diélectrique. Les pertes de cette structure sont supérieures à celle du microruban mais elle est plus facile à utiliser pour l'intégration de composants de surface. Les lignes coplanaires de type ruban, constituées d'un plan de masse et d'un ruban conducteur sur la face supérieure présentent le même désavantage (Fig. 17 c)). Celle à plan de masse inférieur est généralement utilisée pour les transitions microrubans coplanaires ainsi que pour les accès à la masse en face supérieures connectés au plan de masse inférieur par couplage électromagnétique ou vias (Fig. 17 d)).

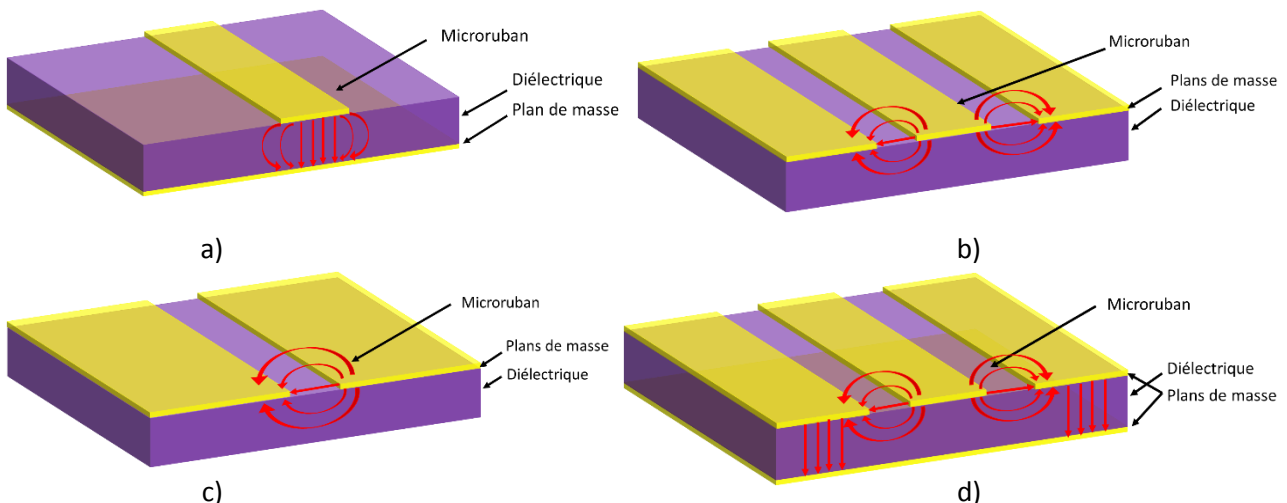


Figure 16: Lignes de propagation : a) microruban, b) coplanaire, c) coplanaire à ruban ; d) coplanaire à plan de masse.

2.3.3 Les guides d'ondes

La propagation de signaux terahertz en espace libre peut se faire par l'intermédiaire d'un guide d'onde métallique sur antenne. Il s'agit de blocs métalliques présentant une ouverture dans laquelle l'onde électromagnétique se propage (Fig. 17 a)). La fréquence de coupure du guide est liée à ses dimensions. Par des phénomènes de propagation guidée, l'onde électromagnétique est propagée dans le guide. Les dimensions dans la bande 220 – 325 GHz, guide WR-3, atteignent 431,8 sur 863,6 μm . Ces guides sont en majorité usinés dans des blocs métalliques. Les dimensions des guides WR-3 nécessitent l'utilisation de fraiseuses particulièrement fines. Lorsque les fréquences augmentent, les dimensions des guides diminuent si bien qu'à 2 THz, elles atteignent 130 x 65 μm .

L'intégration du composant dans ce guide, selon le procédé de fabrication le plus répandu, implique le report du ou des composants sur un circuit hôte. Ce circuit contient une sonde métallique assurant la transition d'impédance entre la ligne de transmission sur laquelle est reportée le composant et le guide. Cette sonde est reliée au composant par une ligne de transmission et intégrée dans le guide afin de favoriser le guidage de l'onde électromagnétique du composant vers ce guide. Des pertes de 2,5 dB ont été obtenues sur la bande 220 – 325 GHz par cette méthode [199] et 5 dB à 650 GHz [200] attestant son potentiel aux fréquences terahertz. Des réalisations à 2,59 THz intègrent le composant au plus près du guide pour limiter les pertes. Le circuit et le composant sont fabriqués sur un même substrat pour limiter les pertes dues au report. Les structures sont ensuite suspendues dans le guide par l'intermédiaire de ponts à air métalliques [201]. Les pertes sont de 21 dB à 2,59 THz et augmentent fortement au-delà.

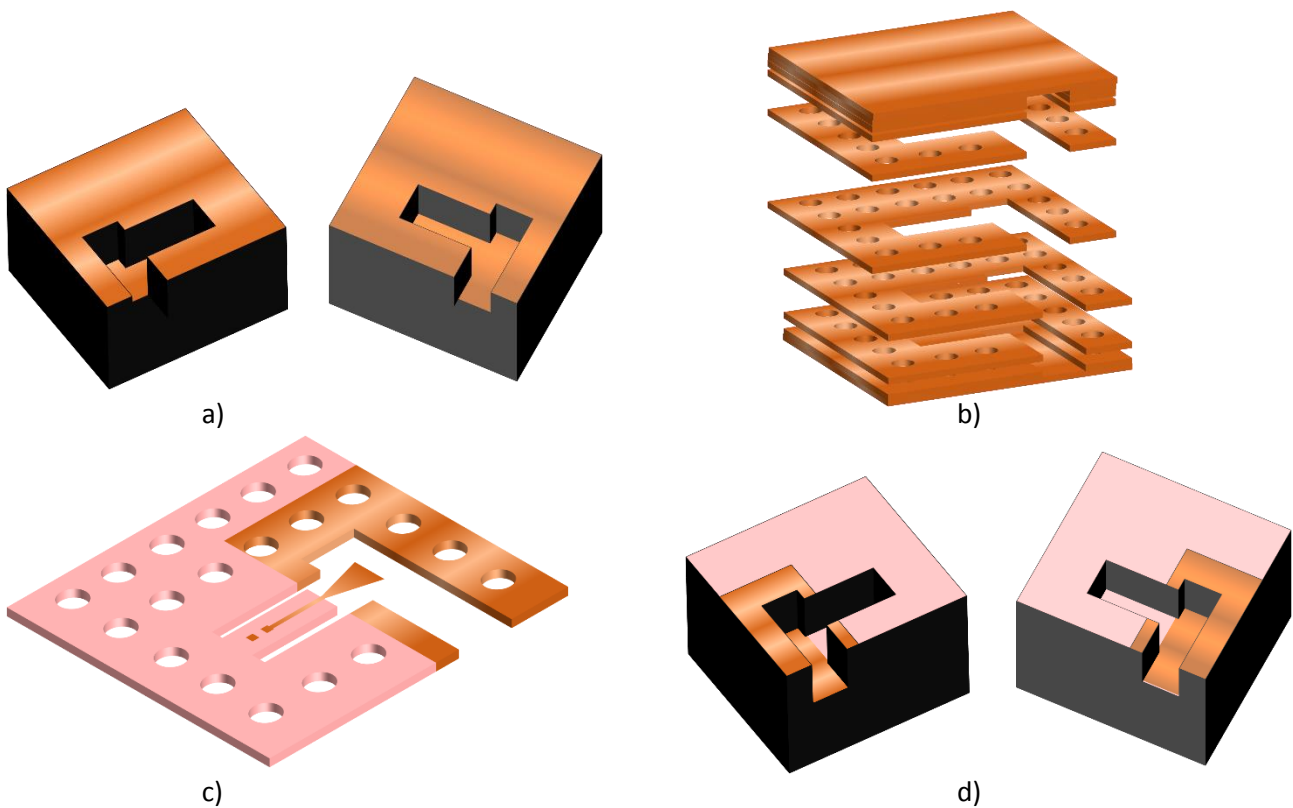


Figure 17: Procédés de réalisation des éléments d'intégration en guide WR-3 : a) par usinage, b) par assemblage, c) mixte plastique/métal par assemblage ; d) par impression 3D (stéréolithographie).

Afin de limiter les coûts de fabrication, des solutions alternatives sont envisagées. A l'inverse de l'usage classique réalisé dans un même bloc, une alternative propose une fabrication par tranche dans du silicium (Fig. 17 b)). Ainsi, les tranches assemblées forment le guide et le circuit contenant l'emplacement pour le report du composant et la transition de la ligne de transmission vers le guide d'onde. Des essais sur des mélangeurs 100 – 600 GHz ont été réalisés [202]. Néanmoins, les tolérances sur l'alignement lors de l'assemblage des couches et la tolérance sur les éléments du circuit limitent le champs d'action de cette alternative.

Une autre alternative utilise la même technique d'assemblage par tranche mais cette fois, le métal est remplacé par du plastique et seules les surfaces du guide sont métallisées (Fig. 17 c)). L'épaisseur de peau diminuant avec la fréquence, une faible épaisseur de métal est suffisante aux fréquences terahertz (cf. tableau 3). La réalisation d'un prototype contenant une simple transition entre deux guides WR-3 (bande 220 – 325 GHz) a montré des pertes de 1 dB seulement à 300 GHz [203].

	1 GHz	10 GHz	100 GHz	1 THz
Aluminium	2,6 μm	0,82 μm	0,26 μm	82 nm
Argent	2 μm	0,63 μm	0,2 μm	63 nm
Cuivre	2,1 μm	0,65 μm	0,21 μm	65 nm
Or	2,4 μm	0,75 μm	0,24 μm	75 nm
Platine	5,12 μm	1,6 μm	0,51 μm	0,16 μm

Tableau 3 : Epaisseur de peau de différents métaux à différentes fréquences.

L'impression 3D de guide a aussi été utilisée dans le cadre de guide d'onde. Le bloc, séparé en deux parties, est réalisé par stéréolithographie (Fig. 17 d)). Cette technique d'impression atteint des précisions de 30 μm . Un guide WR-3 a été réalisé avec un revêtement en cuivre et en aluminium pour des pertes maximales de 0,016 et 0,032 dB / mm [204]. Ces valeurs sont proches des pertes obtenues dans les guides d'onde métalliques classiques.

2.3.4 L'assemblage d'antennes sur lentille

Une autre solution employée dans la mise en boîtier de sources terahertz dans une optique de communications sans fil utilise des antennes. La forte directivité des antennes est indispensable pour assurer des communications point à point.

L'assemblage d'antennes sur lentille silicium implique soit le report du composant sur l'antenne hôte puis un collage sur lentille, soit la réalisation de l'antenne et du composant sur un même substrat. L'assemblage est dit quasi optique en raison de la propagation et du contrôle de la directivité de l'onde terahertz propagée par un élément optique, la lentille. De nombreuses antennes sont utilisées en fonction de leur gain, directivité et bande passante.

En plaçant une antenne au centre de la surface plane d'une lentille silicium hyperhémisphérique, la dispersion angulaire du lobe principal d'émission est réduite (Fig. 18 a)). Des démonstrations ont été réalisées intégrant l'antenne directement sur le PCB hôte du composant terahertz par collage. Grzyb et al. ont mesuré des puissances de sorties jusqu'à 1,8 mW à 250 GHz [205] et 0,71 mW à 288 GHz [206] sur des multiplieurs de fréquence. L'utilisation de plusieurs antennes périodiquement arrangées [207] et/ou la combinaison de plusieurs lentilles [208] multiplient les possibilités.

L'intégration de ces dispositifs dans un bloc métallique permet une isolation du composant et/ou circuit des conditions environnementales. La difficulté d'intégration pour avoir des systèmes de faibles dimensions devient critique. Néanmoins, des dimensions de 36x36 et 20x20 mm² ont été obtenues jusqu'à des fréquences de fonctionnement respectives de 350 [209] et 545 GHz [210]. Un record d'intégration a été obtenu par Tajima et al. affichant des dimensions de 10x10x4 mm³ et réalisant une transmission à 27 Gbps à 300 GHz [211]. Ces dimensions ont pu être atteintes en utilisant un procédé de fabrication tranche par tranche. Le design de la lentille influe sur la propagation du faisceau terahertz [212]. Les applications point-à-point utilisent généralement des lentilles hyperhémisphériques afin de garantir un maximum de radiation dans un volume restreint. Dans le cas d'un rayonnement à large ouverture numérique, une ou des lentilles hémisphériques aplaties peuvent être utilisées [213-214] (Fig. 18 b)).

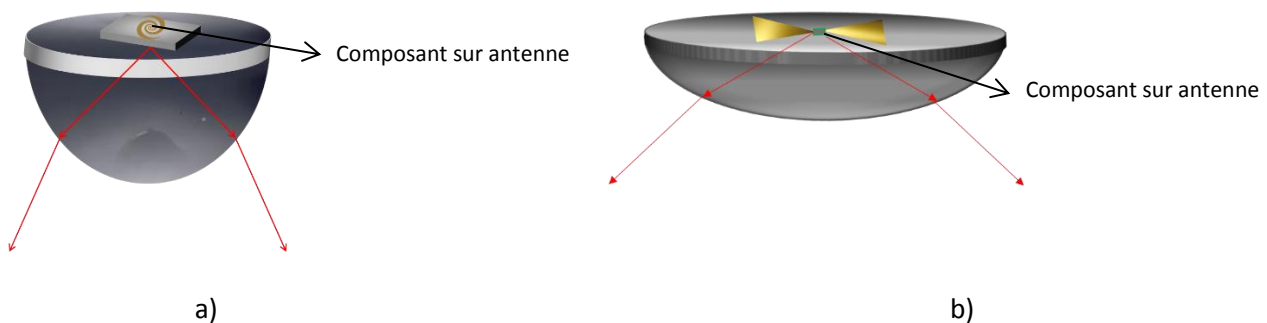


Figure 18: lentilles a) hyperhémisphérique b) hémisphérique aplatie.

Les lentilles silicium présentent une différence d'indice avec l'air élevée générant de multiples réflexions à l'interface lentille / air. Ainsi, des solutions alternatives utilisent des lentilles diélectriques. L'étude de Konstantinidis compare les performances de 4 matériaux, le Teflon, le Rexolite, le PEEK et le quartz [215]. La directivité la plus resserrée et le minimum de réflexion sont meilleurs dans le cas du Teflon et du Rexolite. Les permittivités relatives correspondantes sont de 2,1 et 3,75. Le PEEK possède la même permittivité diélectrique relative que le Rexolite mais présente des pertes tangentielles plus élevées. En raison du coût, du revêtement de la lentille de permittivité relative à 4 et des propriétés électro-optiques du Rexolite, les auteurs ont opté pour ce matériau pour une démonstration de lien en espace libre à 300 GHz. Idéalement, un gradient de permittivité serait une solution optimale. La mise en œuvre reste complexe en raison des multiples interfaces vues par l'onde électromagnétique et la difficulté à conserver de faibles pertes tangentielles [216]. Dans le domaine des solutions faible coût, l'utilisation d'une lentille plane de Fresnel a démontré une importante directivité du faisceau et une simplicité du procédé de fabrication par la position déportée de la lentille par rapport à l'antenne émettrice [217].

L'intégration de composant optoélectronique inclut l'alignement et la fixation de la fibre optique pour éclairer le composant. En général, cette fibre est fixée par collage ou encapsulation dans une résine. Des UTC ont été intégrées et testées dans ce contexte avec des performances à 0,2 mW à 120 GHz [218] et au-delà du microWatt à 1,04 THz et des puissances mesurables jusqu'à 1,5 THz [219]. Des démonstrations de lien en espace libre ont été réalisées avec un débit atteignant 24 Gbps à 300 GHz [220]. En 2017, les récentes TTR-PD, évoquées pour la première fois trois ans plus tôt, ont aussi été intégrées sur lentille de silicium pour une utilisation à 300 GHz [221].

La mise en boîtier, en guide ou sur antenne dans le cas des photodiodes, est un des enjeux majeurs à l'utilisation d'un composant. La mise en boîtier aux fréquences terahertz évolue rapidement avec des procédés de fabrication simplifiés qui émergent et leurs coûts de fabrication plus faibles.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les différents champs d'applications du terahertz ont été mis en évidence. Le nombre de champs d'applications croissant fait des technologies terahertz, un défi majeur pour les prochaines décennies. Ces applications couvrent le domaine de la sécurité, du biomédical et de l'industrie mais surtout le domaine des télécommunications, domaine pour lequel les sources de ce document ont été réalisées.

Le manque de sources fiables, compactes, puissantes et bas coût limite le déploiement des technologies millimétriques et sub-millimétriques. Le développement de ces sources permet d'augmenter les puissances émises. Ces puissances et les spécificités de ces sources ont été détaillées dans la deuxième partie de ce chapitre mais il reste complexe de comparer les sources entre elles, les applications visées étant différentes. Les paramètres comparés sont la fréquence de fonctionnement et la puissance permettant une évaluation partielle de ces sources. D'autres paramètres, tel que l'encombrement, le coût, la fiabilité de ces sources et leur durée de vie devront être pris en compte pour une utilisation à plus large échelle de ces composants.

Les sources optoélectroniques, prometteuses dans le cadre de télécommunications sans fil aux longueurs d'ondes millimétriques à hauts débits, ont aussi été détaillées dans ce chapitre. Les réalisations de photodiodes UTC sont nombreuses malgré un concept n'ayant que 20 ans. Ces structures ont connu de nombreuses variantes pour permettre soit d'améliorer le couplage optoélectronique soit pour augmenter la puissance générée soit les deux par des combinaisons de concept. La mise en boîtier des composants permet de réaliser des démonstrateurs de plus en plus prometteurs notamment celui des photodiodes UTC. Deux types de mise en boîtier sont abordés, celui en guide et celui sur antenne.

Le travail de thèse se focalise sur les photodiodes UTC et leur mise en boîtier. Les limites des photodiodes UTC, liées à leurs paramètres de dimensions et de dopages, sont abordées afin de visualiser l'impact de chacune des grandeurs dans le chapitre 2. La recherche d'une indépendance en polarisation de ces structures a conduit à explorer différentes topologies d'électrodes supérieures afin de les comparer. D'un autre côté, la mise en boîtier de ces structures, indispensable à leur diffusion à plus large échelle, est étudiée par simulation sur le logiciel CST (Computer Simulation Technology) dans le chapitre 3. Le dernier chapitre sera dédié aux expériences de télécommunications réalisées durant la thèse et à l'étude d'un paramètre d'évaluation de la qualité de transmission d'un signal.

References

- [1] B. B. Hu et M. C. Nuss, « Imaging with terahertz waves », *Opt. Lett.*, OL, vol. 20, no 16, p. 1716-1718, août 1995.
- [2] R. M. Woodward *et al.*, « Terahertz pulse imaging in reflection geometry of human skin cancer and skin tissue », *Phys. Med. Biol.*, vol. 47, n° 21, p. 3853, 2002.
- [3] S. Fan, B. S. Y. Ung, E. P. J. Parrott, V. P. Wallace, et E. Pickwell-MacPherson, « In vivo terahertz reflection imaging of human scars during and after the healing process », *J. Biophotonics*, vol. 10, n° 9, p. 1143-1151, sept. 2017.
- [4] Y. Gao et R. Zoughi, « Millimeter Wave Reflectometry and Imaging for Noninvasive Diagnosis of Skin Burn Injuries », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 66, n° 1, p. 77-84, janv. 2017.
- [5] Teraview site
- [6] K. J. Siebert *et al.*, « All-optoelectronic continuous wave THz imaging for biomedical applications », *Phys. Med. Biol.*, vol. 47, n° 21, p. 3743, 2002.
- [7] P. Doradla, K. Alavi, C. S. Joseph, et R. H. Giles, « Terahertz polarization imaging for colon cancer detection », in *Terahertz, RF, Millimeter, and Submillimeter-Wave Technology and Applications VII*, 2014, vol. 8985, p. 89850K.
- [8] S. Yamaguchi, Y. Fukushi, O. Kubota, T. Itsuji, T. Ouchi, et S. Yamamoto, « Brain tumor imaging of rat fresh tissue using terahertz spectroscopy », *Scientific Reports*, vol. 6, p. 30124, juill. 2016.
- [9] K. Meng *et al.*, « Terahertz pulsed spectroscopy of paraffin-embedded brain glioma », *JBO, JBOPFO*, vol. 19, n° 7, p. 077001, juill. 2014.
- [10] S. Yamaguchi, Y. Fukushi, O. Kubota, T. Itsuji, T. Ouchi, et S. Yamamoto, « Origin and quantification of differences between normal and tumor tissues observed by terahertz spectroscopy », *Phys. Med. Biol.*, vol. 61, n° 18, p. 6808, 2016.
- [11] T. Bowman *et al.*, « Pulsed terahertz imaging of breast cancer in freshly excised murine tumors », *JBO, JBOPFO*, vol. 23, n° 2, p. 026004, févr. 2018.
- [12] Y. Zou, « An initial study of genetic demyelinating mouse brain using Terahertz spectroscopy », in *Biomedical Optics 2016 (2016), paper JW3A.32*, 2016, p. JW3A.32.
- [13] L. Shi, P. Shumyatsky, A. Rodríguez-Contreras, et R. R. Alfano, « Terahertz spectroscopy of brain tissue from a mouse model of Alzheimer's disease », *JBO, JBOPFO*, vol. 21, n° 1, p. 015014, janv. 2016.
- [14] G. G. Hernandez-Cardoso *et al.*, « Terahertz imaging for early screening of diabetic foot syndrome: A proof of concept », *Sci Rep*, vol. 7, févr. 2017.
- [15] A. Bykhovski *et al.*, « THz absorption signature detection of genetic material of *E. coli* and *B. subtilis* », in *Chemical and Biological Standoff Detection III*, 2005, vol. 5995, p. 59950N.
- [16] G. Ok, K. Park, H. J. Kim, H. S. Chun, et S.-W. Choi, « High-speed terahertz imaging toward food quality inspection », *Appl. Opt.*, AO, vol. 53, n° 7, p. 1406-1412, mars 2014.
- [17] Li, B., *et al.*, Preliminary study on quality evaluation of pecans with terahertz time-domain spectroscopy.
- [18] Ogawa, Y., *et al.*, Feasibility on the quality evaluation of agricultural products with terahertz electromagnetic wave, in 2006 ASABE Annual International Meeting. 2006: Portland, Oregon. p. Paper Number: 063050.
- [19] J. Liu et Z. Li, « The terahertz spectrum detection of transgenic food », *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, vol. 125, n° 23, p. 6867-6869, déc. 2014.
- [20] W. Liu, Y. Zhang, S. Yang, et D. Han, « Terahertz time-domain attenuated total reflection spectroscopy applied to the rapid discrimination of the botanical origin of honeys », *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, vol. 196, p. 123-130, mai 2018.
- [21] G. Ok, K. Park, H. S. Chun, H.-J. Chang, N. Lee, et S.-W. Choi, « High-performance sub-terahertz transmission imaging system for food inspection », *Biomed. Opt. Express*, BOE, vol. 6, n° 5, p. 1929-1941, mai 2015.
- [22] S. H. Baek, J. H. Kang, Y. H. Hwang, K. M. Ok, K. Kwak, et H. S. Chun, « Detection of Methomyl, a Carbamate Insecticide, in Food Matrices Using Terahertz Time-Domain Spectroscopy », *J Infrared Milli Terahz Waves*, vol. 37, n° 5, p. 486-497, mai 2016.
- [23] N. Palka et D. Miedzinska, « Detailed non-destructive evaluation of UHMWPE composites in the terahertz range », *Opt Quant Electron*, vol. 46, n° 4, p. 515-525, avr. 2014.
- [24] Y. Dong *et al.* « Non-destructive characterization of automobile car paints using terahertz pulsed imaging and infrared optical coherence tomography », in *2015 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*, 2015, p. 1-2.
- [25] T. Yasui *et al.* "Terahertz paintmeter for noncontact monitoring of thickness and drying progress in paint film," *Appl. Opt.*, vol. 44, no. 32, pp. 6849-6856, 2005.
- [26] J. Takayanagi *et al.* "Noncontact and nondestructive thickness measurement for multilayer paint using terahertz wave," *J. Jpn. Soc. Colour Mater.*, vol. 85, no. 11, pp. 459-464, 2012.
- [27] N. Fuse *et al.* Detection of rust in coated steel plates using terahertz waves Central Research Institute of Electric Power Industry (CRIEPI) Res. Rep., H11002, 2011.
- [28] S. Fan *et al.*, « Terahertz non-destructive imaging of cracks and cracking in structures of cement-based materials », *AIP Advances*, vol. 7, n° 11, p. 115202, nov. 2017.
- [29] Y. Yang *et al.* « Combination of terahertz radiation method and thermal probe method for non-destructive thermal diagnosis of thick building walls », *Energy and Buildings*, vol. 158, p. 1328-1336, janv. 2018.
- [30] J. B. Jackson *et al.* « Terahertz metrology of tree rings for dendrochronology and cultural heritage applications », in *O3A: Optics for Arts, Architecture, and Archaeology II*, 2009, vol. 7391, p. 73910C.

- [31] C. Jördens et M. Koch, « Detection of foreign bodies in chocolate with pulsed terahertz spectroscopy », *OE, OPEGAR*, vol. 47, n° 3, p. 037003, mars 2008.
- [32] D. K. Hsu, K.-S. Lee, J.-W. Park, Y.-D. Woo, and K.-H. Im, "NDE inspection of terahertz waves in wind turbine composites," *Int. J. Precision Eng. Manufact.*, vol. 13, no. 7, pp. 1183–1189, 2012
- [33] W. Tu, S. Zhong, Y. Shen, et A. Incecik, « Nondestructive testing of marine protective coatings using terahertz waves with stationary wavelet transform », *Ocean Engineering*, vol. 111, p. 582-592, janv. 2016.
- [34] C. Paoloni et al., « THz Backward-Wave Oscillators for Plasma Diagnostic in Nuclear Fusion », *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 44, n° 4, p. 369-376, avr. 2016.
- [35] D. Banerjee, W. V. Spiegel, M. D. Thomson, S. Schabel, and H. G. Roskos, "Diagnosing water content in paper by terahertz radiation," *Opt. Express*, vol. 16, no. 12, pp. 9060–9066, 2008
- [36] A. Novikova, D. Markl, J. A. Zeitler, T. Rades, et C. S. Leopold, « A non-destructive method for quality control of the pellet distribution within a MUPS tablet by terahertz pulsed imaging », *European Journal of Pharmaceutical Sciences*, vol. 111, p. 549-555, janv. 2018.
- [37] R. K. May, M. J. Evans, S. Zhong, I. Warr, L. F. Gladden, Y. Shen, and J. A. Zeitler, "Terahertz in-line sensor for direct coating thickness measurement of individual tablets during film coating in real-time," *J. Pharm. Sci.*, vol. 100, no. 4, pp. 1535–1544, 2011.
- [38] R. Fukasawa, *THz Technology for Chemical analysis and sensing*. Tokyo: Nikkan Kogyo Shimbun, 2013, pp. 147–150. Corps étranger
- [39] H. Nakanishi, S. Fujiwara, K. Takayama, I. Kawayama, H. Murakami, et M. Tonouchi, « Imaging of a Polycrystalline Silicon Solar Cell Using a Laser Terahertz Emission Microscope », *Appl. Phys. Express*, vol. 5, n° 11, p. 112301, oct. 2012.
- [40] D. M. Hailu, A. K. Ayesheshim, et D. Saeedkia, « Multi-layer plastic bottle and preform thickness measurement using Terahertz pulses », in *2016 Photonics North (PN)*, 2016, p. 1-4.
- [41] J. Zhang et al., « Nondestructive Evaluation of Carbon Fiber Reinforced Polymer Composites Using Reflective Terahertz Imaging », *Sensors*, vol. 16, n° 6, p. 875, juin 2016.
- [42] Y. Zeng, M. Edwards, R. Stevens, J. W. Bowen, R. S. Donnan, et B. Yang, « Terahertz characterisation of UV offset lithographically printed electronic-ink », *Organic Electronics*, vol. 48, p. 382-388, sept. 2017.
- [43] A. Reverdy et al., « Electro Optical Terahertz Pulse Reflectometry, a non destructive technique to localize defects on various type of package », *Microelectronics Reliability*, vol. 54, n° 9, p. 2075-2080, sept. 2014.
- [44] S.-H. Park, J.-W. Jang, et H.-S. Kim, « Non-destructive evaluation of the hidden voids in integrated circuit packages using terahertz time-domain spectroscopy », *J. Micromech. Microeng.*, vol. 25, n° 9, p. 095007, 2015.
- [45] A. Rahman, « Terahertz multispectral imaging of epitaxially grown semiconductors' lattice defects », in *2017 28th Annual SEMI Advanced Semiconductor Manufacturing Conference (ASMC)*, 2017, p. 45-50.
- [46] K. Ahi et M. Anwar, « Advanced terahertz techniques for quality control and counterfeit detection », in *Terahertz Physics, Devices, and Systems X: Advanced Applications in Industry and Defense*, 2016, vol. 9856, p. 98560G.
- [47] M. Bernier, F. Garet, E. Perret, L. Duvallet, et S. Tedjini, « Terahertz encoding approach for secured chipless radio frequency identification », *Appl. Opt., AO*, vol. 50, n° 23, p. 4648-4655, août 2011.
- [48] D. Zimdars et al., "Technology and applications of terahertz imaging non-destructive examination: Inspection of space shuttle sprayed on foam insulation," *Rev. f Quantitat. Nondestructive Eval.*, vol. 24, pp. 570–577, 2005.
- [49] L. G. Santesteban, I. Palacios, C. Miranda, J. C. Iriarte, J. B. Royo, et R. Gonzalo, « Terahertz time domain spectroscopy allows contactless monitoring of grapevine water status », *Front. Plant Sci.*, vol. 6, 2015.
- [50] H. B. Liu, H. Zhong, N. Karpowicz, Y. Chen, et X. C. Zhang, « Terahertz Spectroscopy and Imaging for Defense and Security Applications », *Proceedings of the IEEE*, vol. 95, n° 8, p. 1514-1527, août 2007.
- [51] L. E. Marchese et al., « Case study of concealed weapons detection at stand-off distances using a compact, large field-of-view THz camera », in *Micro- and Nanotechnology Sensors, Systems, and Applications VI*, 2014, vol. 9083, p. 90832G.
- [52] M. O. AlNabooda, R. M. Shubair, N. R. Rishani, et G. Aldabbagh, « Terahertz spectroscopy and imaging for the detection and identification of illicit drugs », in *2017 Sensors Networks Smart and Emerging Technologies (SENSET)*, 2017, p. 1-4.
- [53] H. B. Liu, H. Zhong, N. Karpowicz, Y. Chen, et X. C. Zhang, « Terahertz Spectroscopy and Imaging for Defense and Security Applications », *Proceedings of the IEEE*, vol. 95, n° 8, p. 1514-1527, août 2007.
- [54] A. Bykhovski et al., « THz absorption signature detection of genetic material of *E. coli* and *B. subtilis* », in *Chemical and Biological Standoff Detection III*, 2005, vol. 5995, p. 59950N.
- [55] T. M. Goyette, J. C. Dickinson, J. Waldman, et W. E. Nixon, « 1.56-THz compact radar range for W-band imagery of scale-model tactical targets », in *Algorithms for Synthetic Aperture Radar Imagery VII*, 2000, vol. 4053, p. 615-623.
- [56] H. J. Shin, M.-C. Lim, K. Park, S.-H. Kim, S.-W. Choi, et G. Ok, « Invisible Security Printing on Photoresist Polymer Readable by Terahertz Spectroscopy », *Sensors*, vol. 17, n° 12, p. 2825, déc. 2017.
- [57] J. Federici and L. Moeller, Review of terahertz and subterahertz wireless communications, *J. Appl. Phys.* **107**, 111101 (2011).
- [58] B. J. Puttnam et al., « 2.15 Pb/s transmission using a 22 core homogeneous single-mode multi-core fiber and wideband optical comb », in *2015 European Conference on Optical Communication (ECOC)*, 2015, p. 1-3.
- [59] S. Cherry, "Edholm's law of bandwidth," *IEEE Spectrum*, vol. 41, no. 7, pp. 58–60, Jul. 2004.
- [60] G. A. Siles, J. M. Riera, et P. Garcia-del-Pino, « Atmospheric Attenuation in Wireless Communication Systems at Millimeter and THz Frequencies [Wireless Corner] », *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 57, n° 1, p. 48-61, févr. 2015.
- [61] T. L. Gouguec et P. M. Martin, « A 45-GHz wireless transmission for a wireless interconnect network-on-board », in *2017 IEEE 21st Workshop on Signal and Power Integrity (SPI)*, 2017, p. 1-2.
- [62] H. J. Song et al., « Demonstration of 20-Gbps wireless data transmission at 300 GHz for KIOSK instant data downloading applications with InP MMICs », in *2016 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*, 2016, p. 1-4.

- [63] V. Petrov, J. Kokkonen, D. Moltchanov, J. Lehtomaki, Y. Koucheryavy, et M. Juntti, « Last Meter Indoor Terahertz Wireless Access: Performance Insights and Implementation Roadmap », *arXiv:1708.02963 [cs]*, août 2017.
- [64] A. Dogadaev et I. T. Monroy, « Challenges and capacity analysis of 100 Gbps optical fibre wireless links in 75 #x2013;110 GHz band », in IEEE Photonic Society 24th Annual Meeting, 2011, p. 268-269.
- [65] S. Jia et al., « 120 Gb/s Multi-Channel THz Wireless Transmission and THz Receiver Performance Analysis », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 29, n° 3, p. 310-313, févr. 2017.
- [66] S. Jia et al., « 0.4 THz Photonic-Wireless Link With 106 Gb/s Single Channel Bitrate », *J. Lightwave Technol., JLT*, vol. 36, n° 2, p. 610-616, janv. 2018.
- [67] S. Koenig et al., « Wireless sub-THz communication system with high data rate », *Nature Photonics*, vol. 7, n° 12, p. 977-981, déc. 2013.
- [68] T. Kosugi, H. Takahashi, A. Hirata, et K. Murata, « Broadband InP MMICs for 120 GHz wireless data communications », in 2013 IEEE 13th Topical Meeting on Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems, 2013, p. 30-32.
- [69] A. Hirata et al., « 5.8-km 10-Gbps data transmission over a 120-GHz-band wireless link », in 2010 IEEE International Conference on Wireless Information Technology and Systems, 2010, p. 1-4.
- [70] C. Wang, C. Lin, Q. Chen, B. Lu, X. Deng, et J. Zhang, « A 10-Gbit/s Wireless Communication Link Using 16-QAM Modulation in 140-GHz Band », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 61, n° 7, p. 2737-2746, juill. 2013.
- [71] L. Öhrström, B. M. Fischer, A. Bitzer, J. Wallauer, M. Walther, et F. Rühli, « Terahertz Imaging Modalities of Ancient Egyptian Mummified Objects and of a Naturally Mummified Rat », *Anat. Rec.*, vol. 298, n° 6, p. 1135-1143, juin 2015.
- [72] A. Cosentino, « Terahertz and Cultural Heritage Science: Examination of Art and Archaeology », *Technologies*, vol. 4, n° 1, p. 6, févr. 2016.
- [73] T. Nakagawa, « Observations of the Universe in the Terahertz Range: From AKARI to SPICA », *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 5, n° 6, p. 1133-1139, nov. 2015.
- [74] J. L. Chu, D. J. Coleman, et S. M. Sze, « Microwave oscillations in p-n-p and metal-n-p BARITT diodes », in 1971 *International Electron Devices Meeting*, 1971, p. 126-126.
- [75] U. Güttich, « 60 GHz BARITT diodes as self-oscillating mixers », *Electronics Letters*, vol. 22, n° 12, p. 629-630, juin 1986.
- [76] B. K. Ridley et T. B. Watkins, « The Possibility of Negative Resistance Effects in Semiconductors », *Proc. Phys. Soc.*, vol. 78, n° 2, p. 293, 1961.
- [77] J. B. Gunn, « Microwave oscillations of current in III-V semiconductors », *Solid State Communications*, vol. 1, n° 4, p. 88-91, sept. 1963.
- [78] H. Eisele, A. Rydberg, et G. I. Haddad, « Recent advances in the performance of InP Gunn devices and GaAs TUNNETT diodes for the 100-300-GHz frequency range and above », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 48, n° 4, p. 626-631, avr. 2000.
- [79] J. E. Smith et D. L. Camphausen, « Gunn Effect in InAs Under Hydrostatic Pressure », *Journal of Applied Physics*, vol. 42, n° 5, p. 2064-2067, avr. 1971.
- [80] O. Yilmazoglu, K. Mutamba, D. Pavlidis, et T. Karaduman, « First Observation of Bias Oscillations in GaN Gunn Diodes on GaN Substrate », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 55, n° 6, p. 1563-1567, juin 2008.
- [81] J. E. Smith, M. I. Nathan, J. C. McGroddy, S. A. Porowski, et W. Paul, « GUNN EFFECT IN n-TYPE InSb », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 15, n° 8, p. 242-245, oct. 1969.
- [82] W. H. Haydl et C. F. Quate, « MICROWAVE EMISSION FROM n-TYPE CADMIUM SULPHIDE », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 7, n° 2, p. 45-47, juill. 1965.
- [83] G. W. Ludwig et M. Aven, « Gunn Effect in ZnSe », *Journal of Applied Physics*, vol. 38, n° 13, p. 5326-5331, déc. 1967.
- [84] G. W. Ludwig, « Gunn effect in CdTe », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 14, n° 9, p. 547-551, sept. 1967.
- [85] H. Eisele et G. I. Haddad, « Efficient power combining with D-band (110-170 GHz) InP Gunn devices in fundamental-mode operation », *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 8, n° 1, p. 24-26, janv. 1998.
- [86] H. Eisele, « Third-Harmonic Power Extraction From InP Gunn Devices up to 455 GHz », *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 19, n° 6, p. 416-418, juin 2009.
- [87] H. Eisele, « 480 GHz oscillator with an InP Gunn device », *Electronics Letters*, vol. 46, n° 6, p. 422-423, mars 2010.
- [88] W. T. Read, « A proposed high-frequency, negative-resistance diode », *The Bell System Technical Journal*, vol. 37, n° 2, p. 401-446, mars 1958.
- [89] T. Ishibashi, M. Ino, T. Makimura, et M. Ohmori, « 400 GHz Band Operation of Cooled Silicon IMPATT Diodes », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 17, n° S1, p. 173, janv. 1978.
- [90] M. G. Adlerstein et S. L. G. Chu, « GaAs IMPATT diodes for 60 GHz », *IEEE Electron Device Letters*, vol. 5, n° 3, p. 97-98, mars 1984.
- [91] H. Eisele et G. I. Haddad, « Enhanced performance in GaAs TUNNETT diode oscillators above 100 GHz through diamond heat sinking and power combining », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 42, n° 12, p. 2498-2503, déc. 1994.
- [92] H. Eisele, « 355 GHz oscillator with GaAs TUNNETT diode », *Electronics Letters*, vol. 41, n° 6, p. 329-331, mars 2005.
- [93] Nishizawa J., Plotka P., Kurabayashi T., et Makabe H., « 706-GHz GaAs CW fundamental-mode TUNNETT diodes fabricated with molecular layer epitaxy », *physica status solidi c*, vol. 5, n° 9, p. 2802-2804, juill. 2008.
- [94] S. Banerjee, A. Acharyya, et J. P. Banerjee, « Millimeter-wave and noise properties of Si #x2223C;Si1 #x2212;xGex heterojunction double-drift region MITATT devices at 94 GHz », in 2012 *5th International Conference on Computers and Devices for Communication (CODEC)*, 2012, p. 1-3.
- [95] M. Pobl, W. Bogner, et L. Gaul, « CW GaAs MITATT source on copper heatsink up to 160 GHz », *Electronics Letters*, vol. 30, n° 16, p. 1316-1317, août 1994.

- [96] T. Maekawa, H. Kanaya, S. Suzuki, et M. Asada, « Frequency increase in terahertz oscillation of resonant tunnelling diode up to 1.55 THz by reduced slot-antenna length », *Electronics Letters*, vol. 50, n° 17, p. 1214-1216, août 2014.
- [97] T. Maekawa, H. Kanaya, S. Suzuki, et M. Asada, « Oscillation up to 1.92 THz in resonant tunneling diode by reduced conduction loss », *Appl. Phys. Express*, vol. 9, n° 2, p. 024101, janv. 2016.
- [98] M. K. H. Leong *et al.*, « 850 GHz Receiver and Transmitter Front-Ends Using InP HEMT », *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 7, n° 4, p. 466-475, juill. 2017.
- [99] J. Yun, J. Kim, et J. S. Rieh, « A 280-GHz 10-dBm Signal Source Based on InP HBT Technology », *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 27, n° 2, p. 159-161, févr. 2017.
- [100] S. Kang, D. Kim, M. Urteaga, et M. Seo, « State-of-the-art THz integrated circuits in InP HBT technologies », in *2017 IEEE International Symposium on Radio-Frequency Integration Technology (RFIT)*, 2017, p. 25-27.
- [101] K. Makiyama *et al.*, « Collapse-free high power InAlGaN/GaN-HEMT with 3 W/mm at 96 GHz », in *2015 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2015, p. 9.1.1-9.1.4.
- [102] X. Qin *et al.*, « Millimeter-wave monolithic barrier n-n+ diode grid frequency doubler », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, n° 14, p. 1650-1652, avr. 1993.
- [103] E. T. Schlecht, G. Chattopadhyay, A. Maestrini, D. Pukala, J. Gill, et I. Mehdi, « Harmonic balance optimization of terahertz Schottky diode multipliers using an advanced device model », mars 2002.
- [104] A. Maestrini *et al.*, « A planar-diode frequency tripler at 1.9THz », in *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, 2003*, 2003, vol. 2, p. 747-750 vol.2.
- [105] F. Maiwald, S. Martin, J. Bruston, A. Maestrini, T. Crawford, et P. H. Siegel, « 2.7 THz waveguide tripler using monolithic membrane diodes », in *2001 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (Cat. No.01CH37157)*, 2001, vol. 3, p. 1637-1640 vol.3.
- [106] F. Maiwald *et al.*, « Terahertz frequency multiplier chains based on planar Schottky diodes », in *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy*, 2003, vol. 4855, p. 447-459.
- [107] G. Chattopadhyay *et al.*, « An all-solid-state broad-band frequency multiplier chain at 1500 GHz », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 52, n° 5, p. 1538-1547, mai 2004.
- [108] L. Landau, « The Intermediate State of Superconductors », *Nature*, vol. 141, n° 3572, p. 688, avr. 1938.
- [109] V. L. Ginzburg et L. D. Landau, « On the Theory of superconductivity », *Zh.Eksp.Teor.Fiz.*, vol. 20, p. 1064-1082, 1950.
- [110] Y. M. Zhang, D. Winkler, et T. Claeson, « Linewidth measurements of Josephson flux-flow oscillators in the band 280–330 GHz », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, n° 24, p. 3195-3197, juin 1993.
- [111] A. Kawakami, Z. Wang, P. Winning, et B. Komiyama, « Josephson Array Oscillators in the Millimeter Wave Region », in *Advances in Superconductivity VII*, Springer, Tokyo, 1995, p. 1135-1138.
- [112] T. M. Benseman *et al.*, « Powerful terahertz emission from Bi₂Sr₂CaCu₂O₈+ δ mesa arrays », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, n° 2, p. 022602, juill. 2013.
- [113] T. Kashiwagi *et al.*, « High Temperature Superconductor Terahertz Emitters: Fundamental Physics and Its Applications », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 51, n° 1R, p. 010113, déc. 2011.
- [114] S. Sekimoto *et al.*, « Continuous 30 μ W terahertz source by a high-T_c superconductor mesa structure », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, n° 18, p. 182601, oct. 2013
- [115] F. Song *et al.*, « Compact tunable sub-terahertz oscillators based on Josephson junctions », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, n° 14, p. 142506, avr. 2011.
- [116] I. Gundareva et Y. Divin, « YBa₂Cu₃O_{7-x} Bicrystal Josephson Junctions With High- Φ_0 Products and Wide-Ranging Resistances for THz Applications », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 26, n° 3, p. 1-4, avr. 2016.
- [117] L. Teyssier et R. Gerber, « A wideband, high-power O-type carcinotron operating near 94 GHz », in *1987 International Electron Devices Meeting*, 1987, vol. 33, p. 316-319.
- [118] J. Cai, L. Hu, G. Ma, H. Chen, X. Jin, et H. Chen, « Theoretical and Experimental Study of the Modified Pill-Box Window for the 220-GHz Folded Waveguide BWO », *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 42, n° 10, p. 3349-3357, oct. 2014.
- [119] M. Philipp, U. U. Graf, A. Wagner-Gentner, D. Rabanus, et F. Lewen, « Compact 1.9 THz BWO local-oscillator for the GREAT heterodyne receiver », *Infrared Physics & Technology*, vol. 51, n° 1, p. 54-59, juill. 2007.
- [120] H. Xi *et al.*, « A continuous-wave clinotron at 0.26 THz with sheet electron beam », *Physics of Plasmas*, vol. 24, n° 3, p. 033105, mars 2017.
- [121] E. A. Myasin, V. V. Evdokimov, et A. Y. Il'in, « A 240–380 GHz orotron with a double-row periodic structure and multifocal focusing spherocylindrical mirrors », *J. Commun. Technol. Electron.*, vol. 61, n° 9, p. 1039-1043, sept. 2016.
- [122] B. Steer, A. Roitman, P. Horoyski, M. Hyttinen, R. Dobbs, et D. Berry, « Advantages of extended interaction klystron technology at millimeter and sub-millimeter frequencies », in *2007 16th IEEE International Pulsed Power Conference*, 2007, vol. 2, p. 1049-1053.
- [123] M. Hyttinen *et al.*, « A compact, high power, sub-millimeter-wave Extended Interaction Klystron », in *2008 IEEE International Vacuum Electronics Conference*, 2008, p. 297-297.
- [124] M. Balucani, S. Scaffè, G. D'Inzeo, A. Paffi, V. Ferrara, et P. Nenzi, « Nano-klystron: New design and technology for THz source », in *2013 6th UK, Europe, China Millimeter Waves and THz Technology Workshop (UCMMT)*, 2013, p. 1-2.
- [125] K. E. Kreischer, J. C. Tucek, D. A. Gallagher, et R. E. Mihailovich, « Operation of a compact, 0.65 THz source », in *2008 33rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, 2008, p. 1-2.
- [126] S. Bhattacharjee *et al.*, « Folded waveguide traveling-wave tube sources for terahertz radiation », *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 32, n° 3, p. 1002-1014, juin 2004.

- [127] S. Bhattacharjee *et al.*, « THz radiation using compact folded waveguide TWT oscillators », in *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, 2003, 2003, vol. 2, p. 1331-1334 vol.2.
- [128] Y. Oda *et al.*, « Progress of 300 GHz high order mode gyrotron development », in *2015 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*, 2015, p. 1-2.
- [129] S. Yuvaraj, S. Singh, G. S. Baghel, et M. V. Kartikeyan, « Mode selection and interaction structure design of a megawatt class, sub-THz wave coaxial cavity gyrotron », in *2015 International Conference on Microwave, Optical and Communication Engineering (ICMOCE)*, 2015, p. 307-309.
- [130] Karasev, V. V., Krotova, N. A. & Deryagin, B. W. Study of electronic emission during the stripping of a layer of high polymer from glass in a vacuum. [in Russian] Dokl. Akad. Nauk. SSR 88, 777–780 (1953).
- [131] E. N. Harvey, « The Luminescence of Adhesive Tape », *Science*, vol. 89, n° 2316, p. 460-461, mai 1939.
- [132] C. G. Camara, J. V. Escobar, J. R. Hird, et S. J. Putterman, « Correlation between nanosecond X-ray flashes and stick–slip friction in peeling tape », *Nature*, vol. 455, n° 7216, p. 1089-1092, oct. 2008.
- [133] J. Horvat et R. A. Lewis, « Peeling adhesive tape emits electromagnetic radiation at terahertz frequencies », *Opt. Lett.*, OL, vol. 34, n° 14, p. 2195-2197, juill. 2009.
- [134] D. Haneman et N. McAlpine, « Cleavage luminescence from silicon », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 66, n° 6, p. 758-761, févr. 1991.
- [135] D. G. Li, N. S. McAlpine, et D. Haneman, « Surface barriers and potentials from luminescence on cleaved Si, GaAs, and InP », *Surface Science*, vol. 281, n° 1, p. L315-L320, janv. 1993.
- [136] D. G. Li, N. S. McAlpine, et D. Haneman, « Cleavage luminescence from InP, Ge and Ge_xSi_{1-x} », *Surface Science*, vol. 303, n° 1, p. 171-178, févr. 1994.
- [137] D. L. Cortie et R. A. Lewis, « Terahertz surfoluminescence », *Surface Science*, vol. 606, n° 21, p. 1573-1576, nov. 2012.
- [138] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, et A. Y. Cho, « Quantum Cascade Laser », *Science*, vol. 264, n° 5158, p. 553-556, avr. 1994.
- [139] M. Bahriz, G. Lollia, P. Laffaille, A. N. Baranov, and R. Teissier, “InAs/AlSb quantum cascade lasers operating near 20 μm,” *Electron. Lett.* 49(19), 1238–1240 (2013).
- [140] H. Chou, M. Anwar, T. Manzur, J. Zeller, et A. K. Sood, « Nitride THz GaN quantum cascade lasers », in *2011 International Semiconductor Device Research Symposium (ISDRS)*, 2011, p. 1-2.
- [141] Q. Yang, C. Manz, W. Bronner, C. Mann, L. Kirste, K. Kohler, and J. Wagner, “GainAs/AlAsSb quantum cascade lasers operating up to 400 K,” *Appl. Phys. Lett.* 86(13), 131107 (2005).
- [142] C. Deutsch, H. Detz, T. Zederbauer, M. Krall, M. Brandstetter, and M. Aaron, “InGaAs/GaAsSb terahertz quantum cascade lasers,” *J. Infrared Milli. Terahz. Waves* 34, 374–385 (2013).
- [143] H. Chou, J. Zeller, T. Manzur, et M. Anwar, « ZnO/Zn1-xMgxO QCL: A high power room temperature THz source », in *2012 Lester Eastman Conference on High Performance Devices (LEC)*, 2012, p. 1-4.
- [144] X. Wang *et al.*, « High-power terahertz quantum cascade lasers with ~0.23 W in continuous wave mode », *AIP Advances*, vol. 6, n° 7, p. 075210, juill. 2016.
- [145] C. Walther, M. Fischer, G. Scalari, R. Terazzi, N. Hoyler, et J. Faist, « Quantum cascade lasers operating from 1.2 to 1.6 THz », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, n° 13, p. 131122, sept. 2007.
- [146] M. A. Belkin *et al.*, « Room temperature terahertz quantum cascade laser source based on intracavity difference-frequency generation », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, n° 20, p. 201101, mai 2008.
- [147] Q. Lu, D. Wu, S. Sengupta, S. Slivken, et M. Razeghi, « Room temperature continuous wave, monolithic tunable THz sources based on highly efficient mid-infrared quantum cascade lasers », *Scientific Reports*, vol. 6, p. 23595, mars 2016.
- [148] E. R. Brown, « THz Generation by photomixing in ultrafast photoconductors », *Int. J. High Speed Electron. Syst.* 13(2) 497-545 (2003).
- [149] G. Baili *et al.*, « Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations », *Opt. Lett.*, OL, vol. 34, n° 21, p. 3421-3423, nov. 2009.
- [150] G. Loas, M. Romanelli, et M. Alouini, « Dual-Frequency 780-nm Ti:Sa Laser for High Spectral Purity Tunable CW THz Generation », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 26, n° 15, p. 1518-1521, août 2014.
- [151] Blin, Stéphane, Romain Paquet, Mikhaël Myara, Baptiste Chomet, Luc Le Gratiot, Mohamed Sellahi, Grégoire Beaudoin, et al. « Coherent and Tunable THz Emission Driven by an Integrated III–V Semiconductor Laser ». *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 23, n° 4 (juillet 2017): 1-11.
- [152] R. Czarny, M. Alouini, C. Larat, M. Krakowski, and D. Dolfi, “THz dual-frequency Yb³⁺:KGd(WO₄)₂ laser for continuous wave THz generation through photomixing,” *Electron. Lett.*, vol. 40, no. 15, pp. 942–943, Jul. 2004.
- [153] M. Alouini, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Vallet, and A. L. Floch, “Dual tunable wavelength Er, Yb: Glass laser for terahertz beat frequency generation,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 11, pp. 1554–1556, Nov. 1998
- [154] M. Kaminska, Z.L. Weber, E.R. Weber, T. George, J.B. Kotright, F.W. Smith, B.Y. Tsauro et A.R. Calawa « structural properties of As-rich GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures » *Appl. Phys. Lett.*, 54, 1881 (1989)
- [155] Z. Liliental-Weber, X. W. Lin, et J. Washburn « Rapid thermal annealing of low-temperature GaAs layer » *Appl. Phys. Lett.*, 66, 2086 (1995)
- [156] S.-H. Yang et M. Jarrahi, « Frequency-tunable continuous-wave terahertz sources based on GaAs plasmonic photomixers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 107, n° 13, p. 131111, sept. 2015.
- [157] E. Peytavit, P. Latzel, F. Pavanello, G. Ducournau, et J. F. Lampin, « CW Source Based on Photomixing With Output Power Reaching 1.8 mW at 250 GHz », *IEEE Electron Device Letters*, vol. 34, n° 10, p. 1277-1279, oct. 2013.
- [158] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, et P. A. Wolff, « Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays », *Nature*, vol. 391, n° 6668, p. 667-669, févr. 1998.

- [159] S. Collin, « Nanostructure arrays in free-space: optical properties and applications », *Rep. Prog. Phys.*, vol. 77, n° 12, p. 126402, 2014.
- [160] E. Peytavit *et al.*, « Milliwatt-level power generated in the sub-terahertz range by photomixing in a metal-metal resonant cavity GaAs photoconductor », in *2012 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, 2012, p. 1-2.
- [161] E. Peytavit, M. Billet, Y. Desmet, G. Ducournau, D. Yarekha, et J.-F. Lampin, « THz photomixers based on nitrogen-ion-implanted GaAs », *Journal of Applied Physics*, vol. 118, n° 18, p. 183102, nov. 2015.
- [162] F. Hindle, M. Guinet, S. Eliet, A. Cuisset, R. Bocquet, et G. Mouret, « Large tuning range THz synthesiser by means of photomixing », in *2011 International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2011, p. 1-2.
- [163] M. Billet, P. Latzel, F. Pavanello, G. Ducournau, J. F. Lampin, et E. Peytavit, « Resonant cavities using nanostructured front mirror for efficient LT-GaAs photoconductor operating at $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ », in *2016 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*, 2016, p. 1-2.
- [164] J. Mangeney, F. Meng, D. Gacemi, E. Peytavit, J. F. Lampin, et T. Akalin, « CW THz generation by In_{0.53}Ga_{0.47}As photomixer with TEM-Horn antenna driven at $1.55 \mu\text{m}$ wavelengths », in *35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2010, p. 1-2.
- [165] T. Ishibashi, N. Shimizu, S. Kodama, H. Ito, T. Nagatsuma, et T. Furuta, « Uni-Traveling-Carrier Photodiodes », in *Ultrafast Electronics and Optoelectronics (1997), paper UC3*, 1997, p. UC3.
- [166] V. Rymanov, A. Stöhr, S. Dülme, et T. Tekin, « Triple transit region photodiodes (TTR-PDs) providing high millimeter wave output power », *Opt. Express, OE*, vol. 22, n° 7, p. 7550-7558, avr. 2014.
- [167] Y. Taur, D. T. Cheung, E. H. Huffman, J. SooHoo, et R. A. Gudmundsen, « Millimeter-wave generation at 110 GHz by laser modulation of a HgCdTe photodiode », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 38, n° 10, p. 819-821, mai 1981.
- [168] A. Stohr, R. Heinzelmann, C. Kaczmarek, et D. Jager, « Ultra-broadband Ka to W-band $1.55 \mu\text{m}$ travelling-wave photomixer », *Electronics Letters*, vol. 36, n° 11, p. 970-972, mai 2000.
- [169] S. Luryi *et al.*, « Epitaxial InGaAsP/InP photodiode for registration of InP scintillation », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 622, n° 1, p. 113-119, oct. 2010.
- [170] V. Rymanov, M. Palandöken, S. Lutzmann, B. Bouhhal, T. Tekin, et A. Stöhr, « Integrated photonic 71.76 GHz transmitter module employing high linearity double mushroom-type $1.55 \mu\text{m}$ waveguide photodiodes », in *2012 IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics*, 2012, p. 253-256.
- [171] S. Preu *et al.*, « InGaAs nipip Superlattice THz Emitters », in *Optical Terahertz Science and Technology (2007), paper WB6*, 2007, p. WB6
- [172] T. Göbel, D. Stanze, R. J. B. Dietz, B. Globisch, H. Roehle, et M. Schell, « $1.5 \mu\text{m}$ cw THz photomixing system with 105 dB signal-to-noise ratio », in *2013 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, 2013, p. 1-2.
- [173] S. Oeuvrard *et al.*, « Optical high frequency test structure and test bench definition for on wafer silicon integrated noise source characterization up to 110 GHz based on Germanium-on-Silicon photodiode », in *2013 IEEE International Conference on Microelectronic Test Structures (ICMTS)*, 2013, p. 73-76.
- [174] S. Oeuvrard *et al.*, « On wafer silicon integrated noise source characterization up to 110 GHz based on Germanium-on-Silicon photodiode », in *2014 International Conference on Microelectronic Test Structures (ICMTS)*, 2014, p. 150-154.
- [175] D. Fukuoka, K. Muro, et K. Noda, « Coherent THz light source based on photo-mixing with a UTC-PD and ASE-free tunable diode laser », in *Terahertz, RF, Millimeter, and Submillimeter-Wave Technology and Applications IX*, 2016, vol. 9747, p. 974717.
- [176] Y. S. Wu, J. W. Shi, P. H. Chiu, et W. Lin, « High-Performance Dual-Step Evanescently Coupled Uni-Traveling-Carrier Photodiodes », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, n° 20, p. 1682-1684, oct. 2007.
- [177] H. Fukano, Y. Muramoto, K. Takahata, et Y. Matsuoka, « High efficiency edge-illuminated uni-travelling-carrier-structure refracting-facet photodiode », *Electronics Letters*, vol. 35, n° 19, p. 1664-1665, sept. 1999.
- [178] J. W. Shi, Y. S. Wu, C. Y. Wu, P. H. Chiu, et C. C. Hong, « High-speed, high-responsivity, and high-power performance of near-ballistic uni-traveling-carrier photodiode at $1.55 \mu\text{m}$ wavelength », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, n° 9, p. 1929-1931, sept. 2005.
- [179] M. Chtioui *et al.*, « High Responsivity and High Power UTC and MUTC GaInAs-InP Photodiodes », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, n° 4, p. 318-320, févr. 2012.
- [180] P. Latzel *et al.*, « Generation of mW Level in the 300-GHz Band Using Resonant-Cavity-Enhanced Unitraveling Carrier Photodiodes », *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 7, n° 6, p. 800-807, nov. 2017.
- [181] M. Piels et J. E. Bowers, « 40 GHz Si/Ge Uni-Traveling Carrier Waveguide Photodiode », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 32, n° 20, p. 3502-3508, oct. 2014.
- [182] Y. T. Li *et al.*, « Characterization and Comparison of GaAs/AlGaAs Uni-Traveling Carrier and Separated-Transport-Recombination Photodiode Based High-Power Sub-THz Photonic Transmitters », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 46, n° 1, p. 19-27, janv. 2010.
- [183] H. Ito, T. Furuta, S. Kodama, et T. Ishibashi, « Zero-bias high-speed and high-output-voltage operation of cascade-twin uni-travelling-carrier photodiode », *Electronics Letters*, vol. 36, n° 24, p. 2034-2036, nov. 2000.
- [184] H. Ito, T. Furuta, S. Kodama, et T. Ishibashi, « High-efficiency unitraveling-carrier photodiode with an integrated total-reflection mirror », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, n° 3, p. 384-387, mars 2000.
- [185] Y. Hirota, T. Hirono, T. Ishibashi, et H. Ito, « Traveling-wave photodetector for $1.55 \mu\text{m}$ wavelength fabricated with unitraveling-carrier photodiodes », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, n° 24, p. 3767-3769, juin 2001.
- [186] H. Ito *et al.*, « High-power photonic millimetre wave generation at 100 GHz using matching-circuit-integrated uni-travelling-carrier photodiodes », *IEE Proceedings - Optoelectronics*, vol. 150, n° 2, p. 138-142, avr. 2003.

- [187] F. Nakajima, T. Furuta, et H. Ito, « High-power continuous-terahertz-wave generation using resonant-antenna-integrated uni-travelling-carrier photodiode », *Electronics Letters*, vol. 40, n° 20, p. 1297-1298, sept. 2004.
- [188] H. Ito, T. Ito, Y. Muramoto, T. Furuta, et T. Ishibashi, « F-Band (90-140 GHz) Uni-Traveling-Carrier Photodiode Module for a Photonic Local Oscillator », présenté à Fourteenth International Symposium on Space Terahertz Technology, 2003, p. 318.
- [189] J. W. Shi, F. M. Kuo, M. Rodwell, et J. E. Bowers, « Ultra-high speed (270 GHz) near-ballistic uni-traveling-carrier photodiode with very-high saturation current (17 mA) under a 50 μ m load », in *IEEE Photonic Society 24th Annual Meeting*, 2011, p. 21-22.
- [190] E. Rouvalis, C. C. Renaud, D. G. Moodie, M. J. Robertson, et A. J. Seeds, « Traveling-wave Uni-Traveling Carrier Photodiodes for continuous wave THz generation », *Opt. Express, OE*, vol. 18, n° 11, p. 11105-11110, mai 2010.
- [191] T. Ishibashi, Y. Muramoto, T. Yoshimatsu, et H. Ito, « Continuous THz wave generation by photodiodes up to 2.5 THz », in *2013 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, 2013, p. 1-2. UTC
- [192] V. Rymanov, A. Stöhr, S. Dülme, et T. Tekin, « Triple transit region photodiodes (TTR-PDs) providing high millimeter wave output power », *Opt. Express, OE*, vol. 22, n° 7, p. 7550-7558, avr. 2014.
- [193] V. Rymanov, P. Lu, S. Dülme, et A. Stöhr, « Lens-assisted quasi-optical THz transmitter employing antenna-integrated triple transit region photodiodes », in *2017 International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP)*, 2017, p. 1-4.
- [194] X. L. Wu *et al.*, « Green light stimulates terahertz emission from mesocrystal microspheres », *Nature Nanotechnology*, vol. 6, n° 2, p. 103-106, févr. 2011.
- [195] S. Beer, H. Gulan, M. Pauli, C. Rusch, G. Kunkel, et T. Zwick, « 122-GHz chip-to-antenna wire bond interconnect with high repeatability », in *2012 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium Digest*, 2012, p. 1-3.
- [196] S. Monayakul *et al.*, « Flip-Chip Interconnects for 250 GHz Modules », *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 25, n° 6, p. 358-360, juin 2015.
- [197] J. M. Wun, C. H. Lai, N. W. Chen, J. E. Bowers, et J. W. Shi, « Flip-Chip Bonding Packaged THz Photodiode With Broadband High-Power Performance », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 26, n° 24, p. 2462-2464, déc. 2014.
- [198] S. Sinha *et al.*, « Flip-Chip Approach for 500 GHz Broadband Interconnects », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 65, n° 4, p. 1215-1225, avr. 2017.
- [199] A. Tessmann *et al.*, « A 300 GHz mHEMT amplifier module », in *2009 IEEE International Conference on Indium Phosphide Related Materials*, 2009, p. 196-199.
- [200] V. Radisic, K. M. K. H. Leong, X. Mei, S. Sarkozy, W. Yoshida, et W. R. Deal, « Power Amplification at 0.65 THz Using InP HEMTs », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 60, n° 3, p. 724-729, mars 2012.
- [201] A. Maestrini *et al.*, « Design and Characterization of a Room Temperature All-Solid-State Electronic Source Tunable From 2.48 to 2.75 THz », *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 2, n° 2, p. 177-185, mars 2012.
- [202] G. Chattopadhyay *et al.*, « Integrated arrays on silicon at terahertz frequencies », in *2011 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation (APSURSI)*, 2011, p. 3007-3010.
- [203] T. Tajima, H. J. Song, et M. Yaita, « Design and Analysis of LTCC-Integrated Planar Microstrip-to-Waveguide Transition at 300 GHz », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 64, n° 1, p. 106-114, janv. 2016.
- [204] A. von Bieren, E. de Rijk, J. P. Ansermet, et A. Macor, « Monolithic metal-coated plastic components for mm-wave applications », in *2014 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*, 2014, p. 1-2.
- [205] J. Grzyb, K. Statnikov, N. Sarmah, et U. R. Pfeiffer, « A lens-integrated on-chip circular slot antenna for a 240 GHz power source in SiGe technology », in *2015 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation USNC/URSI National Radio Science Meeting*, 2015, p. 2055-2056.
- [206] J. Grzyb, Y. Zhao, et U. R. Pfeiffer, « A 288-GHz Lens-Integrated Balanced Triple-Push Source in a 65-nm CMOS Technology », *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 48, n° 7, p. 1751-1761, juill. 2013.
- [207] K. Statnikov, E. Öjefors, J. Grzyb, P. Chevalier, et U. R. Pfeiffer, « A 0.32 THz FMCW radar system based on low-cost lens-integrated SiGe HBT front-ends », in *2013 Proceedings of the ESSCIRC (ESSCIRC)*, 2013, p. 81-84.
- [208] J. Xu, Z. N. Chen, X. Qing, et W. Hong, « 140-GHz planar SIW slot antenna array with a large-via-fence dielectric loading in LTCC », in *2012 6th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, 2012, p. 3542-3545.
- [209] D. Guo, M. Li, H. Qiao, K. Chen, et X. Lv, « Design and measurements of a terahertz quasi-optical mixer integrated lens antenna », *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 59, n° 1, p. 113-116.
- [210] N. Llombart, G. Chattopadhyay, A. Skalare, et I. Mehdi, « Novel Terahertz Antenna Based on a Silicon Lens Fed by a Leaky Wave Enhanced Waveguide », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 59, n° 6, p. 2160-2168, juin 2011.
- [211] T. Tajima, H. J. Song, et M. Yaita, « Compact THz LTCC Receiver Module for 300 GHz Wireless Communications », *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 26, n° 4, p. 291-293, avr. 2016.
- [212] T. K. Nguyen, T. T. Nguyen, L. K. Dang, F. Rotermund, et I. Park, « Influence of lens size and shape on the performance of a terahertz traveling-wave stripline dipole antenna », in *2014 International Conference on Advanced Technologies for Communications (ATC 2014)*, 2014, p. 417-419.
- [213] N. Llombart *et al.*, « Silicon Micromachined Lens Antenna for THz Integrated Heterodyne Arrays », *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 3, n° 5, p. 515-523, sept. 2013.
- [214] M. Alonso-Delpino *et al.*, « Design Guidelines for a Terahertz Silicon Micro-Lens Antenna », *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 12, p. 84-87, 2013.
- [215] K. Konstantinidis *et al.*, « Low-THz Dielectric Lens Antenna With Integrated Waveguide Feed », *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 7, n° 5, p. 572-581, sept. 2017.
- [216] Catur Apriono *et al.* « High-performance radiation design of a planar bow-tie antenna combined with a dielectric lens and cascaded matching layers at terahertz frequencies », *International Journal of Technology*; 2018, Vol. 9 Issue 3, p589-601, 13p

- [217] C. H. Chan, K. B. Ng, et S. W. Qu, « Gain enhancement for low-cost terahertz fresnel zone plate lens antennas », in *2015 International Workshop on Antenna Technology (iWAT)*, 2015, p. 66-69.
- [218] A. Hirata, H. Ishii, et T. Nagatsuma, « Design and characterization of a 120-GHz millimeter-wave antenna for integrated photonic transmitters », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 49, n° 11, p. 2157-2162, nov. 2001.
- [219] H. Ito, F. Nakajima, T. Furuta, K. Yoshino, Y. Hirota, et T. Ishibashi, « Photonic terahertz-wave generation using antenna-integrated », *Electronics Letters*, vol. 39, n° 25, p. 1828-1829, déc. 2003.
- [220] H. J. Song, K. Ajito, Y. Muramoto, A. Wakatsuki, T. Nagatsuma, et N. Kukutsu, « 24 Gbit/s data transmission in 300 GHz band for future terahertz communications », *Electronics Letters*, vol. 48, n° 15, p. 953-954, juill. 2012.
- [221] V. Rymanov, P. Lu, S. Dülme, et A. Stöhr, « Lens-assisted quasi-optical THz transmitter employing antenna-integrated triple transit region photodiodes », in *2017 International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP)*, 2017, p. 1-4.

3 Les photodiodes UTC à électrode supérieure nanostructurée.

Ce chapitre présente les photodiodes UTC de cette thèse. L'utilisation de ces photodiodes permet la conversion d'un signal optique en signal électrique. Dans le cadre des télécommunications, les convertisseurs optoélectroniques présentent plusieurs aspects qualitatifs, la gamme de puissance sur laquelle la structure est linéaire ainsi que la puissance maximale générée, la bande de fréquence disponible et la qualité de la conversion optoélectronique. Ces paramètres sont liés les uns aux autres et leurs dépendances seront présentées dans la suite du chapitre. Ce sont les limites intrinsèques de ce type de composants.

Dans la suite du chapitre, l'utilisation d'une électrode dédiée sera détaillée, celle-ci permettant de maximiser la réponse de la photodiode. Cette électrode remplit un double rôle, elle permet la transmission de l'onde optique incidente vers la zone absorbante du composant, et la collection des charges électriques. Des mesures réalisées sur des photodiodes UTC en cavité permettront d'identifier les principaux enjeux de ces électrodes. L'approche employée consiste en un retour d'expérience sur la mesure de photodiodes en cavité. La dépendance en polarisation et l'instabilité de la photoréponse en fonction de la longueur d'onde sont identifiées comme des limites critiques pour la fiabilité des composants. La première limite sera détaillée dans ce chapitre afin d'insensibiliser le composant à la polarisation optique.

Les résultats de simulations de ces électrodes nanostructurées, réalisées sur le logiciel de simulation CST (Computer Simulation Technology) et utilisées sur les photodiodes UTC, seront détaillés dans la suite de ce chapitre. La réalisation et la mesure des dispositifs permettent de les comparer aux résultats de simulation, et d'identifier les causes sur les différences entre mesures et simulations afin de délimiter le champ d'application des modèles réalisés.

Les différentes étapes de fabrication et les solutions employées seront décrites dans la suite de ce chapitre qui se conclura par la caractérisation de ces photodiodes. Le principe est de réaliser des structures fiables dans le cadre de communication haut débit en espace libre. L'objectif est de limiter l'influence de la polarisation optique sur les puissances générées par les photodiodes.

3.1 Les limites de la photodiode UTC

3.1.1 Le temps de transit des électrons

Le transit des électrons dans la zone absorbante de la photodiode UTC est réalisé par diffusion. Cette zone absorbante peut-être uniforme, à gradient de composition ou de dopage. Dans les deux derniers cas, le champ électrique dans la zone absorbante est non nul favorisant le déplacement des charges. Lorsque le champ électrique est nul, le temps de transit des électrons est régi par l'épaisseur de la zone d'absorption W_a (m), la vitesse d'émission thermo-ionique v_{th} ($2,5 \times 10^7$ m/s) et le coefficient de diffusion des électrons $D_e = \mu_e k_b T / q$ ($103,5$ cm²/s) tel que [1] :

$$\tau_a = \frac{W_a}{v_{th}} + \frac{W_a^2}{3D_e} \quad (2)$$

Le rapport entre le premier et second terme du temps de transit est de 1/40 à 1/240 pour une épaisseur de zone absorbante respectivement de 50 et 300 nm. Le premier terme peut donc être négligé au regard du second. La fréquence associée correspond à :

$$F_a = \frac{1}{2\pi\tau_a} \quad (3)$$

Cette fréquence associée au temps de transit des électrons est donc inversement proportionnelle au carré de l'épaisseur de la zone absorbante. Lorsque la zone absorbante est composée d'un gradient de dopage ou de composition, le champ électrique non nul qui règne dans la zone absorbante modifie le temps de transit des électrons et la fréquence de coupure associée. Les électrons dérivent dans la zone absorbante, et leur vitesse dépend de la différence de potentiel aux bornes de cette zone. Ainsi, le temps de transit devient [2] :

$$\tau_a = \frac{W_a}{v_{th} + \frac{4\mu_e V_a}{W_a}} + \frac{W_a^2}{3D_e + 2\mu_e V_a} \quad (4)$$

où μ_e est la mobilité des électrons dans l'InGaAs (4000 cm²/Vs [1]) et V_a la différence de potentiel aux bornes de la zone absorbante.

La vitesse d'overshoot des électrons est supérieure à la vitesse de saturation des électrons. Cette vitesse est multipliée par un facteur 3 dans le collecteur des photodiodes UTC [2]. Il s'agit de la vitesse maximale pouvant être atteinte par les électrons, l'effet de saturation la limitant. Le temps de transit dans le collecteur et la fréquence de coupure associée correspondent à :

$$\tau_c = \frac{W_c}{3v_s} \text{ et } F_c = \frac{1}{2\pi\tau_c} \quad (5)$$

où W_c est l'épaisseur de la zone de collection en mètres et v_s la vitesse de saturation des électrons dans l'InP (1.10^7 cm/s).

La figure 19 illustre l'impact de ce gradient de dopage ou composition, symbolisé par une évolution de la différence de potentiel aux bornes de la zone absorbante, sur la fréquence de coupure en fonction de son épaisseur. La limite due au transit électronique dans la zone de collection est négligeable devant celle

dans la zone absorbante lorsque la différence de potentiel V_a est nulle. Lorsque cette différence de potentiel augmente, le champ électrique présent dans la zone absorbante impacte la vitesse de dérive des électrons. Ainsi, la vitesse de transit dans la zone de collection devient un facteur limitant la fréquence de fonctionnement de l'UTC pour des fréquences au-delà du THz. Il s'agit d'une utilisation marginale des UTC, la majorité des travaux se situant à des fréquences inférieures à 500 GHz. Aussi, le transit des électrons dans la zone absorbante est le principal facteur limitant jusqu'à des fréquences de quelques centaines de GHz.

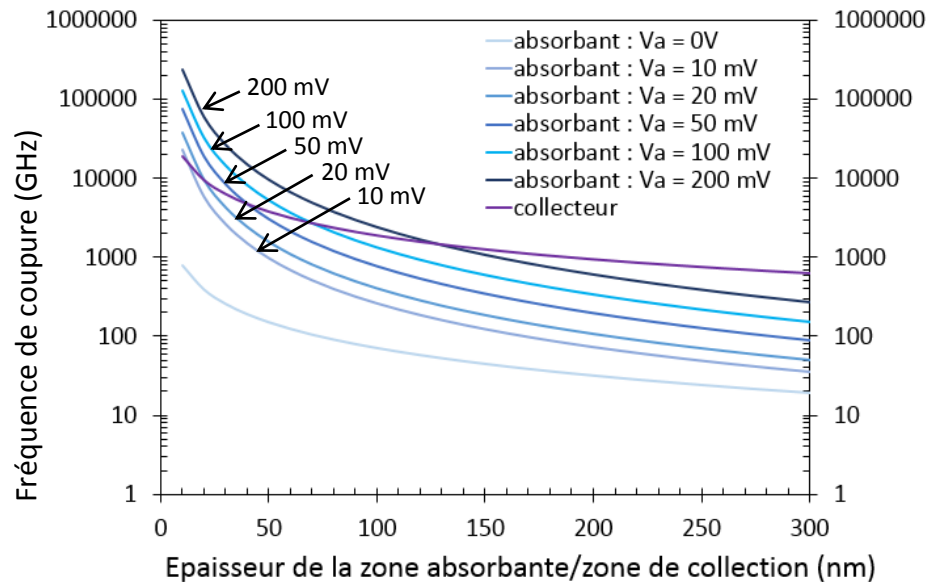


Figure 19: Comparaison analytique des fréquences de coupure dans la zone absorbante et zone collection des photodiodes UTC en fonction de l'épaisseur de la zone absorbante et zone collection pour différentes différences de potentiel.

L'épithaxie utilisée pour la réalisation de photodiode UTC présentée dans ce document est constituée d'une zone absorbante de 150 nm à gradient de composition et d'un collecteur de 100 nm. Pour une épaisseur de zone absorbante fixe, et une zone de collection variable, les fréquences de coupure liées au temps de diffusion des électrons dans la structure sont illustrées en figure 20 a). L'absence de gradient de composition dans la zone absorbante limite la bande de fréquence à quelques dizaines de GHz alors qu'elle dépasse les 100 GHz pour une différence de potentiel de 10 mV. L'impact de la variation de l'épaisseur de la zone de collection entre 50 et 300 nm sur le temps de transit n'atteint que 16 GHz pour $V_a = 10$ mV alors qu'il atteint 434 GHz pour $V_a = 200$ mV. La variation de la fréquence de transit dans la structure en fonction de l'épaisseur de la zone absorbante entre 50 et 300 nm pour une épaisseur de collecteur fixée à 150 nm est illustrée en figure 20 b). Cette variation atteint 612 GHz entre 50 et 300 nm de zone absorbante lorsque $V_a = 10$ mV et 1,4 THz pour $V_a = 200$ mV. Une épaisseur non uniforme de la zone absorbante, notamment en fonction de l'emplacement sur le wafer, peut fortement impacter la fréquence de coupure de la structure. La variation de cette épaisseur est plus critique que celle du collecteur.

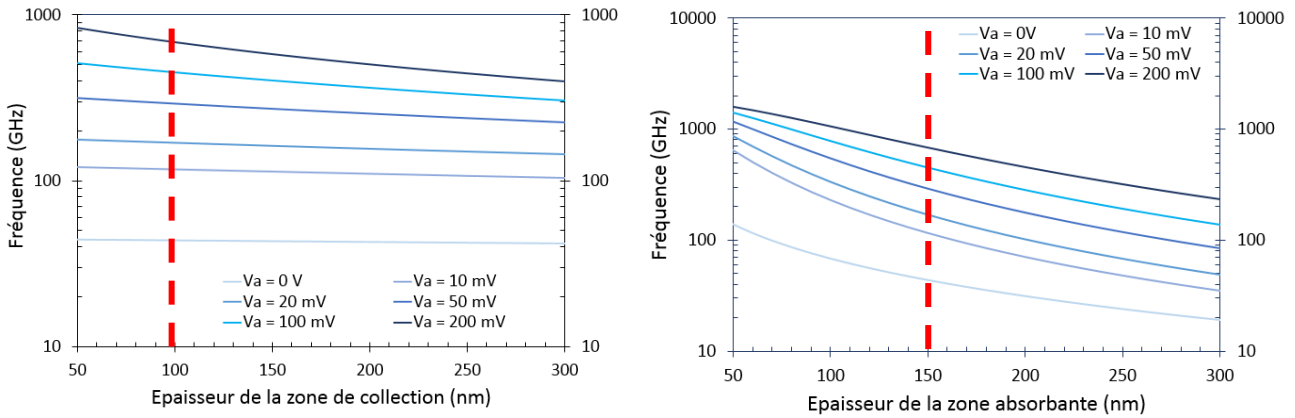


Figure 20: Comparaison des fréquences de coupure dans la structure UTC a) pour une épaisseur de zone absorbante de 100 nm b) et pour une épaisseur de collecteur de 150 nm.

3.1.2 La capacité de la structure UTC

Les photodiodes UTC ont été développées pour une utilisation au-delà de la centaine de gigahertz. A ces fréquences, un facteur limitant la réponse de la structure est la constante de temps RC de la photodiode. Les éléments capacitifs de la structure sont illustrés en figure 21.

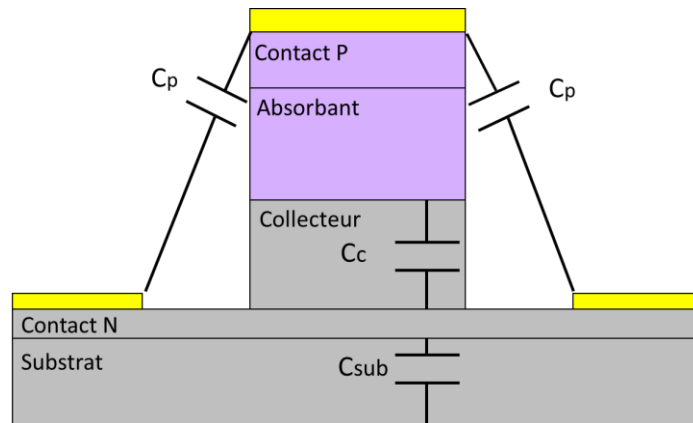


Figure 21: Elements passifs de la structure UTC (d'après [3]).

Le contact P et la zone absorbante fortement dopée P, dans la continuité du contact P, ne sont pas pris en compte dans le calcul de la capacité de la structure. Le calcul de la capacité correspondante utilise l'expression suivante [3] :

$$C = C_c + C_{sub} + C_p \tag{6}$$

En raison de la permittivité relative de l'air fortement inférieure à celle de l'InP, les valeurs de capacités parasites C_p sont négligeables. La valeur de la capacité de la structure C_c est donc inversement proportionnelle à l'épaisseur du collecteur :

$$C_c = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{e} \tag{7}$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide, ϵ_r la permittivité relative de l'InP, S la surface de la photodiode (m^2) et e l'épaisseur du collecteur en mètre.

Un compromis apparaît sur le dimensionnement de cette zone de collection. L'augmentation de cette épaisseur diminue la capacité mais augmente le temps de transit. La diminution de la surface de la photodiode permet de diminuer la capacité et la constante de temps RC sans impacter le temps de transit des électrons. La résistance de la structure est, elle aussi, liée à l'épaisseur de collecteur par l'expression [3] :

$$R = R_L + \rho \frac{e}{S} \quad (8)$$

où ρ est la résistivité de l'InP (10 k Ω / μ m [3]) et R_L la résistance de charge (50 Ω).

3.1.3 L'épitaxie des photodiodes UTC

Les structures verticales réalisées proviennent d'épitaxies par jets moléculaires produites antérieurement à la thèse actuelle. Le tableau 4 présente l'épitaxie utilisée. La barrière de diffusion en AlInGaAs, située entre le contact P et la zone d'absorption, empêche la diffusion des électrons vers le contact P. L'utilisation d'AlInGaAs fortement dopée P permet d'élever la bande d'énergie vue par les électrons tout en évitant d'inclure une barrière de potentiel pour les trous. L'utilisation majoritaire d'InGaAs dans les photodiodes UTC permet l'absorption d'un signal optique de longueur d'onde 1,55 μ m. La zone absorbante en InGaAs à gradient de composition permet d'imposer une différence de potentiel aux bornes de l'absorbant afin de permettre la dérive sous champ des électrons et diminuer leur temps de transit. La zone absorbante de l'UTC initiale [1] possède un dopage constant. La présence d'un champ électrique dans la zone absorbante permet ainsi d'augmenter les fréquences de coupure de la structure UTC. La jonction InGaAs/InP ou absorbant/collecteur forme une barrière de potentiel dans la bande de conduction. Cette barrière empêche la dérive des électrons vers l'InP qui finissent par se recombiner dans la zone absorbante. L'utilisation d'un espaceur entre ces deux matériaux permet de déplacer la barrière de potentiel et facilite le passage des électrons d'un matériau à l'autre par effet tunnel. L'InP dans le collecteur n'absorbe pas les ondes optiques de longueur d'onde 1,55 μ m et dissocie ainsi la structure UTC et PIN.

Fonction	Matériau	Dopage	Epaisseur (nm)
Contact P	In _{0.4} Ga _{0.6} As	P = 1.10 ²⁰	10
Barrière de diffusion	Al _{0.075} In _{0.53} Ga _{0.395} As	P = 5.10 ¹⁹	20
Zone absorbante	In _{0.47} Ga _{0.53} As à In _{0.6} Ga _{0.4} As	P = 1.10 ¹⁸	150
Espaceur	Al _{0.235} In _{0.53} Ga _{0.235} As	Non dopée	20
Couche dopée	InP	N = 1.10 ¹⁸	7
Collecteur	InP	Non dopée	100
Sous-collecteur	InP	N = 3.10 ¹⁹	50
Contact N	In _{0.4} Ga _{0.6} As	N = 3.10 ¹⁹	10
Sous-collecteur 2	InP	N = 3.10 ¹⁹	300
Arrêt de gravure	In _{0.4} Ga _{0.6} As	N = 3.10 ¹⁹	20
Buffer	InP	Non dopée	17,5
Substrat	InP	Non dopée	3.10 ⁵

Tableau 4 : Epitaxies des structures des photodiodes UTC.

3.2 Le contact supérieur des photodiodes UTC

L'illumination optique des photodiodes UTC est communément réalisée par le dessous de la structure, la partie supérieure étant le contact P. Cette méthode rend la mesure sur wafer complexe, en raison d'un accès électrique et optique situé de chaque côté du wafer. Pour faciliter les mesures sous pointes avec un éclairage des photodiodes par le dessus, une solution consiste à utiliser des réseaux métalliques sub-longueur d'onde, utilisés comme électrode supérieure de photodiode [4]. Cette solution a été utilisée sur des structures UTC [5].

Les réseaux métalliques peuvent être classés selon deux catégories en fonction du phénomène physique à l'origine de la transmission optique. Le premier phénomène est lié aux plasmons polaritons de surface [6], le second étant la transmission optique extraordinaire [7].

Lorsqu'une onde optique est incidente sur un réseau métallique dont la période est proche de la longueur d'onde, sa polarisation va définir ce que perçoit l'onde optique et les conséquences sur la transmission de cette onde optique. En 1902, Wood et al. [8] ont observé une transmission optique variable en fonction de la longueur d'onde à travers un réseau dont la période est proche de la longueur d'onde du faisceau optique incident. En 1965, Hessel et Oliner [9] ont défini les phénomènes physiques à l'origine de cette transmission optique, liés à l'excitation d'ondes en surface du métal, les plasmons de surface. Ainsi, l'onde incidente est couplée au mode guidé par l'intermédiaire des plasmons de surface (cf. Fig. 22) [10]. En optimisant la structure du réseau métallique, que ce soit l'épaisseur, la période et le facteur de remplissage, Porto et al. [11] ont démontré une transmission atteignant 90 % en mode TM pour un facteur de remplissage de 6/7.

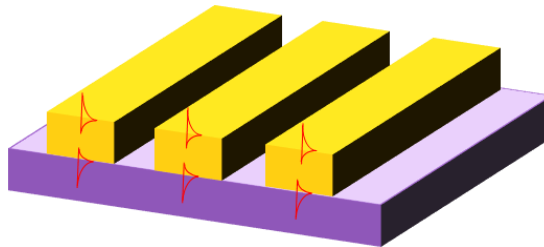


Figure 22: Mode fondamental des plasmons de surface horizontaux dans les réseaux métalliques sub-longueur d'onde.

Moreno et al. [12] ont démontré l'existence des transmissions optiques extraordinaires en mode transverse électrique (TE) excluant la contribution des plasmons en surface du réseau. L'onde optique incidente peut être guidée dans les ouvertures du réseau métallique par couplage à des plasmons de surface sur les parties verticales du réseau (cf. Fig. 23) [13]. Par phénomène de réflexions multiples, un résonateur de type Fabry-Perot peut être identifié dans les fentes du réseau.

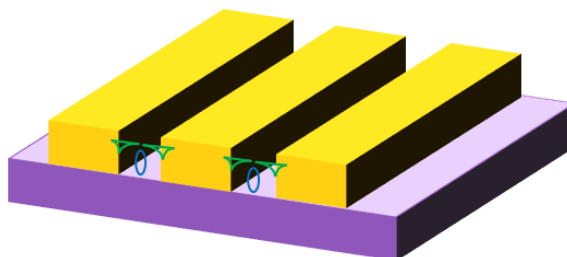


Figure 23: Mode fondamental des plasmons de surface verticaux (en vert) et cavités plasmoniques (en bleu) dans les réseaux métalliques sub-longueur d'onde.

La longueur d'onde pour laquelle l'onde optique va être couplée avec les plasmons de surface est liée à la période de ce réseau [14]. En considérant une onde plane normale à la surface du réseau, le vecteur d'onde peut être séparé en vecteur parallèle et perpendiculaire à la surface du réseau soit :

$$\vec{k} = \vec{k}_{\text{parallèle}} + \vec{k}_{\text{perpendiculaire}} \quad (9)$$

Le mode fondamental du vecteur d'onde est normal à la surface. Celui du vecteur d'onde parallèle à la surface est donc nul et le vecteur parallèle est lié aux ordres de diffraction m, n (nombre entier) à la période du réseau p :

$$k_{\text{parallèle}} = \frac{2m\pi}{p} \quad (10)$$

$$k = \frac{n\omega}{c} \quad (11)$$

$$\left(\frac{n\omega}{c}\right)^2 = \left(\frac{2m\pi}{p}\right)^2 + k_{\text{perpendiculaire}}^2 \quad (12)$$

Dans le cas d'une onde évanescente, on obtient :

$$\frac{n\omega}{c} > \frac{2m\pi}{p} \quad (13)$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} > \frac{2m\pi}{p} \quad (14)$$

$$p > m\lambda \quad (15)$$

Les modes de diffraction 1 (-1) et 2 (-2) nécessitent, respectivement, une période supérieure à 450 nm et 900 nm pour avoir un couplage optimal d'une onde optique de longueur d'onde 1,55 μm (λ) avec les plasmons de surface et ainsi obtenir un maximum de transmission.

Initialement, le phénomène de transmission extraordinaire a été énoncé par Ebbesen et al. [15]. Ils ont étudié des réseaux en 2 dimensions, ou réseaux à ouverture circulaire. Les réseaux métalliques à trous présentent une impédance capacitive en raison de leur géométrie [16]. Les expériences menées sur ces réseaux ont montré une transmission élevée dépassant les prédictions faites par la théorie de Bethe [17]. Suite à la mise en lumière de cette transmission optique extraordinaire, la communauté scientifique a alors testé différents matériaux [18], périodes et formes d'ouvertures [19] (cf. Fig. 24).

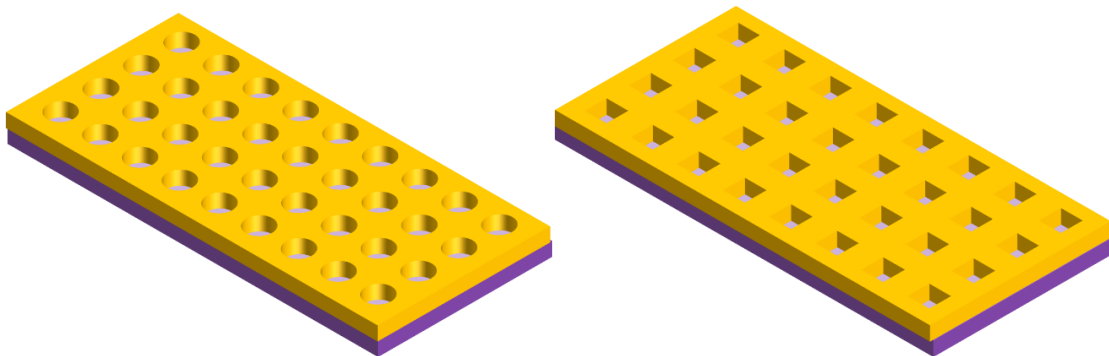


Figure 24: Réseaux d'ouverture circulaires et carrées sub longueur d'onde dans une couche de métal.

Par le calcul de la théorie des modes couplés, les performances attendues devraient atteindre 100 % [20], alors que les chiffres actuels se situent majoritairement entre 5 et 40 %. Plusieurs facteurs limitants ont été constatés et décrits par Przybilla et al. [21], notamment la précision des ouvertures réalisées et leurs formes, mais aussi le nombre de période du réseau et la variation d'indice entre le milieu de propagation de l'onde incidente et celui du milieu de sortie de l'onde optique, le quartz dans la majorité des expériences. Ainsi, ils ont démontré qu'en immergeant l'échantillon dans un liquide dont l'indice de réfraction est proche de celui du quartz, la transmission augmente. Ils ont aussi montré que la réduction de la surface d'ouverture permettrait un meilleur guidage de l'onde optique et une meilleure transmission.

La section suivante détaille les résultats de mesure du rendement optoélectronique ou photoréponse d'une photodiode UTC en cavité optique utilisant un réseau à fentes.

3.3 Mesures à l'origine de la problématique

3.3.1 Photodiode en cavité

Les photodiodes en cavité optique résonantes (RCE-UTC) ont été réalisées pour la première fois durant la thèse de P. Latzel [22]. Cette structure intègre un miroir optique dans la structure de photodiode couplé au réseau lamellaire décrit précédemment (cf. Fig. 25). Cette mise en cavité permet d'obtenir de multiples réflexions de l'onde optique dans la zone absorbante afin de maximiser la conversion optoélectronique. Le miroir d'or contenu dans la structure permet de réfléchir l'onde optique et le réseau lamellaire devient un miroir pour l'onde optique réfléchi.

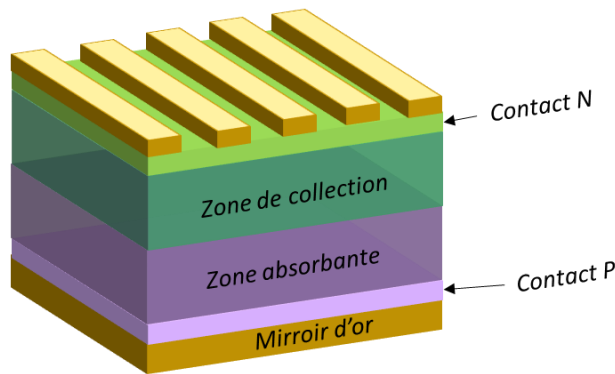


Figure 25: Photodiode résonante en cavité.

3.3.2 Mesures de la photoréponse des RCE-UTC

L'efficacité de conversion optoélectronique ou efficacité quantique provient de trois paramètres, la quantité de photons arrivant dans la zone absorbante, la photogénération des porteurs et la quantité de charges collectées. La mesure de photoréponse en A/W permet d'évaluer la qualité de cette conversion :

$$R = \frac{\eta q \lambda}{h c} \quad (16)$$

où R est la photoréponse (A/W), q la charge de l'électron ($1,6 \cdot 10^{-19}$ Coulomb), h la constante de Planck ($6,26 \cdot 10^{-34}$ Js), c la célérité de la lumière ($3 \cdot 10^8$ m/s), η l'efficacité quantique, définie par le rapport entre le nombre d'électrons collectés et le nombre de photons incidents, et λ la longueur d'onde du faisceau incident en mètre.

L'efficacité quantique maximale étant de 100 %, la photoréponse maximale ne peut dépasser 1,25 A/W pour une longueur d'onde de 1,55 μm et elle varie entre 1,22 et 1,31 A/W pour des longueurs d'onde comprises entre 1,51 μm et 1,63 μm .

La photoréponse des photodiodes UTC en cavité optique résonnante a été mesurée entre 1,51 et 1,63 μm . Le schéma de la partie optique est présenté en figure 26. Le signal optique continu est émis par un laser à cavité étendue et transmis en espace libre. Le signal optique est collimaté sur un polariseur et une lame demi-onde afin d'en contrôler la polarisation. Le signal est ensuite focalisé sur une fibre optique afin d'être émis par l'extrémité lentillée de cette fibre. L'utilisation d'une fibre lentillée permet de focaliser le signal optique et d'augmenter la distance de travail par rapport à une fibre clivée. Le courant photogénéré est collecté par une pointe coplanaire Microtech avec une séparation inter-contact de 125 μm et mesuré par un équipement de mesure DC (Keithley 2612A SMU).

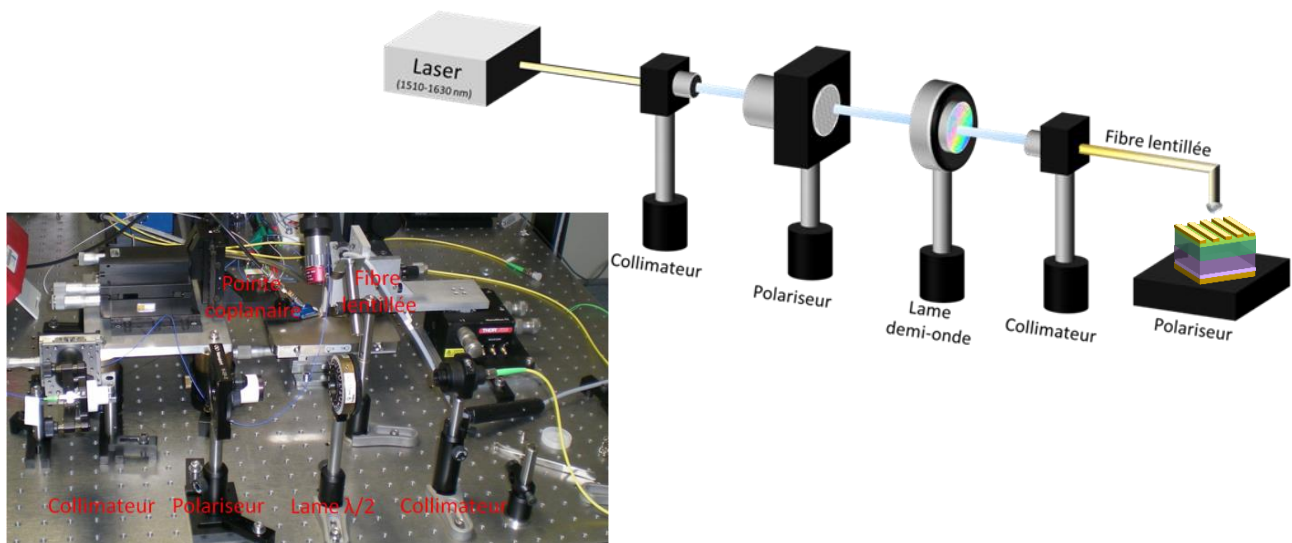


Figure 26: Mesure de la photoréponse des photodiodes en cavité entre 1510 et 1630 nm.

Les photodiodes sans cavité présentent des rendements de conversion ($R_{\text{mes}} / R_{\text{max}}$) atteignant 4%. La photoréponse correspondante est de 0,05 A/W alors que celles en cavité atteignent jusqu'à 0,58 A/W soit 46,4% de la photoréponse maximale à cette longueur d'onde. Ces mesures sont réalisées à 1,55 μm pour des mesas de photodiodes de 10 μm . La cavité optique augmente la photoréponse d'un facteur 10 pour des structures de 10 μm de diamètre mais fait aussi apparaître une importante résonance en fonction de la longueur d'onde utilisée (cf. Fig. 27). Cette résonance impacte la photoréponse jusqu'à un facteur 5 à 6 en fonction des structures sur la plage de longueur d'onde étudiée. La précision sur l'épaisseur de cavité optique est donc déterminante sur ses performances.

L'épaisseur de la zone absorbante présente une variation de 20 % entre le milieu du wafer et son bord en raison du bâti d'épitaxie. Les mesures ont mis en évidence ce décalage (cf. Fig. 28). Ainsi, des structures en cavité à électrode similaire mais situées en différentes positions sur le wafer présentent à 1,55 μm , des photoréponses entre 0,21 et 0,65 A/W. Néanmoins, des photoréponses jusqu'à 0,9 A/W ont été mesurées à 1,59 μm mais le décalage en longueur d'onde ne permet pas d'exploiter toutes les capacités de cette photodiode dans une expérience de photomélange compatible avec le réseau de télécommunication actuel.

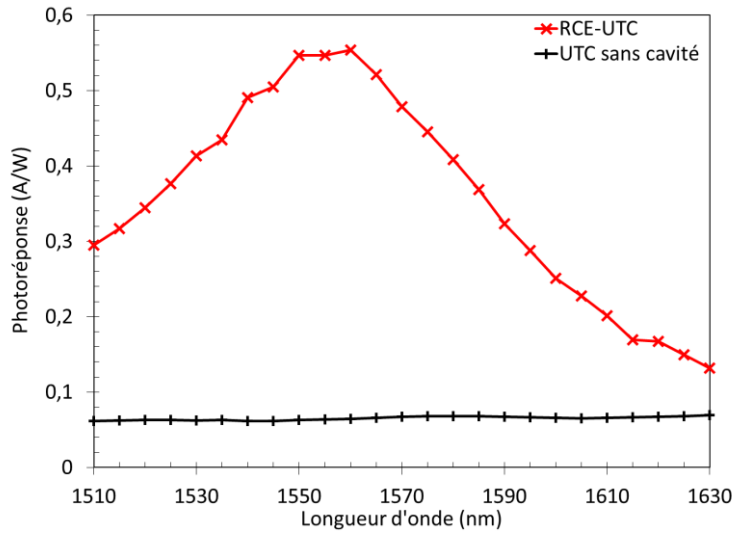


Figure 27: Mesure de la photoréponse des photodiodes en cavité entre 1510 et 1630 nm sur des structures avec et sans cavité optique intégrée à la structure.

Le décalage en longueur d'onde peut être extrapolé, à partir des mesures réalisées, en fonction de la variation de l'épaisseur de cavité. Cette cavité est composée des zones absorbante et de collection mais aussi de l'espaceur, des couches de contact P et N, de la barrière de diffusion, de la couche dopée et du sous-collecteur. L'empilement complet atteint $0,37 \mu\text{m}$ et sa variation environ 70 nm. Ainsi, à partir des mesures réalisées, une variation de 10 nm d'épaisseur génère un décalage en longueur d'onde de 30 nm.

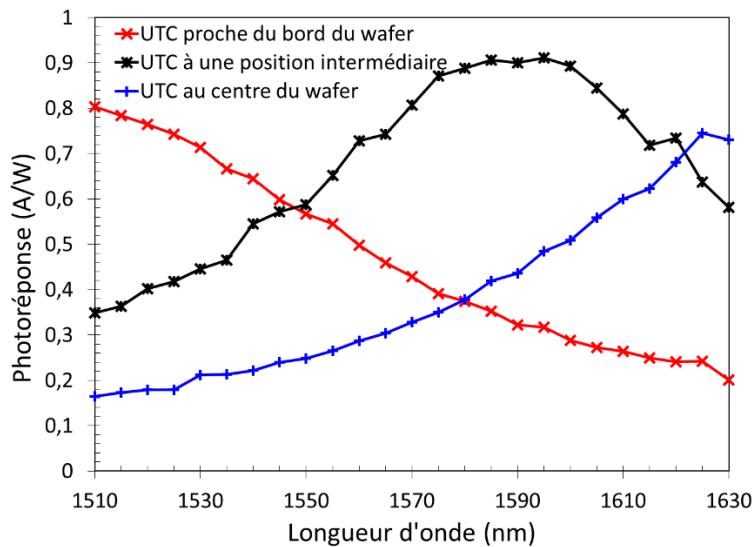


Figure 28: Mesure de la photoréponse de photodiodes en cavité de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ entre 1510 et 1630 nm sur des structures en cavité optique en différents endroits du wafer.

En normalisant les photoréponses des structures à différentes surfaces de photodiodes, il est possible d'en évaluer l'impact sur la variation de photoréponse en fonction de la longueur d'onde. Ainsi, des structures de 100 , 36 et $9 \mu\text{m}^2$ ont été comparées. Ces structures ont été extraites à proximité les unes des autres afin de garantir une longueur d'onde de résonance observable dans la gamme de longueur d'onde étudiée. A variation de longueur d'onde identique, la variation de photoréponse relative est similaire pour les trois dimensions mesurées (cf. Fig. 29).

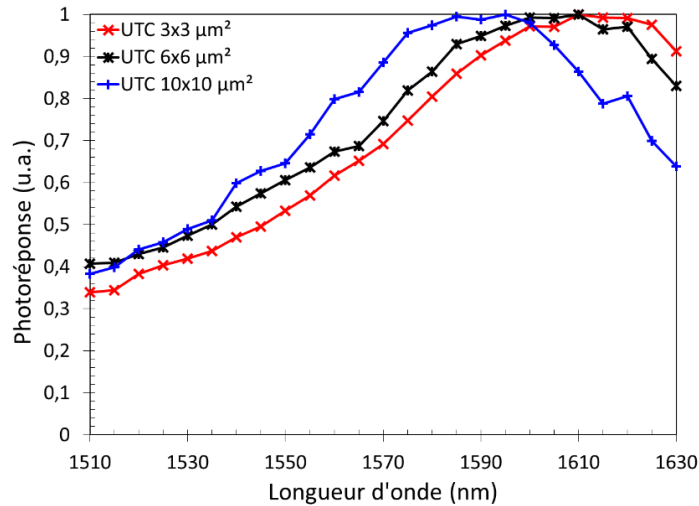


Figure 29: Mesure de la photoréponse des photodiodes en cavité entre 1510 et 1630 nm sur des structures en cavité optique à surface de photodiode différentes.

L'utilisation d'un diamètre de spot optique couvrant la totalité d'une photodiode de 10 µm de côté diminue les performances de conversion maximale de 0,32 A/W à 0,57 A/W pour un spot de 3 µm de diamètre (cf. Fig. 30). Cette diminution s'explique par une concentration plus importante de la puissance optique sur la photodiode, le spot de 10 µm de diamètre atteignant les bords de la structure. L'augmentation de la taille de photodiode augmente sa sélectivité en longueur d'onde. La largeur de bande à mi hauteur varie de 25 % pour une photodiode de 6x6 µm² par rapport à celle de 10x10 µm².

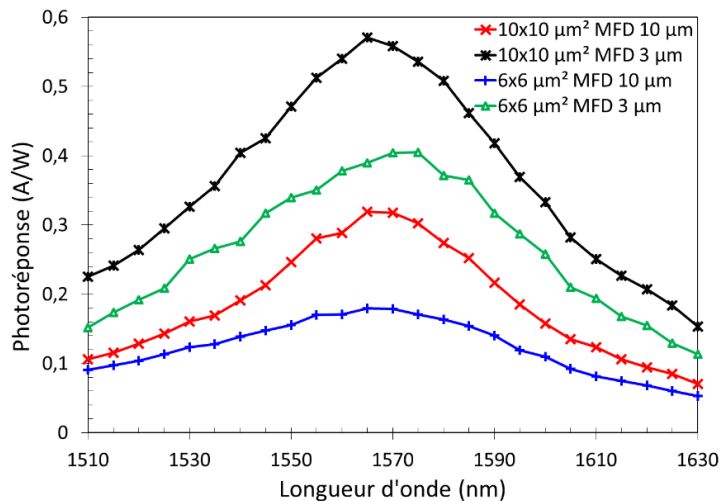


Figure 30: Mesure de la photoréponse des photodiodes en cavité entre 1510 et 1630 nm à diamètres de spot optique de 3 et 10 µm.

Ces structures présentent aussi une variation de photoréponse en fonction de la polarisation de l'onde optique incidente (cf. Fig. 31). Le mode transverse magnétique (TM) présente une résonance avec une variation de seulement 20 % de la photoréponse sur la plage de longueur d'onde mesurée (0,04 A/W). Cette faible résonance est surprenante au regard de l'état de l'art des structures à réseaux lamellaires dont la résonance la plus élevée est relevée en mode TM. Il est possible d'en conclure que la structure est perfectible par une variation de l'épaisseur de cavité et une optimisation du réseau lamellaire pour l'adapter à la résonance du mode TM. Le mode TE est fortement résonnant et illustre le phénomène de mode guidé dans les fentes du réseau via les plasmons de surface verticaux et l'effet de cavité plasmonique [12-13].

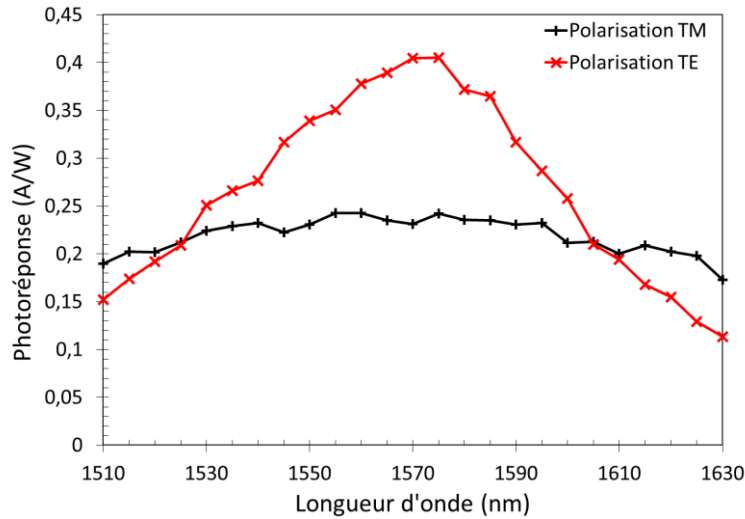


Figure 31: Mesure de la photoréponse des photodiodes en cavité entre 1510 et 1630 nm sur des structures en cavité optique en polarisation optique TM et TE.

L'utilisation d'épitaxie dont les épaisseurs de couche sont fixes ou l'utilisation uniquement du centre du wafer pour la réalisation de photodiodes peut être une solution à la forte variation de photoréponse observée. La différence de photoréponse en fonction de la polarisation de l'onde optique incidente peut s'expliquer par un mauvais couplage entre l'onde optique incidente et les plasmons de surface.

3.4 La variation des motifs de l'électrode supérieure

Les réseaux optiques sub longueur d'onde en peigne ou lamellaires possèdent une forte dépendance en polarisation optique. Afin de diminuer cette dépendance, différentes topologies, sur des surfaces de photodiodes variables, ont été réalisées (cf. Fig. 32).

Ainsi, les réseaux lamellaires ont été adaptés à des mesa de photodiodes circulaires (cf. Fig. 32 b)) afin d'exploiter l'ensemble de la surface éclairée tout en limitant la capacité par rapport aux structures carrées. Des variations du facteur de remplissage ont été réalisées sur 4 valeurs soit 0,1, 0,3, 0,5 et 0,7. Ce facteur correspond au ratio entre la surface métallisée et non métallisée de l'électrode supérieure (cf. tableau 5).

Facteur de remplissage	Type d'électrode	Facteur de remplissage (a / p)
	A fentes	0,1; 0,3; 0,5; 0,7
	A ouvertures carrées	0,3; 0,5; 0,7
	A ouvertures circulaires	0,5; 0,7
	A ouvertures géométriquement variables	0,3; 0,5; 0,7
	A cercles concentriques	0,5
	Zig Zag	0,5

Tableau 5 : Topologies d'électrodes supérieures.

En raison de la forte dépendance en polarisation optique, le contact supérieur a été adapté avec des ouvertures carrées (cf. Fig. 32 c)), circulaires (cf. Fig. 32 d)) ainsi que des ouvertures variables géométriquement (cf. Fig. 32 e)). La variation du facteur de remplissage de ces topologies d'électrode permet d'observer leur impact sur les performances de la transmission optique dans la zone absorbante et vérifier le principe

énoncé plus haut : plus les ouvertures sont petites devant la longueur d'onde, meilleur sera le couplage avec les plasmons de surface [21]. Deux autres types d'électrodes ont été réalisées, celles à cercles concentriques (cf. Fig. 32 f)) et celles en zig-zag (cf. Fig. 32 g)) pour lesquelles un unique facteur de remplissage de 0,5 est utilisé.

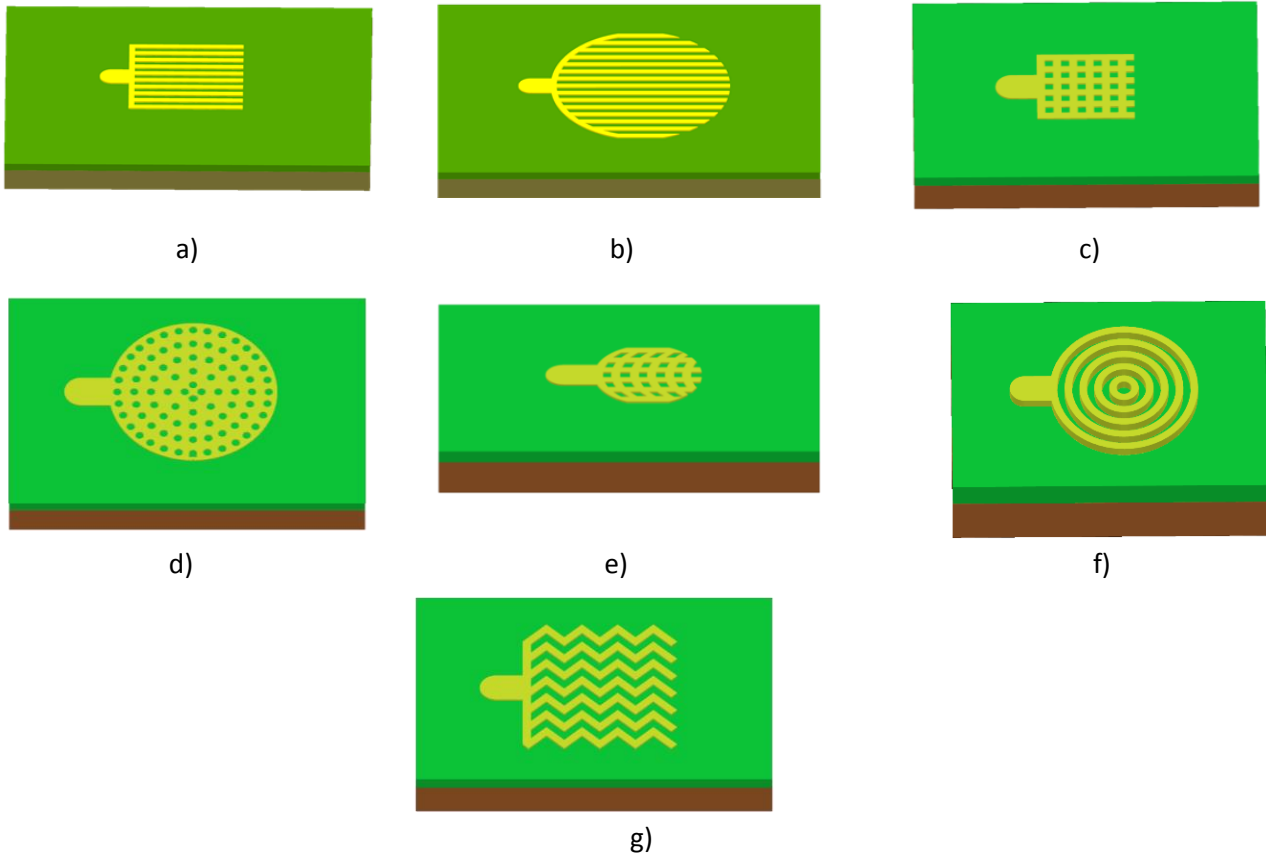


Figure 32: Topologies d'électrodes supérieures des photodiodes UTC. Réseaux lamellaires a) et b), réseaux 2D à ouvertures carrées c) circulaires d), et géométriquement variables e), électrode à cercles concentriques f) et en zig zag g).

3.5 Simulation de la dépendance en polarisation optique

La dépendance en polarisation optique des réseaux lamellaires a été étudiée numériquement sous le logiciel CST. La simulation considère une onde plane qui se propage en incidence normale par rapport au réseau métallique. L'épaisseur de ce réseau d'or est de 300 nm sur une couche d'InGaAs de 200 nm dont les conditions aux limites considèrent une couche d'InP sous la structure. La figure 33 illustre la forte dépendance en polarisation optique pour un facteur de remplissage de 0,7/1.

Les zones d'absorption se situent dans les interstices du réseau métallique en mode TE (cf. Fig. 33 a) et c)). Il est possible d'en déduire un couplage de l'onde incidente aux ondes résonantes de surfaces verticales permettant d'atteindre des transmissions optiques théoriques de 67 à 73 % pour ce facteur de remplissage en fonction du nombre de période du réseau.

En mode TM (cf. Fig. 33 b) et d)), les zones d'absorption sont plus importantes sous les parties métalliques du réseau métallique que dans les interstices. Le couplage de l'onde optique incidente aux plasmons de surface horizontaux permet d'atteindre des transmissions optiques de 17 à 35 % en fonction de la taille de la structure.

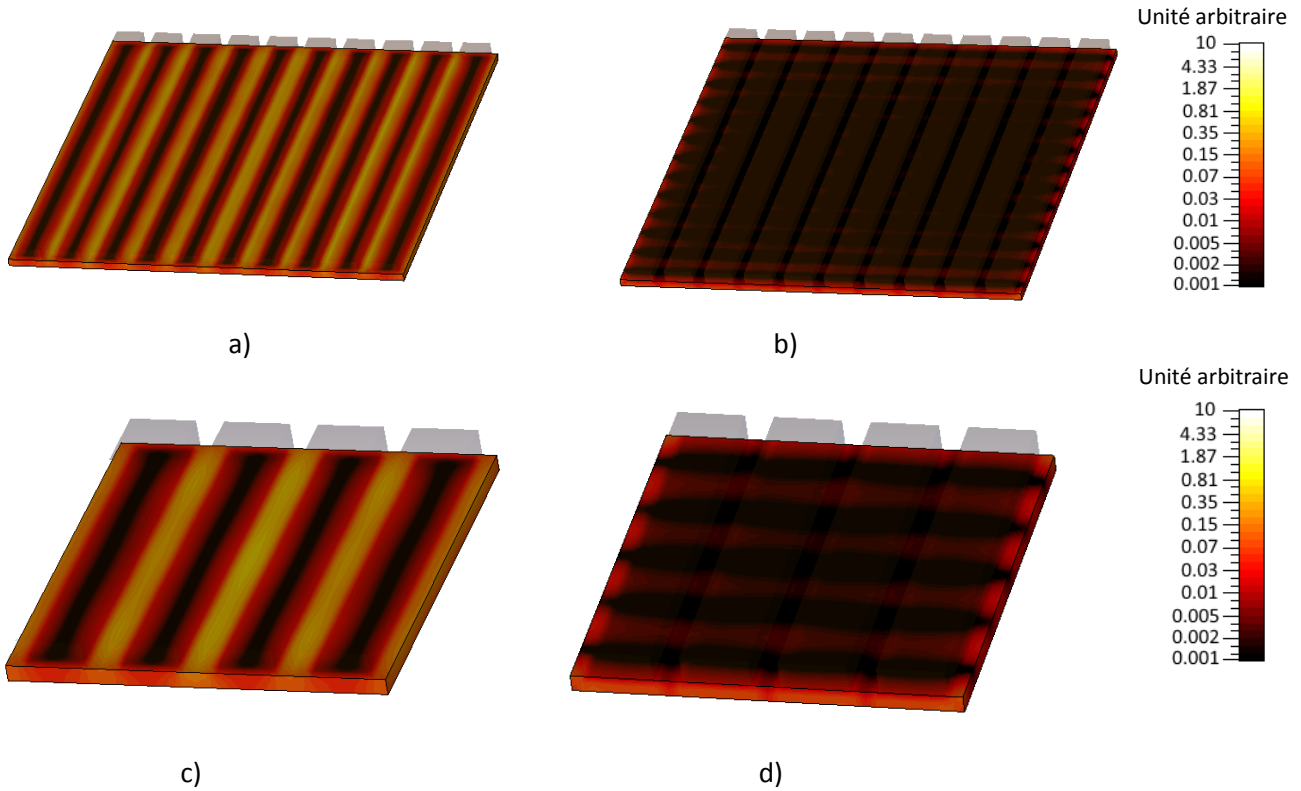


Figure 33: Cartographie des zones d'absorption sous un réseau métallique à facteur de remplissage 0,7/1 a) 10 périodes en mode TE b) 10 périodes en mode TM c) 4 périodes en mode TE d) 4 périodes en mode TM

Ce type de réseaux métalliques, appelé réseau lamellaire, présente ainsi une forte dépendance à la polarisation optique. Pour le facteur de remplissage utilisé précédemment soit 0,7/1, cette dépendance atteint entre 77 et 94 % en fonction de la taille de la structure et donc du nombre de périodes (cf. Fig. 34). La diminution du nombre de périodes permet de réduire cette dépendance, en particulier dans le cas du facteur de remplissage 0,5 pour lequel la variation de photons absorbés en mode TE et TM n'est que de 6 %.

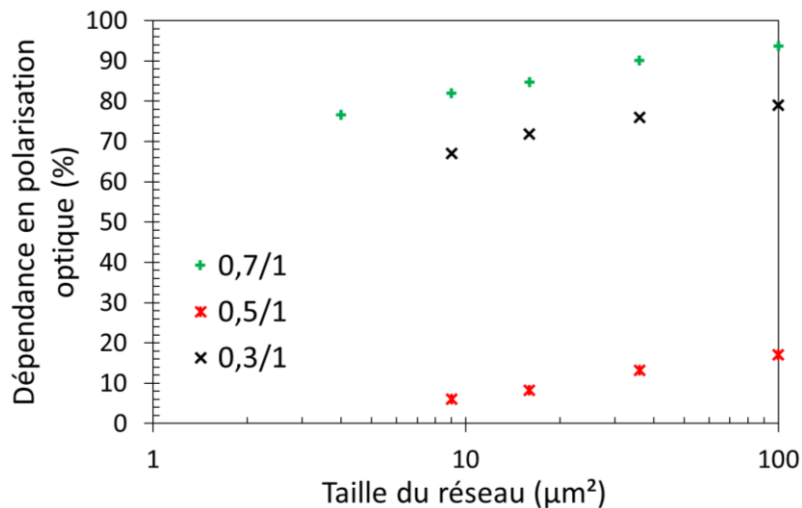


Figure 34 : Dépendance de la structure à la polarisation optique en pourcentage en fonction de la taille du réseau/de la structure pour différents facteurs de remplissage.

Dans le cadre de cette étude, les autres motifs de réseaux optiques seront compatibles avec les applications envisagées pour des dimensions de $6 \times 6 \mu\text{m}^2$. Ainsi, les réseaux à ouvertures circulaires, rectangulaires et à cercles concentriques présentent des dépendances théoriques à la polarisation optique nulles.

L'onde optique incidente est plane dans l'étude théorique. En réalité, un signal optique, en sortie de fibre présente une distribution gaussienne.

Les structures « zig-zag » présentent une dépendance à la polarisation qui varie de 4 % à 23 % en fonction du facteur de remplissage. De façon analogue aux réseaux lamellaires, la plus forte dépendance est obtenue pour un facteur de remplissage de 0,7/1 et la plus faible pour 0,5/1. De plus, sur l'ensemble des structures étudiées, il s'agit de la seule qui présente une absorption optique plus importante en mode TM dans le cas d'un facteur de remplissage de 0,7/1.

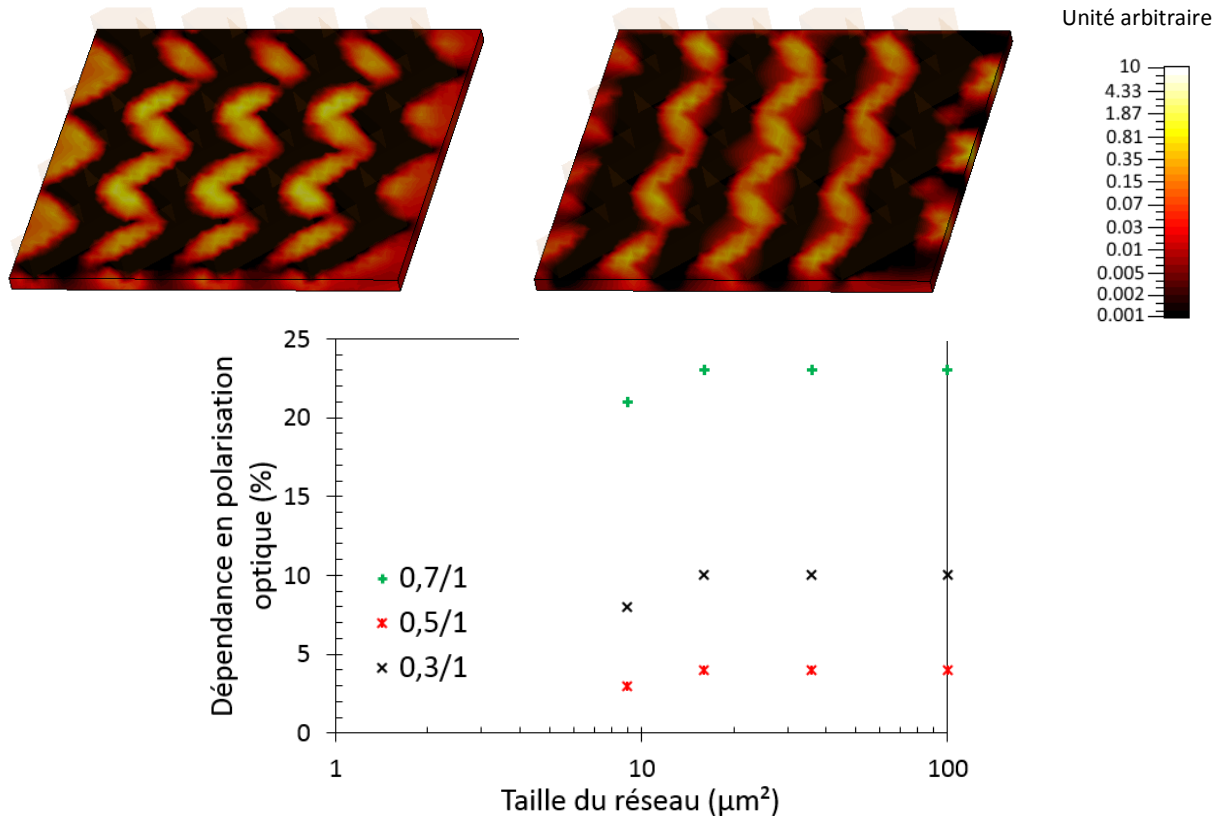


Figure 34b: Dépendance de la structure à la polarisation optique en pourcentage en fonction de la taille du réseau/de la structure pour différents facteurs de remplissage.

Les structures zig-zag à facteur de remplissage 0,5/1 ainsi que les structures indépendantes à la polarisation sont donc les plus intéressantes pour les applications visées afin de conserver l'amplitude du signal quelle que soit la polarisation optique et rendre ainsi le système plus flexible.

3.6 La fabrication des photodiodes UTC

Le process de fabrication des UTC contient 6 étapes de fabrication réduit, par la suite, à 5 étapes. Les 4 premières étapes regroupent dans l'ordre, la réalisation du contact P (cf. Fig 35 a)), la gravure du mesa de photodiode (Fig 35 b)), la réalisation du contact N (Fig 35 c)) et l'isolation des composants (Fig 35 d)). Les accès coplanaires et le pont à air reliant ces accès aux contacts de photodiode ont été réalisés successivement en une et deux étapes (Fig 35 e) et f)).

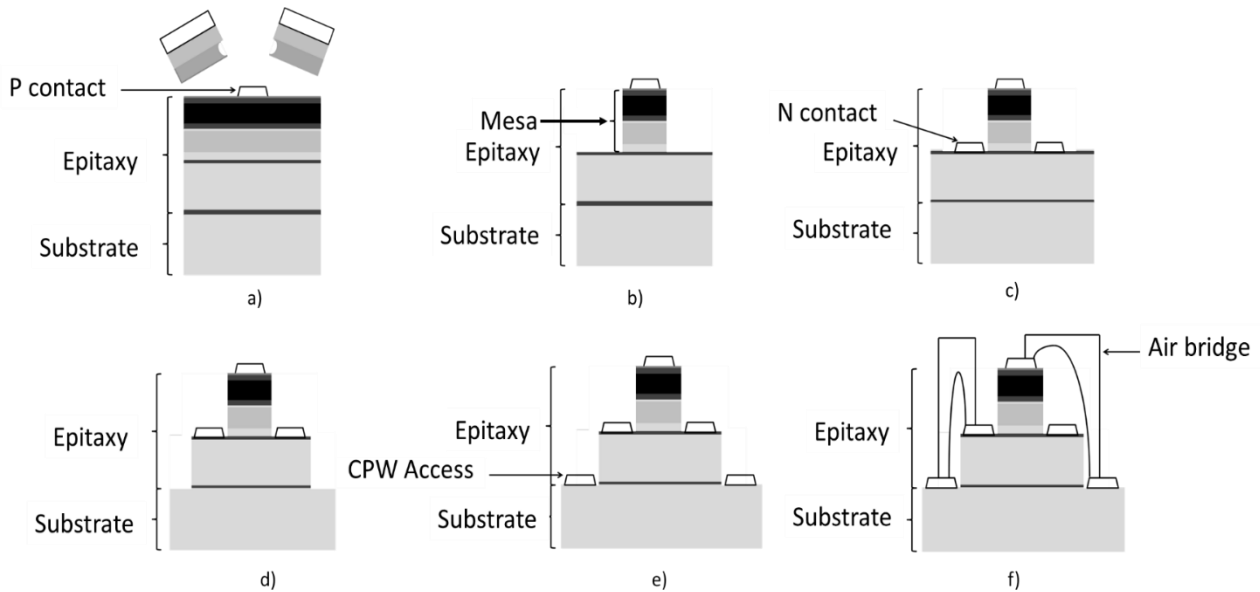


Figure 35: Etapes du procédé de fabrication des photodiodes UTC : métallisation du contact P a), gravure du mesa de photodiode b), métallisation du contact N c), dissociation des composants d), métallisation des accès coplanaires e) et réalisation du pont à air f).

3.6.1 Le contact supérieur

Le contact P correspond au réseau périodique sub longueur d'onde. Le motif du réseau est défini par un empilement de deux résines positives. La première résine est la COPO 13%, la seconde est de la PMMA (Polyméthacrylate de méthyl). L'utilisation de deux résines à sensibilité électronique différente, permet d'obtenir le profil casquette en figure 36. Ce profil facilite le processus de lift-off en empêchant le dépôt de métal continu sur les flancs de résine. L'épaisseur de la première résine doit être supérieure à celle du métal déposé. Dans le cas du contact P, la première résine déposée atteint 530 nm d'épaisseur. Le profil en casquette est réalisé par la seconde résine avec une épaisseur de 230 nm (Fig. 36).

L'écriture de la résine est réalisée par lithographie électronique. Dans le cas des résine positives, l'interaction des électrons avec la résine rend celle-ci plus soluble dans le mélange MIBK / IPA (méthyle iso-butyle cétone / alcool isopropylique). La concentration en MIBK impacte le temps de révélation mais aussi la résolution des motifs réalisés [23]. L'utilisation du ratio 1 / 2 est un compromis entre la résolution de la résine et sa sensibilité. C'est pourquoi, il est utilisé pour la définition du contact P.

Afin de garantir les dimensions attendues lors du dépôt métallique, deux paramètres peuvent être adaptés : varier la dose pour obtenir les dimensions du masque, ou faire varier les dimensions du masque à dose constante. Dans le cas présent, une dose de $290 \mu\text{C} / \text{cm}^2$ est utilisée avec un temps de révélation fixe de 1 minute et des variations de dimensions sur le masque.

Afin d'assurer une surface de substrat propre, une gravure ionique à l'Argon précède le dépôt métallique. Le métal déposé par évaporation est de l'or de 300 nm d'épaisseur.

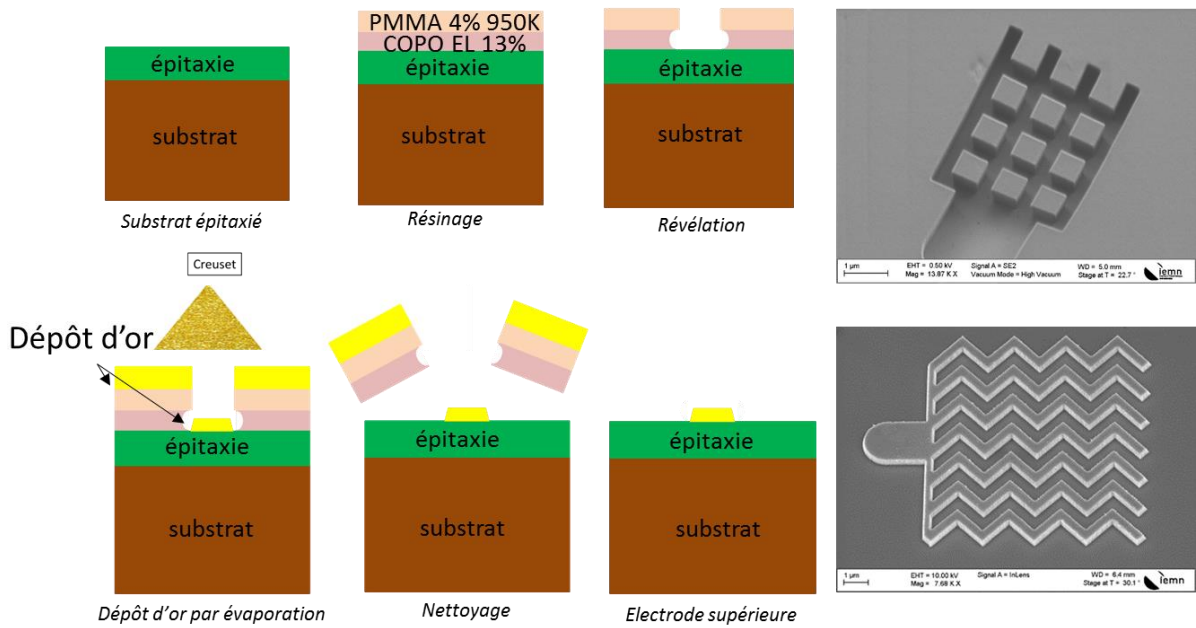


Figure 36: Procédé de fabrication pour la métallisation du contact P des photodiodes UTC.

3.6.2 Le mesa de photodiode

La définition du mesa de la photodiode est réalisée par gravure des couches de contact P, de barrière de diffusion, de zone absorbante, de l'espaceur, de la zone dopée et des zones de collection et de sous collection (cf. Fig. 38). La gravure chimique du mesa de photodiode est réalisée en trois étapes : la gravure de l'InGaAs, celle de l'interface et celle de l'InP. Les étapes associées à la gravure du mesa sont détaillées en figure 37.

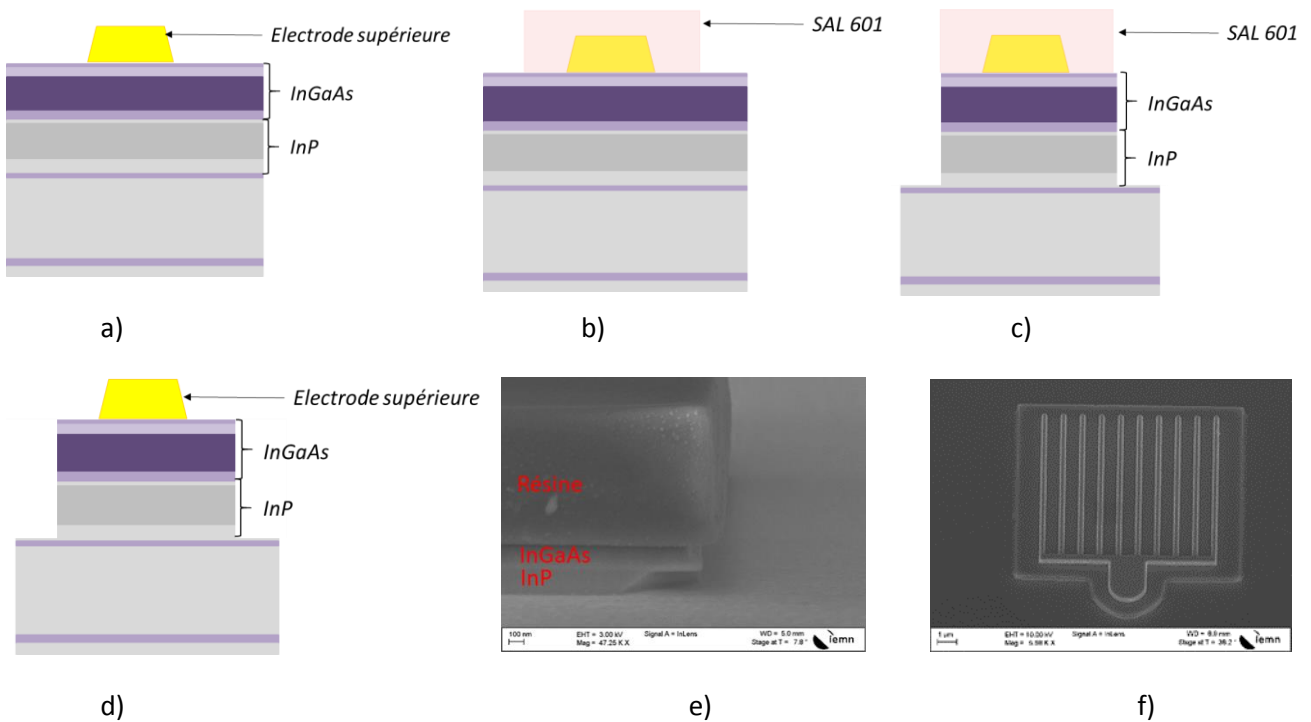


Figure 37: Procédé de fabrication pour la structuration du mesa de photodiode a) structure avant gravure, b) protection du mesa, c) gravure du mesa, d) état après gravure e) vue SEM de profil f) vue SEM du dessus.

La résine utilisée pour la protection du mesa de photodiode est la SAL601, une résine négative composée :

- de mélamine, une résine thermoducissable jouant le rôle d'agent de réticulation.
- d'un prépolymère résineux de type phénoplaste dont la polymérisation est réalisée via un catalyseur acide.
- d'un catalyseur acide

Le recuit de la résine avant l'exposition au faisceau d'électrons permet de réduire sa teneur en solvant et l'utilisation d'une température faible limite la diffusion de l'acide. Les motifs sont écrits par lithographie électronique avec une dose fixée à $11 \mu\text{C}/\text{cm}^2$. Après l'exposition, un second recuit de la résine permet au catalyseur acide de polymériser les régions exposées et les rendre insolubles en milieu basique. La mobilité du catalyseur et donc la résolution pouvant être obtenue sur les motifs est liée à la teneur résiduelle en solvant [24]. La révélation des motifs est réalisée en utilisant le développeur MF 322, un liquide basique à base de sel d'hydroxyde de tétraméthylammonium. Ces motifs vont permettre de protéger les zones qui deviendront les mesas de photodiode une fois l'épitaxie gravée.

Les gravures de l'InGaAs et de l'InP ont été réalisées par voie humide dans des solutions d'acide. L'InGaAs est gravé dans une solution de $\text{H}_2\text{O} / \text{H}_2\text{O}_2 / \text{H}_3\text{PO}_4$ (200/5/25) avec une vitesse de gravure d'environ 95 nm/min. La sélectivité de gravure entre l'InGaAs et l'InP dans cette solution permet un arrêt de la gravure sur la couche d'InP. L'interface entre ces deux matériaux est gravée dans une solution non sélective $\text{H}_2\text{O} / \text{HIO}_3 / \text{HCl}$ (100/1/1) pendant 10 secondes. L'InP est gravé dans une solution de $\text{HCl} / \text{H}_3\text{PO}_4$ (1/5) sélective. Cette solution permet une gravure d'environ 125 nm/min d'InP. (cf. Fig. 38).



Figure 38: Couches de semiconducteurs gravées pendant la gravure humide.

Sur les images MEB des figures 39 a) et b), la gravure de l'InGaAs est isotropique contrairement à l'InP dont le profil de gravure diffère en fonction de la direction cristallographique. Les flancs sont dirigés vers l'extérieur dans le cas de l'InGaAs, les parties supérieures étant plus longtemps exposées au produit de gravure que la base. Dans le cas de l'InP, les flancs sont dirigés vers l'intérieur ou l'extérieur. La faible épaisseur du mesa de photodiode et les dimensions minimales de motifs attendus (cf. Fig. 39 b)) ne rendent pas critiques les profils de gravure.

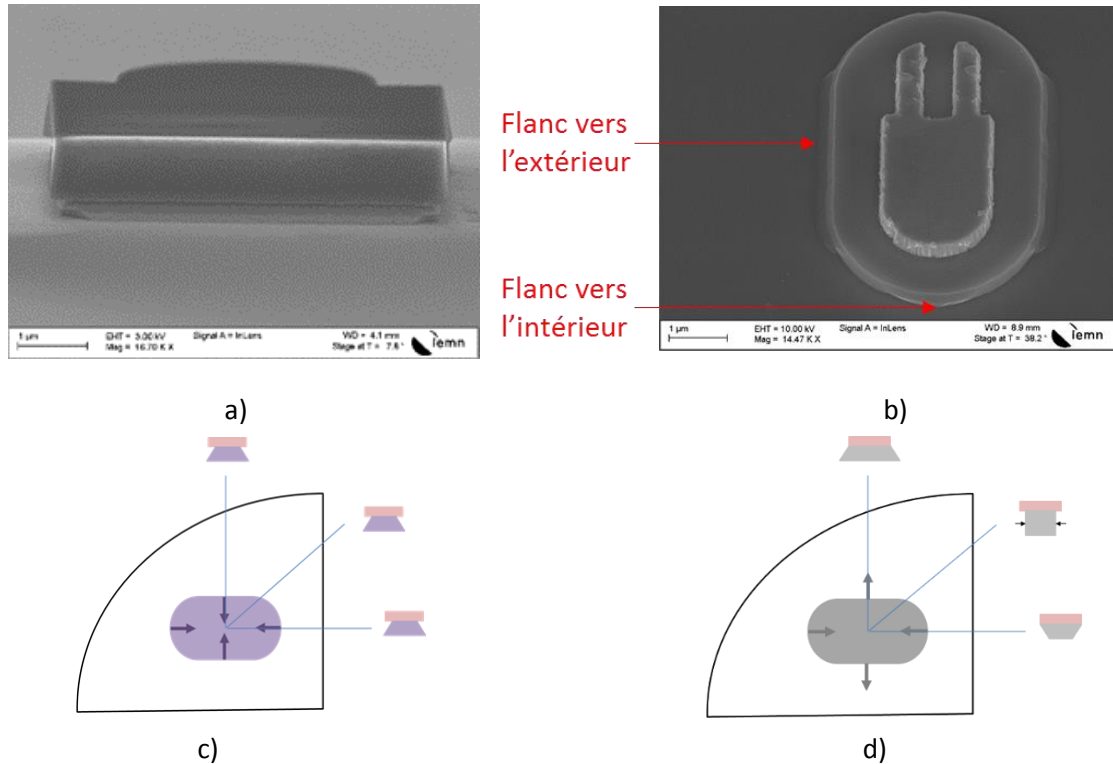


Figure 39: Couches de semiconducteurs gravées pendant la gravure humide a) vue de profil b) vue de dessus, c) profil de gravure de l'InGaAs d) profil de gravure de l'InP.

La gravure de l'InGaAs peut être réalisée par gravure RIBE ou Reactive Ion Beam Etching. Cette gravure résulte de la réaction de l'InGaAs à un faisceau d'ions réactifs accélérés vers le substrat. Il s'agit d'un mécanisme physique dû au transport de l'énergie cinétique des ions sur les atomes du substrat permettant leur pulvérisation. Il s'agit aussi d'un mécanisme faiblement chimique par la réaction entre les ions et les atomes pulvérisés produisant des espèces volatiles. La gravure est réalisée par des ions Argon. L'InGaAs est gravé à une vitesse de 70 nm/min pour une position de substrat normale à la direction des ions. Cette vitesse varie en fonction de l'angle du substrat par rapport à la direction d'accélération des ions (cf. Fig. 40).

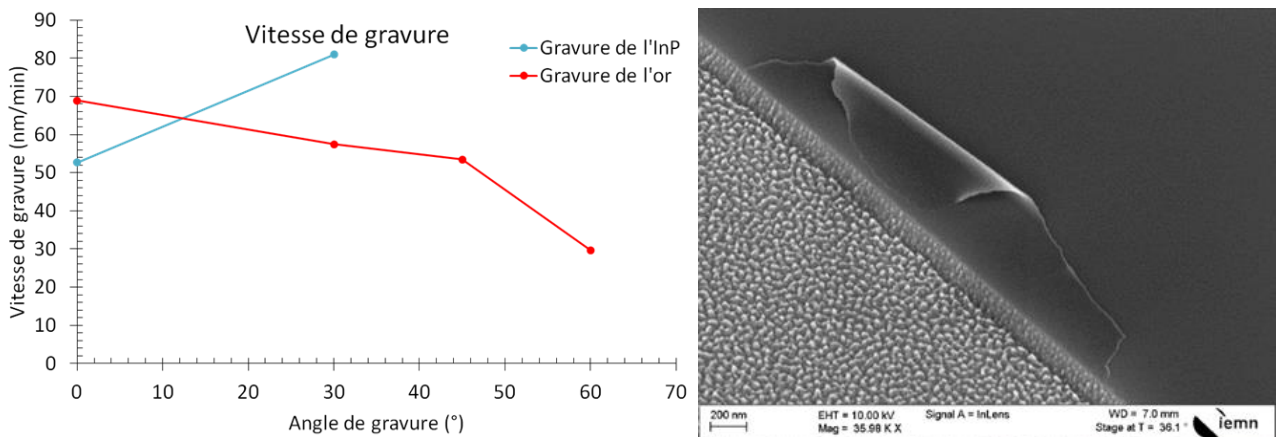


Figure 40: Vitesse de gravure de l'InP et de l'InGaAs en fonction de l'angle de gravure utilisé et image MEB de la gravure de l'InP.

La gravure des composés d'indium et de phosphore de l'InP n'est pas réalisée uniformément. Ainsi, cette gravure fait apparaître une importante rugosité dont l'analyse XPS révèle la composition. Il s'agit d'un enrichissement en indium en surface et en phosphore à quelques nanomètres de la surface. Cela s'explique

par la réaction des atomes de phosphore au faisceau d'ions incidents, en partie propulsé plus profondément dans le matériau. L'indium s'agglutine et forme les composés de surface de l'image MEB de la figure 40.

3.6.3 Le contact N

La gravure du mesa décrite précédemment permet d'arriver sur la couche de contact N dopée négativement. Un empilement de type COPO / PMMA est utilisé pour exposer uniquement les parties à métalliser pour former le contact N (cf. Fig. 41 b)). Une dose de $290 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ est utilisée au masqueur électronique et la résine est ensuite révélée en utilisant un mélange MIBK / IPA 1 / 2 (cf. Fig. 41 c)). Le contact est réalisé par évaporation d'un empilement de palladium, titane, platine et or (3.5 / 15 / 15 / 200 nm) (cf. Fig. 41 d)). Le contact métallique est réalisé autour de la structure du mesa qui définit la photodiode (cf. Fig. 39 e) et f)).

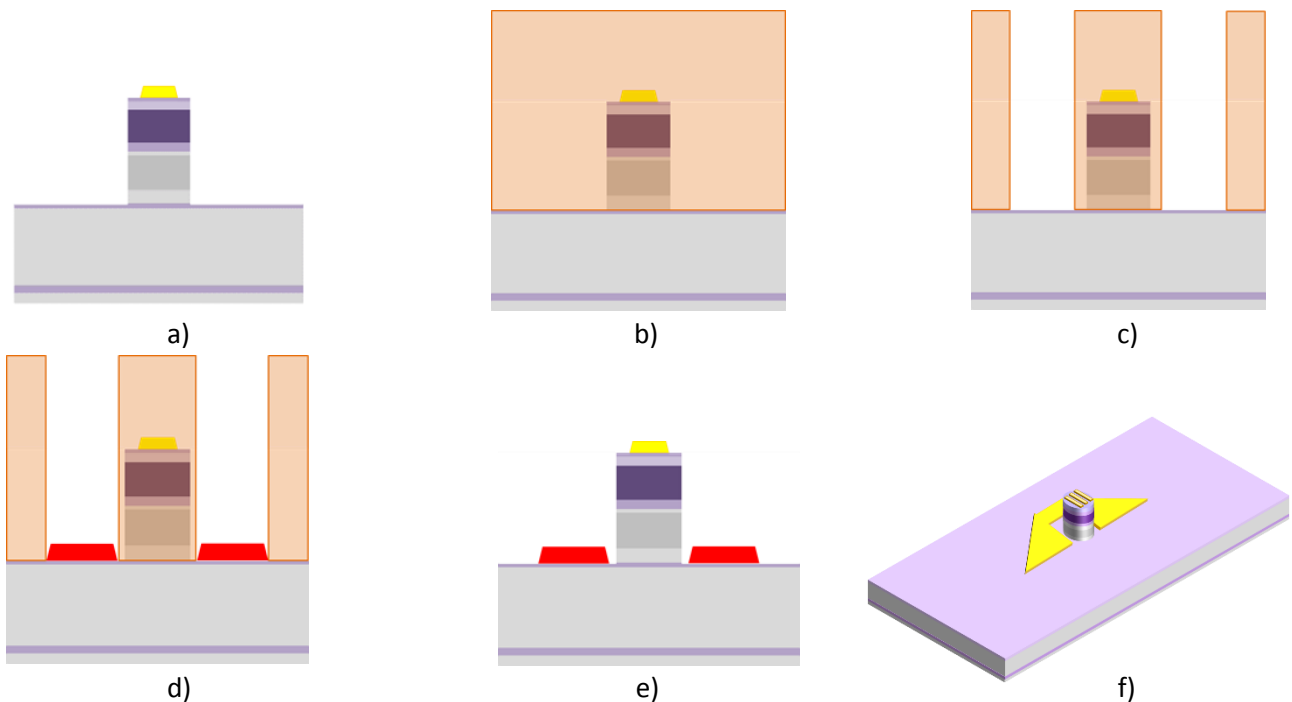


Figure 41: Procédé de réalisation du contact N a) état initial b) résinage c) révélation d) métallisation Pd / Ti / Pt / Au e) structure 2D après lift-off. f) vue 3D de la structure de contact N après lift-off.

3.6.4 L'isolation des composants

Afin de maximiser le nombre de composants sur le wafer épitaxié, les composants ont été réalisés à proximité les uns des autres. Ainsi, cette proximité a nécessité des ajustements afin d'obtenir une définition correcte des composants. Notamment, sur la figure 42, la dose est trop élevée dans la partie 1. Afin d'obtenir un profil rectangulaire sans liaison entre les composants, un fichier de correction a été utilisé. La dose au point 1 est initialement multipliée par 1,16, multipliée par 1,87 au point 2 et 0,99 au point 3, le dernier point servant de référence. Pour obtenir une dissociation des deux motifs, le rapport de la dose entre le point 1 et le point 3 doit être plus faible. En conséquence de la diminution de la dose relative au point 1, celle au point 2 devra être plus élevée. Pour une dose multipliée par 0,99 au point 3, le fichier de correction permettant la dissociation des composants mais générant une déformation de la structure (cf. Fig 42) multiplie la dose par 2,95 au point 2 et 0,66 au point 1. Le meilleur profil obtenu, permettant la dissociation et affichant un profil rectangulaire correspond à des rapports de 3,68 et 0,55 respectivement entre les points 2 / 3 et 1 / 3 (cf. Fig. 42).

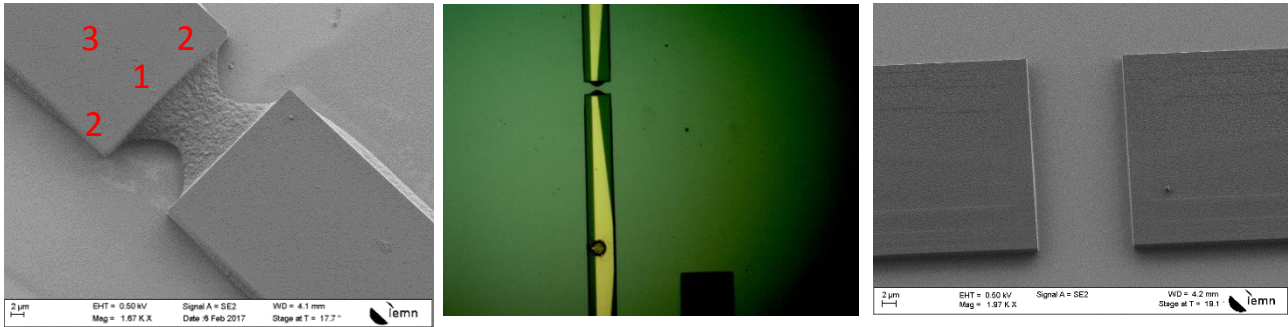


Figure 42: Image MEB de l'état de la résine après révélation. Image au microscope du même motif dont la dose a été corrigée insuffisamment puis correcte pour le motif réalisé.

Les gravures du contact N en InGaAs, du sous-collecteur en InP, de la couche d'arrêt de gravure en InGaAs et du Buffer en InP sont réalisées par voie humide avec les mêmes solutions que celles utilisées pour la gravure du mesa de photodiode (cf. Fig. 43).

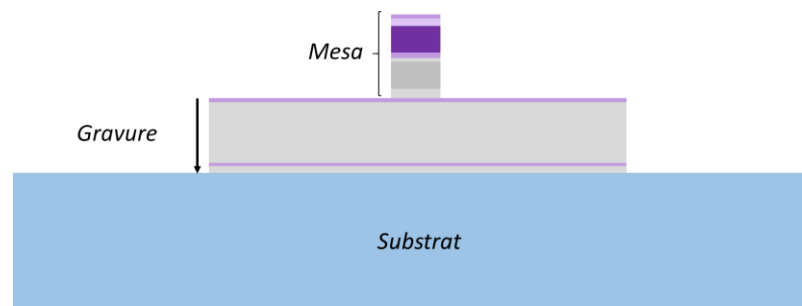


Figure 43: Couches gravées pour la dissociation des composants.

3.6.5 Les accès coplanaires, flip chip et antennes Bow-Tie

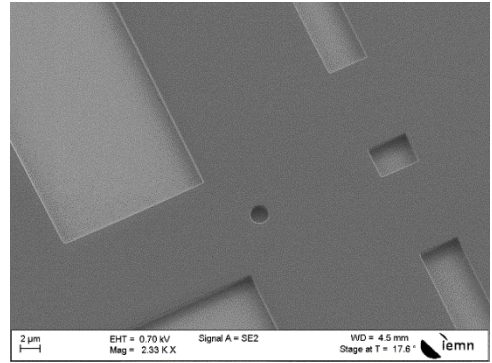
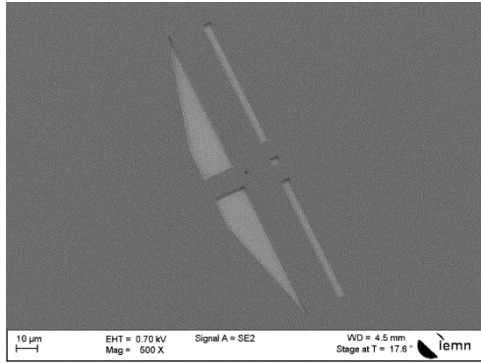
Les accès coplanaires sont réalisés suivant le même procédé que les contacts P et N par un empilement de type COPO / PMMA. Sur les premières structures, la réalisation des accès coplanaires est dissociée du pont à air mais les deux étapes ont par la suite été fusionnées en une seule afin de retirer une métallisation dans le procédé de fabrication des photodiodes. Des accès à écart signal-masse de 125, 75 et 35 μm ont été réalisés afin de pouvoir mesurer les structures au-delà de 110 GHz.

3.6.6 Les ponts à air

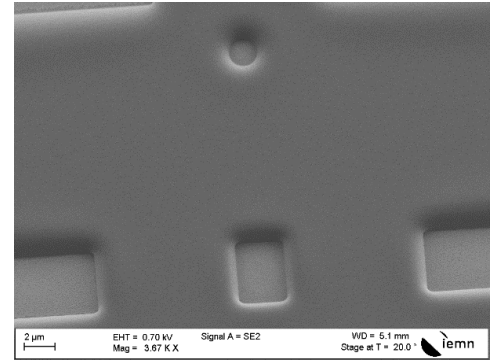
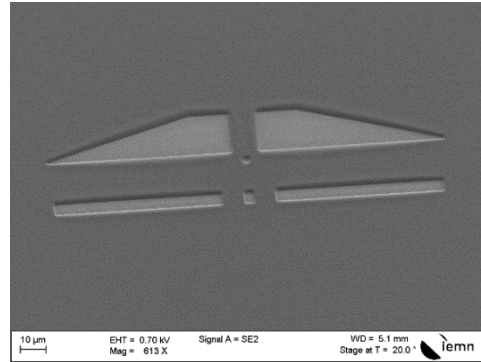
L'utilisation de pont à air permet la connexion entre les contacts P et N et les accès coplanaires. La réalisation du pont à air s'effectue en deux étapes de lithographie suivant un procédé de fabrication similaire à celui décrit dans le brevet sur les premiers ponts à air avec un empilement PMGI / COPO / PMMA.

La première étape de lithographie consiste à protéger les mesas de photodiode et les accès coplanaires et ouvrir les vias sur les accès coplanaires et les contacts P et N. Ces ouvertures serviront à réaliser les plots de contact. A ce stade de la fabrication des photodiodes, l'épaisseur des épitaxies du substrat au contact P est de 704,5 nm et le dépôt métallique d'or de l'électrode supérieure est de 300 nm. Ainsi, pour protéger efficacement les composants, la couche de résine déposée devra être légèrement supérieure à 1005 nm. La couche de résine utilisée est appelée couche sacrificielle puisqu'elle servira à soutenir le pont lors du dépôt de métal. Après écriture et révélation de la résine sacrificielle PMGI par le développeur 101A, un recuit haute température (cf. Fig. 44) permet d'atteindre la transition vitreuse de la résine provoquant un fluage.

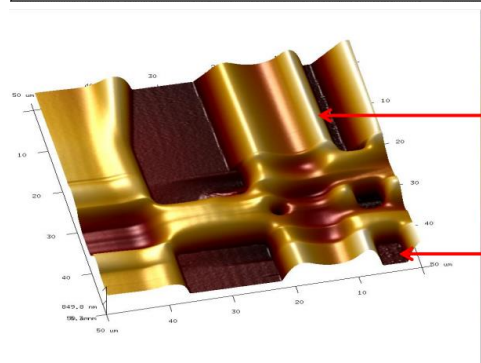
Fluage
à
220°C
(30 s)



Fluage
à
250°C
(30 s)

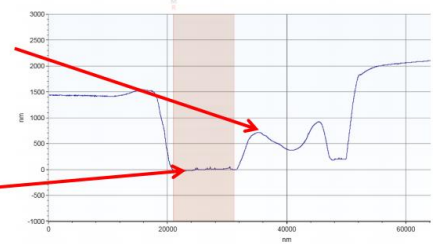


Fluage
à
250°C
(30 s)

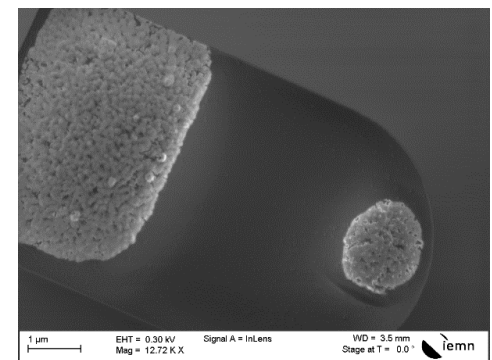
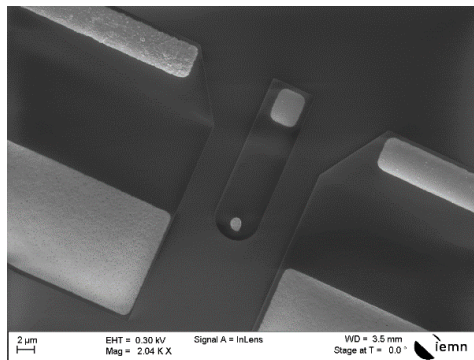


PMGI

Or



Définition
des
motifs de
pont



Ponts
après
lift-off

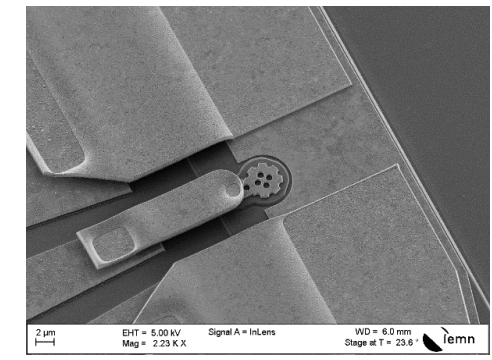
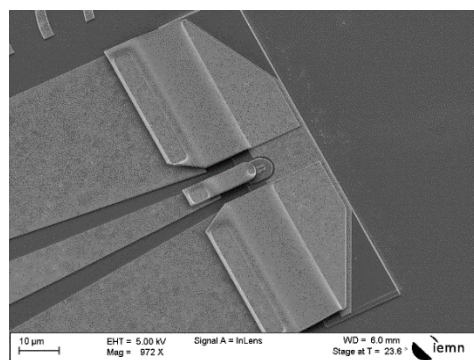


Figure 44: Images MEB de chaque étape du procédé de fabrication des ponts de métal permettant la connexion entre les contacts N et P et les accès coplanaires.

Le fluage est réalisé afin d'arrondir les angles des motifs révélés. Ce fluage par recuit thermique est important puisqu'il permet de supprimer le cisaillement subi à la jonction entre le via et le pont. Un premier fluage à 220 °C pendant 30s ne permet pas d'arrondir suffisamment les angles (cf. Fig. 44). A une température de 250 °C pendant 30s, la fluage obtenu est suffisant (cf. Fig. 44).

La deuxième étape de lithographie est la définition des motifs de pont. La résine COPO EL 13% est utilisée pour recouvrir la PMGI et la PMMA 4% 950K permet d'obtenir un profil en casquette facilitant le lift-off après la métallisation. La révélation sélective de l'empilement COPO / PMMA par rapport à la PMGI permet de conserver les motifs et le fluage de la PMGI (cf. Fig. 44). Le métal utilisé est un empilement de 100 nm de titane et 700 nm d'or, le titane servant de couche d'accroche. Lors du dépôt par évaporation, le métal est déposé au-dessus de la PMGI dans les motifs de pont et suit le profil de la résine. Le lift-off permet de retirer le métal déposé en dehors des motifs de pont (cf. Fig. 44).

Une solution plus économique consiste à réaliser les accès coplanaires et les motifs de pont en une seule étape de métallisation. Deux empilements différents de résines ont été utilisés.

Le premier empilement est PMGI, COPO EL 13% et PMMA 4% 950K. Cette fois, la PMGI est ouverte au niveau des contacts N et P mais aussi sur l'ensemble de la partie contenant les accès coplanaires. Le fluage est similaire à celui utilisé précédemment. Les motifs des accès coplanaires et des ponts sont réalisés via l'empilement COPO / PMMA. Ainsi, le métal du pont est dans la continuité du métal de l'accès coplaire.

Le second empilement est composé d'une couche sacrificielle en PMMA 5% 950K sur laquelle sont déposées des couches de COPO ARP 33% et une couche de CSAR-62 pour réaliser le profil en casquette (cf. Fig. 45)).

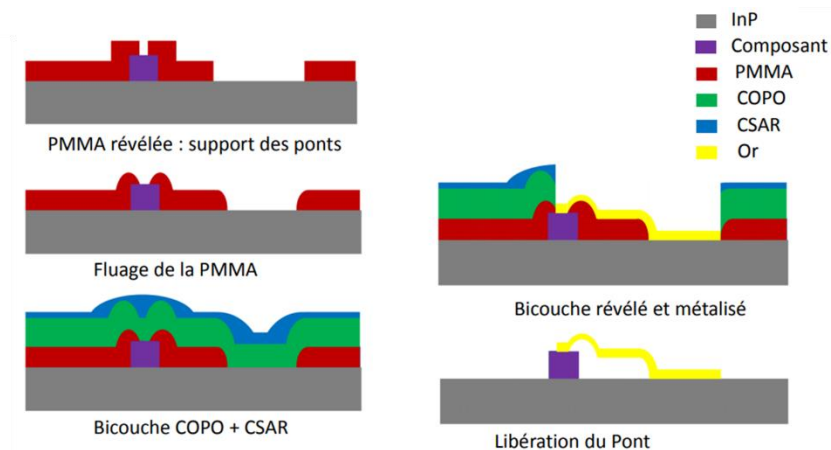


Figure 45: Procédé de fabrication du Pont avec un empilement PMMA 5% 950K / COPO ARP 33% / CSAR-62.

La PMMA 5% 950K doit atteindre 1200 nm afin de recouvrir l'ensemble des composants. Pour atteindre cette épaisseur, deux couches de PMMA 5% 950K sont déposées. La première couche est recuite pendant 3 minutes à 180 °C puis la seconde est aussi recuite pendant 3 minutes à 180 °C avant l'écriture électronique. Le fluage est nécessaire pour casser les flancs droits de la résine et limiter le cisaillement sur les ponts. Ce fluage est réalisé à 140 et 150°C pour cette résine. Cette température correspond à la température permettant l'évacuation des solvants encore présents dans la résine et de s'approcher de la transition vitreuse de la résine pour la faire fluer. Afin d'améliorer le fluage, seules les parties situées au-dessus du composant et sous le futur pont ont été conservées (cf. Fig. 46))

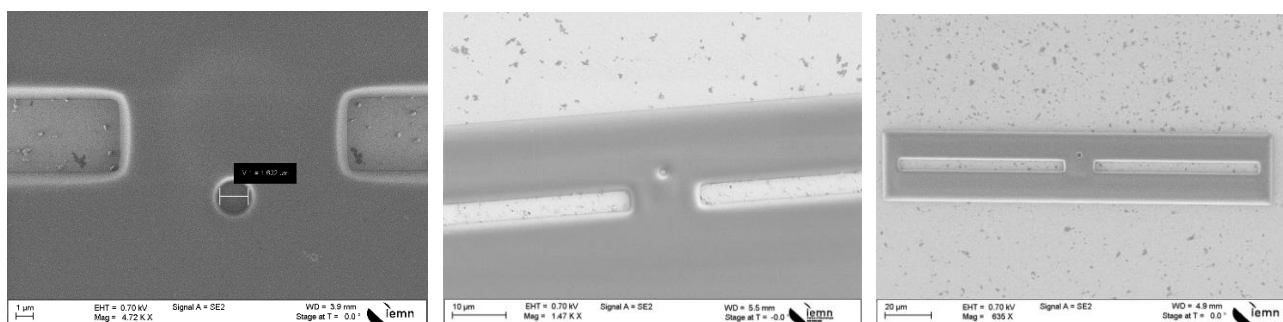


Figure 46: Images MEB du fluage de la résine sacrificielle PMMA 5% 950K dans le procédé de fabrication de ponts à air.

La résine sacrificielle va permettre de soutenir les ponts lors du dépôt métallique. L'empilement servant à définir les motifs de pont est composé des résines COPO ARP 33% / CSAR-62. Ces résines doivent être recuites après dépôt. Un recuit trop court ou à trop faible température de la première résine ne permet pas une évacuation correcte des solvants qui sont piégés pendant le recuit de la seconde résine. L'évacuation des solvants provoque un cratère (cf. Fig. 47 a)). Lorsque la température de recuit est trop élevée, le fluage de la résine PMMA 5% 950K se poursuit jusqu'à recouvrir les vias réalisés avec la résine ; un composé mêlant les deux résines est produit à l'interface entre ces résines (cf. Fig. 47 b) et c)). La température utilisée doit être inférieure à la température pour laquelle la résine sacrificielle flue.

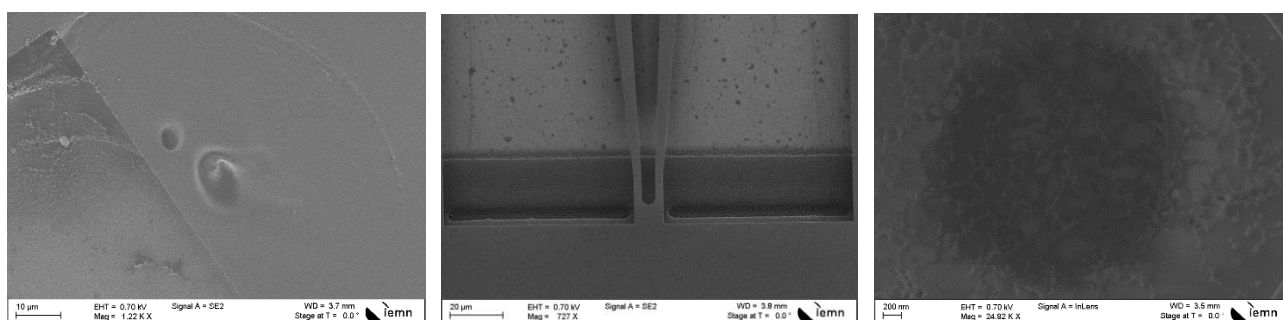


Figure 47: Images MEB des cratères provoqués par une évacuation des solvants de la résine COPO ARP 33%, d'un fluage qui s'est poursuivi pendant le recuit des résines COPO ARP 33 % et CSAR-62 lors d'un recuit à 130 °C.

Les motifs de ces ponts à air sont écrits par voie électronique et révélés par la résine CSAR-62 dans le développeur AR-600-545. Ce développement sélectif n'impacte pas la COPO ARP 33% lorsque chacune des résines est recuite 10 minutes à 130°C. Le rinçage après le 1^{er} développement est réalisé à l'eau, le rinçage à l'IPA provoquant des fissures dans la COPO ARP 33% (cf. Fig. 48).

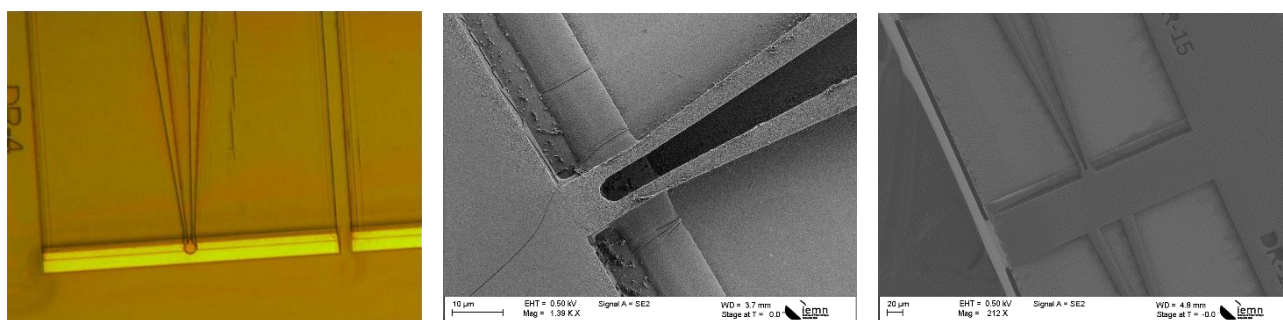


Figure 48: Images MEB des fissures produites lors du rinçage de la CSAR-62 à l'IPA provoquées par une évacuation des solvants de la résine COPO ARP 33%, structures lors d'un rinçage à l'eau de la CSAR-62 et d'un recuit à 130 °C.

Les motifs de pont sont ensuite métallisés pour produire des contacts métalliques continus entre les contacts N et P et les accès coplanaires (cf. Fig. 49).

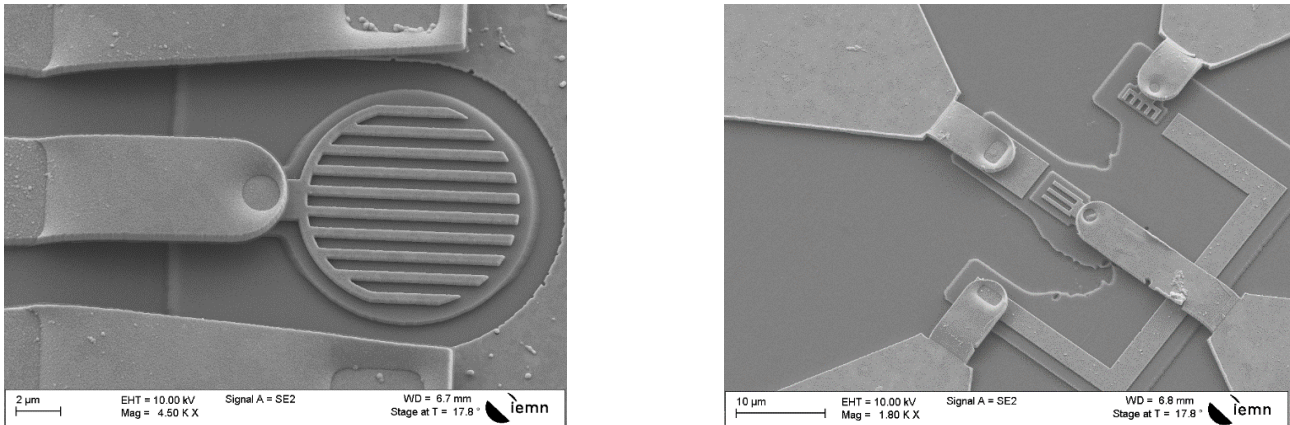


Figure 49: Images MEB des ponts et accès électriques produits en une étape de métallisation.

3.7 Les structures à flip-chip.

Les structures présentées précédemment permettent une collection des électrons par une pointe coplanaire dont la séparation de contact (« pitch ») est 125, 75 et 35 µm. Ce type de mesure est réalisé en laboratoire afin d’optimiser un composant. L’utilisation de ces photodiodes intégrées nécessite de les adapter pour un report. Deux types de contact ont été réalisés respectivement, les flip-chips à contacts droits pour un report sur une ligne de propagation sur substrat de quartz et des flip-chips à contacts évasés pour un report sur antenne bow-tie. Dans les deux cas, les contacts sont de chaque côté de la structure sur la même face de wafer (cf. Fig. 50).

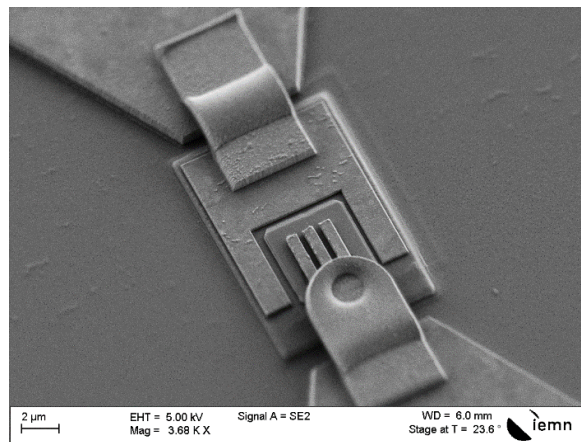


Figure 50: Images MEB des ponts reliant les accès pour du Flip chip.

3.8 Les structures multiples

La puissance des photodiodes réalisées est limitée, en partie, par l’unique passage de l’onde optique dans la zone absorbante. Néanmoins, cette puissance peut être suffisante dans des applications à courte distance. L’utilisation parallèle de deux ou davantage de photodiodes peut permettre soit d’augmenter la puissance du signal électrique généré par l’utilisation de plusieurs photodiodes en parallèle convertissant un même signal optique, soit de traiter des fréquences différentes pour chaque photodiode. Les photodiodes doubles sont espacées de 150 µm afin de pouvoir placer deux fibres en parallèle pour les illuminer. Ces fibres seront placées dans des V-groove afin de fixer l’écart entre les fibres.

Les structures multiples peuvent être utilisées en parallèle comme décrit précédemment mais aussi individuellement. Ainsi, la dépendance en polarisation optique des photodiodes peut être utilisée pour déterminer la polarisation d'une onde optique lumineuse. Des photodiodes placées à 90° l'une de l'autre ont été réalisées et connectées sur antennes Bow-Tie entremêlées. En irradiant chacune des photodiodes simultanément ou séparément, le profil de propagation des antennes Bow-Tie à 90° l'une de l'autre permet de maîtriser précisément la polarisation optique (cf. Fig. 49 et Fig. 51).

Lors de l'utilisation de convertisseur optoélectronique tel que les photodiodes, le signal optique bi-fréquence est propagé dans une fibre optique dont le faisceau est focalisé sur la photodiode à la position permettant d'obtenir un maximum de puissance optique sur une faible surface. Le profil de ce faisceau est gaussien. Lorsque ce faisceau est refocalisé par un réseau photonique ou une lentille, des modes altérés apparaissent. Paquet et al. [25] ont réalisé un laser bi-fréquence dont le mode a un profil de Laguerre-Gauss, présentant 4 spots optiques séparés. Ainsi, des structures à 4 photodiodes ont été réalisées pour l'utilisation de ce type de profil optique à 4 spots optiques sur accès coplanaire et antennes Bow-Tie.

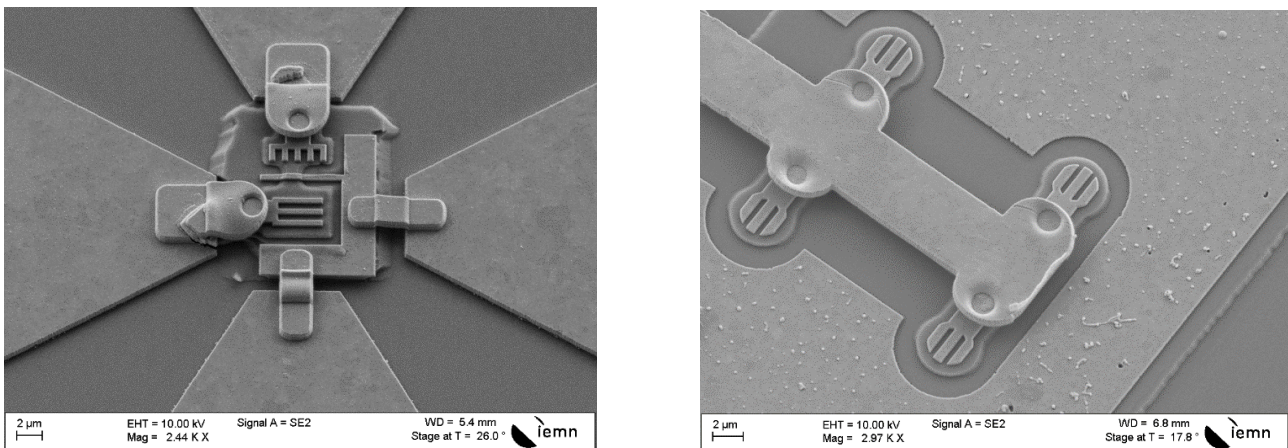


Figure 51: Images MEB des structures à 90° et multiples.

3.9 Les gravures RIBE

Dans le cadre des photodiodes en cavité dont les mesures sont présentées précédemment, le miroir d'or est réalisé par thermocompression de deux substrats, le premier étant l'épitaxie et le second, un substrat hôte. La gravure de cette couche d'or est réalisée par voie sèche. L'utilisation du RIBE pour réaliser cette gravure permet d'obtenir des flancs droits et de maîtriser les dimensions des motifs produits.

La vitesse de gravure RIBE des métaux varie en fonction de l'angle que forme le substrat avec le faisceau incident et l'énergie du faisceau d'ions incident contrôlé par la tension d'accélération, les autres paramètres étant fixes pour chacune des gravures suivantes. La résine utilisée pour protéger l'or est de l'AznLof 2020 diluée, une résine optique pouvant être écrite par lithographie électronique. L'utilisation de cette résine permet d'obtenir une épaisseur suffisante pour recouvrir le composant (2 μm) et des dimensions de motifs difficilement atteignables par lithographie optique (2x2 μm²).

En diminuant la tension d'accélération des ions et donc l'énergie transportée par le faisceau d'ions, la vitesse de gravure diminue environ d'un facteur 2. La vitesse de gravure est plus élevée pour un angle normal dans le cas de l'or, alors que ce n'est pas le cas pour la résine AznLof 2020 diluée pour laquelle un maximum est atteint à 45°. Néanmoins, la quantité de redépôt observée diminue fortement à 300 V et le profil carré du motif est conservé alors qu'il s'arrondit à 600 V (cf. Fig. 52).

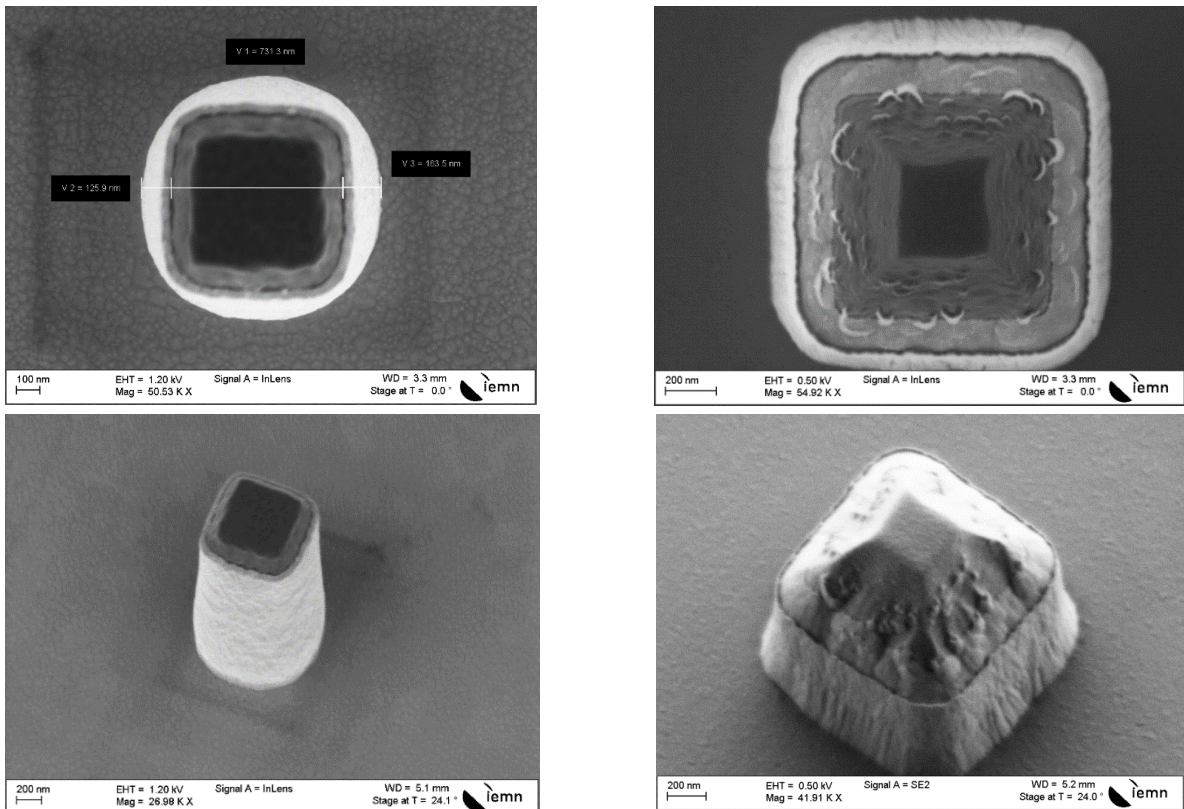
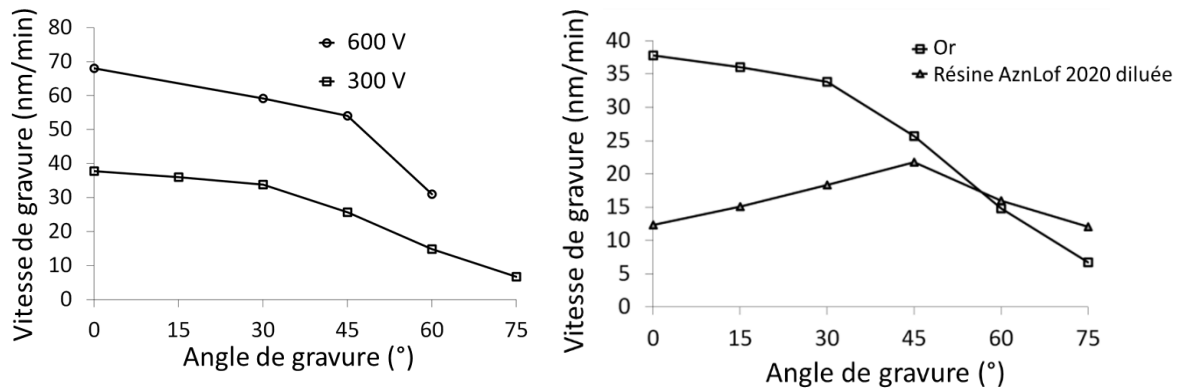


Figure 52: Vitesse de gravure de l'or pour deux tensions d'accélération (300 et 600V) en fonction de l'angle de gravure, comparaison des vitesses de gravures et maximum de l'or et de la résine AznLof 2020 diluée en fonction de l'angle de gravure. Profil de gravure et quantité de redépôt pour des tensions d'accélération de 300 et 600V et une incidence normale au substrat.

Le redépôt d'or se produit lorsque le masque est en partie consommé dans les coins de la structure. On observe alors un facetage de la structure ne permettant pas d'avoir une gravure anisotrope (cf. Fig 53 a) et b)). Cet effet est critique et génère une collerette conservée après nettoyage de la résine (cf. Fig. 53 c)). Cette collerette est problématique pour la gravure d'or jusqu'à un angle de 30° pour lequel on observe un redépôt uniquement dans la partie supérieure de la résine. L'effet d'ombre apparaît dès 15° et il est suffisamment important à 30° pour arrondir le motif d'or gravé (cf. Fig. 53 d)). Cet effet d'ombre est dû à la rotation du substrat pendant la gravure. L'épaisseur de la résine protège successivement chaque côté des parties situées à proximité directe du motif. A 45°, un profil anisotrope est observé sur le métal gravé (cf. Fig. 53 e)) mais le rayon de l'effet d'ombre a augmenté (cf. Fig. 53 f)). Ce rayon augmente encore pour des gravures à 60 et 75° (cf. Fig. 53 g)). De plus, un angle rentrant est observé au niveau des flancs des motifs d'or. La gravure à 45° présente donc le profil de flanc le plus anisotrope avec un redépôt d'or négligeable (particules d'or).

Deux choix de procédé de gravure anisotrope sont identifiés. Le premier procédé est une gravure rapide à 0° jusqu'à la couche de Titane située sous la couche d'or, puis une courte gravure à 75° afin de graver la couche de redépôt. Cette couche de redépôt à 0° est en forme de pyramide conique tronquée ce qui permet à la gravure à 75° à angle rentrant d'être particulièrement adaptée. Néanmoins, les motifs obtenus sont déformés et présentent des coins arrondis (cf. Fig. 53 h)).

Le second procédé est une gravure à 45° suivi d'une gravure à 0° permettant la gravure du métal dû à l'effet d'ombre. Le redépôt d'or est aussi lié à l'épaisseur de métal gravée. Dans le cas d'une gravure de 700 nm d'or, l'épaisseur restante est suffisamment faible pour ne pas provoquer de redépôt critique. Un motif carré est obtenu après nettoyage de la résine (cf. Fig.53 i)). Ce second procédé est le plus adapté à la fabrication de structures carrées.

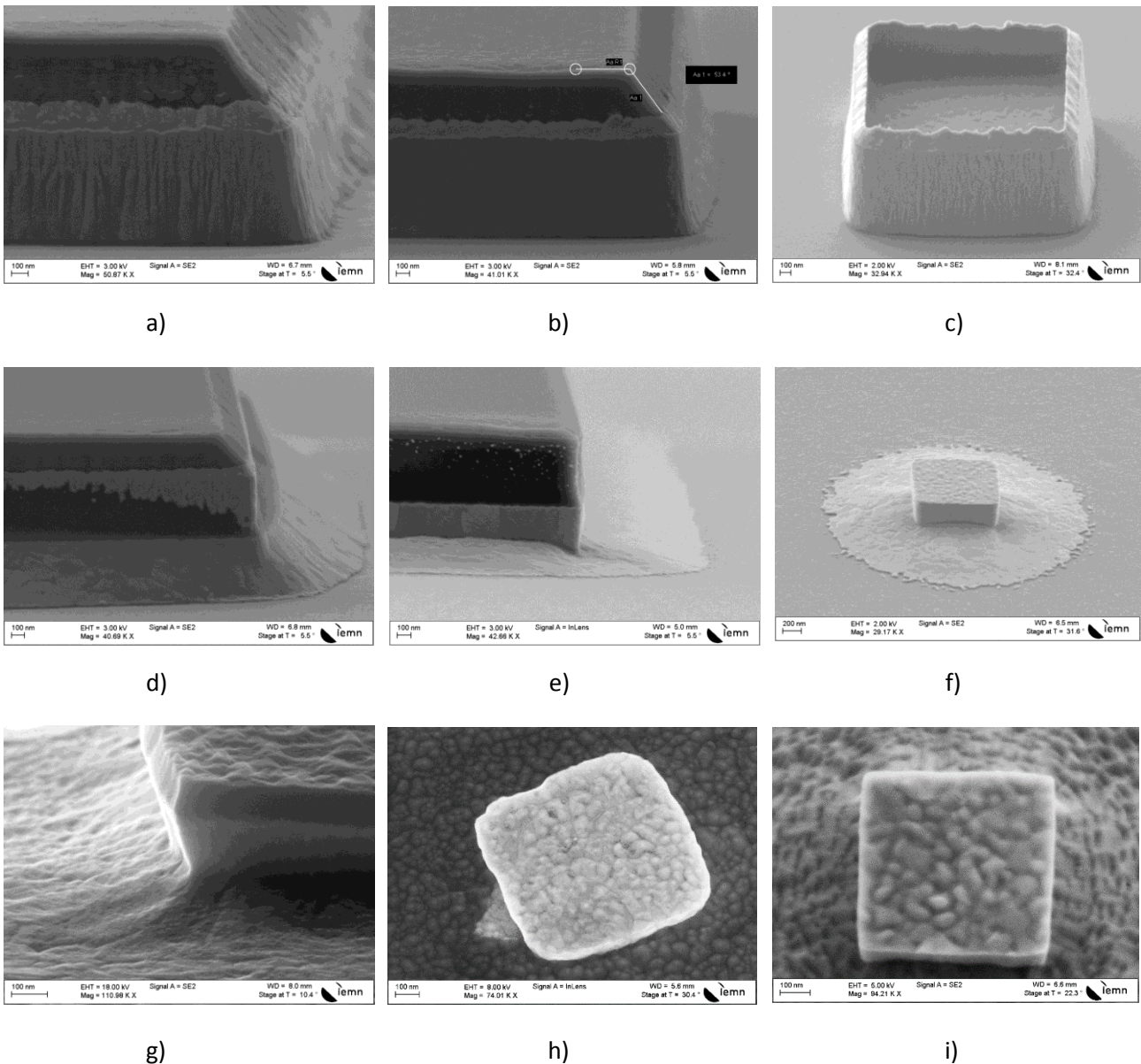


Figure 53: Profil des flancs de gravure RIBE d'or sur une couche de titane protégée par la résine AznLOF 2020 diluée pour différents angles d'incidence du faisceau d'ions, 0° étant la normale par rapport au substrat. a) 0°, b) 15° c) collerette de redépôt conservée après nettoyage de la résine, d) 30°, e) 45°, f) effet d'ombre g) 75° h) motifs d'or de 1x1 μm² gravés à 0° puis 75° i) motifs d'or de 1x1 μm² gravés à 45° puis 0°.

3.10 Caractérisation de photodiodes en DC

3.10.1 Linéarité

La mesure de photocourant permet de vérifier le bon fonctionnement de la photodiode en régime continu. Cette mesure est réalisée en utilisant le banc décrit dans le paragraphe 3.3.2 de ce chapitre. La caractéristique courant-tension montre une tension seuil de la structure entre 0,45 et 0,55 V. Au-delà de cette tension seuil, le courant augmente exponentiellement jusqu'à destruction de la structure. Le courant photogénéré en polarisation négative évolue principalement en fonction de la puissance optique appliquée.

Le courant d'obscurité correspond au courant généré sous polarisation électrique inverse sans excitation optique. Une polarisation inverse excessive génère des phénomènes de transit par effet d'avalanche et effet tunnel. Le composant se dégrade rapidement jusqu'au claquage. En polarisation nulle et haute fréquence, l'écoulement des charges est moins efficace qu'en polarisation inverse pour laquelle un champ électrique est imposé dans la zone de collection. Si le courant d'obscurité est trop élevé, la sensibilité de la structure diminue et dégrade son rapport signal / bruit. Les photodiodes UTC réalisées produisent un courant d'obscurité de 3 à 10 nA négligeable devant le photocourant atteignant des valeurs supérieures à 1 mA à 18 mW de puissance optique.

La courbe de courant en fonction de la tension de polarisation de la photodiode montre un plateau en polarisation inverse jusqu'à -1V (cf. Fig. 54 a)). L'augmentation de la puissance optique incidente augmente le courant photogénéré. L'amplification par l'EDFA, utilisée pour la mesure de photocourant, permet d'atteindre des puissances optiques supérieures à 29 mW en sortie de fibre. Cette puissance permet de générer 1,6 mA sous une polarisation électrique de -0,25 V (cf. Fig. 54 b)).

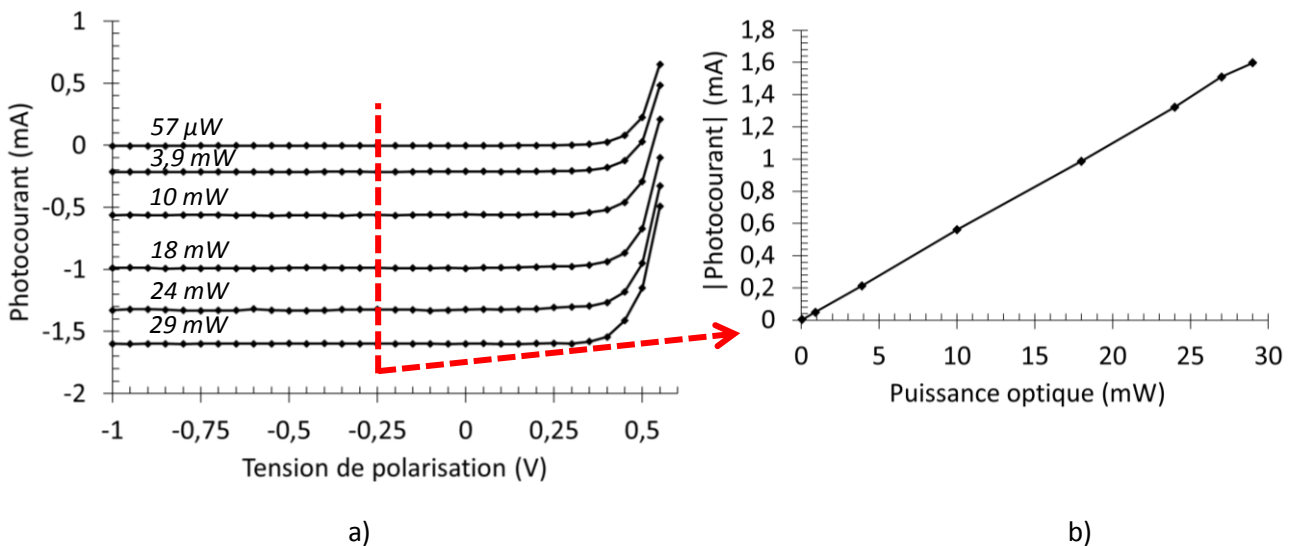


Figure 54: Mesure du photocourant généré par une photodiode de diamètre 10 µm en fonction de sa tension de polarisation pour des puissances optiques de 0,06 mW à 29,20 mW en sortie de fibre optique.

La linéarité du photocourant généré en fonction de la puissance optique est un des principaux avantages de la conversion optoélectronique par rapport aux sources à état solide dans le domaine des télécommunications. La mesure confirme cette linéarité qui évolue en fonction de la taille de la photodiode mais aussi en fonction du facteur de remplissage.

Les photodiodes mesurées ont un diamètre compris entre 4 μm et 17 μm . Le diamètre du spot optique est de 3 μm . La variation de la pente observée en fonction de la taille de la photodiode n'est donc pas liée à la quantité de lumière incidente sur les photodiodes (cf. Fig. 55). Cette variation s'explique par la transmission optique de la lumière à travers le réseau périodique pour atteindre la zone absorbante. Le phénomène de transmission optique extraordinaire est décrit dans le cas de réseaux périodiques, c'est-à-dire pour un nombre de périodes semi-infini. La période des réseaux réalisés étant de 1 μm , les structures de 5 et 4 μm n'ont respectivement que 3 et 2 périodes. Les réseaux des plus petites structures ne peuvent pas être considérés comme semi-infinis et les plasmons de surface horizontaux n'ont pas suffisamment de période pour améliorer le guidage de l'onde optique. Les plasmons de surface verticaux favorisent un guidage de l'onde optique à travers les fentes du réseau. Sur la figure 55, l'évolution du courant photogénéré en fonction de la taille de la structure, à polarisation électrique et puissance optique constante, montre une pente de 83 $\mu\text{A} / \mu\text{m}$. A tension de polarisation et puissance optique identiques (-1 V et 20 mW), une photodiode de 17 μm de diamètre atteint 2,02 mA alors qu'elle chute à 1,27 mA pour un diamètre de 8 μm . Les mesures à 6 μm et surtout 4 μm de diamètre montrent une baisse des performances de conversion due au nombre de périodes limité du réseau lamellaire et à la taille du spot optique.

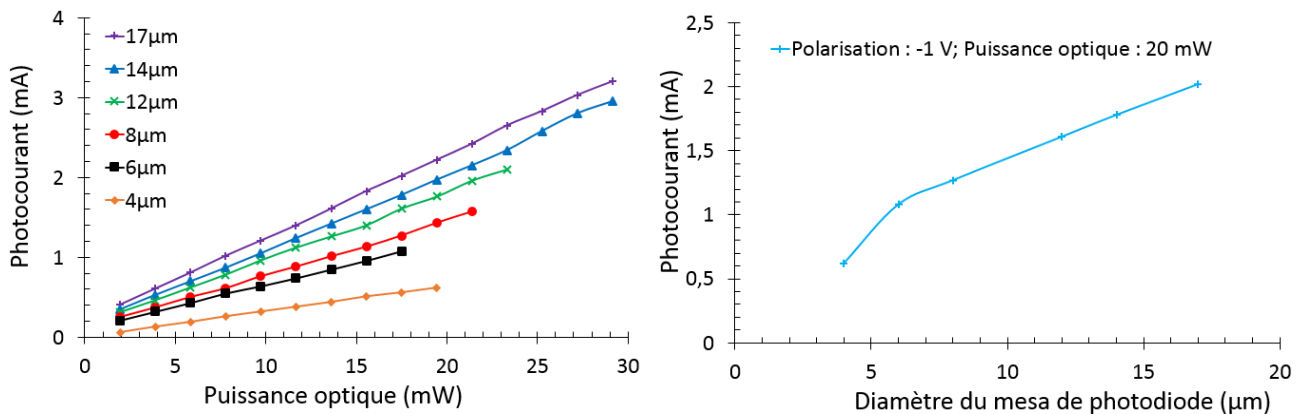


Figure 55: Courbes de courant photogénéré en fonction de la puissance optique et de la taille du mesa de photodiode pour un réseau lamellaire de 0.5/1.

3.10.2 Impact du réseau

Le facteur de remplissage du réseau lamellaire de l'électrode supérieure impacte le courant photogénéré (cf. Fig. 56). Les plus petites fentes permettent de transmettre davantage de photons dans la zone absorbante comme décrit plus haut. A même puissance optique, l'utilisation d'un réseau à facteur de remplissage de 0,3 / 1 représente une baisse de photocourant supérieure à 60 % par rapport à un facteur de remplissage de 0,7/1.

La photoréponse est définie par la pente de photocourant en fonction de la puissance optique des figures 55 et 56. Sur la figure 56, la photoréponse des structures de 12 μm de diamètre atteint 0,11 ; 0,08 et /0,06 A/W respectivement pour les facteurs de remplissage 0,7/1 ; 0,5/1 et 0,3/1. Du point de vue de la transmission optique à travers les réseaux lamellaires, le rapport 0,7 représente le facteur de remplissage permettant de transmettre le plus de photons dans la zone absorbante de la photodiode.

Les courbes de photocourant montrent une bonne linéarité entre 2 et 25 mW, c'est-à-dire la gamme de puissance optique étudiée.

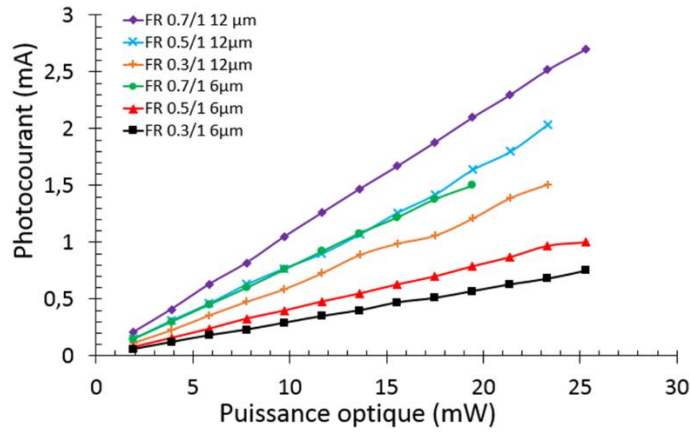


Figure 56: Courbes de courant photogénéré en fonction de la puissance optique pour deux tailles de mesa de photodiodes et des facteurs de remplissage de l'électrode supérieure de 0,3/1, 0,5/1 et 0,7/1.

3.11 Caractérisation de puissance RF

Les mesures de puissances en fonction de la fréquence jusqu'à 100 GHz reposent sur le principe de photomélangé. Le photomélangé consiste à détecter le battement de fréquences entre deux lasers superposés spatialement et dans le cas présent, de le convertir en signal électronique radiofréquence.

En considérant le champ électrique de deux faisceaux de photons de longueurs d'ondes différentes (eq. (16) et (17)) se propageant dans la même direction z , le battement optique correspond à la différence en longueur d'onde entre ces deux composantes (cf. Fig. 57) :

$$\vec{E}_1(z, t) = E_1 \cos(\omega_1 t - k_1 z + \phi_1) \vec{e}_x \quad (17)$$

$$\vec{E}_2(z, t) = E_2 \cos(\omega_2 t - k_2 z + \phi_2) \vec{e}_x \quad (18)$$

$$\vec{E}_p(z, t) = (E_1 \cos(\omega_1 t - k_1 z + \phi_1) + E_2 \cos(\omega_2 t - k_2 z + \phi_2)) \vec{e}_x \quad (19)$$

Le vecteur de Poynting s'écrit :

$$\vec{\Pi} = \varepsilon_0 c |\vec{E}^2| \vec{e}_z = \varepsilon_0 c [E_1 \cos(\omega_1 t - k_1 z + \phi_1) + E_2 \cos(\omega_2 t - k_2 z + \phi_2)]^2 \vec{e}_z \quad (20)$$

$$\vec{\Pi} = \varepsilon_0 c [E_1^2 \cos^2(\omega_1 t - k_1 z + \phi_1) + E_2^2 \cos^2(\omega_2 t - k_2 z + \phi_2) + E_1 E_2 \cos((\omega_1 + \omega_2)t - (k_1 + k_2)z + \phi_1 + \phi_2) + E_1 E_2 \cos((\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)z - \phi_1 - \phi_2)] \vec{e}_z \quad (21)$$

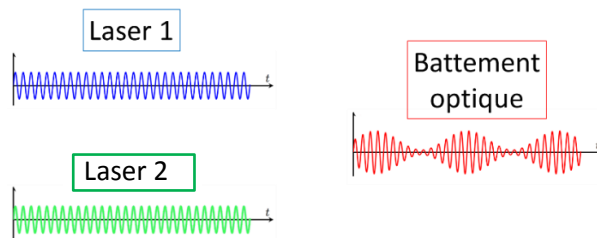


Figure 57: Principe du photomélangé de deux lasers.

La structure possède un temps de réponse limité. En conséquence, celle-ci ne voit que les moyennes des signaux hautes fréquences. Parmi les 4 composantes obtenues, les pulsations ω_1 et ω_2 et leur somme sont trop rapides. Le module de ce vecteur est donc :

$$|\vec{\Pi}| = \varepsilon_0 c \left[\frac{E_1^2 + E_2^2}{2} + E_1 E_2 (\cos((\omega_1 + \omega_2)t - (k_1 + k_2)z + \phi_1 + \phi_2)) \right] \vec{e}_z \quad (22)$$

La valeur moyenne dépend donc des amplitudes des deux composantes optiques initiales (eq. (16) et (17)) :

$$|\overrightarrow{\Pi}_{moy}| = \epsilon_0 c \frac{E_1^2 + E_2^2}{2} \quad (23)$$

L'intensité des deux champs incidents impacte directement l'intensité du signal transmis. Afin d'avoir un signal d'amplitude maximale, les deux champs doivent être similaires soit $E_1 \approx E_2 \approx E_0$. On a ainsi une excursion théorique possible du signal entre 0 et $E_0^2 (\epsilon_0 c + 1)$.

Le schéma du banc de mesure utilisé est présenté en figure 58. La fréquence générée par photomélangage dépend de la différence de longueur d'onde entre les deux lasers à cavité étendue utilisés. En modifiant la fréquence d'émission de l'un des deux lasers, cette différence est reportée sur la fréquence détectée en sortie du photomélangeur. L'ajustement de polarisation de l'onde émise par chacun des deux lasers est obtenu en générant des contraintes sur les fibres dans lesquelles se propage le signal optique. Les deux ondes sont ensuite combinées dans un coupleur 50/50 et amplifiées par un amplificateur optique à fibre dopée à l'erbium. Le coupleur 99/1 est utilisé afin de mesurer la fréquence et la longueur d'onde des deux lasers mais aussi de vérifier la puissance sur les deux longueurs d'onde. La polarisation de l'onde optique est modifiable par l'utilisation d'une lame demi-onde. L'onde est ensuite transmise à la photodiode UTC, à travers une fibre lentillée, qui génère un courant variable dont la fréquence correspond au battement des deux ondes. Cette fréquence est extraite électriquement par une pointe coplanaire. La polarisation électrique est appliquée via une unité de source et de mesure de type Keithley 2612A. La puissance radiofréquence est mesurée par un puissance-mètre de type NRP-Z.

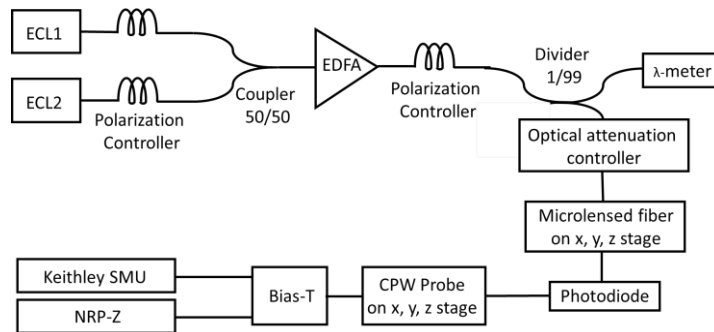


Figure 58: Banc de mesure pour la mesure de puissance RF générée par une photodiode UTC.

Le diamètre des photodiodes a un effet direct sur le courant photogénéré mais aussi la capacité de la structure. A photocourant équivalent (1 mA), une photodiode de 15 μm de diamètre présente une atténuation de 14,6 dB entre 5 et 110 GHz alors qu'elle n'est que de 4 dB pour une structure de 6 μm . La puissance générée étant directement liée à l'impédance de la structure et le carré de son courant, la courbe à courant constant permet de mettre en évidence l'impact de la capacité sur l'évolution des performances fréquentielles. En conséquence, les plus grosses structures génèrent un courant plus élevé mais la capacité plus élevée de ces structures limite leurs performances à 110 GHz (cf. Fig. 59 a)). Cette capacité est la principale source de dégradation des performances en haute fréquence dont la valeur varie entre 8 et 60 fF respectivement pour les structures carrées de 6 μm et les rondes de 15 μm de diamètre. La résistance des photodiodes de 6 μm de côté atteint 300 ohms pour l'approximation réalisée en figure 59 a). A 100,2 GHz, on voit une excursion de la puissance générée, en fonction du courant photogénéré, avec la diminution de la surface des photodiodes liée à la capacité de la structure (cf. Fig. 59 b)). Les performances de conversion de l'onde optique en onde électrique à fréquence fixe de 100,2 GHz, pour une même puissance optique, sont présentées en figure 59 c). La génération d'un photocourant plus élevé par les plus grosses structures ne compense pas la perte de puissance liée à la capacité croissante.

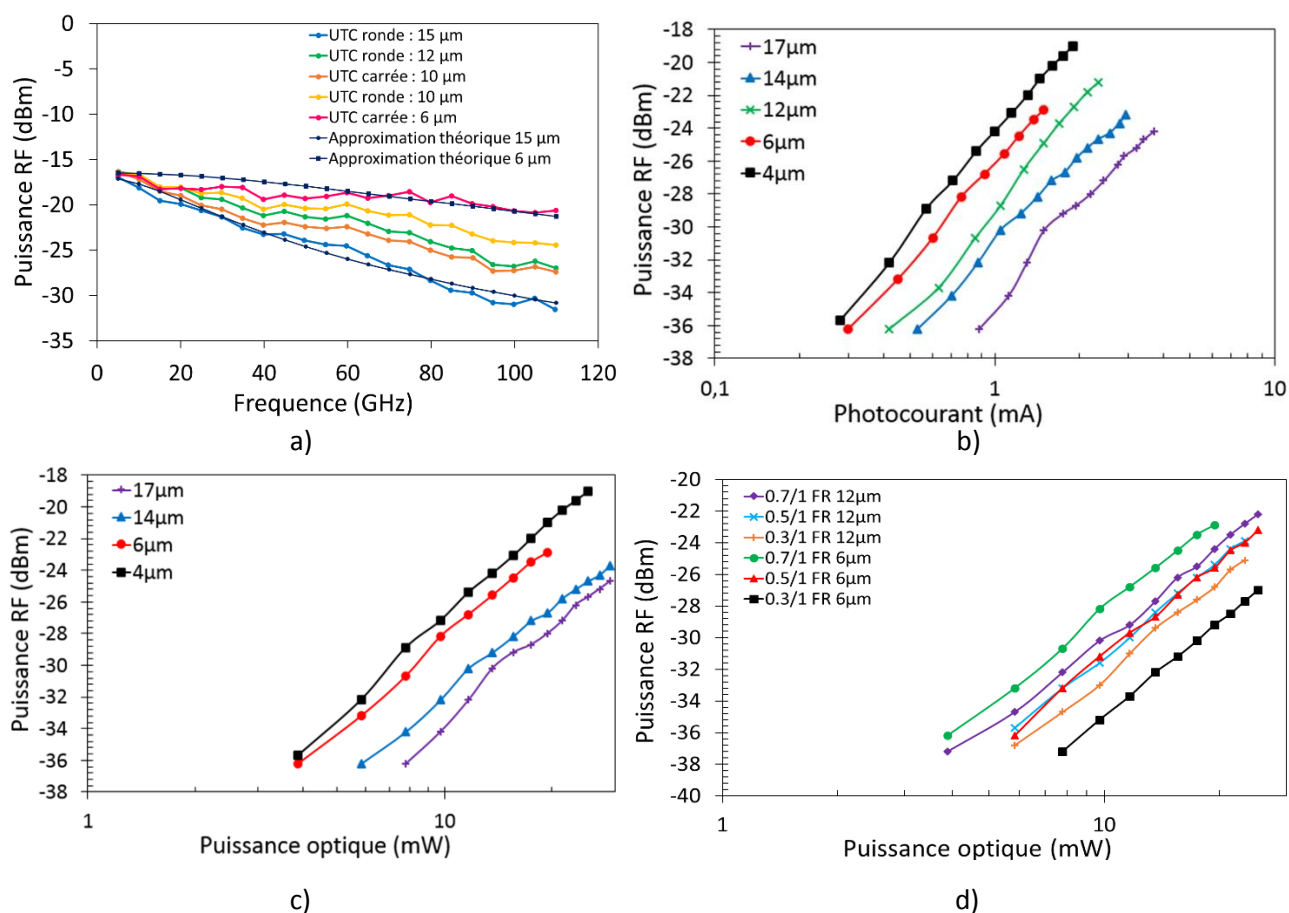
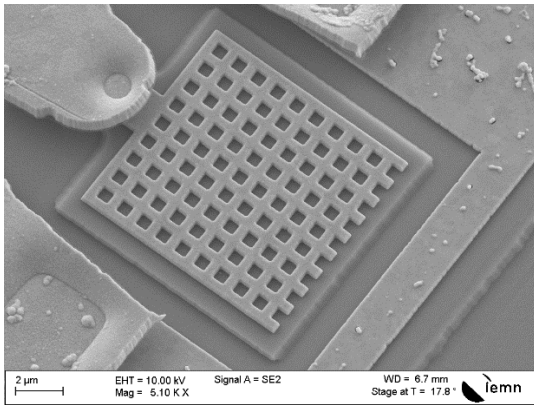


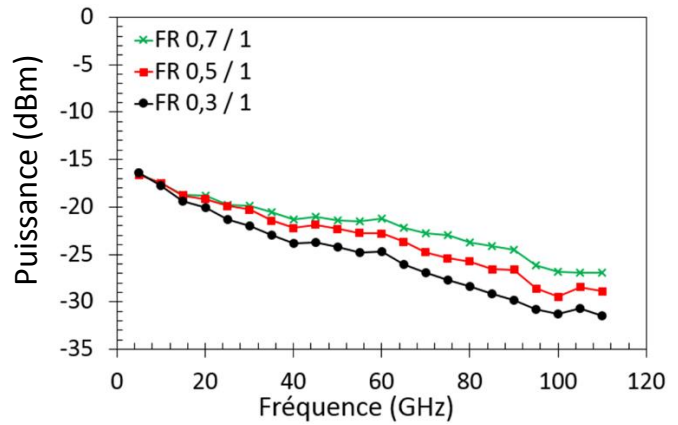
Figure 59: Mesures de puissances sur les photodiodes UTC sous polarisation électrique de -1 V a) Puissance RF en fonction de la fréquence entre 5 et 110 GHz à puissance optique constante normalisée pour un photocourant de 1 mA et différentes tailles de photodiode b) Puissance RF en fonction du photocourant à 100,2 GHz pour différentes tailles de photodiode c) Puissance RF en fonction de la puissance optique incidente à 100,2 GHz pour différentes tailles de photodiode d) Puissance RF en fonction de la puissance optique incidente pour différents facteurs de remplissage.

L'absorption de l'onde optique par une structure surmontée d'un réseau lamellaire avec un facteur de remplissage de 0,7 / 1 génère plus de courant que celle à 0,3 / 1. Pour un même diamètre de photodiode, soit une même valeur de capacité, la puissance RF générée est plus élevée pour un facteur de remplissage de 0,7 / 1. Les structures présentées dans la figure 59 d) présentent deux diamètres et 3 facteurs de remplissage différents. Les meilleures performances de conversion sont obtenues pour les structures surmontées d'un réseau à facteur de remplissage de 0,7 / 1. Cette figure montre la différence d'impact du facteur de remplissage et de la capacité de la structure. Ainsi, les plus petites structures, plus adaptées aux hautes fréquences, voient leurs performances fortement diminuer en fonction des paramètres du réseau lamellaire.

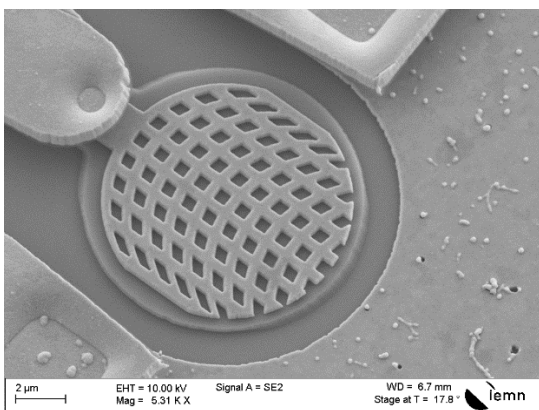
Des photodiodes surmontées d'un réseau 2D ont été réalisées. Les facteurs de remplissage des réseaux à ouvertures carrées et géométriques variables sont les mêmes que ceux des réseaux lamellaires, soient 0,7 / 1, 0,5 / 1 et 0,3 / 1. Pour un même photocourant et une fréquence de 100 GHz, le facteur de remplissage a un important impact sur les performances qui diminuent de 4 et 5,5 dB respectivement pour des ouvertures carrées et à géométrie variable entre des facteurs de remplissage de 0,7 / 1 et 0,3 / 1 (cf. Fig. 60 b) et d)). Celles à ouvertures circulaires présentent une baisse de puissance de 2,8 dB entre les facteurs de remplissage 0,7 et 0,5 / 1 (cf. Fig. 60 f)). Les contacts métalliques couvrant une surface plus importante permettent de mieux collecter les électrons. Ainsi, les plus forts facteurs de remplissage sont un atout pour la transmission optique mais aussi pour leur contact électrique.



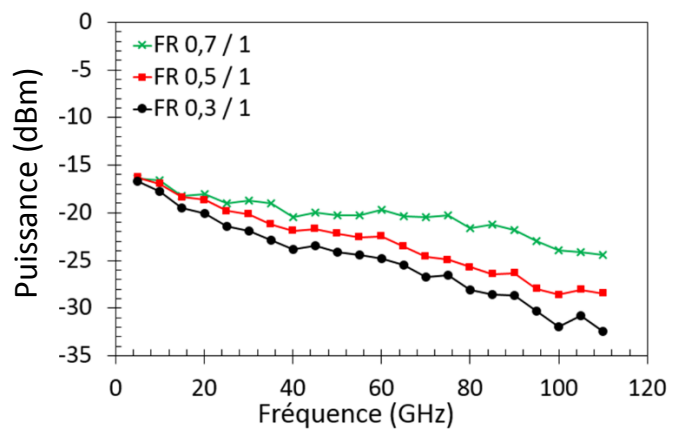
a)



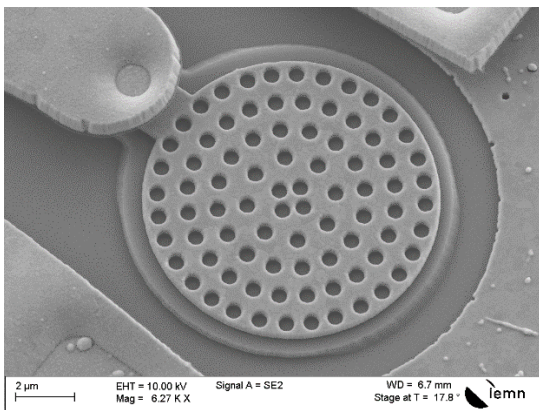
b)



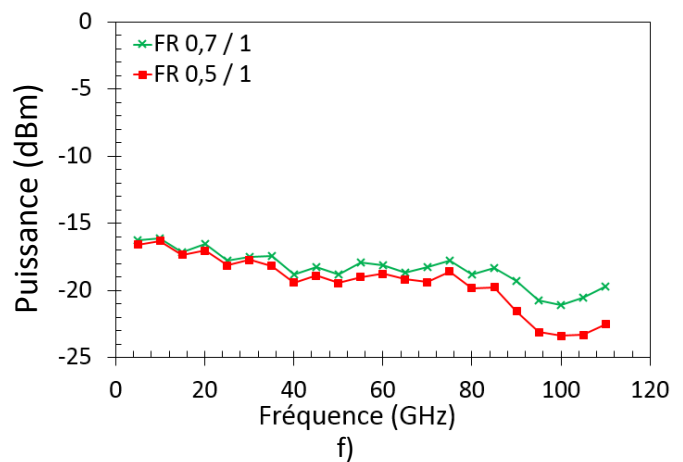
c)



d)



e)



f)

Figure 60: Image MEB du réseau 2D à ouvertures a) carrées c) géométriquement variables e) circulaires. Mesures de puissances en fonction de la fréquences sur les photodiodes UTC en réseau 2D pour un courant de 1 mA. Puissance générée par les photodiodes pour différents facteurs de remplissage pour des ouvertures b) carrées d) géométriquement variables f) circulaires.

Les réseaux à cercles concentriques ont été réalisés avec et sans liaison entre les cercles ainsi qu'une version pour laquelle les parties vides et métallisées ont été inversées (cf. Fig. 61). Le facteur de remplissage est constant à 0,5 / 1. Les performances en puissance sont dégradées lorsque les cercles ne sont pas liés à hauteur de 3 dB. Cette différence est liée à la configuration du contact électrique constitué d'un unique anneau en bordure de la structure dans les cas des cercles non liés.

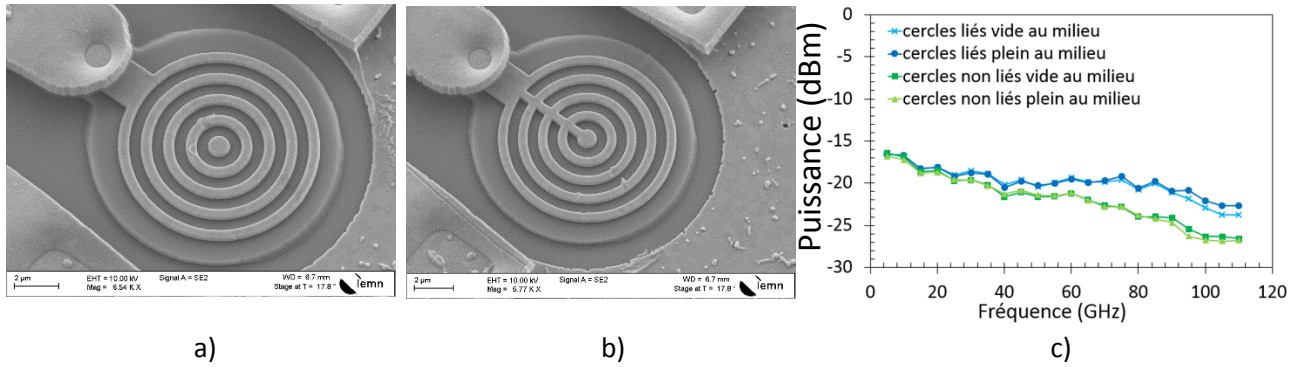


Figure 61: Image MEB du réseau à cercles concentriques a) non liés b) liés c) Mesures de la puissance générée par les photodiodes UTC à 1 mA entre 5 et 110 GHz pour différentes configurations d'électrodes à cercles concentriques.

Les contacts en zig zag sont dérivés des réseaux lamellaires. Ce type de contact présente des performances similaires aux réseaux lamellaires à facteur de remplissage 0,7 / 1 à une fréquence de 100,2 GHz. Le facteur de remplissage du contact en zig zag est de 0,5 / 1 (cf. Fig. 62). L'utilisation d'ouvertures plus fines devraient permettre d'améliorer la transmission optique à travers le réseau. Cette amélioration devrait entraîner une augmentation du photocourant et de la puissance générée. Cette puissance atteint jusqu'à 10 μ W sur ces structures.

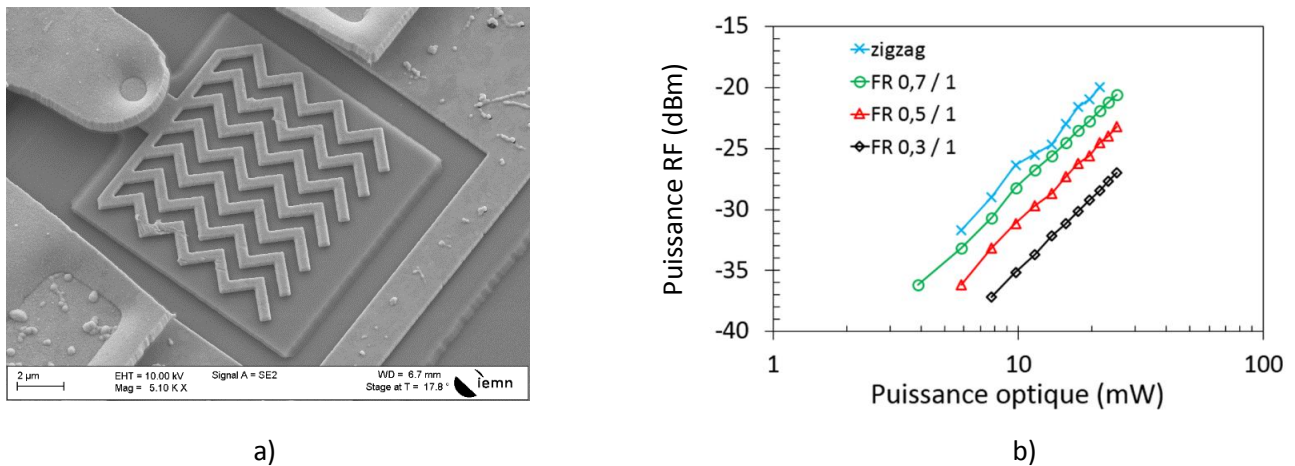


Figure 62: a) Image MEB du réseau lamellaire en zig zag b) Mesures de la puissance générée par les photodiodes UTC à contact zig zag à 100,2 GHz.

Les différents types de contact ont en commun une dépendance de la transmission optique au facteur de remplissage. Ainsi, les électrodes sur lesquelles la surface métallique est plus importante présentent les meilleures performances.

3.12 Emplacement optimal du spot optique et profils spatiaux

L'emplacement optimal du spot optique sur les photodiodes pendant la mesure est situé au centre de la structure pour les réseaux lamellaires, zig zag ou non. Cet emplacement varie en fonction du facteur de remplissage pour les réseaux 2D et pour ceux à cercles concentriques. Dans le cas des réseaux à ouvertures circulaires et géométriquement variables, la non périodicité des réseaux dans l'ensemble des directions peut modifier l'emplacement optimal. De même, le motif perçu par le spot optique varie en fonction de son emplacement dans les motifs à cercles concentriques. Néanmoins, cette variation apparaît aussi dans le cas des ouvertures carrées.

Les réseaux lamellaires présentent un profil spatial gaussien reflet du profil du spot optique. Les contacts ouvertures carrés, à géométrie variable et à cercles concentriques possèdent une position optimale ainsi qu'une ou plusieurs positions secondaires. Le contact à ouvertures circulaires présente plusieurs maxima, le motif variant avec la position du spot optique.

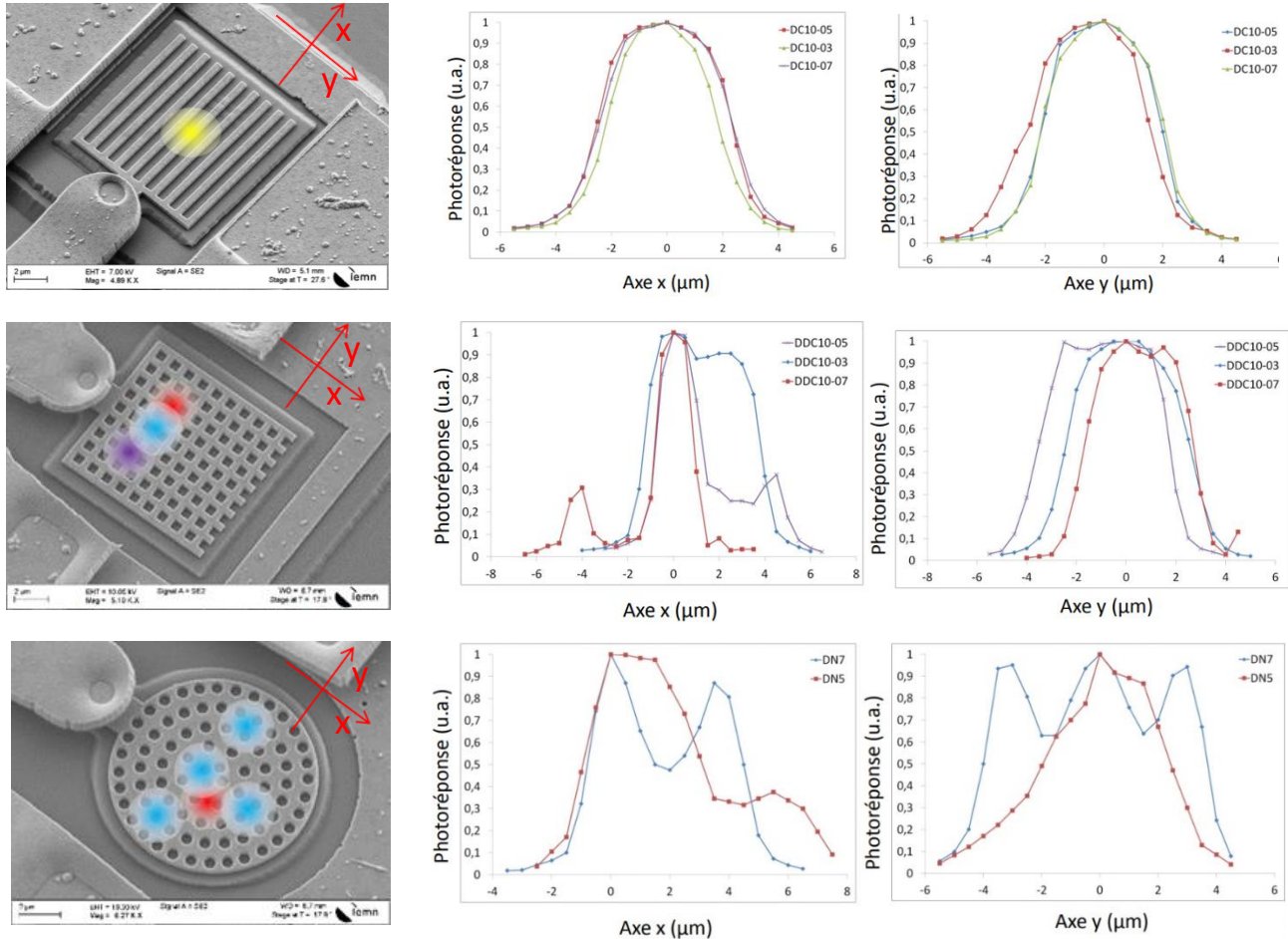


Figure 63: Position optimale du spot optique et profils spatiaux de la photoréponse.

La variation de position optimale du spot optique complexifie l'utilisation des contacts 2D et à cercles concentriques. Les réseaux lamellaires, en zig zag ou non, semblent ici les plus simples à ajuster avec un profil gaussien pour lequel un seul maximum est observé.

3.13 La dépendance en puissance à la polarisation optique

La mesure de dépendance en puissance RF générée par la photodiode en fonction de la polarisation optique est le reflet de la sélectivité à la polarisation de l'électrode supérieure. Une indépendance à la polarisation permet d'avoir un dispositif plus flexible et dont les performances ne seront pas dégradées en cas de variation de la polarisation optique.

Les réseaux, à facteur de remplissage 0,7 / 1, présentent les meilleures performances en puissance RF générée. Dans le cas des réseaux lamellaires simples et 2D à ouvertures carrées, la dépendance en polarisation optique pour ce facteur de remplissage dépasse les 90 %. L'indépendance à la polarisation optique obtenue lors des simulations sur le logiciel CST par les structures à ouvertures carrées n'est pas constatée

expérimentalement. Cela s'explique par la dimension du spot optique inférieure à la structure et la distribution gaussienne de ce faisceau. Néanmoins, une dépendance de 6% a été mesurée sur des réseaux 2D à ouvertures carrées pour un facteur de remplissage de 0,5/1. Pour les mêmes raisons que celles évoquées plus haut, les structures à cercles concentriques présentent une variation entre 60 et 72 %.

Les structures présentant une quasi-indépendance sont celles à ouvertures circulaires et celles à réseau lamellaire en zig zag. Ces dernières présentent de meilleures performances expérimentales (1,11%) que celles prédites en simulation (4%). Ces structures présentent une décroissance de la dépendance en polarisation lorsque la taille du réseau diminue atteignant une variation théorique inférieure à 1 % pour une structure de $3 \times 3 \mu\text{m}^2$. Le spot optique étant de $3 \mu\text{m}$ de diamètre, la structure expérimentale peut être vue comme un intermédiaire entre la photodiode de $4 \times 4 \mu\text{m}^2$ et celle de $3 \times 3 \mu\text{m}^2$. En effet, l'ensemble du réseau impacte la transmission optique à travers celui-ci, néanmoins, seule une surface inférieure à $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ est illuminée. Cette différence explique la variation de dépendance à la polarisation obtenue.

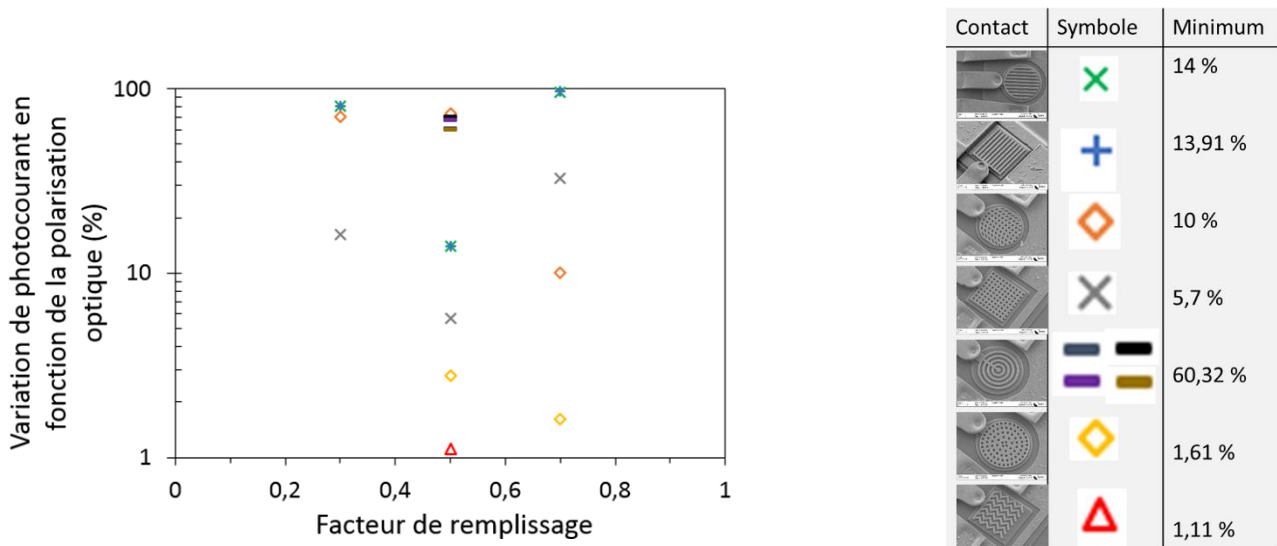


Figure 64: Dépendance à la polarisation et valeurs minimales de dépendance obtenues par type de contact quelque soit le facteur de remplissage.

3.14 Conclusion

Les limites intrinsèques de la photodiode UTC ont été mises en évidence. La réponse en fréquence dépend principalement d'un compromis entre l'épaisseur de la photodiode et la taille de la structure. Dans le cas des structures réalisées dans cette thèse, l'épaisseur des différentes couches de l'épitaxie est fixée avec une variation de 20 % environ entre le centre et le bord du wafer sur lequel elles sont réalisées. Les différentes tailles de photodiodes permettent ainsi d'obtenir des composants optimaux sur différentes bandes de fréquence. Les structures inférieures à $4 \times 4 \mu\text{m}^2$ présentent des écarts de puissance inférieurs à 3 dB sur l'ensemble de la bande 5-110 GHz. Ce sont ces structures qui seront les plus appropriées dans le cadre d'une utilisation au-delà de 110 GHz.

Le comportement des différentes électrodes a été mis en évidence par l'étude expérimentale de leur photoréponse à puissance optique et polarisation électrique identiques. La réponse en fréquence et la photoréponse de ces structures montrent un intérêt majeur de l'électrode zig-zag afin de réaliser des structures indépendantes à la polarisation optique avec une dépendance n'atteignant que 1%. Plus généralement, la simulation de la transmission optique à travers ces électrodes montre une indépendance plus importante lorsqu'un facteur de remplissage de 0,5/1 est utilisé, soit une surface métallisée égale à la surface non métallisée. Cette caractéristique est vérifiée en mesure sur les électrodes réalisées à l'exception de la structure à ouvertures circulaires dont le design irrégulier peut expliquer cette différence. Les mesures ont permis d'identifier deux voies possibles d'utilisation de ces composants. La forte dépendance en polarisation optique pouvant être utilisée pour déterminer la polarisation d'une onde optique incidente. La polarisation optique en sortie de fibre peut évoluer dans le temps, notamment en fonction des conditions environnementales. Ainsi, la faible dépendance en polarisation permet d'accroître la fiabilité du composant dans un contexte de sources THz pour des liens de communication en espace libre. Cette faible dépendance permet aussi l'utilisation d'un même composant pour transmettre deux signaux de fréquence faiblement différente, à polarisation différente avec un impact très limité sur la puissance en sortie de chacune des fréquences.

References

- [1] T. Ishibashi, S. Kodama, N. Shimizu, et T. Furuta, « High-Speed Response of Uni-Traveling-Carrier Photodiodes », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 36, n° 10R, p. 6263, oct. 1997.
- [2] M. Chtioui, « Photodiodes UTC de puissance pour les liaisons optiques/hyperfréquences et la sommation de signaux hyperfréquences par voie optique », thesis, Lille 1, 2008.
- [3] « InP/InGaAs Uni-Traveling Carrier Photodetector ». [En ligne]. https://apps.lumerical.com/photodetectors_inp_uni_traveling_carrier_pd.html
- [4] M. Guillaumée *et al.*, « Polarization sensitive silicon photodiodes using nanostructured metallic grids », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, n° 19, p. 193503, mai 2009.
- [5] F. Pavanello, « Uni-travelling carrier photodiodes and metal mesh filters based on sub-wavelength apertures for THz applications », thesis, Lille 1, 2013.
- [6] H. F. Ghaemi, T. Thio, D. E. Grupp, T. W. Ebbesen, et H. J. Lezec, « Surface plasmons enhance optical transmission through sub-wavelength holes », *Phys. Rev. B*, vol. 58, n° 11, p. 6779-6782, sept. 1998.
- [7] D. E. Grupp, H. J. Lezec, T. Thio, et T. W. Ebbesen, « Beyond the Bethe Limit: Tunable Enhanced Light Transmission Through a Single Sub-Wavelength Aperture », *Advanced Materials*, vol. 11, n° 10, p. 860-862, juill. 1999.
- [8] R. W. Wood, « On a Remarkable Case of Uneven Distribution of Light in a Diffraction Grating Spectrum », *Proc. Phys. Soc. London*, vol. 18, n° 1, p. 269, 1902.
- [9] A. Hessel et A. A. Oliner, « A New Theory of Wood's Anomalies on Optical Gratings », *Appl. Opt., AO*, vol. 4, n° 10, p. 1275-1297, oct. 1965.
- [10] S. Collin, F. Pardo, R. Teissier, et J.-L. Pelouard, « Horizontal and vertical surface resonances in transmission metallic gratings », *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 4, n° 5, p. S154, 2002.
- [11] J. A. Porto, F. J. García-Vidal, et J. B. Pendry, « Transmission Resonances on Metallic Gratings with Very Narrow Slits », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, n° 14, p. 2845-2848, oct. 1999.
- [12] E. Moreno, L. Martín-Moreno, et F. J. García-Vidal, « Extraordinary optical transmission without plasmons: the s-polarization case », *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 8, n° 4, p. S94, 2006.
- [13] S. Collin, F. Pardo, R. Teissier, et J.-L. Pelouard, « Strong discontinuities in the complex photonic band structure of transmission metallic gratings », *Phys. Rev. B*, vol. 63, n° 3, p. 033107, janv. 2001.
- [14] M. Billet, P. Latzel, F. Pavanello, G. Ducournau, J.-F. Lampin, et E. Peytavit, « Resonant cavities for efficient LT-GaAs photoconductors operating at $\lambda = 1550$ nm », *APL Photonics*, vol. 1, n° 7, p. 076102-076102-8, oct. 2016.
- [15] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, et P. A. Wolff, « Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays », *Nature*, vol. 391, n° 6668, p. 667-669, févr. 1998.
- [16] R. Ulrich, « Far-infrared properties of metallic mesh and its complementary structure », *Infrared Physics*, vol. 7, n° 1, p. 37-55, mars 1967.
- [17] H. A. Bethe, "Theory of Diffraction by Small Holes," *Phys. Rev.* 66, 163–182 (1944).
- [18] R. Gordon, D. Sinton, K. L. Kavanagh, et A. G. Brolo, « A New Generation of Sensors Based on Extraordinary Optical Transmission », *Acc. Chem. Res.*, vol. 41, n° 8, p. 1049-1057, août 2008.
- [19] W. Yue *et al.*, « Enhanced extraordinary optical transmission (EOT) through arrays of bridged nanohole pairs and their sensing applications. », *Nanoscale*, vol. 6, n° 14, p. 7917-7923, 2014.
- [20] L. Martín-Moreno *et al.*, « Theory of Extraordinary Optical Transmission through Subwavelength Hole Arrays », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, n° 6, p. 1114-1117, févr. 2001.
- [21] F. Przybilla *et al.*, « Efficiency and finite size effects in enhanced transmission through subwavelength apertures », *Opt. Express, OE*, vol. 16, n° 13, p. 9571-9579, juin 2008.
- [22] P. Latzel, « High efficiency THz photomixers based on indium metallic wafer bonding », thesis, Lille 1, 2014.
- [23] Microchem, "Nano PMMA and Copolymer", PMMA datasheet, 2001.
- [24] H. Liu, M. P. deGrandpre, et W. E. Feely, « Characterization of a high-resolution novolak based negative electron-beam resist with 4 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ sensitivity », *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics Processing and Phenomena*, vol. 6, n° 1, p. 379-383, janv. 1988.
- [25] R. Paquet *et al.*, « Coherent continuous-wave dual-frequency high-Q external-cavity semiconductor laser for GHz–THz applications », *Opt. Lett., OL*, vol. 41, n° 16, p. 3751-3754, août 2016.

4 L'intégration de photodiode.

Ce chapitre présente les résultats de simulation d'un modèle d'intégration de photodiode UTC réalisé sous le logiciel Computer Simulation Technology (CST). Ce modèle intègre dans un même boîtier le substrat hôte de la photodiode, une transition d'un guide microruban vers un guide WR-3, ainsi que le guide lui-même pour une propagation de l'onde terahertz en espace libre. Ce modèle intègre également une fibre optique montée sur V-groove ainsi qu'une ligne de polarisation de la photodiode. Ainsi, le module possède deux entrées, la polarisation et l'onde optique. Le battement optique est converti en signal terahertz en sortie du module.

La première partie de ce chapitre présente l'impact de la variation des dimensions du guide WR-3 et des rugosités de ce guide sur la bande passante et sur l'atténuation subie par le signal. La deuxième partie de ce chapitre présente l'adaptation d'une ligne de transmission microruban à l'impédance des photodiodes déduite des mesures présentées dans le chapitre 2. La troisième partie présente le bloc mécanique prévu pour l'intégration et la réalisation de communications sans fil sur la bande [220—320 GHz]. Enfin, la dernière partie présente un circuit de transmission d'un mélangeur subharmonique entre 0 et 40 GHz, potentiel récepteur dans le cadre de communications sans fil. Ce circuit est développé pour des mesures itératives sur mélangeurs subharmoniques.

4.1 Intégration en guide

Les guides d'onde sont constitués d'un conducteur creux rempli par un diélectrique. En fonction des dimensions du guide utilisé, sa bande passante évolue. Les guides utilisés dans ce chapitre sont rectangulaires et le diélectrique est l'air. Ces guides sont caractérisés par une largeur deux fois plus importante que la hauteur. Les champs qui se propagent dans le guide sont confinés dans le diélectrique par les parois conductrices du guide. L'analyse mathématique et physique de ces guides est décrite dans de nombreux ouvrages [1]. Les fréquences de coupure de ces guides sont définies par :

$$f_c = c \sqrt{\left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2} \quad (24)$$

où c est la célérité de la lumière dans le vide, a et b la largeur et hauteur du guide, m et n les modes horizontaux et verticaux. Le mode dont la fréquence de coupure est la plus basse est le mode fondamental, soit $m=1$ et $n=0$. La configuration des champs électriques est illustrée en figure 65. Ce mode présente la dispersion la plus faible du signal. En conséquence, l'augmentation de la fréquence du signal propagé nécessite de diminuer les dimensions du guide.

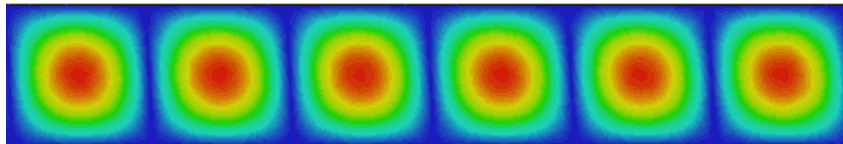


Figure 65: Configuration du champ électrique en mode TE₁₀ vu du dessus.

La technologie standardisée des guides d'onde rectangulaires comprend trois dimensions sur la plage de fréquence [220—320 GHz]. Ainsi, le guide WR-3 couvre l'ensemble de la bande de fréquence, le guide WR-4 couvre la partie basse jusqu'à 273 GHz et le WR-2 couvre la partie haute à partir de 295 GHz. Néanmoins, l'utilisation de guides WR-2 sur la bande [220—320 GHz] implique des pertes plus importantes. La simulation de ces trois dimensions de guide en laiton sous le logiciel CST permet d'observer l'impact de la fréquence sur les pertes subies par l'onde propagée (cf. Fig. 66).

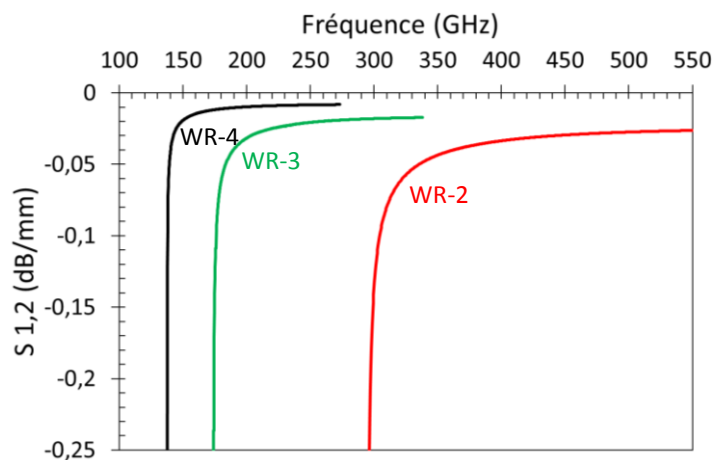


Figure 66: Paramètres S_{1,2} de guides d'onde WR-2, 3 et 4 en laiton.

4.1.1 Guide d'onde WR-3

Le guide WR-3 couvre l'ensemble de la bande de fréquence [220—320 GHz]. Le paragraphe 1.3.3 détaille les différents types de procédés de fabrication des guides d'onde. L'épaisseur de peau étant inférieure à $1 \mu\text{m}$ à 300 GHz (cf. tableau 3), il est possible d'envisager d'utiliser différents métaux pour former le guide d'onde. La figure 67 montre l'atténuation subie par l'onde propagée dans un guide de 1 mm de longueur pour différents conducteurs. Il est possible de distinguer deux types de conducteur dans le cas des guides d'onde, ceux dédiés à un procédé par tranche et ceux dédiés à l'usinage. Le cuivre présente les meilleures performances par rapport aux autres métaux testés avec des pertes inférieures à 0,02 dB/mm alors que celles du zinc sont environ de 0,03 dB/mm. Le laiton est constitué de cuivre et de zinc. Ainsi, l'atténuation subie par une onde qui se propage dans un guide en laiton dépend de sa concentration en cuivre. L'alliage constitué à 91% de cuivre semble le plus adapté à un procédé de fabrication par usinage. C'est ce conducteur qui sera utilisé pour les guides d'onde décrits dans la suite de ce chapitre.

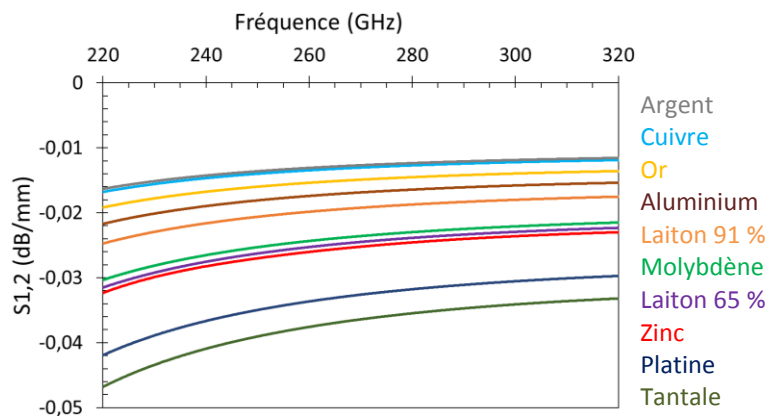


Figure 67: Paramètres S1,2 de guides d'onde WR-3 pour différents conducteurs.

4.1.1.1 Matériau et rugosité du guide d'onde

L'usinage d'un bloc de laiton pour la réalisation d'un guide d'onde implique de prendre en compte la tolérance sur les dimensions du guide lors de la fabrication ainsi que la rugosité résultante de ce procédé.

Afin d'en prédire l'impact, une variation de $50 \mu\text{m}$ sur les dimensions du guide est simulée (cf. Fig. 68). Pour comprendre les paramètres S obtenus, il convient de prendre en compte ceux obtenus pour les différents guides d'onde de la figure 66. Une diminution des dimensions de guide correspond à une augmentation de la fréquence de coupure basse et à la diminution de l'amplitude du signal transmis. Au contraire, une augmentation des dimensions du guide permet d'augmenter l'amplitude du signal transmis. Ainsi, il est plus intéressant d'avoir un guide dont les dimensions dépassent celles du guide WR-3, sur la bande utilisée, dans la limite de $50 \mu\text{m}$ de variation sur la hauteur et la largeur. L'ordre de grandeur des variations de transmission demeurent néanmoins faibles, de l'ordre 0,08 dB/mm en début de bande et 0,04 dB/mm à 320 GHz. Plus généralement, cette figure démontre la faible criticité du respect des dimensions du guide d'onde lors de son usinage.

L'étude des guides à rugosité démontre une criticité plus importante en transmission que la variation de dimension du guide. En effet, les pertes d'un guide WR-3 dont les rugosités atteignent $30 \mu\text{m}$ en moyenne sont plus importantes que celles d'un guide WR-3 dont les largeurs et hauteurs ont été réduites de $50 \mu\text{m}$ (cf. Fig. 68 a et b). Ainsi, la transmission dans un guide WR-3 dont les rugosités atteignent $50 \mu\text{m}$ présente

une atténuation de 0,22 dB / mm à 300 GHz alors que cette atténuation n'est que de 0,073 dB / mm pour des rugosités de 15 μm en moyenne. En comparaison, les guides WR-3 dont les dimensions ont été modifiées de 50 μm atteignent 0,015 et 0,021 dB/mm à 300 GHz. Cette simulation permet d'expliquer le faible impact de la fabrication par assemblage sur les performances décrites dans le chapitre 1, les techniques de dépôt métallique sur de faibles épaisseurs permettant d'obtenir de faibles rugosités.

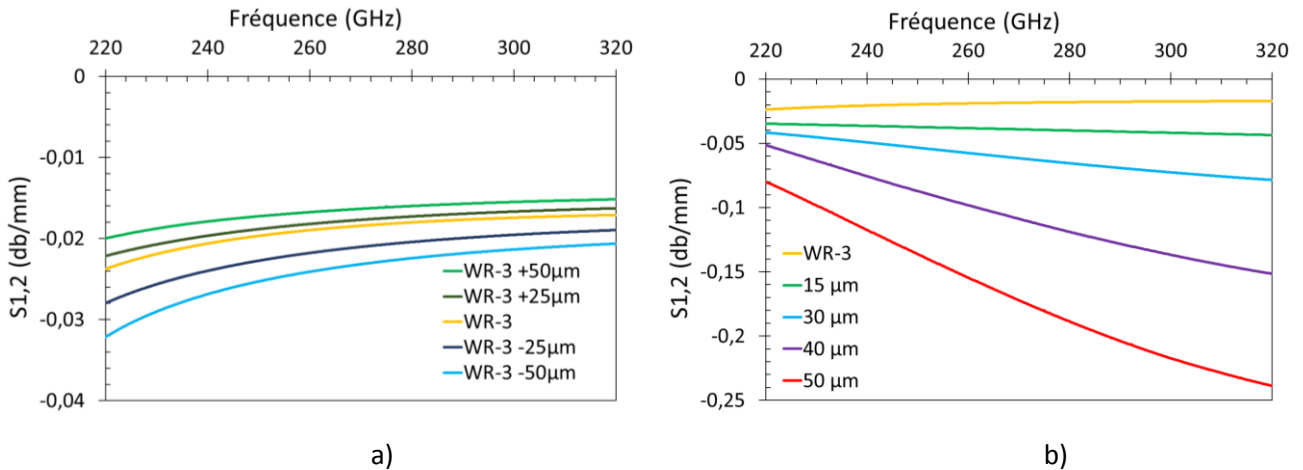


Figure 68: Paramètres S1,2 de guides d'onde WR-3 a) et de ses variations de dimensions, b) et de guide à rugosité entre 15 et 50 μm .

4.1.2 Transition entre la photodiode et le guide d'onde WR-3

L'intégration de la photodiode en guide WR-3 présente plusieurs défis. La photodiode doit être polarisée, éclairée par l'onde optique incidente et être reliée à une ligne de transmission adaptée à l'impédance de la structure et permettant la propagation de l'onde THz en espace libre. Afin de simplifier l'assemblage et l'alignement de la fibre optique, la photodiode sera éclairée par l'utilisation d'une fibre sur V-groove située sous le substrat hôte (cf. Fig. 69). Le substrat hôte sera placé au-dessus du V-groove et dans le guide WR-3. Le contact entre la photodiode et le substrat hôte sera solidarisé par un joint de colle à l'argent.

Le matériau utilisé pour le substrat hôte est le quartz qui permet de transmettre l'onde optique infrarouge à la photodiode et dont la faible permittivité simplifiera l'adaptation d'impédance. L'impédance des photodiodes carrées de 6 μm de côté atteint environ 300 Ω (cf. Chap 2). Afin d'adapter la ligne, plusieurs paramètres doivent être pris en compte. La largeur de la ligne microruban est un de ces paramètres dont les dimensions sont fixées par la taille des contacts des photodiodes Flip Chip développées précédemment. Pour limiter la réflexion à l'interface photodiode-ligne microruban, la largeur du microruban est donc fixée à 50 μm .

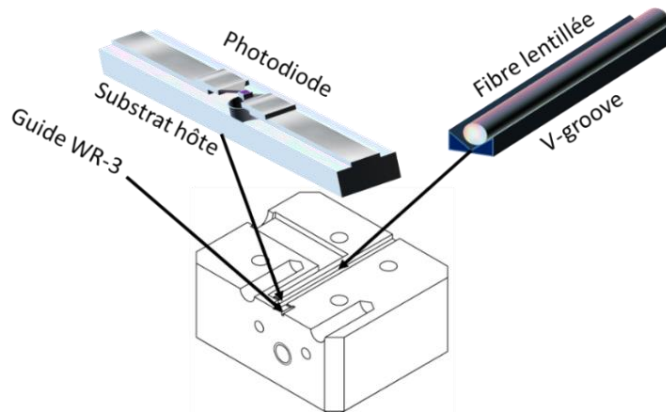
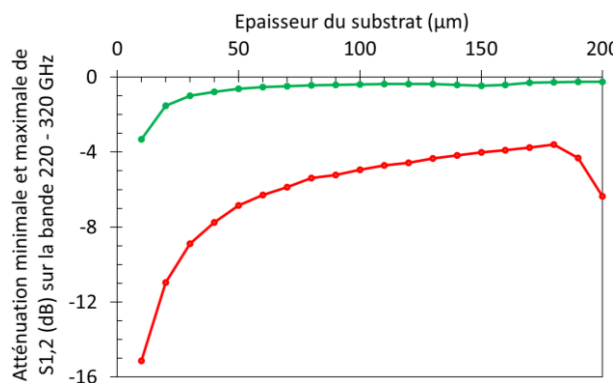


Figure 69: Partie inférieure de l'intégration de photodiode UTC en guide WR-3.

4.1.2.1 Epaisseur du substrat

L'intégration d'une fibre optique par V-groove impose une longueur pour la ligne de transmission de $1700\ \mu\text{m}$ et une épaisseur de substrat faible afin d'assurer la focalisation de l'onde optique incidente ($300\ \mu\text{m}$). La bande de fréquence visée est $[220\text{--}320\ \text{GHz}]$, celle sur laquelle la ligne microruban doit être adaptée. Le report de la photodiode sur la ligne impose la taille du plot d'accès de la ligne microruban à $50\ \mu\text{m}$. Cette dimension sera conservée sur l'ensemble de la ligne microruban. La transmission ($S_{1,2}$) doit y être inférieure à $-3\ \text{dB}$ afin de conserver la moitié du signal mais aussi présenter de faibles variations.

La comparaison des minima et maxima des $S_{2,1}$ sur cette bande permet de visualiser rapidement l'épaisseur optimale du substrat (cf. Fig. 70). Entre 220 et $320\ \text{GHz}$, dans la configuration d'une ligne microruban classique de $50\ \mu\text{m}$ de large sur substrat de quartz, une atténuation inférieure à $-3\ \text{dB}$ ne peut être obtenue avec une épaisseur de substrat suffisamment faible pour répondre aux besoins de l'intégration. Les meilleures performances atteignent $-3,61\ \text{dB}$ pour l'atténuation maximale minimale sur substrat d'épaisseur de $180\ \mu\text{m}$. Une épaisseur de $100\ \mu\text{m}$ est utilisée dans la suite du document au prix d'une atténuation supplémentaire de $1,33\ \text{dB}$.

Figure 70: Minima et maxima des paramètres $S_{1,2}$ (dB) de lignes microrubans de $50\ \mu\text{m}$ sur substrat de quartz.

4.1.2.2 Réduction de la permittivité du substrat

La permittivité du substrat hôte est fixée par le type de matériau utilisé, dans le cas du quartz, celle-ci est de $3,75$. La permittivité électrique vue par le champ électrique peut être modifiée uniquement sur une partie du substrat [2]. Ainsi, en réalisant une gravure du quartz, les deux matériaux du substrat deviennent

le quartz et l'air. La permittivité de l'air étant plus faible que celle du quartz, cela permet de baisser globalement la permittivité vue par le champ électrique qui sera alors confiné dans le substrat et l'ouverture gravée. A l'inverse, une augmentation de la permittivité peut être obtenue en remplissant l'ouverture avec un matériau de haute permittivité ou en utilisant un empilement de matériau à permittivité croissante afin de limiter les réflexions aux interfaces.

Sur la bande [220—320 GHz], le design sur quartz plein de la ligne microruban offre une transmission supérieure à -4,94 dB et une variation de 4,55 dB. La figure 71 montre l'impact de cette ouverture sur l'atténuation maximale subie par le signal sur la bande de fréquence simulée. Globalement, les résultats de simulation montrent une amélioration de la transmission lorsque la largeur et l'épaisseur de l'ouverture augmentent. Ainsi, la variation de l'épaisseur gravée dans le substrat pour une ouverture de 50 μm de large permet d'améliorer le $S_{1,2}$ minimum de -4,55 à -4,07 dB respectivement pour une épaisseur de 50 et 95 μm . Ce minimum atteint -2,73 dB pour une épaisseur gravée de 95 μm et une largeur de 225 μm .

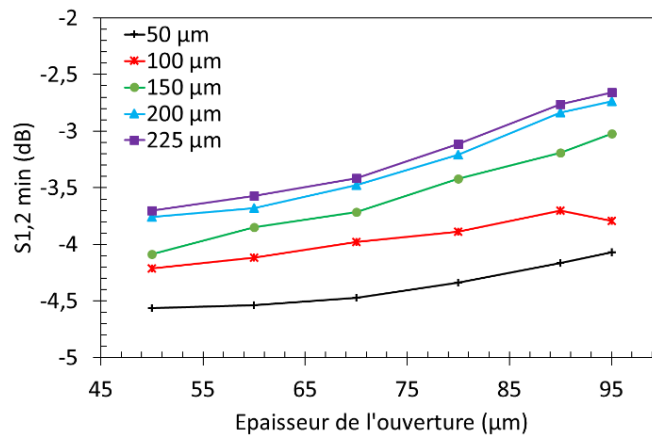


Figure 71: Atténuation maximale subie par le signal sur la bande [220—320 GHz] en fonction de l'épaisseur de gravure du substrat de quartz pour différentes largeurs.

Le champ électrique à l'interface quartz-air dans l'ouverture du substrat hôte est présenté en figure 72 pour une épaisseur de 85, 90 et 95 μm . Le champ électrique est faible dans le mince interstice de quartz situé entre la ligne de transmission métallique et l'ouverture. Ainsi, le fin morceau de quartz s'approche davantage du comportement d'un guide dont le milieu de propagation est l'air. L'échelle du champ électrique identique pour les deux configurations de la figure 72 permet de visualiser l'évolution de l'efficacité de ce guide. L'épaisseur de quartz retenue dans ce document sera celle permettant d'obtenir les meilleures performances soit 95 μm , mais des solutions à épaisseur plus importante sont évoquées afin de simplifier la mise en œuvre au prix d'une réduction des performances.

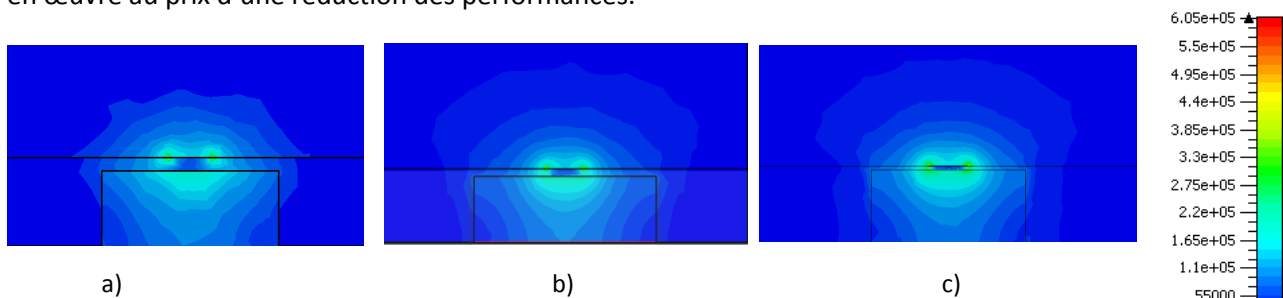


Figure 72: Visualisation en coupe du champ électrique dans la structure microruban ouverte pour 90 (a) et 95 μm (b) d'épaisseur.

4.1.2.3 Transition MS-WR-3

La transition entre la ligne microruban et le guide WR-3 est réalisée par une sonde plongée dans le guide. Trois géométries de structure ont été retenues, elliptique, triangulaire et rectangulaire. Dans le cas de cette dernière géométrie, une brusque variation des dimensions du guide métallique génère de plus importantes réflexions à l'interface microruban-sonde mais la surface de métal dans le guide est plus importante. Les deux autres géométries permettent une variation progressive des dimensions afin de permettre un meilleur guidage de l'onde électromagnétique.

4.1.2.3.1 Sonde rectangulaire

Le guide WR-3 est en laiton (91%). L'impédance à l'entrée de la ligne microruban est fixée à 300Ω et celle en sortie du guide est à 377Ω . L'étude de la sonde rectangulaire utilise différents paramètres, la distance entre la sonde et le guide de chaque côté ainsi que la largeur de la sonde (cf. Fig. 73).

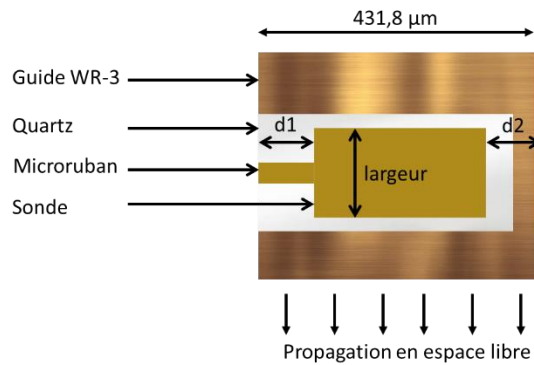


Figure 73: Modèle de la sonde rectangulaire et paramètres de variations.

Ainsi, avec un balayage global de ces dimensions on observe un optimum net de la dimension d_2 à $150 \mu\text{m}$ (cf. Fig. 74 a et b). La courbe de variation de $S_{1,2}$ et celle du $S_{1,2\text{min}}$ suivent la même tendance.

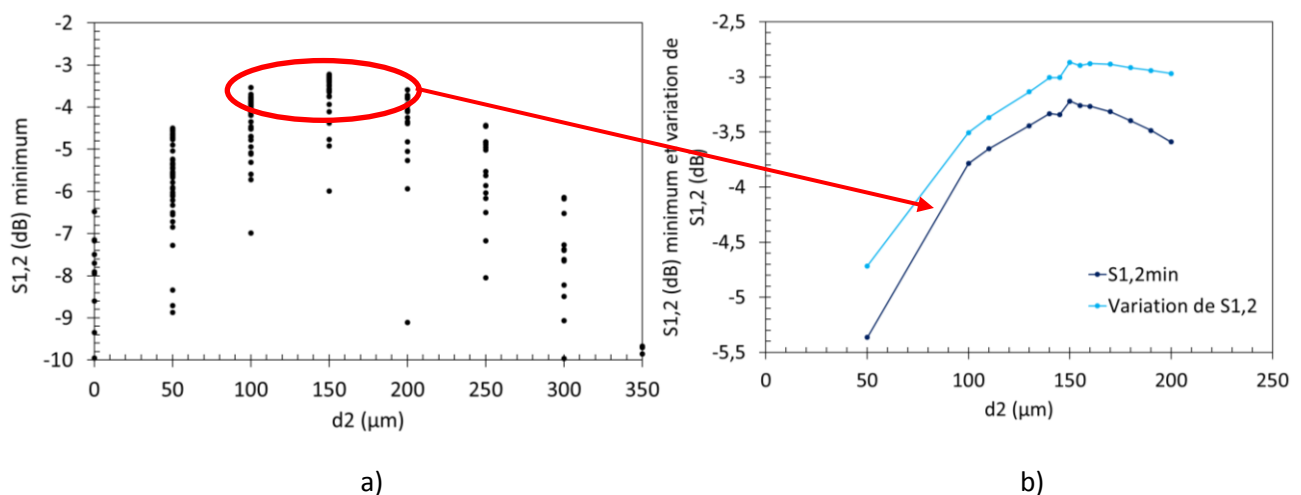


Figure 74: Paramètres $S_{1,2}$ (dB) minima et variation de $S_{1,2}$ (dB) sur la bande [220—320 GHz] en fonction de la dimension d_2 .

Les meilleures performances obtenues lors de la variation de la dimension d_1 sont moins nettement visibles mais se situent aux alentours de $150\text{-}200 \mu\text{m}$. La dimension optimale déduite à partir du $S_{1,2\text{min}}$ est

à 200 μm alors qu'elle se situe à 160 μm pour le minimum de variation de $S_{1,2}$. Ainsi, la position optimale de la sonde est donc au centre du guide WR-3. La largeur de la sonde n'impacte que très faiblement ses performances avec des variations de l'ordre de 0,05 dB entre 100 et 250 μm .

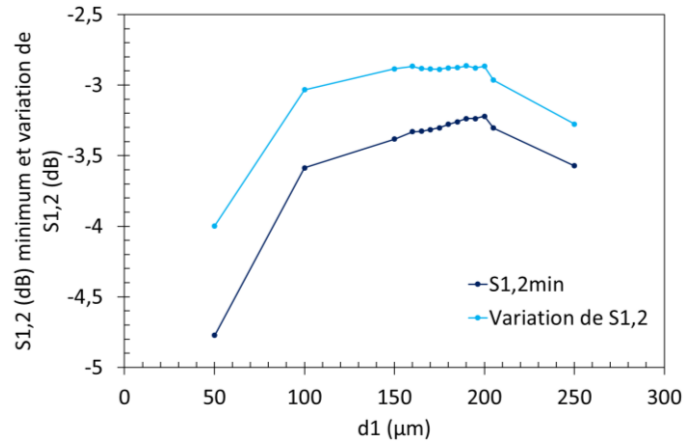


Figure 75: Paramètres $S_{1,2}$ (dB) minima et variation de $S_{1,2}$ (dB) sur la bande [220—320 GHz] en fonction de la dimension d_1 .

Le guide WR-3 doit être réalisé par usinage. Ainsi, une cavité dans l'axe du guide sera présente. La variation de la distance entre le milieu de la sonde et le fond de la cavité est critique pour les performances globales de l'intégration (cf. Fig. 76). L'atténuation la plus faible, sur la bande de fréquence simulée, est obtenue pour une cavité de 400 μm par rapport au milieu de la sonde.

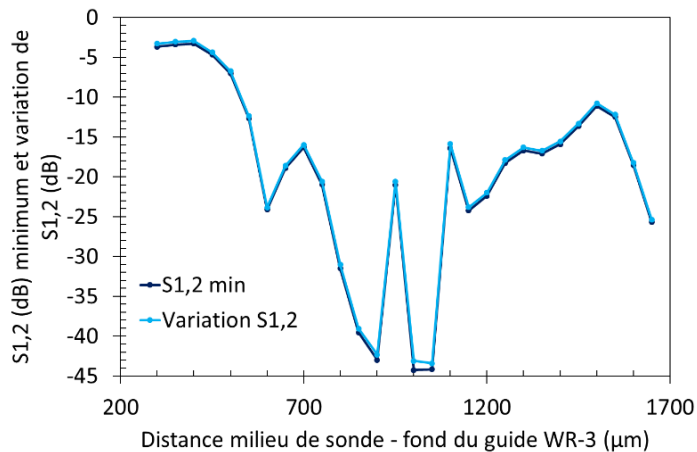


Figure 76: Paramètres $S_{1,2}$ (dB) minima et variation de $S_{1,2}$ (dB) sur la bande [220—320 GHz] en fonction de la cavité du guide WR-3.

Le design retenu présente les caractéristiques suivantes, $d_1 = 200 \mu\text{m}$; $d_2 = 150 \mu\text{m}$; largeur = 250 μm . Les paramètres S correspondants sont détaillés en figure 77. Le minimum sur la bande atteint -3,22 dB et le maximum est de -0,35 dB. Ce modèle possède donc une variation de l'atténuation de 2,87 dB sur l'ensemble de la bande. Il est également possible d'exploiter deux bandes de plus faibles largeurs spectrales, pour ce modèle de sonde, afin de limiter davantage les pertes subies par l'onde THz. Par exemple, pour un critère à -1 dB de variation, les deux bandes [223,7—248,2] et [267,8—292,8] sont exploitables soit des bandes de fréquence de 24,5 et 25 GHz.

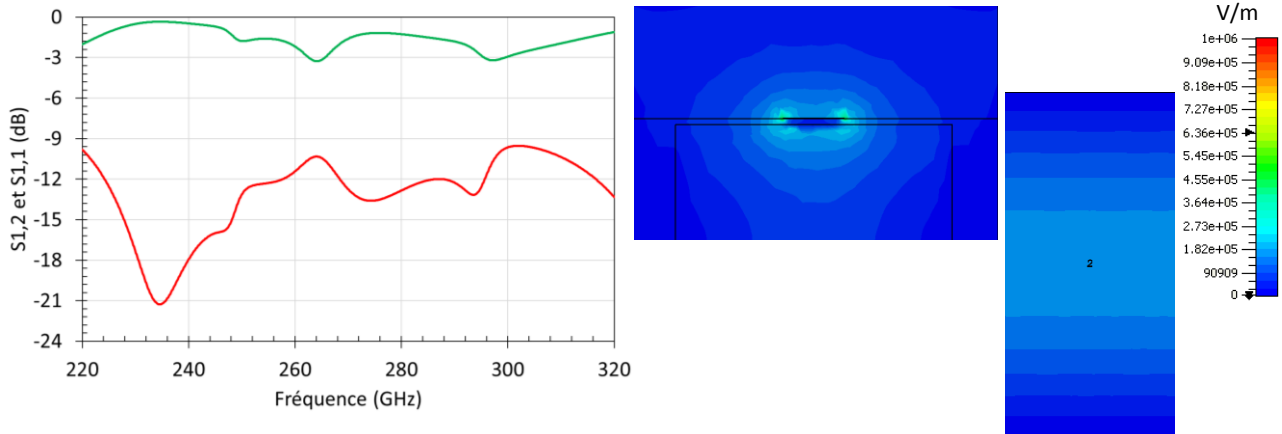


Figure 77: Paramètres S (dB) de la sonde rectangulaire retenue pour des applications large bande et champ électrique au niveau des ports en entrée du microruban et du guide WR-3.

La difficulté de réalisation de ce type de structure réside dans la faible épaisseur de quartz. Une solution plus simple à mettre en œuvre a été investiguée avec une gravure de 50 μm . L'optimisation de la sonde a été réalisée suivant le même protocole que celui dont la gravure est de 95 μm . Ainsi, pour une épaisseur de 50 μm , les performances maximales ne permettent pas de conserver une réflexion suffisamment faible et une transmission suffisante (cf. Fig. 78). Néanmoins, une plage de 256 à 320 GHz est exploitable avec une atténuation et une variation de $S_{1,2}$ inférieures à -3 dB.

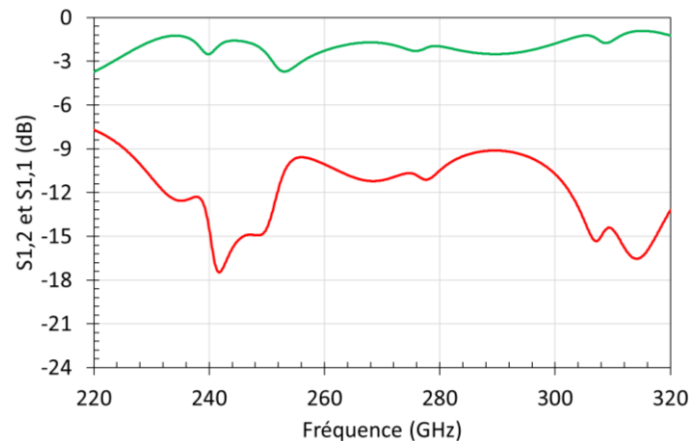


Figure 78: Paramètres S (dB) de la sonde rectangulaire avec une gravure de 50 μm (gauche) (largeur = 250 μm ; $d_2 = 125 \mu\text{m}$ et $d_1 = 150 \mu\text{m}$).

4.1.2.3.2 Sonde triangulaire

La sonde triangulaire permet une adaptation moins abrupte de la ligne de transmission que dans le cas de la sonde rectangulaire. De façon analogue à celle-ci, trois paramètres principaux sont adaptés pour obtenir les meilleures performances de ce type de modèle (cf. Fig. 79).

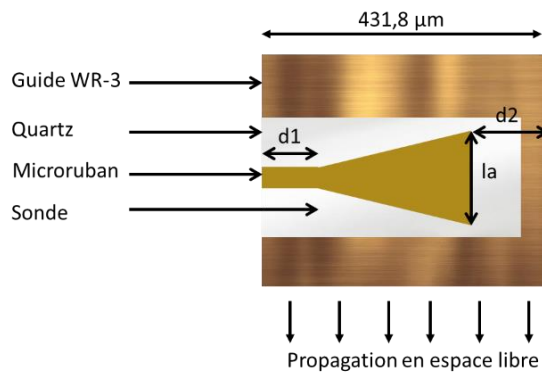


Figure 79: Modèle de la sonde triangulaire et paramètres de variations.

Le balayage global des performances pour différentes valeurs de paramètres permet d'identifier un optimum à nouveau autour de 150 μm pour la dimension d_2 (cf. Fig. 80). L'affinage de cette dimension fixe un optimum à 160 pour minimiser les pertes sur l'ensemble de la bande [220—320 GHz]. La variation de $S_{1,2}$ montre un optimum à 165 μm . La différence entre ces deux points est de 0,02 dB, c'est pourquoi la dimension 160 μm sera retenue.

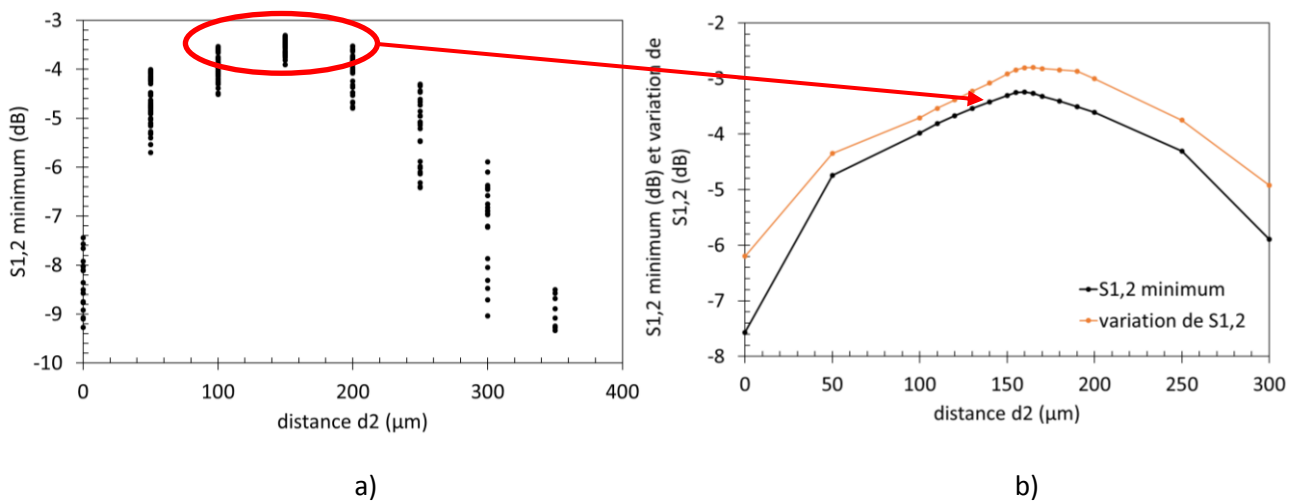


Figure 80: Paramètres $S_{1,2}$ (dB) minima et variation de $S_{1,2}$ (dB) sur la bande [220—320 GHz] en fonction de la dimension d_2 .

Les dimensions l_a et d_1 n'ont que peu d'influence sur l'atténuation subie par l'onde électromagnétique. Ainsi, une variation maximale de 0,4 dB est obtenue pour une variation de 250 μm de la dimension d_1 (cf. Fig. 81). Le $S_{1,2}$ minimum atteint -3,25 dB pour une variation de 2,8 dB. Ce modèle de sonde ne permet donc pas une nette amélioration des performances obtenues par la sonde rectangulaire malgré un profil de sonde à variation de dimensions moins abrupte.

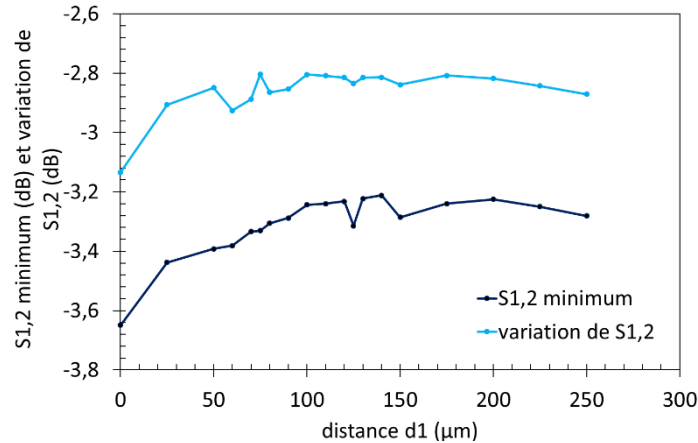


Figure 81: Paramètres $S_{1,2}$ (dB) minima et variation de $S_{1,2}$ (dB) sur la bande [220—320 GHz] en fonction de la dimension d_1 .

4.1.2.3.3 Sonde ovale

Les résultats de simulation obtenus sur les deux sondes précédentes ne permettent pas d'atteindre des performances suffisantes pour qu'elles soient qualifiées de large bande en raison d'une atténuation supérieure à -3 dB sur la bande de fréquence [220—320 GHz]. De façon analogue à la sonde rectangulaire, la sonde ovale possède trois paramètres principaux, la longueur du demi-grand axe et du demi-petit axe ainsi que l'emplacement du centre de l'ellipse par rapport au centre du guide (cf. Fig. 82).

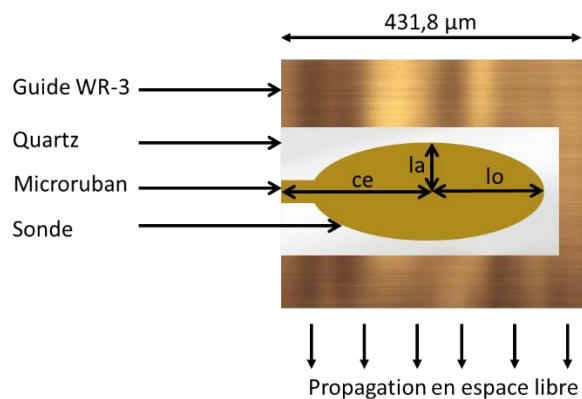


Figure 82: Modèle de la sonde ovale et paramètres de variations

Le comportement de cette structure ne permet pas de déduire les dimensions optimales à partir d'un nuage de points des simulations réalisées comme c'est le cas pour la structure rectangulaire. Ainsi, différentes valeurs du centre de la sonde, par rapport au milieu du guide, permettent d'atteindre des performances qui se rapprochent de la sanction à -3 dB (cf. Fig. 83). En réalité, la variation uniquement de ce paramètre influence directement la distance entre l'extrémité de la sonde et le métal du guide. C'est pourquoi, les courbes sont fortement similaires avec un décalage constant de 75 à 100 μm entre la valeur de la longueur l_o optimale et celle de la distance ce . Les courbes ci-dessous montrent néanmoins une faible pente entre les optimums avec un maximum pour le centre de la sonde au milieu du guide WR-3.

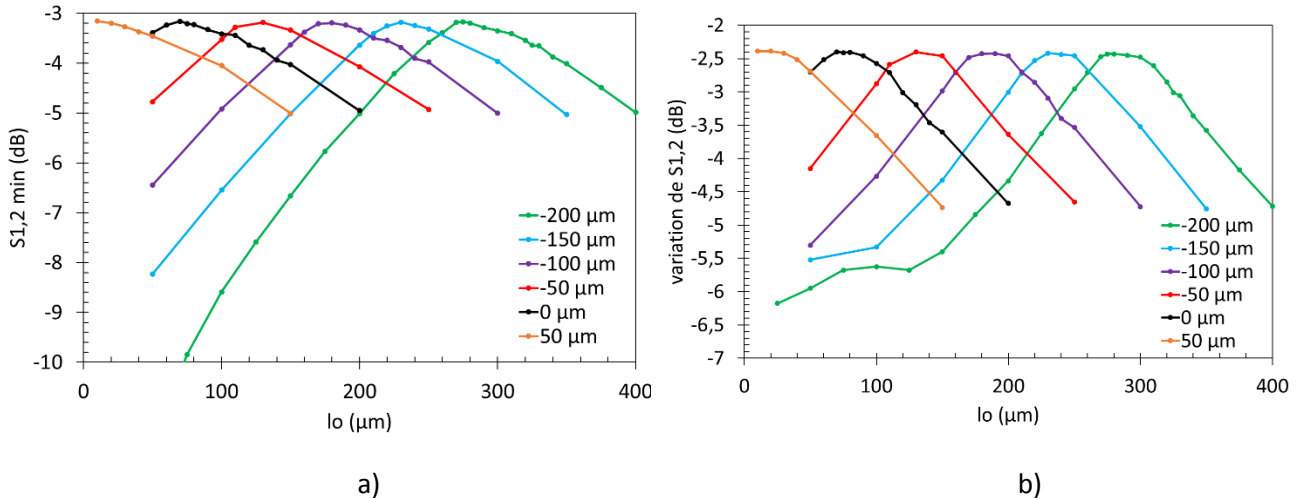


Figure 83: Paramètres $S_{1,2}$ (dB) minima et variation de $S_{1,2}$ (dB) sur la bande [220–320 GHz] en fonction de l'emplacement du centre de la sonde par rapport au milieu du guide.

Au centre du guide, l'atténuation admet un minimum pour une dimension du demi grand-axe de la sonde (l_o) à 75 μm et 25 μm sur le demi petit axe (l_a) (cf. Fig. 84). Les plus faibles atténuations sont obtenues pour une distance milieu de sonde – fond de cavité de 300 μm . La plus forte atténuation subie par l'onde électromagnétique entre la photodiode et la sortie du guide WR-3, sur la bande [220–320 GHz], atteint -2,4 dB sur la bande [220–320 GHz]. Ainsi, il est théoriquement possible d'exploiter la totalité de la bande avec une atténuation du signal et une variation de $S_{1,2}$ inférieures à -3 dB. De plus, le modèle optimal pour une distance milieu de sonde – fond de cavité jusqu'à 400 μm demeure inférieur à -3 dB sur l'ensemble de la bande de fréquence. Plus généralement, les performances des sondes ovales sont optimales pour une même distance entre le bord de la sonde et le fond de la cavité, soit 300 μm . Ainsi, cette sonde offre une plus grande flexibilité que les deux autres modèles en particulier au regard de la tolérance sur les dimensions lors de l'usinage de la cavité du guide.

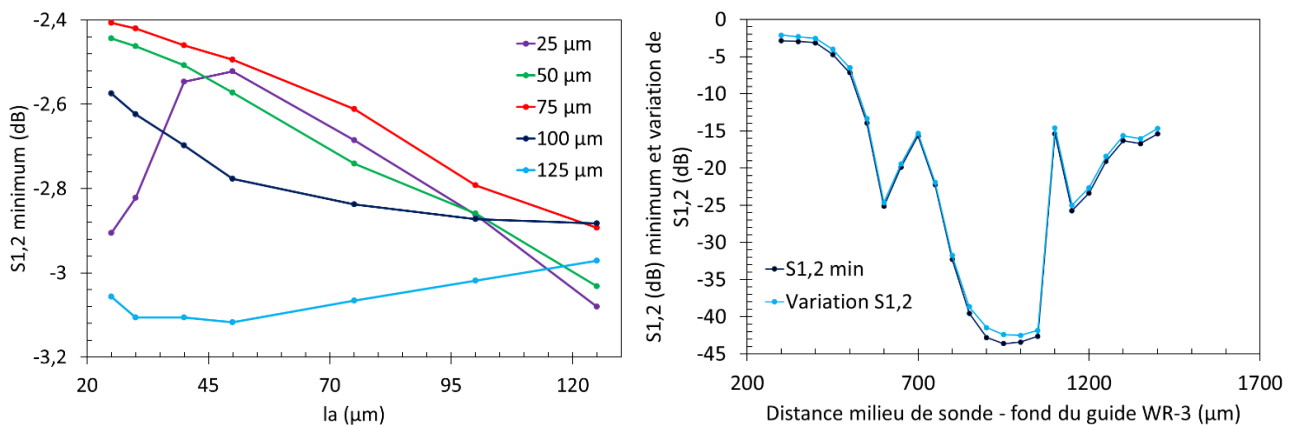


Figure 84: Paramètres $S_{1,2}$ (dB) minima et variation de $S_{1,2}$ (dB) sur la bande [220–320 GHz] en fonction de la dimension l_a pour différentes valeurs de l_o et influence de la distance milieu de sonde – fond du guide WR-3.

Les paramètres S correspondant à cette sonde adaptée à une impédance d'entrée de 300 ohms sont présentés dans le tableau 6 ainsi que deux modèles plus simples à mettre en œuvre obtenus par le même procédé d'optimisation. Dans le cas du modèle sans gravure du quartz, il est plus intéressant d'exploiter la bande de fréquence située entre 256 et 280 GHz malgré une variation de $S_{1,2}$ proche de 3 dB sur la totalité de la bande.

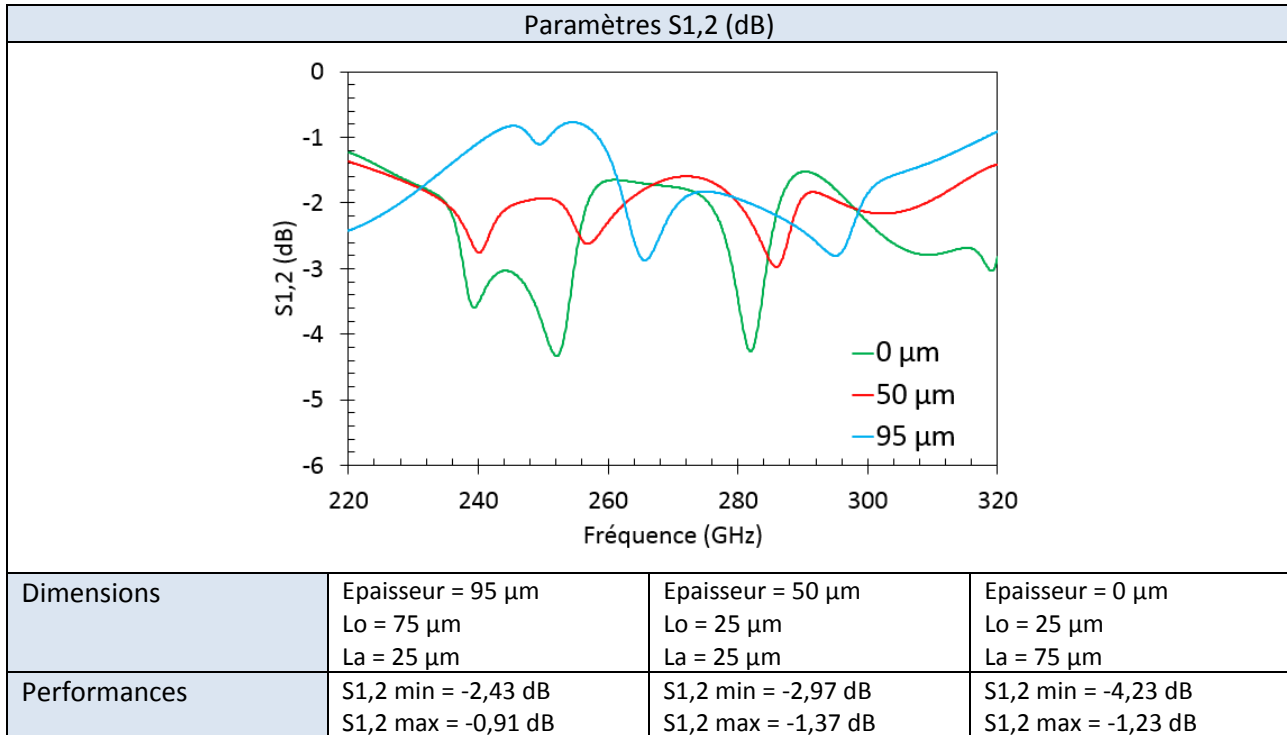


Tableau 6 : Dimensions, performances et paramètres S des sondes ovales optimisées.

4.1.2.3.4 Influence du point de masse

La sonde ovale présente les performances les plus intéressantes pour une utilisation large bande. C'est pourquoi, c'est ce modèle qui sera conservé pour l'intégration de photodiode. La ligne de polarisation de ce composant doit être intégrée au boîtier nécessitant le placement d'un point de masse entre la photodiode et la sonde relié par bonding au boîtier métallique. Afin de limiter les risques de dégradations ou destruction de la sonde, ce plan de masse doit se situer sur une partie du substrat où il est maintenu par le boîtier c'est-à-dire en dehors de l'emplacement du V-groove (cf. Fig. 85). De même, la gravure sur le substrat de quartz pour les modèles de 95 et 50 μm , impose un plan de masse sur la partie non gravée.

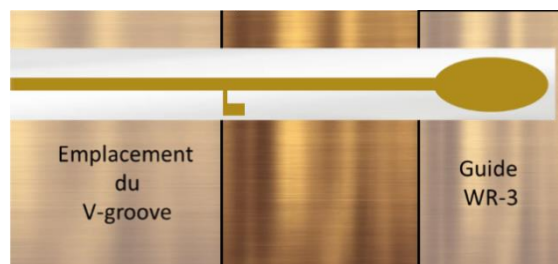


Figure 85: Configuration de la partie THz du module d'intégration.

La distance optimale entre la photodiode et le plan de masse varie en fonction de l'épaisseur de substrat. La distance exploitable, prévue lors de la conception du bloc pour limiter la distance entre la photodiode et le guide, et en prenant en compte le V-groove, impose une distance entre 750 et 1750 μm . L'impact de la distance entre le point de masse et la ligne microruban est inférieure à 0,15 dB. Ainsi, pour les trois modèles, cette distance est fixée à 50 μm dans les simulations réalisées.

Dans le cas du modèle gravé à 95 μm , des maxima d'atténuation sont obtenus pour des valeurs de 950 et 1450 μm alors que les minima sont à 750 et 1200 μm (cf. Fig. 86). La distance photodiode – point de masse est optimale à 750 μm pour ce modèle soit environ $3\lambda/4$. Le point de masse et de bonding sera alors en bordure de l'emplacement prévu pour le V-groove (cf. Fig. 85 et 86). Le modèle gravé à 50 μm , admet un optimum à une distance de 1000 μm du guide alors qu'il se situe autour de 1200 μm dans le cas du modèle non gravé.

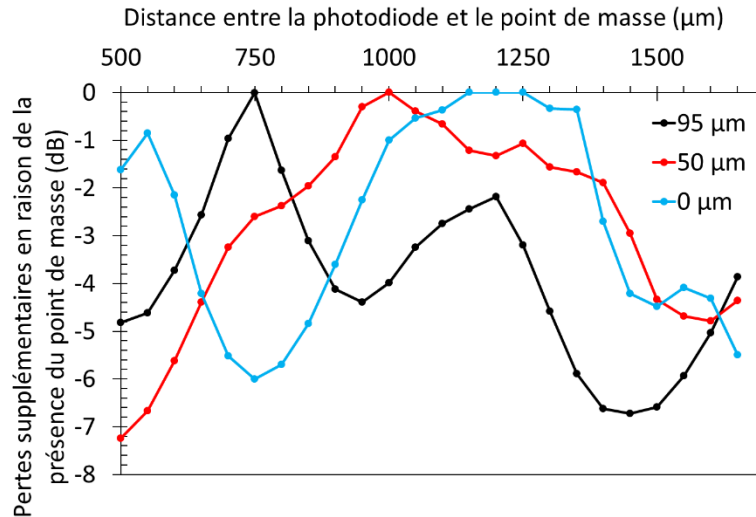


Figure 86: Pertes supplémentaires sur le S1,2 min par l'ajout d'un point de masse en fonction de la distance entre ce point de masse et la photodiode.

La largeur optimale de la section conductrice entre le microruban et le point de masse varie aussi en fonction de l'épaisseur de substrat gravée. Ainsi, dans le cas du substrat gravé à 95 μm , la largeur de cette section doit être comprise entre 5 et 15 μm pour ne pas impacter les performances de la sonde (cf. Fig. 87). La largeur de cette section devient optimale entre 30 et 50 μm dans le cas du substrat gravé à 50 μm et devient non critique dans le cas du substrat non gravé.

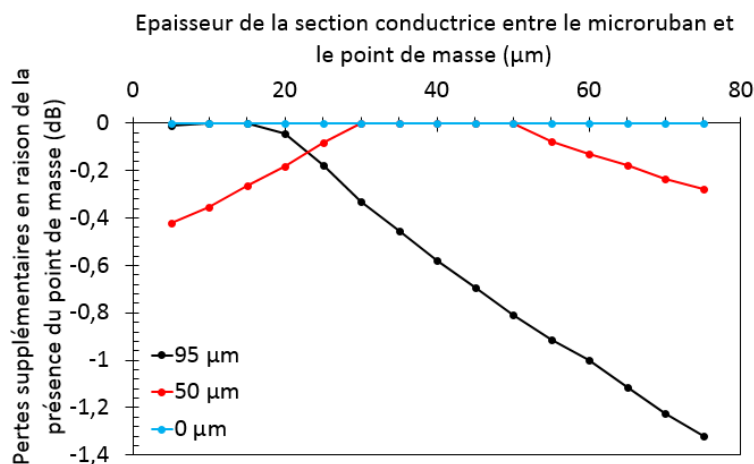


Figure 87: Pertes supplémentaires sur S1,2 min par l'ajout d'un point de masse en fonction de la largeur de la section conductrice située entre ce point de masse et le microruban.

4.1.3 Le bloc mécanique

Le bloc mécanique contient un guide WR-3, une ouverture pour le placement de la fibre lentillée sur substrat de silicium ouvert en V, ainsi que le quartz hôte de la photodiode UTC comme décrit en figure 69 de ce document. Il contient également une ouverture prévue pour accueillir un connecteur coaxial afin de polariser la photodiode et l'emplacement correspondant pour amener la tension aux bornes de la photodiode. Enfin, le bloc mécanique prévoit aussi la connexion d'une antenne cornet en sortie de guide WR-3 (cf. Fig. 88). Les parties inférieure et supérieure du guide sont solidarisés par vissage.

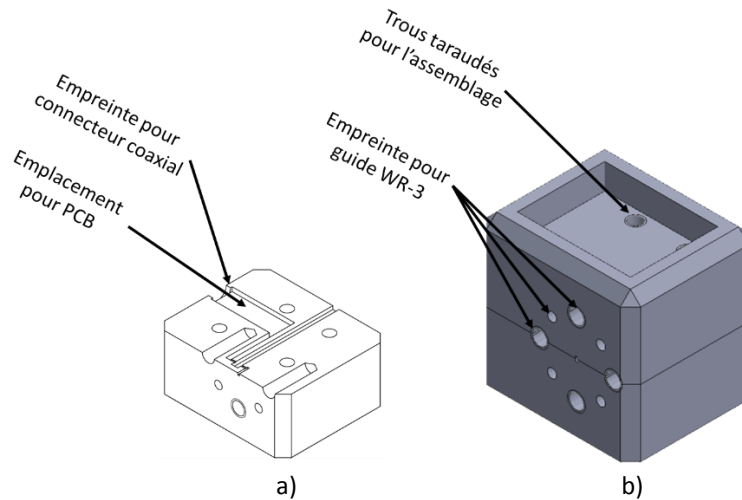


Figure 88: Emplacements prévus dans le bloc métallique pour la polarisation de la photodiode (a), la connexion en sortie de guide WR-3 ainsi que pour l'assemblage (b).

4.2 PCB au récepteur

L'élément d'intégration présenté précédemment permet l'émission d'un onde terahertz en espace libre. La détection hétérodyne cohérente d'ondes terahertz permet de convertir le signal reçu dans la bande RF. La mesure à la réception est réalisée par une conversion de l'onde terahertz vers la bande RF. Cette conversion est obtenue par l'utilisation d'un élément non linéaire et d'un oscillateur local. Le signal THz est couplé spatialement au signal de l'oscillateur local dans l'élément non linéaire et génère un signal IF de sortie. Ce signal de sortie contient l'information du lien terahertz converti en bande RF tout en préservant l'amplitude et la phase du signal. Ainsi, différents dispositifs électroniques non-linéaires sont utilisés dans les mélangeurs subharmoniques tels que des structures Schottky [4], des jonctions superconducteur – isolant – superconducteur (SIS) [5], des bolomètres à électrons chauds (HEB) [6], ou encore des transistors à effet de champ (FET) [7]. Les structures Schottky peuvent être utilisées seules [8] pour réaliser le mélangeur subharmonique mais aussi en parallèle [9] ou en tête bêche [10]. Le développement d'un circuit imprimé dédié pour la transmission du signal IF vers un connecteur RF permet de simplifier la mesure des mélangeurs subharmoniques.

Une conception adaptée des lignes coplanaires sur PCB permet de minimiser l'atténuation du signal IF dans le circuit imprimé de mesure. Ces lignes de transmission seront développées dans cette partie dans un contexte de réception d'ondes terahertz converties sur la bande [0–40 GHz]. Les pertes subies par le signal dépendent des pertes tangentielles du matériau. Les matériaux de type Rogers 30XX répondent à ce critère. Ainsi, le RO3003 présente les plus faibles $\tan\delta$ à 0,001 suivi du RO3035 à 0,0015 puis du RO3006 et 3010.

L'épaisseur du substrat est liée à l'offre proposée. L'épaisseur 1,52 mm est choisie dans cette application afin de garantir le raccordement sur des connecteurs RF de SouthMicrowave. Le RO3003 est le plus intéressant des Rogers pour les applications visées. Les lignes coplanaires simulées présentent un ruban central de 1,3 mm de large et un gap de 0,2 mm. En effet, la simulation sous CST de cette structure sur connecteur SMA (type 91Y60921) montre de meilleures performances que celles à gap différents (cf. tab. 7) avec une atténuation maximale de -1,5123 dB à 40 GHz.

Gap (mm)	0,15	0,2	0,25	0,3
S _{1,2} min (dB)	-1.7133	-1.5123	-1.573	-1.6871

Tableau 7 : Atténuations maximales du signal propagé dans une ligne coplaire à ruban central de 1,3 mm de large pour différents gaps sur Rogers 3003 sur la bande de fréquence [0–40 GHz].

Le PCB hôte a pour but de tester plusieurs mélangeurs sur substrat. Une même orientation pour les connecteurs garantit une certaine ergonomie mais nécessite de réaliser des angles ou des arrondis. Néanmoins, les pertes subies par le signal dans le cas de guide arrondi ou à angle sont périodiquement plus de trois fois supérieures à celles d'un guide droit à partir de 15 GHz (cf. Fig. 89). C'est pourquoi des guides droits seront utilisés. Afin de garantir une atténuation similaire sur chacune des lignes de transmission du PCB, celles-ci auront la même longueur. La configuration retenue est présentée en figure 90.

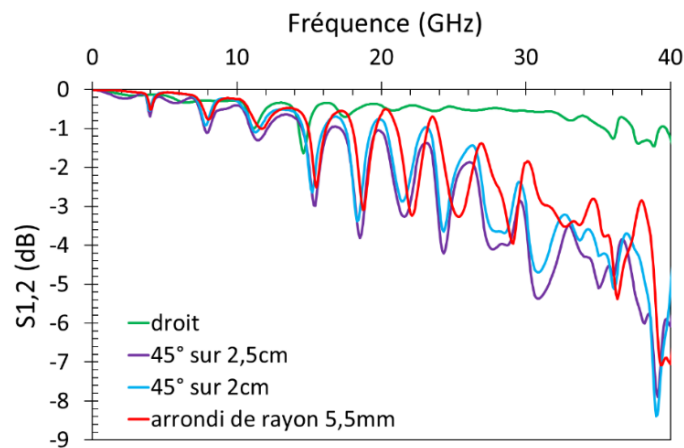


Figure 89: Paramètres S_{1,2}(dB) issus de la simulation de lignes coplanaires droites, à angles et arrondies sur connecteurs SMA (type 91Y60921 de SouthMicrowave) sur la bande [0–40 GHz].

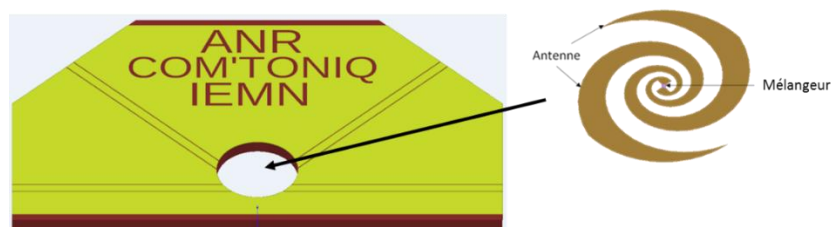


Figure 90: PCB hôte pour mélangeur subharmonique en RO3003.

Les paramètres S de chacune des lignes de transmission sur connecteur SMA de ce PCB sont donc identiques en simulation. La réflexion ou S_{1,1} atteint un pic de -9,71 dB à 38 GHz (cf. Fig. 91). La sanction à -10 dB pour S_{1,1} est légèrement dépassée sur 400 MHz autour de 38 GHz mais n'est pas excessive au regard des mesures à réaliser.

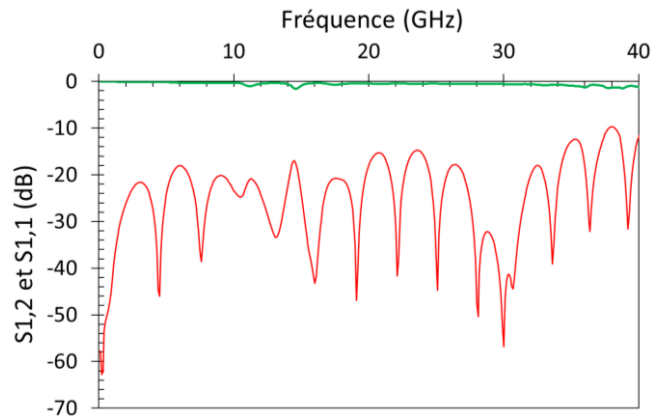


Figure 91: Paramètres $S_{1,2}$ et $S_{1,1}$ (dB) issus de la simulation des lignes coplanaires du PCB hôte, présentés en figure 75, sur connecteurs SMA (type 91Y60921 de SouthMicrowave) sur la bande [0—40 GHz].

Ainsi, ce type de PCB peut être réutilisable pour la mesure de mélangeur subharmonique THz/RF par le collage et le bonding des éléments à tester. Son utilisation peut être étendue à la détection RF ou la mesure de lignes de transmission en utilisant deux entrées / sorties avec une simplification de la mesure par l'utilisation de connecteurs. Tout dispositifs électronique non linéaire peut être utilisé comme mélangeur mais les dispositifs les plus fréquemment utilisés sont les jonctions superconducteur-isolant-superconducteur (SIS [8-9]), les structures Schottky [10], les FET [11] ou les HEB [12]. Le design de PCB ci-dessus peut être utilisé pour l'ensemble de ces dispositifs mais aussi pour l'émission et la réception de signaux sur la bande [0-40 GHz].

4.3 Conclusion

Plusieurs modèles de sondes ont été investiguées dans ce chapitre afin de résoudre le problème d'intégration en guide WR-3 de photodiodes UTC à haute impédance. Ce module d'intégration prévoit l'intégration de la photodiode par report sur substrat de quartz contenant une ligne de transmission jusqu'au guide WR-3. Ce module prévoit aussi l'intégration de la fibre optique, de la ligne de polarisation électrique et des détrompeurs pour la connectique en entrée et sortie du module.

La simulation du guide WR-3 pour différents matériaux a permis de déterminer les métaux pour lesquels le guide atteint les meilleures performances. Une étude sur la variation des dimensions du guide et sur ses rugosités permet d'évaluer la criticité de la mise en œuvre du guide par usinage.

La simulation et l'adaptation d'une ligne microruban sur quartz a permis de déterminer les limites critiques pour la transmission d'un signal entre 220 et 320 GHz. Les limites de ce type de structure ont été mises en évidence et une solution avec une partie du substrat gravée a été retenue. Trois types de sondes ont été étudiées, de forme rectangulaire, triangulaire et ovale et cette dernière a été retenue en raison de performances plus élevées. Enfin, la position du plan de masse, nécessaire à la polarisation de la photodiode, a été investiguée afin d'en limiter l'impact sur les performances de la structure. Trois modèles ont été retenus avec trois niveaux de difficultés de réalisation. Les meilleures performances ont permis d'atteindre un minimum de -2,43 dB sur la bande de fréquence [220—320 GHz], et -4,34 dB dans le cas d'un substrat non gravé. Ce dernier modèle conserve une variation des paramètres $S_{1,2}$ et $S_{2,1}$ d'environ 3 dB.

Enfin, une structure en Rogers 3003 a été simulée afin de simplifier la mesure au récepteur. Ce modèle permet la réception d'un signal converti sur la bande de fréquence [0—40 GHz] avec des pertes maximales de -1,51 dB.

References

- [1] M. Back et V. Rickard, « Analytical Design and Optimization of a WR-3 Waveguide Diplexer Synthesized using Direct Coupled Resonator Cavities », 2017.
- [2] S. Bretin, M. Hadjloum, M. El Gibari, et H. W. Li, *Transition coplanaire-microruban large bande pour le packaging d'un composant opto-hyperfréquence*. 2015.
- [3] B. Thomas, A. Maestrini, et G. Beaudin, « A low-noise fixed-tuned 300-360-GHz sub-harmonic mixer using planar Schottky diodes », *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 15, n° 12, p. 865-867, déc. 2005.
- [4] C. E. Honingh, G. de Lange, M. M. T. M. Dierichs, H. H. A. Schaeffer, T. de Graauw, et T. M. Klapwijk, « Performance of a two-junction array SIS-mixer operating around 345 GHz », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 41, n° 4, p. 616-623, avr. 1993.
- [5] P. Kern *et al.*, « Development of mixers and Local Oscillators for THz Heterodyne Instruments at Observatoire de Paris - LERMA », *European Astronomical Society Publications Series*, vol. 37, p. 73-79, ed 2009.
- [6] I. Kallfass, H. Massler, et A. Leuther, « A 210 GHz, Subharmonically-Pumped Active FET Mixer MMIC for Radar Imaging Applications », in *2007 IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuits Symposium*, 2007, p. 1-4.
- [7] T.J. Ellis, G.M. Rebeiz, « A Planar Circuit Design for High Order Sub-Harmonic Mixers », MTT-S International Microwave Symposium Digest, Vol. II, pp. 1039-1042, MTT-S 1997.
- [8] E.F. Lauria, A. R. Kerr, M.W. Pospieszalski, S.K. Pan, J. E. Effland, A.W. Lichtenberger, « A 200-300 GHz SIS mixer-preamplifier with 8 GHz IF bandwidth » MTT-S International Microwave Symposium Digest, MTT-S 2002.
- [9] Zmuidzinas J and Richards P L 2004 « Superconducting detectors and mixers for sub-mm astrophysics » Proc. IEEE 92 1597–616.
- [10] B. Thomas et al., « A low-noise fixed-tuned 300-360 GHz sub-harmonic mixer using planar Schottky diodes » in *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, Vol 15 Issue 12 2005.
- [11] I. Kallfass, H. Massler, A. Leuther « A 210 GHz, subharmonically-pumped active FET mixer MMIC for radar imaging applications » in *2007 IEEE Compound semiconductor Integrated Circuits Symposium*, 2007.
- [12] W. Miao, L. Jiang, Y. Luo, Z.H. Lin, Q.J. Yao, S.C. Shi « Characterization of a quasi-optical NbN superconducting HEB mixer at 300 GHz » in *2005 Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings*, 2006.

5 Télécommunications.

Les systèmes de communication actuels sont limités par l'utilisation de bande de fréquences dont la bande passante disponible est faible. La multiplication du nombre de systèmes communicants dans les prochaines années ainsi que de leur consommation individuelle nécessitera une augmentation des débits disponibles. Cette augmentation prévoit une montée en fréquence indispensable au support de ces débits croissants. L'allocation des bandes de fréquences propagées en espace libre pour les télécommunications est régi entre autres par les normes IEEE 802.11 [1] notamment en termes de débits, de puissances et de bandes de fréquences. L'évolution constante de ces normes mène, à terme, à l'utilisation de la bande des 60 GHz. Néanmoins, la bande de fréquence qui s'étend jusqu'à 275 GHz est allouée. Ainsi, les télécommunications à 300 GHz pourraient être une solution pour supporter la demande en débits élevés. La réalisation de ce type de système doit être compatible avec le réseau actuel afin de limiter les coûts d'infrastructure pouvant freiner son développement. Les photomélangeurs sont compatibles avec ce type de réseau mais présentent de faibles puissances à 300 GHz. Les photodiodes UTC en cavité résonante permettent d'atteindre des puissances émises record et peuvent devenir une des solutions potentielles à cette demande croissante en débit pour la technologie du transmetteur.

L'utilisation d'une modulation appropriée aux systèmes d'émission et de réception est aussi une solution pour augmenter les débits pouvant être cumulée à la solution précédente. Les critères de validation d'un système de communication doivent être définis afin d'en garantir la fiabilité. Le ratio signal / bruit ou la magnitude du vecteur d'erreur (EVM) sont des mesures utilisées comme indicateurs de performances pour les dispositifs communicants. La fonction de distribution cumulative complémentaire (CCDF) du ratio puissance crête / puissance moyenne d'un signal permet aussi d'identifier les limites d'un système [2]. Cet outil permet autant la caractérisation de la robustesse d'un lien de communications mais peut aussi être utilisé pour en ajuster les paramètres.

Les sources et récepteurs sont des limites identifiées des liens de télécommunications THz sur lesquels la recherche est croissante. Ces systèmes se heurtent à une limite en débit et de fonctionnement nominal de l'ensemble des éléments des chaînes de communication actuelles. Ainsi, le développement de chacune de ces briques est un défi majeur et dont la combinaison est indispensable pour répondre à la demande croissante en débit.

Ce chapitre est séparé en trois parties. La première correspond à l'étude de la fonction CCDF comme outil de caractérisation des performances d'un système communicant. La deuxième partie est la réalisation d'un lien de communication avec des photodiodes UTC en cavité optique résonnante. La communication est réalisée sur une distance de 1,5 m avec des débits atteignant 32 Gb/s sur une fréquence porteuse de 280 GHz [3-4]. La dernière partie détaille l'utilisation de multiplexage et démultiplexage à 280 et 332 GHz avec des débits atteignant 50 Gb/s sur deux canaux de communication [5].

5.1 Fonction de distribution cumulative complémentaire

L'utilisation de la fonction de distribution cumulative complémentaire (CCDF) s'étend à différents domaines d'études sociaux-économiques ou scientifiques. Parmi les utilisations sociaux-économiques, les études sur les réseaux sociaux permettent d'avoir des informations sur le temps et la distance entre deux connexions d'un ou plusieurs utilisateurs et d'avoir ainsi une vision spatio-temporelle de l'utilisation du réseau [6] mais aussi d'évaluer l'impact des programmes sur la désinformation en comparant les interactions et la diffusion d'informations entre humains et programmes [7]. Des études d'évaluation des risques utilisent la CCDF afin de comparer les différents scénarios dans le cas d'incendie [8] [9] [10] [11] ou de pollution radioactive en cas de séisme par exemple [12]. Il existe également des études sur l'influence de la maîtrise de l'anglais sur la productivité scientifique internationale des chercheurs [13]. Ces quelques exemples montrent une utilisation diversifiée de cette fonction. Celle-ci permet d'avoir une visibilité sur la répartition des événements de valeurs supérieures à la moyenne et leur distribution.

Les systèmes de communication utilisent plusieurs canaux de données ce qui augmente le rapport entre la puissance maximale et la puissance moyenne du signal. Dans le domaine des télécommunications, la CCDF est utilisée pour visualiser l'effet de la modulation sur un signal, évaluer la linéarité en puissance d'un amplificateur ou la compression d'un signal. Ces courbes sont notamment utilisées dans le test et le dépannage de composants et appareils de télécommunications [2] [6].

5.1.1 Définition de la CCDF

La densité de probabilité est une fonction qui décrit la probabilité que la fonction $p(x)$ prenne la valeur x où x est défini sur un intervalle $[a, b]$. Elle est définie par l'équation :

$$1 = C \int_a^b p(x) dx \quad (25)$$

Où C est une constante permettant de normaliser la fonction $p(x)$ qui suit une loi normale :

$$p(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (26)$$

La fonction de distribution cumulative (cdf) définit la probabilité qu'un événement X soit inférieur à une valeur x :

$$P(X < x) = C \int_{-\infty}^x p(y) dy \quad (27)$$

La fonction complémentaire cdf (ccdf) est définie par :

$$1 - CDF = 1 - P(X < x) = P(X \geq x) \quad (28)$$

$$P(X \geq x) = C \int_x^{+\infty} p(y) dy \quad (29)$$

La fonction de distribution complémentaire cumulative permet d'avoir une description de la répartition des niveaux de puissance d'un signal supérieurs à la valeur moyenne de ce signal. Elle permet de connaître le pourcentage de temps pendant lequel le signal atteint un écart de puissance en dB par rapport à une puissance donnée. Cette fonction est utilisée afin de quantifier le bruit apporté par un filtre [14], évaluer les techniques de réduction de PAPR (Peak to Average Power Ratio) [15] [16]. Plus le signal est comprimé, plus la marge en dB par rapport à la puissance moyenne sera faible. Dans ce cas le signal est écrêté et la CCDF se décale vers la droite avec une pente raide. Au contraire, si le signal ne subit aucune compression, la CCDF est décalée vers la gauche [6]. Les équations ci-dessus sont illustrées en figure 92.

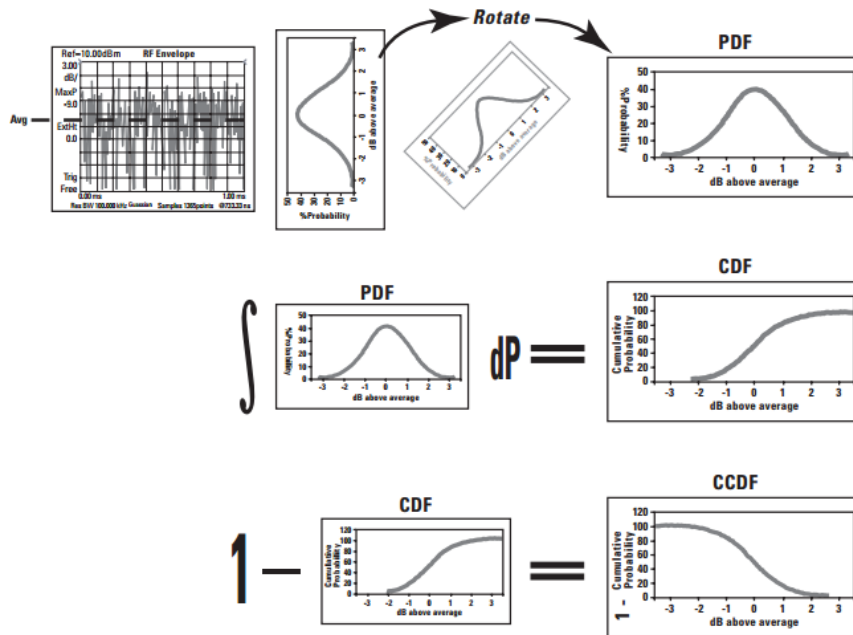


Figure 92 : Origine mathématique de la CCDF [6].

La fonction CCDF est étudiée en tant que critère d'analyse de signaux modulés en gamme terahertz. La distribution des pics de puissance en fonction de la puissance moyenne permet une comparaison rapide du signal à l'émission et à la réception mais aussi de caractériser les dérives des éléments d'un système en fonction du type de signal généré ou d'en ajuster les paramètres pour une communication sans erreur.

5.1.2 Mesures de CCDF

La modulation du signal est réalisée par une modbox Photline. Cet équipement permet de moduler un signal optique en appliquant un champ électrique sur l'une des branches d'un modulateur Mach-Zehnder. Ce champ électrique permet de varier la phase du signal optique par effet Pockels dans l'une des branches du modulateur. Le générateur arbitraire de signaux électriques (AWG) utilisé est le M8195A de Keysight (cf. Fig. 93). La visualisation du battement optique converti par la photodiode permet d'évaluer l'effet de la modulation sur la qualité du signal. Le signal électrique occupe une bande de 20 GHz (cf. Fig. 93).

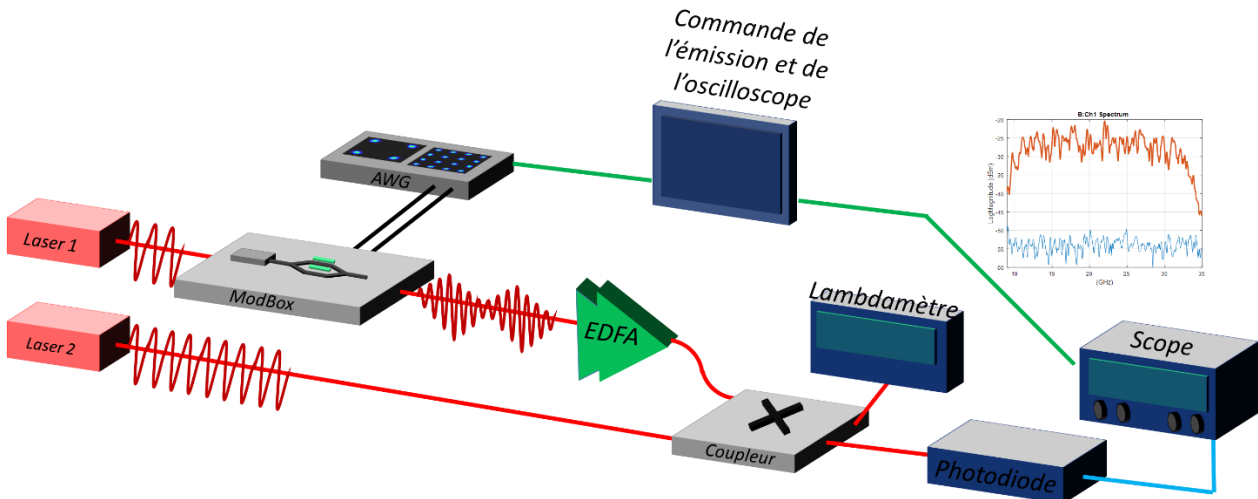


Figure 93 : Modulation d'un signal optique converti par photomélangage en onde électrique.

L'impact des différents éléments d'un signal est décrit par la suite. Ces éléments sont :

- La puissance optique du signal
- Le débit (Gbauds)
- Le type de modulation (QPSK, QAM16)
- Le coefficient de correction de la non linéarité du Mach-Zehnder

Le système présente 5 paramètres de commande et 8 paramètres principaux de contrôle décrits dans le tableau 8.

Entrées		Sorties	
Modulateur Mach-Zehnder	Tension de modulation (mV)	Oscilloscope	Amplitude du signal électrique
	Débit symbole (Gbauds)		Magnitude du vecteur d'erreur
Type de modulation	Ratio signal / bruit		
Coefficient de correction de la non linéarité	Puissance optique (mW)		Ratio puissance pic / puissance moyenne
			Diagramme de constellation
Amplificateur optique	Puissance optique (mW)		Diagramme de l'œil
			Puissance optique (mW)
			Fonction CCDF

Tableau 8 : Signaux modulés en QAM16 ayant subi une distorsion (rouge) par rapport au signal initial (vert).

La qualité d'un signal modulé dépend des éléments permettant la modulation et des différents éléments de la chaîne de mesure. La CCDF présentée précédemment permet de visualiser la distribution de puissance du signal. Un autre critère est l'EVM RMS ou amplitude du vecteur d'erreur. Il permet de mesurer la qualité de la modulation réalisée et la distorsion subie par le signal par la comparaison des diagrammes de constellations idéaux et mesurés. L'EVM RMS est donné en général en %. Ce paramètre donne des informations sur les dégradations du diagramme de constellation.

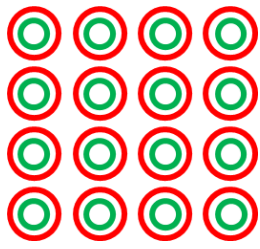
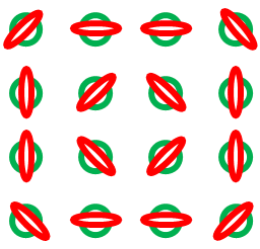
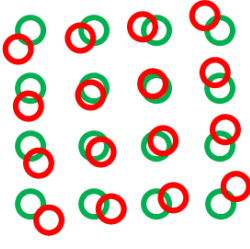
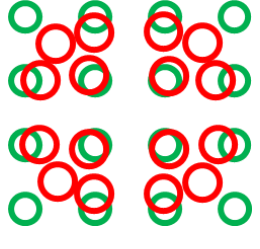
Signal affecté d'un bruit gaussien	Signal affecté d'un bruit de phase
	
Erreur de phase au récepteur	Compression d'un signal
	

Tableau 9 : Signaux modulés en QAM16 ayant subis une distorsion (rouge) par rapport au signal initial (vert).

Par exemple, la distorsion, produite par le bruit additif gaussien, le bruit de phase ou les non linéarités du système provoquant la compression du signal peuvent être identifiés sur le diagramme de constellation présenté précédemment (cf. Tab. 9). Le bruit additif gaussien appliqué au signal génère un diagramme de constellation dans lequel les points de mesure des symboles s'étalent autour des points de constellation optimaux alors que le bruit de phase tend à produire une rotation du diagramme. Les non-linéarités du système ont tendance à faire migrer les points de constellation par rapport à leur position d'origine provoquant une déformation du diagramme de constellation visible par la migration des points de constellation vers l'origine du diagramme (cf. Tab. 9).

Les modulations utilisées dans cette étude sont la QAM-16 (modulation d'amplitude en quadrature à 16 états) et QPSK (modulation par changement de phase à 4 états). Pour comprendre quel impact a chacun des éléments du montage sur la CCDF et l'EVM, chaque paramètre de commande du modulateur Mach Zehnder (cf. Tab. 8) est modifié indépendamment.

5.1.2.1 Impact de la commande des paramètres du modulateur Mach-Zehnder

La commande de la modBox consiste en deux signaux I et Q en bande de base, sur 2 niveaux (QPSK) ou 4 niveaux (QAM-16) générés par l'AWG. Ce signal électrique permet de moduler le signal optique en entrée de la modBox. Le signal optique modulé est ensuite couplé à un signal optique continu de longueur d'onde différente afin d'obtenir un battement optique. La photodiode permet la conversion du signal optique modulé en signal électrique dont la fréquence dépend de la différence en longueur d'onde des deux lasers. La moyenne de ce signal est mesurée en sortie de photodiode sur l'oscilloscope. L'évolution de l'amplitude du signal en sortie de photodiode en fonction de la tension de commande est présentée en figure 94. A partir d'une tension de 300 mV, un début de saturation est constaté. Cette saturation s'explique par le fonctionnement optimal de la modbox pour une tension d'entrée de 250 mV. Au-delà de cette tension, la modBox ne réalise plus une conversion linéaire et réalise une compression du signal.

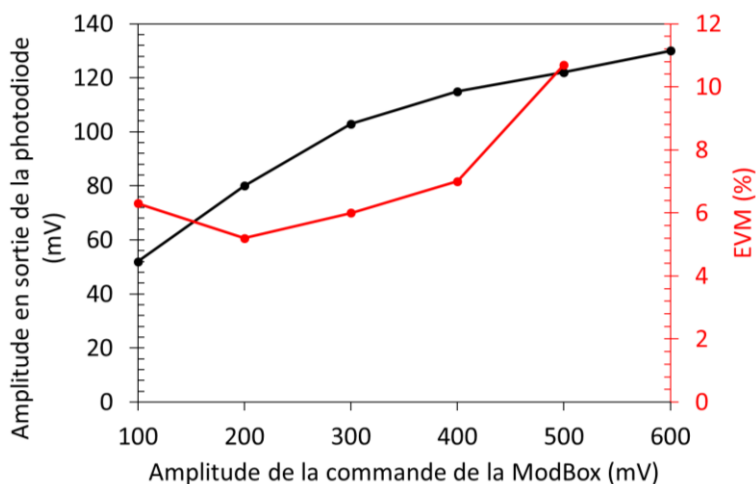


Figure 94 : Amplitude d'un signal QPSK en fonction de la tension du générateur à 8G.

Les diagrammes de constellation à différentes valeurs de tension au générateur (100, 300 et 500mV) permettent d'évaluer la saturation du signal transmis. L'EVM atteint respectivement 6,3, 6 et 10,7 % en QPSK. La compression du signal à 500 mV explique cette augmentation d'EVM. Cette compression est davantage visible sur la modulation QAM-16 (cf. Tab. 10) avec une migration des points externes sur un même cercle lié à la limite de linéarité de la modBox.

	100 mV	300 mV	500 mV
QPSK			
QAM-16			

Tableau 10 : Diagramme de constellation pour une tension de 100, 300 et 500 mV au générateur à 8G pour une modulation QPSK et QAM16 à 8 Gbaud/s.

Un effet majoritaire du bruit est obtenu à 100 mV pour les deux modulations. Cette dispersion s'explique par l'impact du bruit sur un signal de faible amplitude. Le tableau 10 contient les diagrammes de constellation pour une tension de 100, 300 et 500 mV au générateur en modulation QPSK et QAM-16.

5.1.2.2 Utilisation de la CCDF, du PAPR, SNR et de l'EVM

Lorsque la tension générateur est de 100 et 500 mV en modulation QPSK, la CCDF de PAPR dépasse 3 dB respectivement 1,1% et 0,22% du temps (cf. Tab. 11). En considérant une augmentation de puissance d'un signal dans un système linéaire, celle-ci impliquerait une augmentation du PAPR telle que la CCDF resterait identique. Ici, l'amplitude de PAPR à 0,01 % varie de 3.3 à 4 dB. Une saturation progressive impacte la forme du signal. La saturation du signal provoque une diminution de l'excursion en puissance soit un décalage de la CCDF vers la gauche. Dans le tableau 12, le décalage à gauche est illustré par la diminution de la variation de PAPR à un pourcentage donné. L'erreur en quadrature peut être associée à une dérive des lasers provoquant un décalage du motif démodulé. Cette erreur est inférieure à 1° en-dessous de 300 mV au générateur. Au-delà, l'erreur en quadrature double à chaque palier de 100 mV. A 500 mV, en fonctionnement saturé, le système est plus sensible au bruit dû au décalage initial des points de constellation. Ainsi, le SNR se dégrade de 25,7 dB à 16,4 dB.

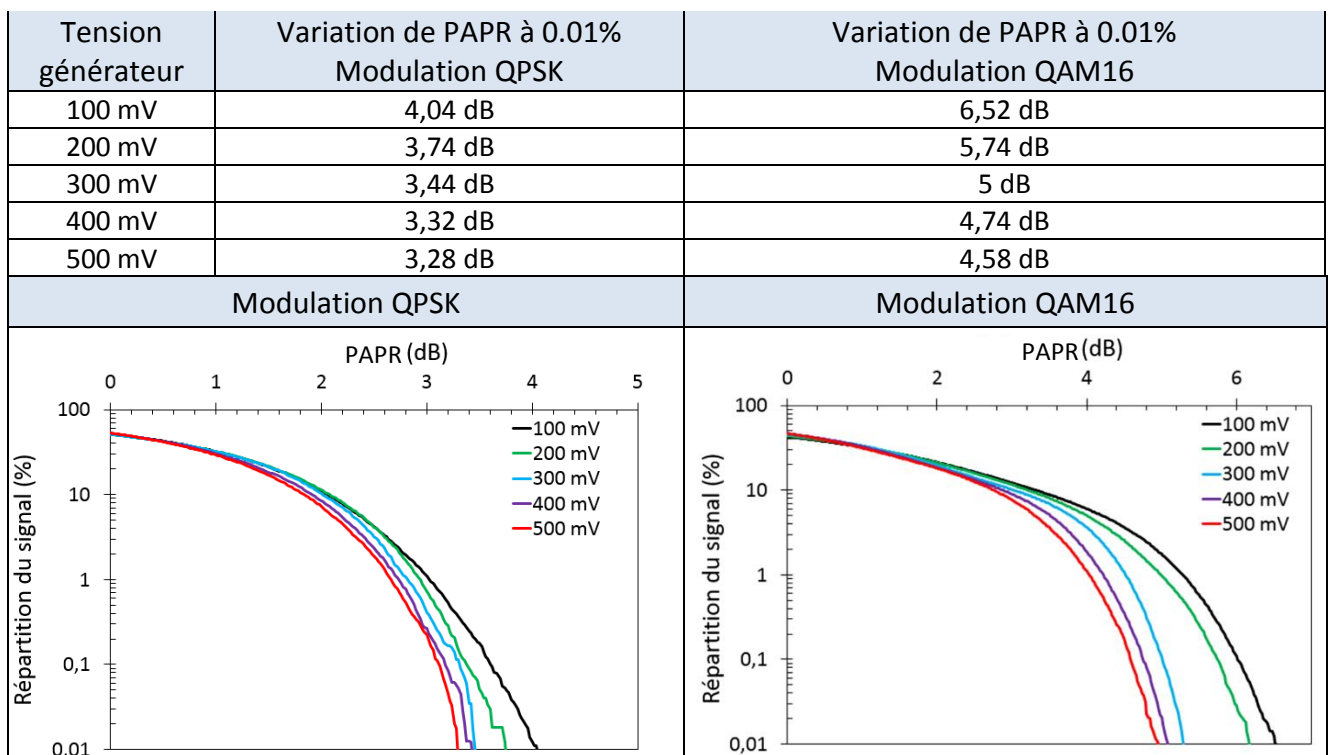


Tableau 11 : Evolution du PAPR du signal à 0,01 % d'occurrences ou moins et de la CCDF en fonction de la tension générateur à 8 Gbauds pour les modulations QPSK et QAM16.

La modulation QAM-16 est composée de 16 états. En conséquence, le signal est plus sensible au bruit. Cette sensibilité plus élevée que dans le cas de la QPSK est visible sur les courbes de CCDF. L'ensemble des courbes de cette modulation est décalé vers la droite par rapport à la modulation QPSK (cf. Tab. 11). La conséquence directe est une diminution du ratio SNR de 2 à 4 dB en changeant de modulation (cf. Tab. 12). Cette différence de SNR augmente à 300 et 400 mV mais converge en un même point à 500 mV illustrant l'effet de la non-linéarité de la ModBox. La différence entre la modulation QPSK et QAM-16 à 500 mV, n'est pas visible au niveau de l'EVM en raison d'un SNR et d'une erreur en quadrature équivalent. Néanmoins, cette différence est visible au niveau de la CCDF avec un décalage des courbes vers la droite dans le cas de la modulation QAM-16.

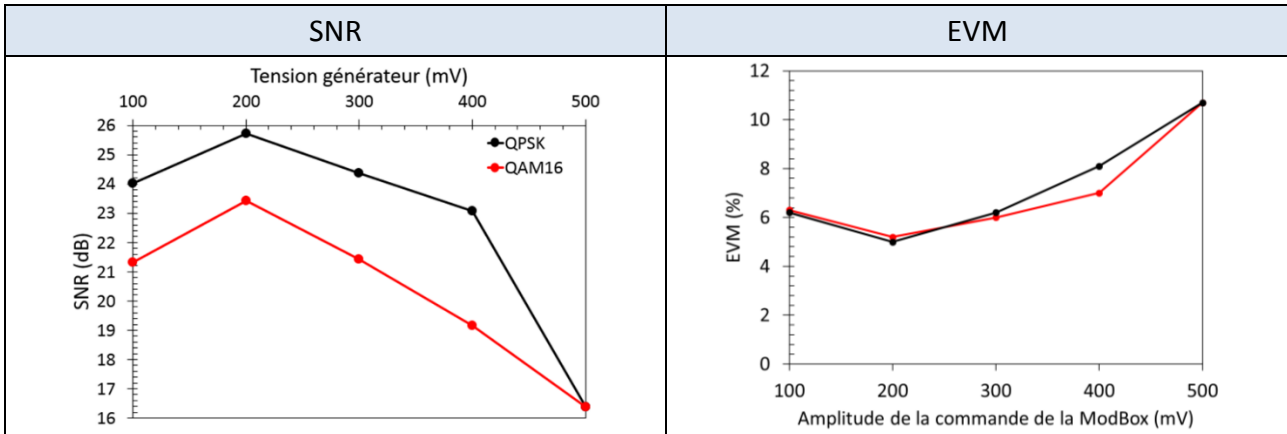


Tableau 12 : Evolution de la CCDF en fonction de la tension générateur à 8 Gbauds.

L'augmentation du débit permet de transmettre davantage d'informations sur une même durée mais une atténuation du signal transmis est prévisible sur la photodiode. La tension au générateur impacte la qualité du signal transmis avec une compression au-delà de 300 mV et un bruit important à 100 mV. Le signal ne subit pas de compression à 200 mV, c'est pourquoi, les diagrammes de constellation à des débits de 8, 16 et 32 Gbauds seront comparés à cette tension de générateur. Le diamètre du halo de dispersion autour des points optimaux des diagrammes de constellation augmente avec le débit. Cet effet s'explique par une diminution de puissance du signal en sortie de la photodiode le rendant plus sensible au bruit électronique (cf. Tab. 13). En conséquence, le ratio SNR diminue avec le débit de 9 dB entre 8 et 32 Gbauds et l'EVM augmente. Le ratio puissance crête / puissance moyenne est supérieur à 3 dB dans 1.1 %, 2,13 et 6.84 % du temps respectivement pour 8 et 16 et 32 Gbauds (cf. Tab. 13). La CCDF permet de visualiser l'impact du bruit sur la répartition du signal en sortie du système. On retrouve le décalage à droite prévu sur la courbe de CCDF avec l'augmentation du débit. Les courbes de CCDF à 16 et 32 Gbauds sont décalées vers la droite par rapport à celles à 8Gbauds. Ce décalage implique une étendue du signal plus élevée pour ces signaux et donc une baisse de robustesse du système.

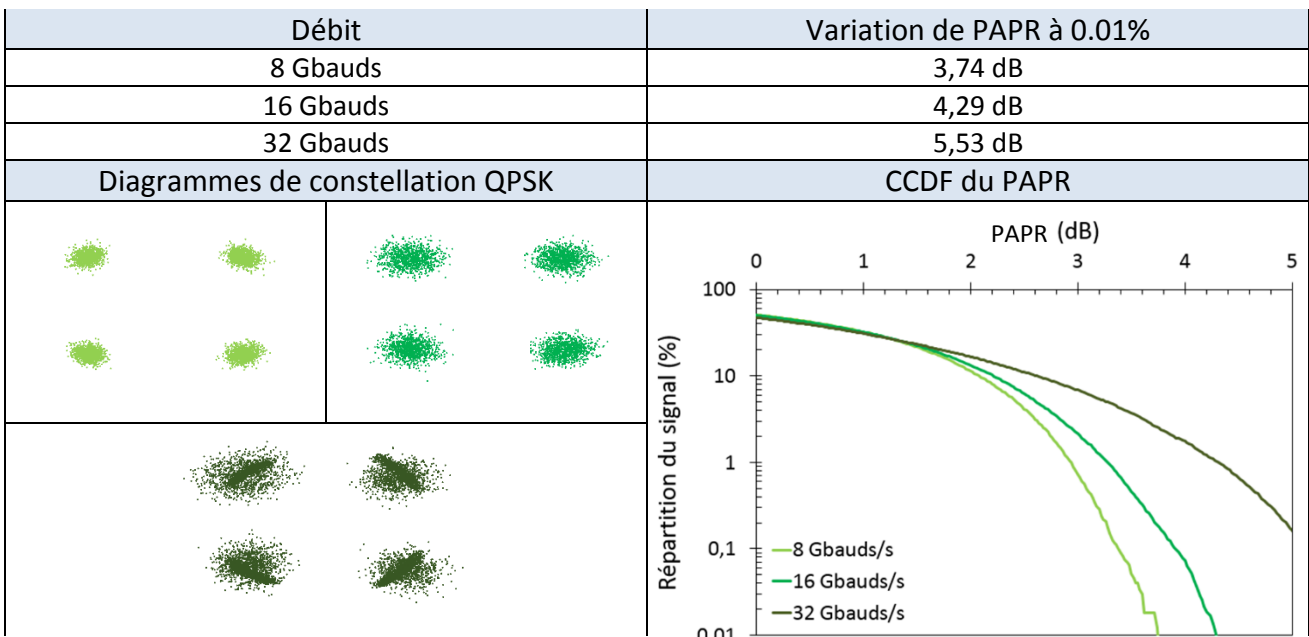


Tableau 13 : Evolution du PAPR du signal inférieur à 0,01 % d'occurrences en fonction du débit. Dispersion des points sur le diagramme de constellation et courbes de CCDF du PAPR pour des débits de 8, 16 et 32 Gbauds du plus clair au plus foncé.

L'évolution de la puissance moyenne du signal en fonction du débit et de la tension générateur (cf. Fig. 95) explique la saturation du système observée sur le diagramme de constellation du tableau 10. Afin d'avoir un critère objectif en fonction du débit, il est intéressant de comparer la réponse du système à des puissances équivalentes.

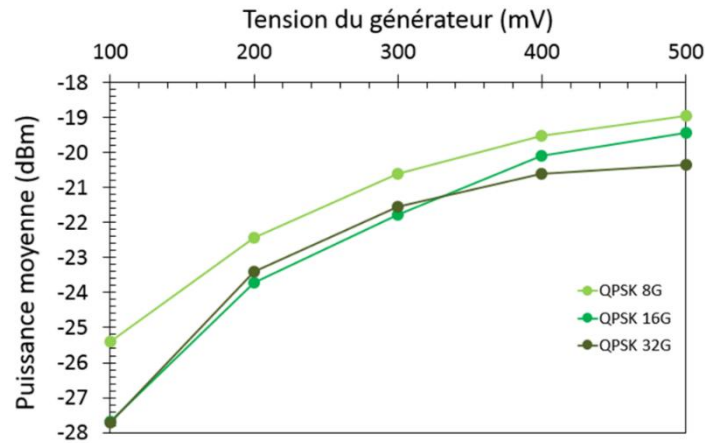


Figure 95 : Puissance moyenne de sortie en fonction de la tension générateur et du débit utilisé.

La comparaison de la QPSK 8G à 300 mV et celle de 32 G à 400 mV dont les puissances moyennes sont équivalentes à 0,01 dBm sont présentées dans le tableau 13. Le rapport signal / bruit présente une différence de 4 dB (cf. Tab. 14). Malgré une puissance similaire, la dispersion des points sur le diagramme de constellation est plus importante et la CCDF subit un décalage vers la droite. Le signal à 32 Gbauds est donc plus sensible au bruit électronique que celui à 8 Gbauds comme mentionné précédemment.

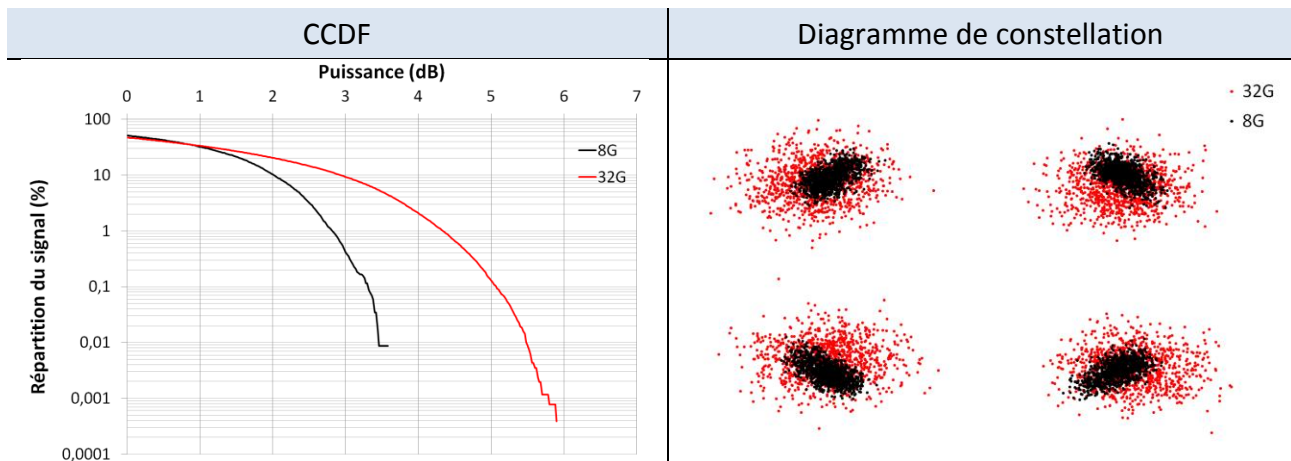


Tableau 14 : Evolution de la CCDF en fonction du débit (8 et 32G).

Le bruit électronique est facilement identifiable par l'élargissement des points sur le diagramme de constellation. On remarque par ailleurs que l'effet du bruit de phase est plus grand à 8G du fait d'une mesure sur un intervalle de temps plus important. Le bruit thermique, responsable d'un élargissement réparti des points est plus présent à 32G. Le système optique contient un EDFA permettant d'amplifier le signal. La variation de cette amplification impacte la puissance moyenne de sortie mais n'impacte que faiblement les autres paramètres de mesure, soit l'EVM, le SNR et l'erreur quadratique. Il s'agit de ratio donc, ils se rapportent à la puissance moyenne du signal. Leur indépendance à la puissance de l'EDFA signifie que l'amplification est stable et linéaire. La CCDF varie faiblement faisant apparaître une non linéarité dans le système.

Les non linéarités peuvent être corrigées par le logiciel de contrôle de la ModBox. En raison du nombre d'états de la modulation QAM-16, les non-linéarités ainsi que le bruit de phase sont davantage impactant sur cette modulation. Une forte correction permet de recentrer les points du diagramme de constellation du signal et ainsi limiter la dispersion sur ces valeurs (cf. Tab. 15). La linéarité de la modbox et des systèmes optiques ne permet pas de réaliser une correction à fort impact sur la répartition du signal mais la CCDF du PAPR augmente en raison d'une reconstitution plus étalée du signal.

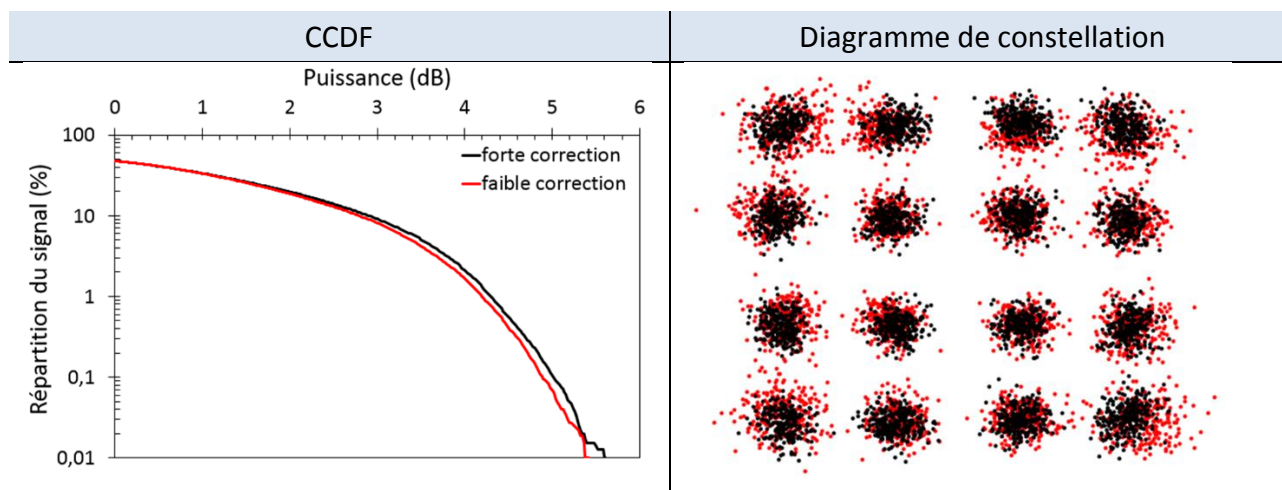


Tableau 15 : Evolution de la CCDF et du diagramme de constellation en fonction de la correction non-linéaire appliquée.

La saturation du système réalisée en utilisant la ModBox en limite d'utilisation permet d'observer un net impact sur la CCDF. Un décalage vers la gauche montre une saturation du système alors qu'un décalage à droite correspond à un SNR plus faible. Ainsi, la CCDF est un outil permettant d'évaluer les composants et les systèmes dédiés aux télécommunications.

5.2 Télécommunications sans fils

La demande croissante de débit est liée au développement important des appareils connectés. Ces dernières années, les connexions sans fil ont doublé tous les 18 mois selon la loi Eldholm [17]. Ce déploiement massif des technologies sans fil est favorisé par leur installation ne nécessitant pas de lourds aménagements. De plus, les formats vidéos utilisés évoluent. Le format 1080p requiert un débit de 1,5 à 3 Gbit/s alors qu'il atteint 24 Gbits/s pour le format Super HiVision actuellement en développement [18]. Afin de répondre à cette demande croissante, des solutions de communications sans fil à haut débit sont envisagées. Il est possible de distinguer ces solutions en fonction du type de fréquence utilisée.

L'utilisation de l'infrarouge dans les systèmes communicants date des années 1990 avec un déploiement massif dans les téléphones portables et les caméras numériques. Les applications des signaux infrarouges sont restées limitées à des distances inférieures à quelques mètres [19] [20]. Le Li-Fi utilise des fréquences du visible mais présente les mêmes limites que l'infrarouge ajoutées aux nombreuses interférences dans ce domaine de fréquence.

Les ondes radiofréquences offrent un large éventail de bandes de fréquence pour lesquelles le bilan de liaison permet d'atteindre jusqu'à plusieurs kilomètres. Les réseaux point à point sont les plus anciens réseaux sans fil et les plus simples à mettre en œuvre. Ils mettent en jeu un émetteur et un récepteur fixe permettant de produire un lien radiofréquence. Ce type de réseau est utilisé pour remplacer les réseaux filaires. Il s'agit d'une solution moins onéreuse notamment par les faibles infrastructures nécessaires. Ces réseaux peuvent être un élément déployable pour des extensions interbatiment de réseaux sans fil.

L'utilisation des bandes de fréquence à 0,8, 2,4 et 5,8 GHz pour les télécommunications se heurte à plusieurs limites. La puissance des émetteurs est limitée afin de ne pas produire d'harmoniques susceptibles d'interférer avec d'autres bandes de fréquence réduisant les modulations exploitables et les distances d'émission. Les débits nécessaires sont limités par la largeur de bande du signal. L'encombrement à ces fréquences impose que ces bandes devront être abandonnées au profit de fréquences plus élevées.

La norme IEEE 802.11ad spécifie les conditions d'utilisation du Wi-Fi à 60 GHz. Les débits atteignent jusqu'à 4,6 Gbit/s sur une seule porteuse. La forte atténuation du signal à 60 GHz limite les distances d'utilisation à quelques dizaines de mètres en raison de son absorption par les molécules de dioxygène. De plus, les bandes de fréquence autour de la bande 60 GHz sont utilisées et donc inexploitable pour une future évolution. Les harmoniques à 120, 180 et 240 GHz représentent un risque faible d'interférences actuellement en raison d'une moindre utilisation des fréquences au-delà de 100 GHz.

Les fréquences terahertz s'étendent de 100 GHz à une dizaine de THz. Au-delà de 275 GHz, les bandes de fréquence peuvent être utilisées sans licence. Les bandes au-delà de 1 THz semblent difficilement utilisables dans le cadre d'un réseau sans fil en raison de la forte atténuation du signal émis et de l'actuelle difficulté à produire une source puissante à ces fréquences. En dessous de 1 THz, plusieurs fréquences sont critiques en terme d'atténuation. Ces fréquences correspondent aux raies d'absorption du rayonnement terahertz par les molécules d'eau. Néanmoins, certaines bandes de fréquence, telles que celles entre 215 et 315 GHz et 330 à 365 GHz, présentent un intérêt majeur. Les bandes de fréquence respectivement disponibles, au-delà de 275 GHz, sont de 40 et 35 GHz, soit une largeur de bande plus importante que la totalité des ressources spectrales actuellement utilisées par les systèmes communicants.

L'état de l'art du chapitre 1 (cf. Fig. 2), montre de nombreux liens terahertz réalisés dans ces bandes de fréquence. Autour de 300 GHz, la distance atteinte par ces démonstrations de liens terahertz ne dépasse pas la centaine de mètres avec un débit de 50 Gbit/s [21]. Augmenter la puissance à l'émetteur est un des verrous actuels freinant l'augmentation des distances. La mise en parallèle de photodiodes UTC a permis d'atteindre une puissance supérieure à 1,2 mW à 300 GHz [22]. La solution développée à l'IEMN utilise une photodiode à cavité résonante (RCE-UTC) [3-4] dont la photoréponse mesurée est à l'état de l'art pour une utilisation à 300 GHz (cf. chap. 1). Ces dispositifs présentent l'avantage d'être compatibles avec les réseaux fibrés actuellement utilisés et de générer une puissance suffisante pour produire des liens THz.

5.2.1 Système de génération du lien terahertz

La photodiode UTC est une structure développée en 1997 par T. Ishibashi et al. [23] afin de fonctionner au-delà de la centaine de gigahertz. Depuis, de nombreuses variations de ce composant ont été réalisées afin d'accroître les performances en puissance et/ou en fréquence (cf. chap. 1). La photodiode RCE-UTC, développée à l'IEMN, présente deux particularités. L'électrode supérieure est structurée en peigne afin de permettre la collection des électrons et l'illumination du composant du même côté du composant [24]. La seconde particularité de ce composant est sa mise en cavité permettant de maximiser l'absorption du signal optique incident dans la zone absorbante de la photodiode [4]. Ce type de structure est présenté dans le deuxième chapitre de ce document. Différents types de structure sont utilisés dans cette démonstration. Les photodiodes carrées avec un peigne sub longueur d'onde pour électrode supérieure sont notées B suivi d'un chiffre correspondant à la racine de la surface de la structure. Ainsi, B3 correspond à une photodiode à réseau lamellaire de $3 \times 3 \mu\text{m}^2$. Ces réseaux de 300 nm d'épaisseur sont constitués soit d'un empilement platine / or (noté Pt / Au) ou uniquement d'or (noté Au). La démonstration compare ces dispositifs à ceux avec une surface métallisée uniquement en pourtour de la structure avec une largeur de 500 nm.

5.2.2 Liens QAM-16

Le système de génération du lien terahertz utilise des photodiodes carrées RCE-UTC. Un modulateur Mach-Zehnder associé à un générateur de signaux arbitraires (Tektronix AWG 70000) permet de moduler le signal optique en QAM16. Le signal optique est ensuite amplifié par un EDFA. Ces photodiodes ont montré une forte dépendance à la polarisation optique. Dans le système de génération du lien terahertz, la polarisation est contrôlée par un contrôleur de polarisation. Son illumination est réalisée avec une fibre optique lentillée afin de maximiser la puissance optique couplée dans l'UTC-PD. Le signal terahertz est généré par la photodiode RCE-UTC par photomélange et collecté par une pointe coplanaire connectée à une antenne conique. Cette antenne permet de rayonner le signal terahertz en espace libre. Celui-ci est ensuite collimaté sur une distance de quelques mètres avec deux lentilles en téflon (100 mm) (cf. Fig. 96). Au récepteur, le même modèle d'antenne est utilisé pour collecter le signal. Le récepteur est composé d'un mélangeur sous-harmonique à entrée sur un guide d'onde WR-3 (220 – 320 GHz) pour le lien à 300 GHz. La largeur de bande du signal atteignant 15 GHz, le signal est transféré sur une bande de 15 GHz autour de 10 GHz et amplifié avant d'être mesuré à l'oscilloscope en temps réel.

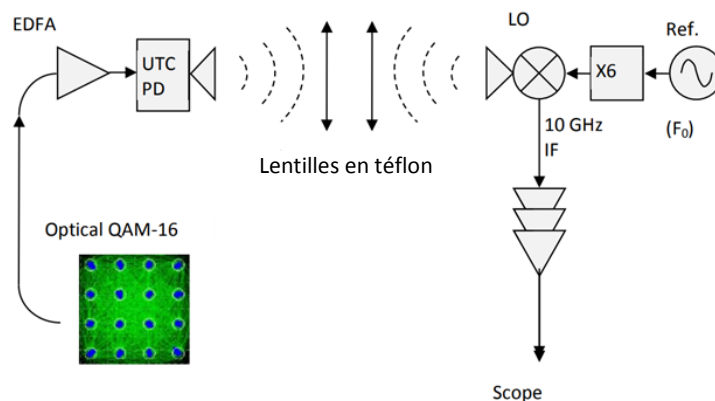


Figure 96 : Système de génération du lien terahertz.

5.2.3 Performances des photodiodes utilisées

Les photodiodes utilisées présentent des performances en puissance au-delà de 600 μW à 300 GHz, pour un courant photogénéré de 8,5 mA et une polarisation électrique de -1 V [4]. La limite en puissance est liée à la limite en amplification de l'EDFA. Ainsi, une puissance optique maximale de 20 mW a été utilisée. Les puissances mesurées en sortie de photodiodes en fonction de la puissance optique montre une importante linéarité de la conversion (cf. Fig. 97). L'électrode supérieure est nanostructurée. L'empilement platine / or du contact présente une efficacité de conversion plus faible que le contact or en raison de la variation de l'efficacité du confinement de l'onde optique dans la cavité optique de la structure (B3 Au et B3 Pt/Au). Comme discuté dans le chapitre 2 de ce document, les plus petites photodiodes permettent de générer une puissance RF plus importante en fonction de la fréquence en raison de la diminution de la capacité de la structure (B3 Au et B6 Au). La linéarité de la conversion semble diminuer à partir de 7,5 mA pour les photodiodes de $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ alors que ce n'est pas le cas pour les photodiodes de $6 \times 6 \mu\text{m}^2$ à 9 mA. Néanmoins, la puissance générée est plus faible.

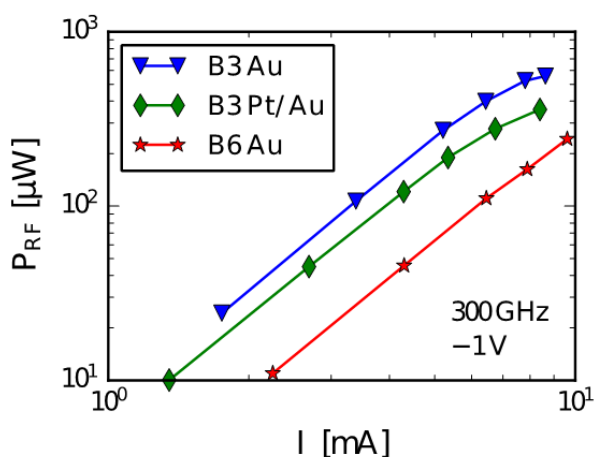


Figure 97 : Puissance générée par la photodiode RCE-UTC en fonction du photocourant.

Les réponses en fréquence entre 220 et 320 GHz des plus petites photodiodes à électrodes nanostructurées (b3) ne présentent pas d'atténuation caractéristique d'une photodiode utilisée en dehors de la bande de fréquence optimale. Les puissances mesurées ont été corrigées pour prendre en compte les pertes de la pointe coplanaire. Elles représentent uniquement les performances de la photodiode. Les fluctuations observées sont liées à la réponse variable de la structure avec la longueur d'onde ainsi qu'un bruit variable en fonction de la fréquence. Les réponses en fréquence des photodiodes c3 en figure 98 correspondent à des structures dont l'électrode est un fin film d'or surmonté d'un réseau nanostructuré. La conversion optoélectronique dégradée s'explique par une transmission optique plus faible à l'interface air / or. De plus, la résistance de ce contact est plus élevée limitant ainsi d'autant plus la réponse de la structure dans la bande de fréquence 220-320 GHz.

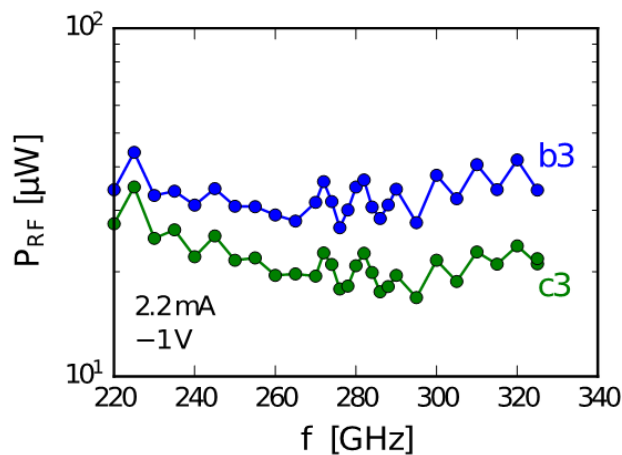


Figure 98 : Puissance générée dans la bande [220—325 GHz] de deux photodiodes UTC à partir d'un battement de deux lasers de longueurs d'onde respectives 1551,765 et 1552,609 nm.

5.2.4 Transmission en espace libre

Le diamètre du spot optique incident sur les photodiodes est de 3 μm . Les photodiodes de 4 x 4 μm^2 permettent de contenir l'ensemble du spot optique et présente une linéarité de la puissance en fonction du photocourant généré (cf. Fig. 97). La polarisation électrique de la photodiode à -1 V permet d'améliorer le transit des charges en particulier pour son utilisation proche du régime de saturation. Une puissance optique de 20 mW à 300 GHz génère un photocourant de 7 mA.

Le signal terahertz rayonné en espace libre est modulé en QAM16 sur une fréquence porteuse de 300 GHz par une antenne cornet. La figure 99 présente le diagramme de rayonnement de l'antenne. Son gain est d'environ 24 dBi à la fréquence porteuse. L'utilisation de lentille en téflon à l'émetteur et au récepteur a permis respectivement de collimater le signal THz en espace libre et le focaliser sur le récepteur. Cette configuration atteint un gain d'environ 40 dBi. L'atténuation subie par le lien THz est principalement liée aux pertes isotropiques corrigées du gain des antennes à l'émetteur et au récepteur mais aussi à l'atténuation que subit le lien en espace libre. La distance et la longueur d'onde du signal propagé impactent les pertes subies en espace libre. L'humidité ambiante est un facteur déterminant dans la réalisation de liens terahertz en raison de la forte variation d'atténuation à hygrométrie élevée. L'expérience de lien terahertz étant réalisée en salle grise, l'atténuation estimée du lien à cette fréquence atteint 5 dB / km [25]. La distance étant de 1,5m, l'atténuation en espace libre due à l'atmosphère est négligée. Le coefficient de réflexion des antennes est une source d'atténuation mineure du signal dans le cas d'antennes adaptées à la fréquence de travail. De même, les réflexions sur les éléments du lien terahertz (lentille) sont faibles par rapport au signal transmis.

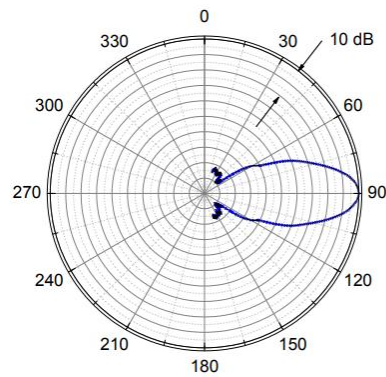


Figure 99 : Diagramme de rayonnement de l'antenne cornet utilisée pour le lien en espace libre à 300 GHz. Le maximum est d'environ 24 dBi.

Le récepteur est un mélangeur sub-harmonique pompé par un oscillateur local à une fréquence de 150 GHz. Le signal est ensuite amplifié avant d'être visualisé sur un oscilloscope large bande. Un signal modulé de 8 Gbauds (32 Gbit/s) en QAM-16 sur une fréquence porteuse de 300 GHz est donc transmis en espace libre sur une distance de 1,5 m puis transféré sur une porteuse de 150 GHz. Le diagramme de constellation obtenu à la réception présente une légère migration des points, les points centraux migrant vers l'extérieur alors que les points extérieurs migrent vers l'origine du diagramme. Cet effet s'explique par l'utilisation de la photodiode UTC en léger régime de saturation. Néanmoins, cette compression est observable mais pas critique pour la réception du signal. Le diagramme de l'œil du signal est ouvert avec une dissociation nette de chacun des niveaux de croisement de l'œil (cf. Fig. 100). Ceux-ci sont au nombre de 5, identifiés par des X rouges sur la figure 100. Une très faible distorsion d'amplitude est observée sur le niveau de croisement le plus faible. La gigue temporelle est faible devant la durée d'un bit. Le signal THz est correctement transmis entre émetteur et récepteur.

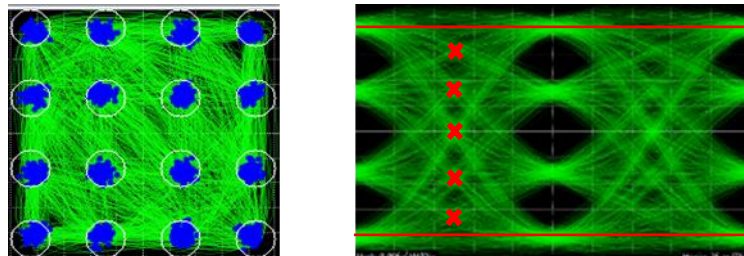


Figure 100 : Diagramme de constellation et diagramme de l'œil du signal reçu à 300 GHz et 8 Gbauds (32 Gbit/s) sur une distance de 1,5 m.

La transmission et la réception d'un signal à 300 GHz est donc réalisable en utilisant des photodiodes RCE-UTC. Les puissances produites sont suffisantes pour réaliser des liens à 32 Gbits/s sur une distance de 1,5 mètre. Actuellement, les débits atteints sont suffisants au regard des besoins actuels mais la distance est un facteur clé qui permettra de démocratiser l'utilisation de ce type de structure pour des liens très haut débit.

Atteindre d'importantes distances de transmission présente différents freins, notamment l'atténuation en espace libre pouvant atteindre jusqu'à 12 dB / km dans le cas d'un temps humide [25]. La dégradation de la collimation du signal sur de longues distances est un des points les plus critiques. Un signal non collimaté ne permet pas de transmettre le maximum de puissance du signal émis vers la lentille de focalisation. Ainsi, les pertes du lien augmentent d'autant que la distance augmente. L'utilisation de systèmes d'antennes à très fort gain, de type Casse grain, permet de réaliser des liens terahertz directionnels sur des distances atteignant près de 1 km.

5.3 Démonstration de multiplexage / démultiplexage à 300 GHz

Le réseau de communication actuel est limité en bande en raison des éléments électroniques qui constituent le traitement des données. Le réseau optique permet d'atteindre des débits jusqu'à plusieurs To/s mais ne peut être exploité à ces débits. Les multiplexeurs et démultiplexeurs sont des éléments indispensables à tout système de communication. Ils permettent de combiner ou séparer des signaux de différents canaux de communications. Cette séparation peut être spatiale, temporelle et/ou fréquentielle. L'augmentation du nombre de canaux permet d'augmenter le débit global du lien de communication.

Le multiplexage terahertz est d'autant plus complexe qu'il nécessite un filtrage adapté pour augmenter le ratio SNR. Néanmoins, il représente un élément clé des systèmes de communication haut débit. Le multiplexage / démultiplexage spatial est une solution à la transmission en espace libre de différents canaux de communication directionnels séparés spatialement. Cette solution est intéressante d'un point de vue sécurité, le faisceau nécessitant d'être rompu pour réceptionner les données. De même, il présente une solution au multiplexage et démultiplexage de signaux THz dans le cadre de la hausse des débits des systèmes de communication actuels.

5.3.1 Dispositif de multiplexage et démultiplexage

Le dispositif de multiplexage /démultiplexage utilisé a été développé par Mittleman et al. [26]. Il s'agit d'une structure de guidage des ondes terahertz incidentes dans le cas du multiplexage et d'un guide à onde de fuite dans le cas du démultiplexage. Ce dispositif est constitué de deux plaques métalliques parallèles (PPWG) avec une ouverture rectangulaire étroite aux bords biseautés aux extrémités de l'une des plaques. Le guidage des ondes terahertz incidentes, pour le multiplexage, est obtenu uniquement pour un angle approprié, dépendant de la fréquence des signaux à multiplexer selon [5] :

$$f = \frac{c}{2b \sin \varphi} \quad (30)$$

Où f est la fréquence de l'onde incidente (Hz), c la célérité de la lumière dans le vide, b l'épaisseur du guide formé par les deux plaques métalliques parallèles et φ l'angle d'incidence par rapport à la direction de propagation du guide PPWG. Dans le cas du démultiplexage, l'ouverture dans la plaque métallique permet à une partie de l'onde guidée de s'échapper en espace libre dont l'angle d'émission est lié à la fréquence selon l'équation ci-dessus.

Ce dispositif est utilisé dans le cadre d'un lien THz en espace libre afin d'en caractériser l'atténuation subie par les ondes THz multiplexées et démultiplexées mais aussi dans le cadre d'une démonstration de multiplexage et démultiplexage de signaux vidéos 4K dans la gamme THz.

5.3.2 Banc de mesure

Le multiplexeur / démultiplexeur est testé en utilisant deux sources modulées, de fréquence 264,7 GHz et 322,5 GHz. Les deux ondes THz proviennent des sources TX1 et TX2 séparées par un angle fixe (cf. Fig. 101). Le signal de TX1 est issu d'une chaîne de multiplication électronique alors que celui de TX2 est généré par un photomélangeur. Deux plaques de métal séparées par une distance variable constituent le multiplexeur / démultiplexeur. L'une des plaques présente deux encoches débouchantes à chaque extrémité. Les ondes THz sont transmises dans l'interstice entre les deux plaques métalliques par l'encoche en entrée du multiplexeur, puis guidées dans le guide formé par les deux plaques parallèles. Les deux signaux sont émis en sortie du démultiplexeur par la seconde encoche à l'autre extrémité du dispositif.

Le signal de sortie du démultiplexeur est focalisé sur une diode Schottky, connectée à une antenne cornet, par une lentille en Teflon de diamètre 25 mm. Ce montage permet de mesurer le taux d'erreur binaire (BER) en temps réel.

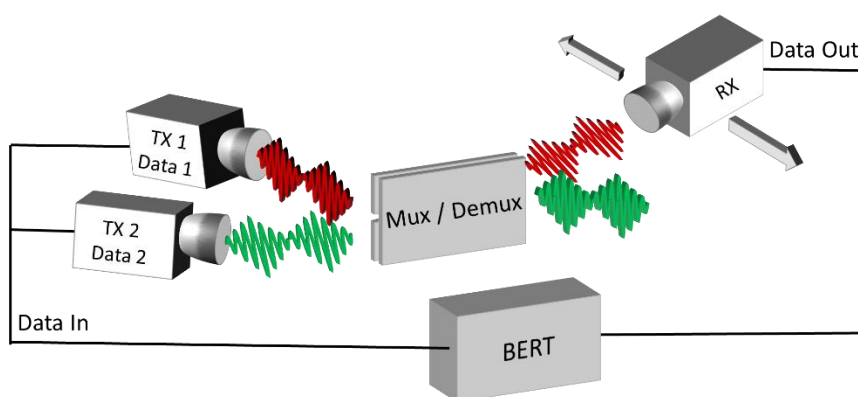


Figure 101 : Système de mesure du dispositif multiplexeur / demultiplexeur.

5.3.3 Le démultiplexage

5.3.3.1 Les mesures

La source THz est un photomélangeur afin de produire un signal à fréquence accordable entre 260 et 320 GHz. Le détecteur de l'onde THz en sortie du démultiplexeur est monté sur un bras monté sur un moteur pour permettre sa rotation. L'angle 90° correspond à la normale au dispositif testé. Lors des tests de transmission, le débit transmis est de 4,25 Gb/s. Le couplage de l'onde incidente avec le guide par l'antenne fente ainsi que son émission diffère en fonction des paramètres de l'antenne, notamment la largeur de l'ouverture (cf. Fig. 102). Un lobe principal atteignant un BER inférieur à 10^{-10} est mesuré pour une largeur d'ouverture de 0,7 mm et un angle de 43° . Un lobe secondaire est mesuré pour un angle d'environ 15° . Ce lobe provient d'un mode qui demeure guidé sur une distance plus grande que le mode principal. Cette valeur d'ouverture de 0,7 mm sera conservée pour les mesures suivantes.

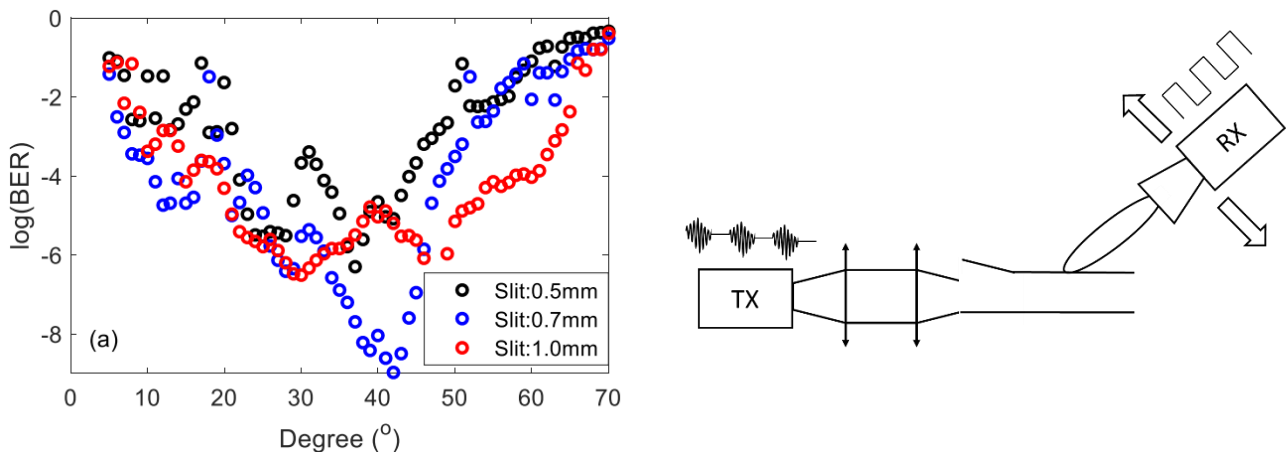


Figure 102 : Mesure du BER à 290 GHz en fonction de l'angle de réception du signal pour différentes largeurs de fente.

A fréquence fixe, le BER varie en fonction de l'angle de mesure. La mesure de BER permet d'estimer la variation de puissance du signal en fonction de l'angle. A fréquence variable, le BER optimal est obtenu à un angle décroissant avec l'inverse de la fréquence. Cette variation de l'angle d'émission en fonction de la fréquence, pour un écart entre plaques fixe, est théoriquement de $3,3^\circ$ entre 280 GHz à 300 GHz ; l'angle de sortie est respectivement de 42° et $38,7^\circ$. La variation sur l'angle entre théorie et mesure peut être expliquée par la précision sur l'épaisseur du guide, associée à la précision sur la mesure d'angle, mais l'écart atteint entre 280 et 300 GHz est proche de la théorie. A partir des mesures réalisées (cf. Fig. 103), l'écart réel entre plaques peut être estimé à 0,79 mm.

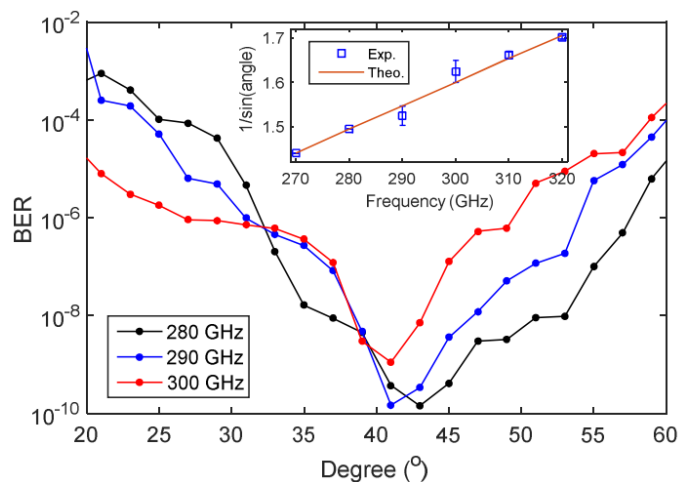


Figure 103 : Mesure du BER à différents angles pour des fréquences de 280, 290 et 300 GHz.

La variation de l'épaisseur du guide impacte la propagation du signal THz dans le guide d'onde. En particulier, l'angle de l'onde de fuite en sortie du démultiplexeur est théoriquement dépendante de cet écart entre plaques (cf. partie 4.3.1). Ainsi, pour une fréquence fixe de 300 GHz et une ouverture de fente de 0,7 mm, la variation d'écart entre 0,8 et 1,2 mm modifie l'angle d'émission en sortie du dispositif. Les valeurs mesurées du BER ont un pas d'un degré ce qui limite la précision sur la position optimale du détecteur. Un décalage de 37° à 22° est observé expérimentalement (cf. Fig. 104) alors que ce décalage doit se situer entre $38,7^\circ$ et 24° d'après le calcul théorique. Ce léger décalage s'explique par la précision de mesure et une tolérance sur l'épaisseur de guide. Ainsi, l'émission en sortie du démultiplexeur est dissociée en fonction des paramètres du dispositif utilisé.

Pour une ouverture de fente de 0,5 mm, un important décalage est observé expérimentalement par rapport à la théorie sur l'angle d'émission (cf. Fig. 104). L'antenne de fuite n'est donc pas adaptée à l'onde guidée. En conséquence, l'onde est guidée sur une distance plus importante modifiant ainsi l'angle d'émission.

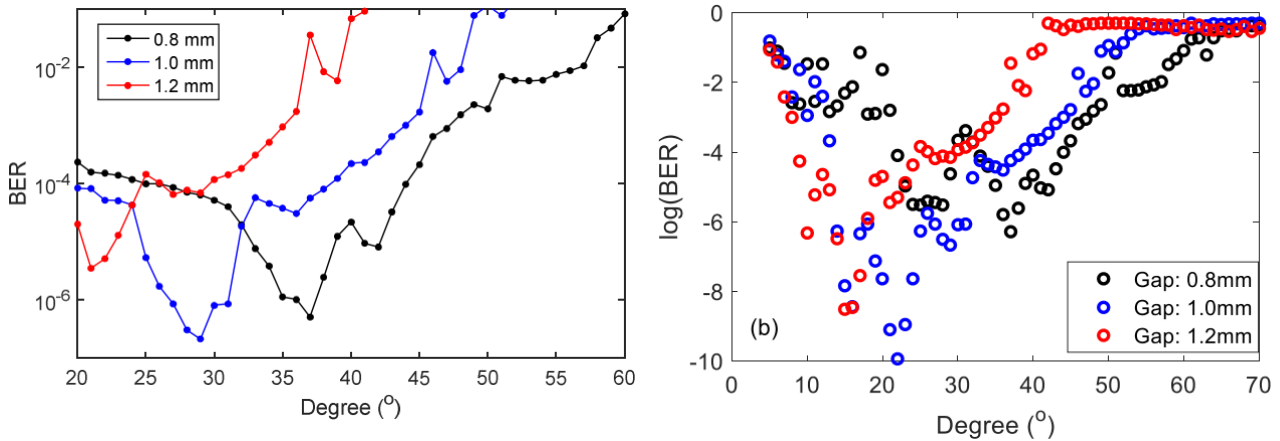


Figure 104 : Mesure du BER à différents angles à 300 GHz pour différentes épaisseurs de guide. A gauche la largeur de la fente est de 0.7 mm et de 0,5 mm à droite.

Ainsi les paramètres du guide sont déterminants pour régler l'angle d'émission. Ces paramètres sont la largeur de fente en entrée du guide et l'épaisseur de guide. La capacité en débit de ce lien est estimée par la mesure de BER et par des tests de transmission vidéo haute définition nécessitant un débit de 1,5 Gb/s. La mesure à 300 GHz d'un dispositif présentant un guide de 0,8 mm d'épaisseur et 0,7 mm de largeur de fente permet la transmission d'un débit jusqu'à 6 Gb/s (cf. Fig. 105). Une augmentation de la sélectivité sur l'angle de réception est observée avec la montée en débit. Cette augmentation peut être attribuée à l'impact du débit sur la sélectivité de l'angle de réception du détecteur en particulier celle de l'antenne de réception. Ainsi, les pertes d'insertion peuvent être évaluées en utilisant les performances en guide, sans l'antenne fente en entrée. La figure 105 à droite montre la variation de BER à 312 GHz en fonction de la puissance du signal. A 10 Gb/s, une variation de puissance de 10 dB est mesurée. L'angle d'émission est fixe quelque soit le débit. Un débit de 1,5 Gb/s est suffisant pour transmettre une vidéo au format HDTV (1K). C'est pourquoi les tests ont inclus ce type de mesures afin de garantir la transmission correcte et sans erreur de l'information.

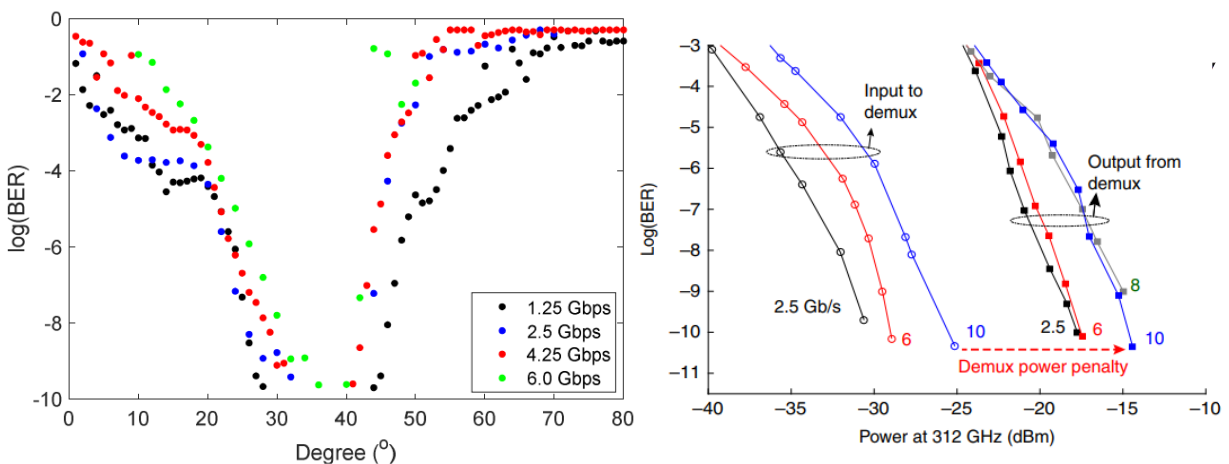


Figure 105 : Mesure du BER à différents angles à 300 GHz pour différents débits (gauche) et mesures en transmission dans le guide (droite).

Ainsi, le démultiplexeur à plaques métalliques parallèles est validé à 1,5 Gb/s pour de la transmission vidéo HDTV. Le modèle théorique est proche de la mesure et présente des angles d'émission liés aux paramètres de guide et à la fréquence de transmission.

5.3.4 Multiplexage-Démultiplexage

5.3.4.1 Signaux ASK / HDTV

Le multiplexage en entrée du guide correspond à la propagation de signaux provenant de deux sources différentes. L'une des sources est issue d'une multiplication de fréquence alors que la seconde est un photomélangeur. Différents paramètres influent sur la qualité de la transmission et sa mesure. Le couplage des ondes incidentes de chacune des sources avec le guide du multiplexeur doit être optimal pour permettre le transfert de données. A l'autre extrémité du dispositif, les deux signaux doivent être correctement dissociés spatialement. L'écart de fréquence entre les deux sources doit être suffisamment important pour identifier et transmettre l'information avec un BER faible. La fréquence d'émission de la source électronique est fixée à 264,7 GHz. La seconde source est un photomélangeur dont le battement optique est de 322,5 GHz.

La différence d'amplitude mesurée en sortie du démultiplexeur en fonction de l'angle s'explique par une différence de puissance à l'émission (cf. Fig. 106). La source électronique est en limite d'utilisation alors que ce n'est pas le cas du photomélangeur. La mesure de la transmission des signaux de chacune des sources séparément permet de détecter les éléments constituant le spectre de rayonnement de l'onde émise lorsque les deux sources sont allumées. La figure 106 (droite) montre une dégradation de l'angle de collection du signal à BER correct lorsque les deux sources sont allumées. La mesure de chacune des sources permet d'identifier une zone dans laquelle la superposition des deux signaux est critique pour la transmission de chacune des voies. L'écart angulaire entre les deux voies doit être d'une dizaine de degrés selon le calcul théorique. La mesure montre un écart plus important atteignant 15° et des valeurs décalées par rapport à la théorie. Ce décalage s'explique par la différence sur l'angle d'insertion des deux sources. La transmission et la réception de deux canaux vidéos HDTV a été possible dans cette configuration, avec une séparation nette des deux signaux.

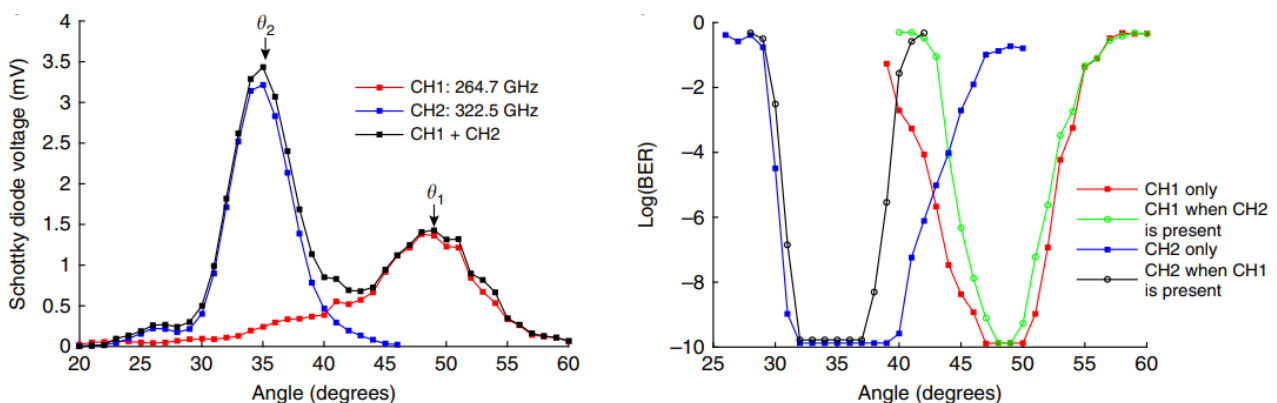


Figure 106 : Mesure de la puissance en sortie du dispositif en fonction de l'angle (gauche) et mesure du BER (droite).

Le dispositif démontre la possibilité de multiplexer et démultiplexer deux transmissions vidéos au format 1K à des fréquences respectives de 264,7 et 322,5 GHz, soit un écart de près de 60 GHz, avec une dissociation spatiale angulaire de 15°.

5.3.4.2 Signaux QPSK

Les débits atteignables par ce type de dispositif sont mesurés en utilisant une modulation QPSK à 12,5 Gbauds avec des débits de 25 Gb/s. La source utilisée est le photomélangeur à des fréquences de 280 puis 330 GHz et le récepteur un mélangeur sub-harmonique permettant la visualisation des diagrammes de constellation des signaux transmis. Le cumul des deux canaux permet d'atteindre des débits de 50 Gb/s avec un BER de 10^{-5} (cf. Fig. 107). L'augmentation des débits diminue la robustesse de la transmission. Les signaux sont dissociés spatialement et présentent un écart d'une quinzaine de degrés pour un écart de fréquence de 50 GHz. Le débit étant identique sur les deux canaux, la largeur de l'angle de réception est constante et est liée à l'angle d'ouverture de l'antenne du mélangeur sub-harmonique de réception.

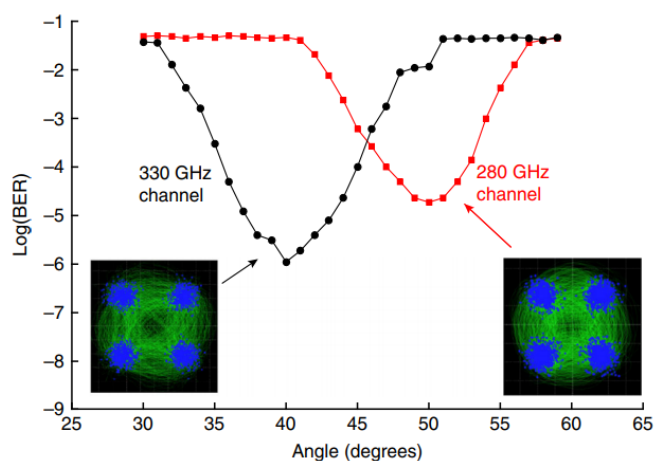


Figure 107 : Mesure de BER et diagramme de constellation à 25 Gb/s.

La transmission vidéo au format HDTV de deux canaux de données, dans le dispositif de multiplexage et démultiplexage décrit précédemment, est une application directe. Les faisceaux THz démontrent une directivité importante permettant leur dissociation. Le multiplexage et démultiplexage de deux canaux à 25 Gb/s à des fréquences autour de 300 GHz est possible en utilisant le dispositif multiplexeur-démultiplexeur décrit précédemment. Il permet d'envisager des applications de communication très haut débit pour du téléchargement rapide de données en desservant plusieurs utilisateurs.

5.4 Conclusion

Les communications aux fréquences THz se développent davantage ces dernières années avec d'importantes avancées en termes de puissance et de distance. L'ensemble des démonstrations de communications THz réalisées par la communauté scientifique permet d'enrichir le domaine, de le rendre plus accessible et participe à son développement croissant. Néanmoins, les nombreux avantages des communications dans cette gamme de fréquence s'accompagnent de quelques défis à relever, notamment la réalisation d'antennes à alignement automatique et gain élevé, l'échantillonnage des données réceptionnées et leur traitement, mais aussi l'allocation de larges bandes de fréquences au-delà de 100 GHz pour les télécommunications et la fiabilité des systèmes développés en condition réelle de liens THz. La fiabilité par le contrôle fonctionnel de systèmes de communication nécessite l'analyse de différents paramètres. L'analyse de la CCDF, un paramètre de contrôle, démontre le potentiel de cette fonction pour évaluer les capacités et limites d'un système de modulation.

Les liens THz décrits dans ce chapitre sont réalisés en salle grise sur de courtes distances. Ce type de mesure permet d'évaluer les performances des structures utilisées et d'en évaluer les limites en condition réelle de transmission de données. La puissance atteinte par les photodiodes RCE-UTC est proche de 1 mW à 300 GHz. Les diagrammes de l'œil et les puissances mesurées permettent d'envisager des mesures à portée plus importante.

Dans un contexte de lien THz, différents éléments participent à la chaîne de transmission. Les multiplexeurs / démultiplexeurs, présentés dans ce document présentent des débits de 50 Gbit/s cumulés sur les deux canaux. Ainsi, les débits supportés et transmis s'inscrivent dans le développement des systèmes de communication THz.

References

- [1] « IEEE Standard for Information technology—Telecommunications and information exchange between systems Local and metropolitan area networks—Specific requirements - Part 11: Wireless LAN Medium Access Control (MAC) and Physical Layer (PHY) Specifications », *IEEE Std 802.11-2016 (Revision of IEEE Std 802.11-2012)*, p. 1-3534, déc. 2016.
- [2] “Characterizing Digitally modulated Signals with CCDF Curves”, Application Note, Agilent Technologies Literature No.5968-6875E,2000.
- [3] 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)*, 2017, p. 1639-1641.
- [4] P. Latzel *et al.*, « Generation of mW Level in the 300-GHz Band Using Resonant-Cavity-Enhanced Unitraveling Carrier Photodiodes », *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 7, n° 6, p. 800-807, nov. 2017.
- [5] J. Ma, N. J. Karl, S. Bretin, G. Ducournau, et D. M. Mittleman, « Frequency-division multiplexer and demultiplexer for terahertz wireless links », *Nature Communications*, vol. 8, n° 1, p. 729, sept. 2017.
- [6] “Designing and Testing 3DPP-W-CDMA Base Transceiver Stations”, Application Note, Agilent Technologies Literature No-5980-1239E, 2003.
- [7] “Social Bots Distort the 2016 U.S. Presidential Election Online Discussion | Bessi | First Monday.” 2016. Accessed December 17.
- [8] “Complex and Comprehensive Method for Reliability Calculation of Structures under Fire Exposure.” 2016. Accessed December 17.
- [9] “Fire Safety Design Based on Calculations: Uncertainty Analysis and Safety Verification.” 2016. Accessed December 17.
- [10] “Wiley: Structural Design for Fire Safety - Andrew H. Buchanan.” 2016. Accessed December 17.
- [11] Holborn, P. G, P. F Nolan, and J Golt. 2004. “An Analysis of Fire Sizes, Fire Growth Rates and Times between Events Using Data from Fire Investigations.” *Fire Safety Journal* 39 (6).
- [12] “Expected Dose for the Seismic Scenario Classes in the 2008 Performance Assessment for the Proposed High-Level Radioactive Waste Repository at Yucca Mountain, Nevada.” 2016.
- [13] Vasconcelos, Sonia M. R., Martha M. Sorenson, Jacqueline Leta, Maurício C. Sant’Ana, and Pablo D. Batista. 2008. “Researchers’ Writing Competence: A Bottleneck in the Publication of Latin-American Science?” *EMBO Reports* 9 (8).
- [14] Singh, S., R. Pandey, and P. Yadav. 2015. “Effect of Windowing Functions on Clipping and Filtering Based PAPR Reduction Techniques in OFDM Systems.” In *2015 International Conference on Signal Processing and Communication (ICSC)*.
- [15] Khan, M. A., and R. K. Rao. 2014. “PAPR Reduction in OFDM Systems Using Differentially Encoded Subcarriers.” In *2014 IEEE 27th Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering (CCECE)*.
- [16] Ramavath, S., and R. S. Kshetrimayum. 2012. “Analytical Calculations of CCDF for Some Common PAPR Reduction Techniques in OFDM Systems.” In *2012 International Conference on Communications, Devices and Intelligent Systems (CODIS)*, 393–96.
- [17] S. Cherry, “Edholm’s law of bandwidth,” *IEEE Spectrum*, vol. 41, no. 7, pp. 58–60, Jul. 2004.
- [18] K. Oyamada, S. Okabe, K. Aoki, et Y. Suzuki, « Progress of Transmission Technologies for UDTV », *Proceedings of the IEEE*, vol. 101, n° 1, p. 154-168, janv. 2013.
- [19] A. M. Shah et and, « Future challenges of irsimple protocol: Efficient flow control scheme and long distance capability », in *2008 First ITU-T Kaleidoscope Academic Conference - Innovations in NGN: Future Network and Services*, 2008, p. 57-62.
- [20] T. Fickenscher, J. Holborn, et D. V. Thiel, « Underwater wireless optical communication for swimmer feedback using IrDA transceiver », *Electronics Letters*, vol. 47, n° 24, p. 1335-1336, nov. 2011.
- [21] T. Nagatsuma *et al.*, « 300-GHz-band wireless transmission at 50 Gbit/s over 100 meters », in *2016 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*, 2016, p. 1-2.
- [22] Noulas, Anastasios, Salvatore Scellato, Cecilia Mascolo, and Massimiliano Pontil. 2011. “An Empirical Study of Geographic User Activity Patterns in Foursquare.” *ICWSM 11*: 70–573.
- [23] T. Ishibashi, N. Shimizu, S. Kodama, H. Ito, T. Nagatsuma, et T. Furuta, « Uni-Traveling-Carrier Photodiodes », in *Ultrafast Electronics and Optoelectronics (1997), paper UC3*, 1997, p. UC3.
- [24] F. Pavanello, « Uni-travelling carrier photodiodes and metal mesh filters based on sub-wavelength apertures for THz applications », thesis, Lille 1, 2013.
- [25] Appleby, R., and H. B. Wallace. 2007 “Standoff Detection of Weapons and Contraband In the 100 GHz to 1 THz Region.” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 55 (11): 2944–56.
- [26] Karl, N. J., McKinney, R. W., Monnai, Y., Mendis, R. & Mittleman, D. M. Frequency-division multiplexing in the terahertz range using a leaky-wave antenna. *Nat. Photonics* 9, 717–720 (2015)

6 Conclusion générale

Conclusion générale

La thèse avait pour objectif l'étude des topologies des électrodes supérieures de photodiodes UTC en vue d'obtenir une indépendance à la polarisation optique, ainsi qu'une étude d'un module d'intégration de ces photodiodes. Cette étude a comporté une analyse théorique, numérique et expérimentale pour valider l'utilisation d'un modèle numérique de dépendance en fonction du type de topologie utilisée. Cette thèse s'inscrit dans un contexte à dominante recherche avec des applications potentielles dans le domaine industriel. Elle répond au besoin d'augmentation des débits des liens de communication sans fil liées au déploiement massif de systèmes communicants.

Les variations de performances en fonction des différentes topologies étudiées a permis d'obtenir une structure quasiment indépendante à la polarisation optique. L'utilisation de cette électrode sur les photodiodes UTC en cavité, dont les performances sont à l'état de l'art à 300 GHz, peut augmenter la stabilité de ces structures dans un contexte de communication en espace libre.

L'étude d'un module d'intégration en guide WR-3 a été réalisée afin de permettre une utilisation plus large des photodiodes UTC mais aussi de la bande de fréquence [220—320 GHz] pour la réalisation de liens de communication. Ce module a été optimisé avec une sanction à -3 dB sur l'ensemble de la bande de fréquence [220-320 GHz]. Trois modèles ont été définis avec une complexité de fabrication décroissante liée aux performances du module.

La réalisation de liens terahertz en espace libre est une preuve de concept supplémentaire de communications sur la bande de fréquence [220—320 GHz]. Le nombre croissant d'éléments développés pour une utilisation sur cette bande de fréquence est illustré par le lien terahertz utilisant une source et un récepteur adaptés à ces fréquences, mais aussi par l'utilisation d'un multiplexeur-démultiplexeur.

Perspectives

L'utilisation de la topologie supérieure de photodiode en zig-zag sur une photodiode UTC à cavité résonnante ne doit pas influencer ses performances en puissance. Cette électrode pourrait simplifier la réalisation de liens terahertz par son indépendance à la polarisation optique. Une adaptation de l'électrode pourrait être nécessaire pour conserver un effet de cavité dans la structure résonnante. L'adaptation du modèle numérique à la structure en cavité pourrait permettre une étude plus large de ces électrodes supérieures. La veille technologique sur les convertisseurs optoélectroniques prometteurs, identifiés dans le premier chapitre, peut être combinée à l'utilisation de l'électrode supérieure étudiée dans cette thèse.

La puissance maximale générée par les structures uniques est limitée par la puissance optique maximale supportée par la photodiode. Ainsi, l'utilisation de photodiodes doubles en parallèle doit permettre de doubler la puissance totale pouvant être atteinte ou la quadrupler dans le cas des structures à quatre photodiodes UTC.

Le module d'intégration étudié dans le second chapitre et sa réalisation présente de nombreux défis notamment sur la réalisation du substrat hôte, de l'usinage et de l'assemblage des différents éléments. Différents éléments critiques ont été identifiés dans le troisième chapitre.

7 Annexe

7.1 Intégration sur antenne

L'intégration sur antenne implique son report sur une lentille. Cette lentille permet d'obtenir un faisceau directif. Afin de limiter les réflexions à l'interface entre le substrat de l'antenne et la lentille, les deux matériaux doivent présenter une permittivité relative proche ou identique. Dans le cas de cette étude, les deux éléments sont en silicium. Ainsi, ce type d'intégration permet aussi de réduire les coûts de fabrication par rapport au boîtier d'intégration précédent.

Différentes antennes planaires sont reportées dans la littérature. Afin de visualiser le comportement de ces antennes à 300 ohms, elles seront simulées sans substrat. Les antennes utilisées sont les structures de type Bow-Tie, Log-périodiques et Spirales sur la bande [1—320 GHz].

7.1.1 Antennes symétriques

7.1.1.1 Antennes Bow-Tie

L'antenne Bow-Tie planaire est constituée de deux triangles métalliques (cf. Fig 108). Ce type d'antenne est simple à mettre en œuvre et présente deux principaux paramètres d'adaptation, l'angle au sommet des triangles et leur longueur. La figure 89 montre l'influence de l'angle d'ouverture et des dimensions de l'antenne sur sa fréquence de résonance. Ainsi, l'angle d'ouverture influe moins sur la première fréquence de résonance (< 10 GHz) que la dimension de la demi-antenne, jusqu'à 250 GHz. Les deuxièmes et troisièmes fréquences de résonance sont plus sensibles à cette variation d'angle de l'antenne, notamment pour les angles supérieurs à 45°. Cela s'explique par la distance variable du plan de réflexion de l'antenne par rapport à la source en fonction de l'angle d'ouverture. En effet, l'extrémité de l'antenne Bow-Tie génère une importante réflexion de l'onde électromagnétique. Dans le cas des structures à faible angle d'ouverture, une variation ne génère qu'une faible variation de la distance source-extrémité de l'antenne alors qu'elle varie davantage lorsque l'angle d'ouverture augmente.

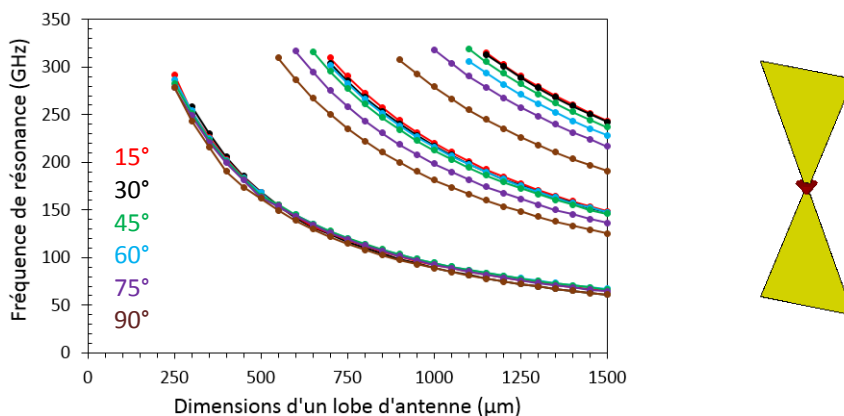


Figure 108: Fréquences de résonance de l'antenne Bow-Tie en fonction des dimensions de la demi-antenne et son angle d'ouverture.

Une variante de l'antenne Bow-Tie intègre une extrémité en demi-cercle. A la différence de l'antenne précédente, la distance source-extrémité de l'antenne est constante sur l'ensemble de la structure quelque soit l'angle d'ouverture. Néanmoins, une variation des fréquences de résonance jusqu'à 20 GHz est observée

en fonction de l'angle d'ouverture (cf. Fig. 109). Cette variation tend à diminuer sur les deuxièmes et troisièmes fréquences de résonance. Ainsi, le paramètre le plus influant correspond à la dimension de la demi-antenne (jusqu'à 270 GHz).

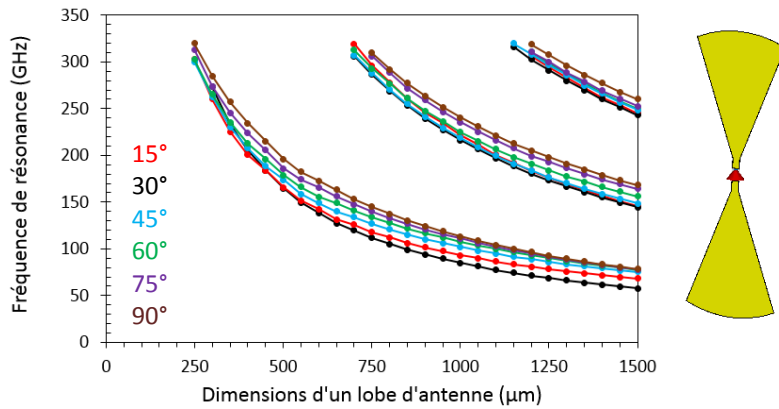


Figure 109: Fréquences de résonance de l'antenne Bow-Tie arrondie en fonction des dimensions de la demi-antenne et son angle d'ouverture.

7.1.1.2 Variantes des antennes Bow-Tie

Les antennes Bow-Tie comportent deux paramètres variables permettant de les adapter à l'impédance de la source soit environ 300 ohms. Les lobes d'antennes peuvent être formés à partir de courbes mathématiques fermées. Dans cette étude, trois courbes sont utilisées, la 2D Basin, la Cardioid et la Tear Drop.

La structure 2D Basin est issue des équations :

$$x(t) = \cos\left(t + \frac{\pi}{2}\right) \cos\left(\frac{5t}{3}\right) \quad (31)$$

$$y(t) = \cos^2\left(\frac{5t}{3}\right) \quad (32)$$

Les simulations de cette structure utilisent un paramètre, la dimension de la demi-antenne. Ces simulations mettent en évidence un nombre de fréquences de résonance plus élevé que dans le cas de l'antenne Bow-Tie à taille équivalente, soit 4 à 1500 μm contre 3 dans le cas de l'antenne Bow-Tie (cf. Fig. 110). En considérant cette antenne comme une ligne de transmission, les distances source-extrémité de l'antenne varient et permettent à la structure de présenter davantage de fréquences pour lesquelles l'antenne est adaptée.

La structure Cardioid suit les équations suivantes [3]:

$$x(t) = \frac{2\left(1 - \tan\left(\frac{t}{2}\right)^2\right)}{\left(1 + \tan\left(\frac{t}{2}\right)^2\right)^2} \quad (33)$$

$$y(t) = \frac{4 \tan\left(\frac{t}{2}\right)}{\left(1 + \tan\left(\frac{t}{2}\right)^2\right)^2} \quad (34)$$

Les fréquences de résonance des structures Cardioid présentent un comportement similaire aux antennes Bow-Tie avec une augmentation de la fréquence de résonance d'environ 50 GHz (cf. Fig. 110) à dimensions identiques.

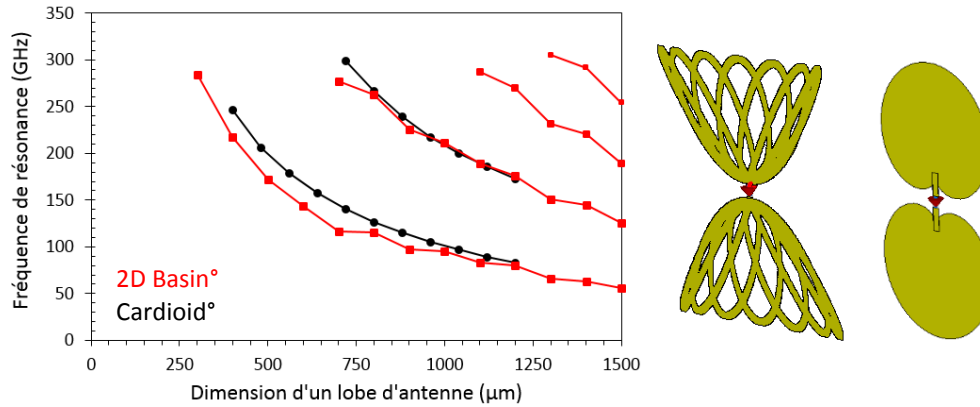


Figure 110: Fréquences de résonance des antennes 2D Basin et Cardioid en fonction des dimensions de la demi-antenne.

La troisième courbe utilisée pour la définition d'une variante des antennes Bow-Tie est la courbe Tear Drop. Celle-ci est générée à partir des équations suivantes :

$$x(t) = \cos(t) \quad (35)$$

$$y(t) = \sin(t) \sin\left(\frac{t}{2}\right)^n \quad (36)$$

Les antennes générées à partir de la courbe Tear Drop permettent une variation progressive du lobe d'antenne comme dans le cas des antennes Bow-Tie tout en augmentant la surface. Cette surface est liée au paramètre dimension de l'antenne mais aussi au paramètre n de l'équation ci-dessus. Ainsi, l'augmentation de ce paramètre n génère une diminution de la première fréquence de résonance de la structure à taille équivalente. La seconde fréquence de résonance n'est que faiblement impactée par ce paramètre (< 5 GHz) au-delà de $N=1$ (cf. Fig. 111).

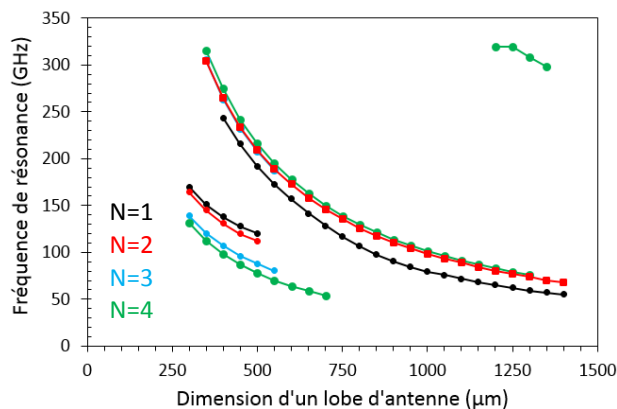


Figure 111: Fréquences de résonance des antennes Tear Drop en fonction des dimensions de la demi-antenne.

7.1.2 Antennes non-symétriques

7.1.2.1 Antennes Log-périodiques

Les antennes log-périodiques sont des structures périodiques constituées d'un triangle solide et de dents (cf. Fig. 112). L'augmentation de l'angle solide de l'antenne entraîne une réduction de la fréquence de résonance comme dans le cas de l'antenne Bow-Tie. La répétition de la structure avec une variation de dimension, correspondant à la variation du nombre de dent, permet à l'antenne log périodique de présenter plusieurs fréquences de résonance. Ainsi, une augmentation du nombre de dents génère une augmentation du nombre de fréquences de résonance sur la bande de fréquence utilisée (cf. Fig. 112).

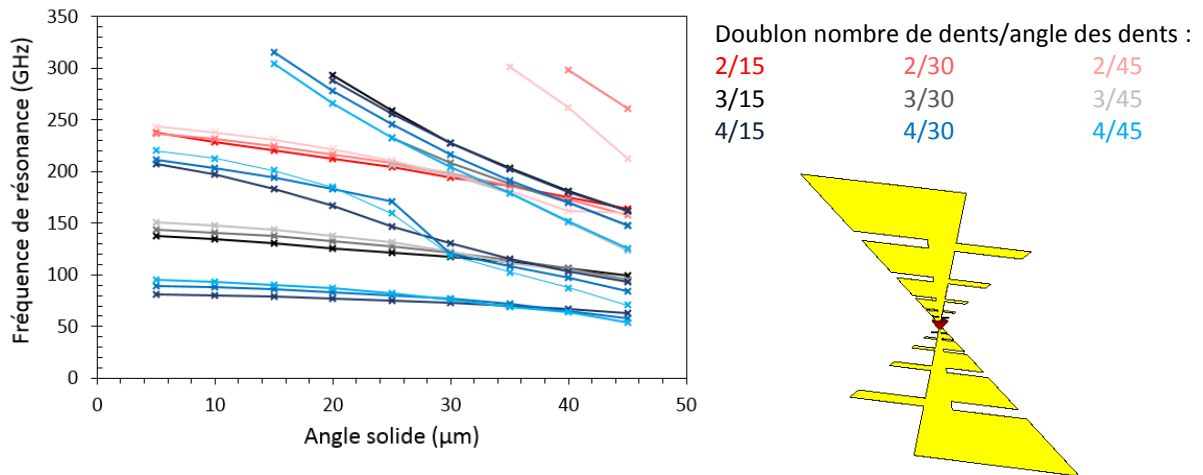


Figure 112: Fréquences de résonance des antennes log-périodiques en fonction de l'angle solide de l'antenne pour différents nombres et angles des dents.

Par analogie aux antennes Bow-Tie, les structures log-périodiques arrondies montrent un comportement similaire aux structures trapézoïdales présentées précédemment (cf. Fig. 112 et 113). Les fréquences de résonance de l'antenne arrondie sont plus faibles que celles ci-dessus. Cette différence est inférieure à 10 GHz.

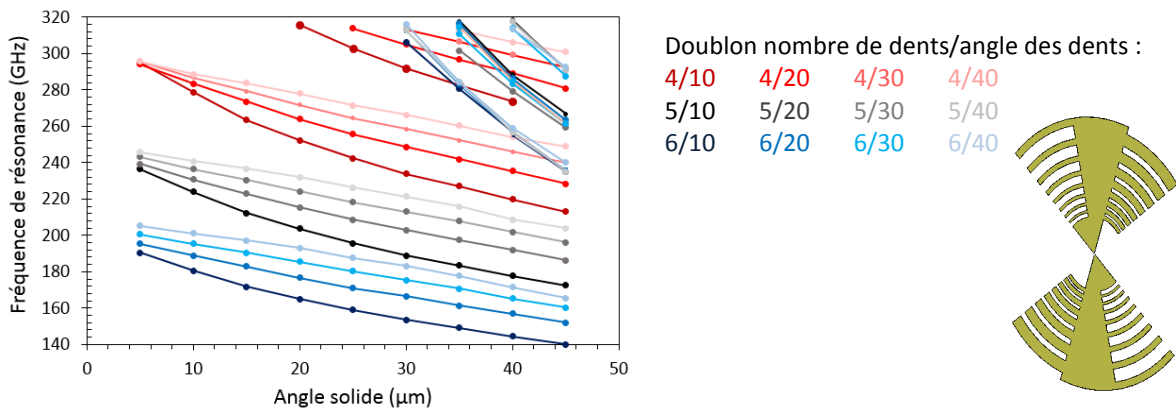


Figure 113: Fréquences de résonance des antennes log-périodiques arrondies en fonction de l'angle solide de l'antenne pour différents nombres et angles des dents.

7.1.2.2 Antennes d'Archimède

Les antennes d'archimède sont couramment utilisées pour une utilisation large bande. Cette structure est constituée de deux brins conducteurs complémentaires de largeur fixe. Le second brin présente une rotation de 180° par rapport au premier. La fréquence de coupure haute est liée à la dimension du diamètre interne de l'antenne et celle de coupure basse au diamètre externe. Dans le cas de cette étude, le diamètre interne est fixé par les dimensions des puces de photodiode UTC prévues pour un report sur antenne. Ainsi, les deux paramètres utilisés sont le diamètre externe et le nombre de tour d'un brin conducteur. Comme prévu, le diamètre externe de la structure influe directement sur la fréquence de coupure basse (cf. Fig. 114). La fréquence de coupure haute est, ici, plus élevée que la bande de fréquence visée. En conséquence, le paramètre S11 demeure inférieur à -10 dB sur l'ensemble de la bande [220–320 GHz] pour les structures supérieures à 0,7 mm de diamètre.

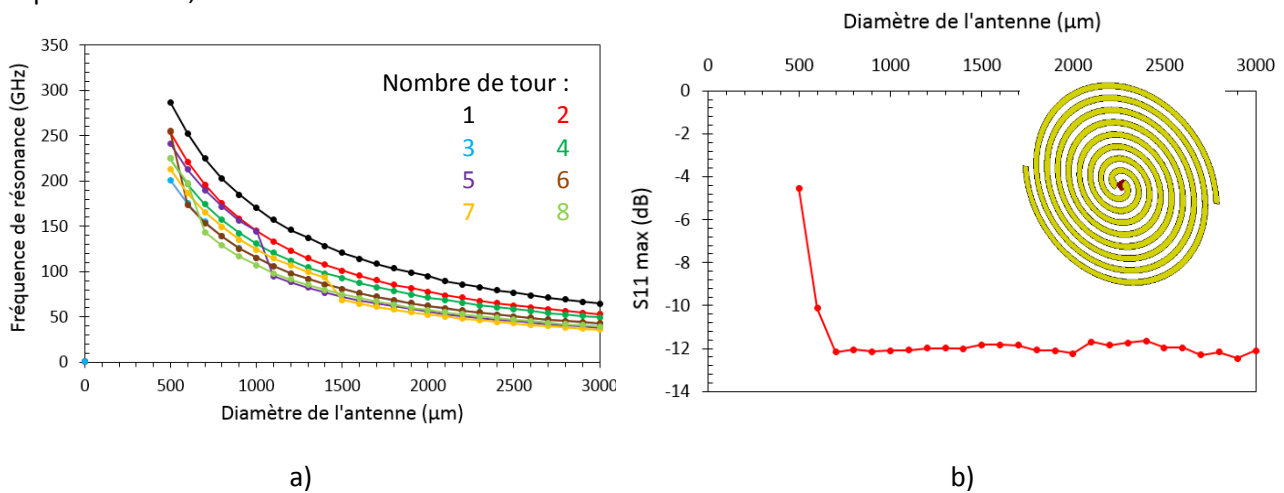


Figure 114: a) Fréquences de résonance des antennes d'archimède en fonction du diamètre de l'antenne et du nombre de tour des brins conducteurs b) S11 max (dB) sur la bande [220–320 GHz] d'une antenne d'archimède.

7.1.2.3 Antennes Spirales logarithmiques

Les antennes spirales logarithmiques correspondent à une variante de l'antenne d'archimède présentée ci-dessus. L'espacement des brins conducteurs varie en fonction de l'expansion de la structure contrairement à l'antenne d'archimède pour laquelle l'espacement est constant. Le comportement de cette antenne est similaire à celle d'archimède (cf. Fig. 115).

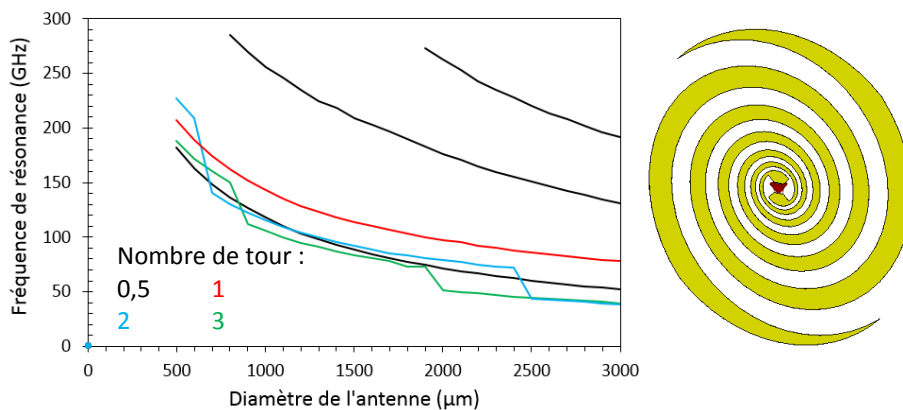


Figure 115: Fréquences de résonance des antennes spirales logarithmiques en fonction du diamètre de l'antenne et du nombre de tours des brins conducteurs

7.1.2.4 Antennes Spirales Sinueuses

Les antennes Spirales Sinueuses correspondent à la répétition d'une même structure avec un coefficient d'expansion comme c'est le cas pour les antennes log-périodiques. En effet, la répétition du même motif à différentes dimensions permet d'obtenir de multiples fréquences de résonance (cf. Fig. 116 a). La diminution de l'écart entre les fréquences de résonance (cf. Fig. 116 b) permet de diminuer globalement le S11 maximum sur une bande de fréquence donnée. Ainsi, sur la bande de fréquence [220—320 GHz], le paramètre S11 est inférieur à -10 dB pour des structures dont l'angle de l'antenne est de 40° (cf. Fig. 116 c). La figure 116 d) repertorie les fréquences de résonance obtenues dans la bande [220—320 GHz] pour un angle de 20, 30 et 40° en fonction du diamètre de l'antenne. Cette antenne est celle de cette étude dont le nombre de fréquences de résonance est le plus élevé à taille équivalente.

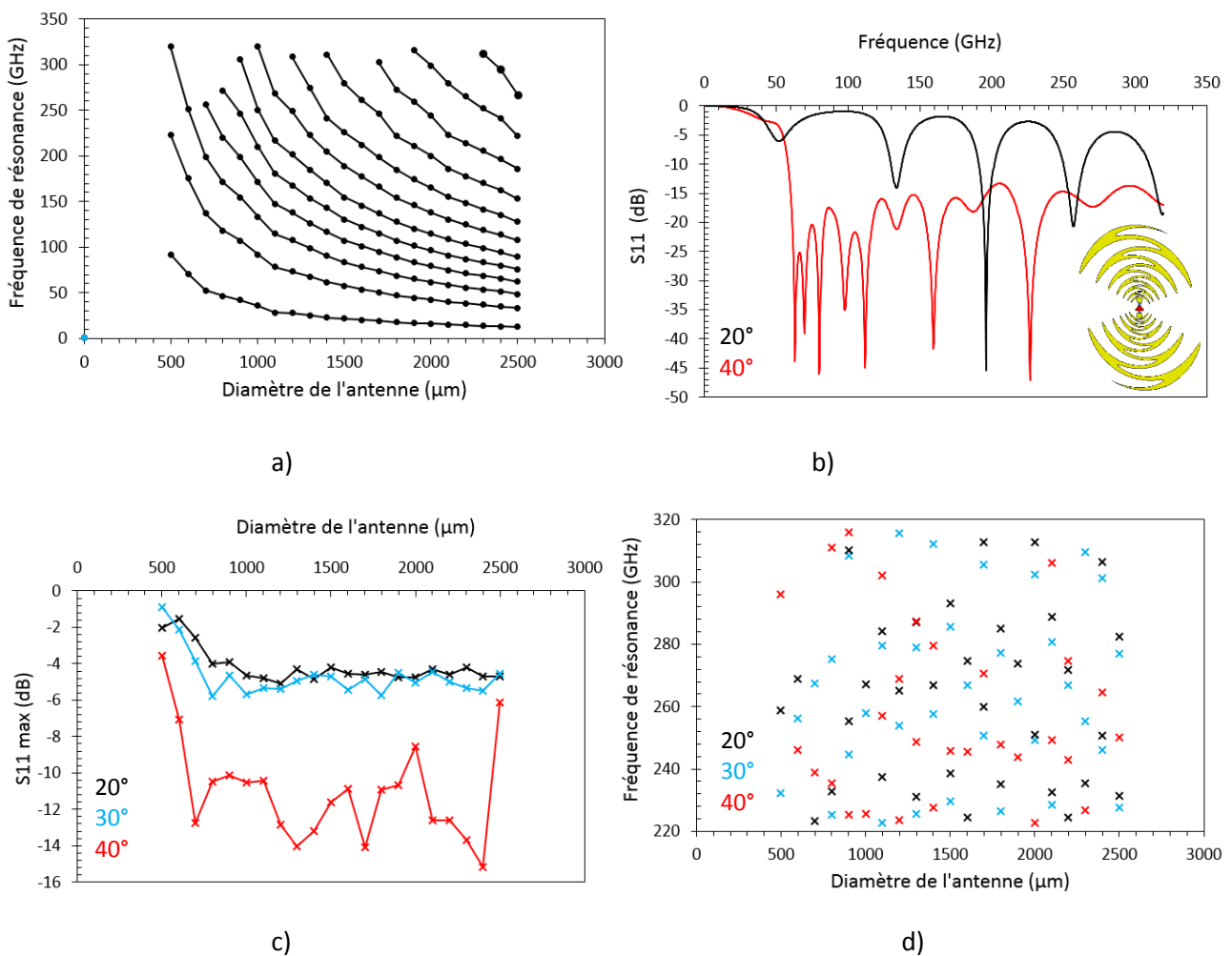
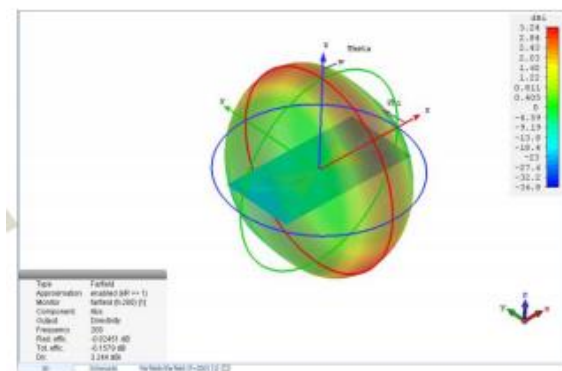


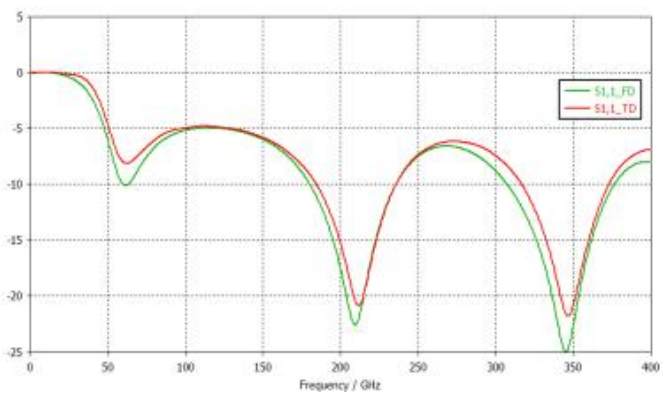
Figure 116: a) Fréquences de résonance des antennes spirales sineuses d'angle 5° en fonction du diamètre de l'antenne b) S11 (dB) sur la bande 1-320 GHz c) S11 (dB) max sur la bande [220—320 GHz] pour différents angles d) fréquences de résonance sur la bande [220—320 GHz] pour différents angles.

7.1.3 Impact du substrat et de la lentille hyperhémisphérique

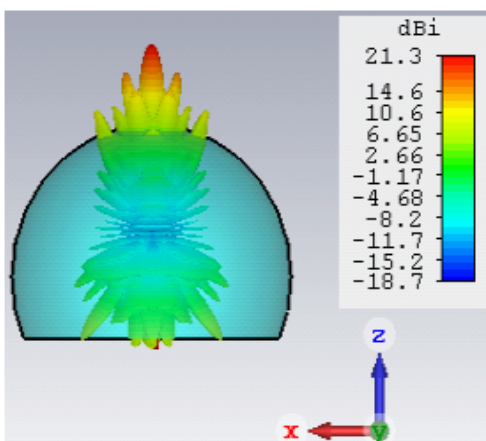
L'ajout d'un substrat en silicium modifie l'impédance de la structure. Cela s'explique par la modification de la permittivité effective relative de l'environnement de l'antenne. En conséquence les fréquences de résonance de l'antenne varient également. L'ajout de la lentille de silicium permet d'augmenter la directivité de l'émetteur. Ainsi, l'antenne sur substrat atteint un gain de 3,24 dBi (cf. Fig. 117 a) alors qu'il atteint 21,3 dBi avec l'ajout de la lentille hyper-hémisphérique (cf. Fig. 117 c). L'ajout de cet élément ne génère pas de décalage supplémentaire (cf. Fig. 117 b et d). Ainsi, il est possible d'obtenir une bande de fréquence de 100 GHz inférieure à -10 dB. Néanmoins, les multiples réflexions à l'interface lentille air témoignent de la nécessité d'une adaptation d'indice à cette interface.



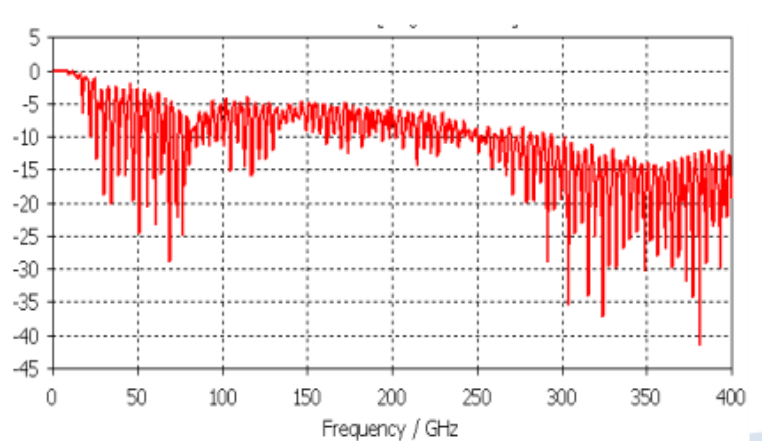
a)



d)



c)



d)

Figure 117: a) Diagramme de rayonnement d'une antenne Bow-Tie sur substrat en silicium b) Le paramètre S11 (dB) de la figure a c) Diagramme de rayonnement d'une antenne Bow-Tie sur substrat en silicium et lentille hyper-hémisphérique d) Le paramètre S11 (dB) de la figure c.

7.1.4 Impact d'une couche anti-reflet en parylène sur la lentille hyperhémisphérique

L'ajout d'une couche anti-reflet en parylène sur la lentille hyperhémisphérique permet de réaliser une adaptation entre la permittivité électrique de la lentille de silicium haute résistivité. L'amplitude de variation du S11 diminue par rapport aux paramètres S obtenus numériquement sur le design sans parylène (cf. Fig. 118).

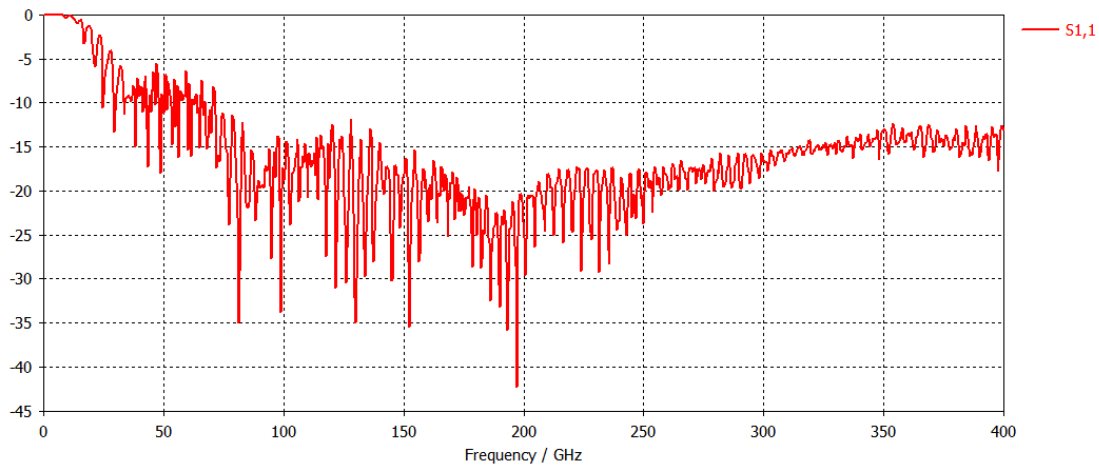


Figure 118: a) Diagramme de rayonnement d'une antenne Bow-Tie sur substrat en silicium et lentille hyperhémisphérique avec une couche anti-reflet en parylène b) Le paramètre S11 (dB) de la figure a.

Publications

J. Ma, N. J. Karl, S. Bretin, G. Ducournau, et D. M. Mittleman, « Frequency-division multiplexer and demultiplexer for terahertz wireless links », *Nature Communications*, vol. 8, n° 1, p. 729, sept. 2017.

P. Latzel *et al.*, « Generation of mW Level in the 300-GHz Band Using Resonant-Cavity-Enhanced Unitraveling Carrier Photodiodes », *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 7, n° 6, p. 800-807, nov. 2017.

Communications

S. Bretin *et al.*, « Nano-structured top contact with low optical polarization dependence for THz generation using photodiodes », in *2018 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, 2018, p. 1-2.

M. Billet *et al.*, « Resonant Cavity Enhanced InAlAs / InGaAs- Msmphotodetectors with 3 dB-cut off Frequency above 100 GHz », in *2018 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, 2018, p. 1-2.

G. Ducournau *et al.*, « Optoelectronic devices for future telecommunications in the sub-terahertz and terahertz range » in *Proceedings of 2nd URSI Atlantic Radio Science Conference, AT-RASC 2018*, Gran Canaria, Spain, may 28-june 1, 2018, 1 page.

J. Ma, N. J. Karl, S. Bretin, G. Ducournau, et D. M. Mittleman, « Demultiplexing of terahertz wireless links by a leaky-wave antenna », *7th International Conference on Optical Terahertz Science and Technology, OTST 2017*, London, UK, april 2-7, 2017, 53-53.

J. Ma, N. J. Karl, S. Bretin, G. Ducournau, et D. M. Mittleman, « A Demultiplexer for Terahertz Wireless Links », in *Conference on Lasers and Electro-Optics (2017), paper SM3J.6*, 2017, p. SM3J.6.

J. Ma, N. J. Karl, S. Bretin, G. Ducournau, et D. M. Mittleman, « Demultiplexing of terahertz wireless links using a leaky-wave antenna », in *2017 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, 2017, p. 1-2.

P. Latzel *et al.*, « High efficiency UTC photodiode for high spectral efficiency THz links », in *2017 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, 2017, p. 1-2.

P. Latzel *et al.*, « High efficiency UTC photodiode for high spectral efficiency THz links », in *2017 9th THz Days and Annual Meeting of GDR NanoTeraMIR*, Dunkerque, France, june 12-15, 2017.

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)*, Paris, France, 2017, p. 1639-1641.

P. Latzel *et al.*, « THz transmission using QAM-16 and 32 Gbit/s on 25m », in *2016 41th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, 2017, p. 1-2.

P. Latzel *et al.*, « Towards 300 GHz 100 Gbit/s THz communications », in *2016 2nd Meeting du GDR Nano-TeraMIR*, Paris, France, 2016.

S. Bretin *et al.* « Photodiode UTC utilisée en générateur de fréquence terahertz », 20^{ièmes} Journées Nationales Micro-ondes (JNM 2017), Mai 2017, Saint Malo.

S. Bretin *et al.* “ Characterization of uni-travelling carrier photodiodes ”, 15^{ièmes} *Journées Nano, Micro et Optoélectronique (JNMO 2016)*, Juin 2016, Les Issambres.

S. Bretin *et al.* “ THz communications using photonic devices ”, 15^{ièmes} *Journées Nano, Micro et Optoélectronique (JNMO 2016)*, Juin 2016, Les Issambres.

S. Bretin *et al.* “ Caractérisation de photodiodes UTC ”, 19^{ièmes} *Journées Nationales du Réseau Doctoral en Micro-Nanoélectronique (JNRDM 2016)*, Mai 2016, Toulouse. (Prix de la meilleure présentation poster).