



HAL
open science

Réalisation et caractérisation de photodiodes à transport unipolaire pour la génération d'ondes térahertz

Alexandre Beck

► **To cite this version:**

Alexandre Beck. Réalisation et caractérisation de photodiodes à transport unipolaire pour la génération d'ondes térahertz. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université des Sciences et Technologie de Lille - Lille I, 2008. Français. NNT : . tel-00366728

HAL Id: tel-00366728

<https://theses.hal.science/tel-00366728v1>

Submitted on 9 Mar 2009

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

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

N° d'ordre : 4297

Université des Sciences et Technologies de Lille
Ecole Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur

Réalisation et caractérisation de photodiodes à transport unipolaire pour la génération d'ondes térahertz

THESE

présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille le 3 décembre 2008

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université
(Spécialité Microondes et Microtechnologies)

Par Alexandre Beck

Composition du jury

<i>Président :</i>	M. Paul-Alain Rolland
<i>Directeur de thèse :</i>	M. Francis Mollot
<i>Co-directeur de thèse :</i>	M. Jean-François Lampin
<i>Rapporteur :</i>	M. Lionel Duvillaret
<i>Rapporteur :</i>	M. Roland Teissier
	M. Louis Giraudet
	M. Mohammed Zaknoue
	M. Gaël Mouret

Remerciements

Ce travail a été effectué à l'*Institut d'Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologies* dirigé par Monsieur le Professeur **Alain CAPPY** que je tiens à remercier pour m'avoir accueilli dans son laboratoire. Je remercie aussi le Centre National de la Recherche Scientifique et la Région Nord-Pas-de-Calais pour leur soutien financier.

Je suis très reconnaissant à Monsieur **Paul-Alain ROLLAND**, Professeur à l'École Polytechnique Universitaire de Lille, de m'avoir fait l'honneur de présider cette commission d'examen. Je remercie Monsieur **Roland TEISSIER**, Chargé de Recherche à l'Institut d'Électronique du Sud ainsi que Monsieur **Lionel DUVILLARET**, Professeur à l'Institut National Polytechnique de Grenoble, pour avoir accepté de juger (et de lire ces quelques pages) en tant que rapporteurs. Je remercie également Monsieur **Louis GI-RAUDET**, Professeur à l'Université de Reims Champagne-Ardennes, d'avoir accepté d'examiner ce travail.

Je tiens à adresser mes plus vifs remerciements et toute ma reconnaissance à Monsieur **Jean-François LAMPIN**, Chargé de Recherche à l'IEMN, pour m'avoir un jour incité et surtout fait découvrir les joies de la recherche. Son immense savoir, sa rigueur scientifique, sa passion mais aussi son sens de la pédagogie m'ont beaucoup apporté et ont aussi permis d'obtenir de tels résultats.

Je remercie aussi tout particulièrement Monsieur **Francis MOLLOT**, Directeur de Recherche à l'IEMN pour m'avoir accueilli dans son groupe de recherche et accepter la charge de diriger cette thèse. Je le remercie également pour avoir fait bénéficier ces travaux de son expérience et de ses judicieux conseils.

Je tiens aussi à remercier Monsieur **Mohammed ZAKNOUNE**, Chargé de Recherche à l'IEMN, pour avoir accepté de juger ce travail et surtout pour m'avoir initié à la technologie des composants et de m'avoir fait bénéficier de sa très riche expérience de la *techno*. Sans sa disponibilité, son savoir-faire et ses connaissances, ces travaux n'auraient pas amené de si bons résultats.

Je voudrais aussi remercier Monsieur **Gaël MOURET**, Maître de Conférences à l'Université du Littoral Côte d'Opale pour ses encouragements sur ce travail. Une partie des mesures présentées dans ce manuscrit ont été réalisées en collaboration avec le Laboratoire de Physico-Chimie de l'Atmosphère. Son expérience des mesures en gamme THz a été très enrichissante.

Ces travaux ont été réalisés au sein du groupe *Epiphy*. Je remercie plus particulièrement **Émilien Peytavit** pour avoir mis au point la réalisation de l'antenne cornet et ses conseils *techno*, **Guillaume Ducournau** pour la mise en place du banc de photomélanges et ses judicieux conseils, **Ludovic Desplanque** pour m'avoir initié au report de patch et aussi

Tahsin Akalin pour les nombreuses simulations et surtout pour toutes les discussions quelque'ait été leur contenu.

Je tiens à remercier **Christophe Coinon** et **Jean-Louis Codron** pour la qualité des couches épitaxiales. Je voudrais aussi remercier **Xavier Wallart**, responsable du groupe, pour son aide sur les couches antimoniées et ses conseils. Je tiens aussi à remercier tous les autres membres du groupe que j'ai pu côtoyer au cours de ces quatre années : **Catherine, Djamila, Sylvie, Dominique, Philipe et Sébastien**.

Une part importante de ces travaux a été faite dans la salle blanche de l'IEMN. Je remercie tous ceux que j'ai pu y rencontrés et qui contribuent à la bonne ambiance qui y règne. Je voudrais remercier tout particulièrement **Marc, Michel** et **François** pour les écritures au masqueur, **Pascal** pour ses conseils en lithographie, **Annie** et **André** pour les métallisations, **Christiane** et **Thomas** pour avoir réduit mon ignorance sur la chimie et sur les gravures sèches, **Christophe** pour avoir réalisé les masques et surtout pour les magnifiques vues au MEB et enfin **Didier** pour la qualité de ses microsoudures. Je tiens aussi à remercier **Elisabeth** de la centrale de caractérisation.

Une grande partie des expériences de photomélanges ont eu lieu au Laboratoire de Physico-Chimie de l'Atmosphère à Dunkerque. Je remercie toutes les personnes qui sont à l'origine de ces mesures et tout particulièrement **Francis** et **Chun**.

Je me dois aussi de remercier ceux qui m'ont supportés au quotidien dans le bureau 103 de l'IEMN : **Sébastien, Javier** et aussi tout particulièrement **Olivier** avec qui j'ai maintes fois refait le monde et **Sophie**, la « Don Quichotte » du bureau.

Enfin, je voudrais finir ces remerciements par **Emilie** qui m'a tant apporté et qui a suffisamment de courage pour me supporter.

*A ma famille, à mes parents
A Emilie*

Table des matières

Introduction	11
1 Les différentes sources de rayonnement térahertz	15
1.1 Approche électronique	17
1.1.1 Carcinotron	17
1.1.2 Oscillateur à base de transistor	18
1.1.3 Diode à effet tunnel résonnant	22
1.1.4 Multiplication de fréquence	25
1.2 Approche optique	30
1.2.1 Laser à gaz Téraherz	30
1.2.2 Laser à cascade quantique Téraherz	32
1.2.3 Génération de Téraherz par l'optique non-linéaire	35
1.3 Approche optoélectronique	40
1.3.1 Source optique pour la génération impulsionnelle par voie optoélec- tronique	41
1.3.2 Généralités sur les photodétecteurs rapides	43
1.3.3 Photoconducteurs à base de semi-conducteurs à temps de vie court	46
Bibliographie	55
2 Photodiodes rapides pour la génération d'ondes térahertz	63
2.1 Photodiodes ultrarapides pour la génération d'ondes Téraherz	65
2.1.1 La photodiode <i>p-i-n</i> : Principes et état de l'art	65
2.1.2 La photodiode à transport unipolaire	71
2.1.3 Comparaison photodiode <i>p-i-n</i> et UTC en régime de saturation . .	80
2.1.4 Les photodétecteurs distribués	82
2.1.5 Etat de l'art du photomélange THz dans des photodiodes rapides .	84
2.2 Structure épitaxiale de photodiode à transport unipolaire	87
2.2.1 L'épitaxie par jets moléculaires de semiconducteur III-V	87
2.2.2 Hétérostructures de photodiode à transport unipolaire InGaAs/InP à zone d'absorption homogène	88
2.2.3 Hétérostructures à zone d'absorption graduelle InGaAs/InP	91

2.2.4	Hétérostructures de photodiode à transport unipolaire GaAsSb/InP à zone d'absorption homogène	94
2.3	Réalisation de photodiodes à transport unipolaire	96
2.3.1	Lithographie pour photodiodes	96
2.3.2	Gravure des semi-conducteurs III-V des photodiodes	99
2.3.3	Protocole expérimental des gravures des photodiodes	104
	Bibliographie	108
3	Génération d'impulsions picosecondes par photodiode à transport uni- polaire	111
3.1	Technologie de fabrication pour mesures dans le domaine temporel	113
3.1.1	Ligne coplanaire à 2 rubans et micro-ponts à air	113
3.1.2	Guide d'ondes coplanaire et ponts à air	115
3.2	Dispositif expérimental pour mesures de photodiodes UTC dans le domaine temporel : l'échantillonnage par effet Franz-Keldysh	125
3.2.1	L'effet Franz-Keldysh	126
3.2.2	Le dispositif expérimental de caractérisation	127
3.3	Caractérisation de photodiode UTC dans le domaine temporel	132
3.3.1	Caractérisation statique – Coefficient de réponse	132
3.3.2	Caractérisation statique – Caractéristique Courant-tension	132
3.3.3	Caractérisation dynamique	133
	Bibliographie	146
4	Génération d'ondes continues térahertz par photomélangé	147
4.1	Technologie pour la réalisation de photomélangeurs à base d'UTC-PD	149
4.1.1	Antennes THz planaires et large bande	149
4.1.2	Antenne cornet TEM	156
4.2	Photomélangeurs à base d'UTC-PD	164
4.2.1	Principe théorique du photomélangé	164
4.2.2	Dispositif expérimental	166
4.2.3	Caractérisation de photomélangeurs à base d'UTC-PD	167
4.3	Fabrication de photomélangeur à base d'UTC-PD reporté sur substrat de silicium	180
4.3.1	Réalisation de patch	180
4.3.2	Report localisé de patch	182
4.3.3	Mesures de la caractéristique I(V) d'UTC-PD reportées	184
	Bibliographie	188
	Conclusion générale	191

Annexe	195
Quelques détecteurs « incohérents » de rayonnement THz	197
Bibliographie	200

Introduction

Situé entre le monde des transistors et le monde des lasers, le domaine térahertz (THz) présente un cruel manque de sources, communément appelé « Gap THz » [fig.1]. Les performances fréquentielles actuelles des transistors sont limitées par les temps de transit des porteurs ainsi que par les effets capacitifs tandis que pour les lasers actuels, il est difficile d'atteindre les longueurs d'onde sub-millimétrique et millimétrique du fait de la faible différence d'énergie des niveaux mis en jeu. Pourtant, les applications potentielles

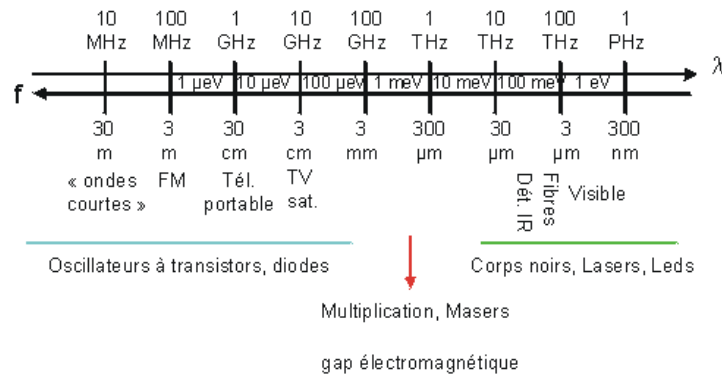


FIG. 1 – Le « Gap THz »

ne manquent pas : détection de polluants, contrôle de qualité, imagerie médicale, télécommunications à très haut débits ... À ce jour, il n'existe pas de sources accordables, compactes, efficaces, fonctionnant à température ambiante et de faible coût.

Nous nous proposons dans ce travail d'utiliser une approche optoélectronique pour la réalisation d'une source THz pouvant répondre à tout ou partie de ces critères. Dans un premier chapitre, nous présenterons un état de l'art non exhaustif de différentes sources de rayonnement THz existantes que ce soit par une approche électronique, optique ou optoélectronique.

Le second chapitre sera consacré aux photodiodes ultra-rapides pour la génération de THz par voie optoélectronique à une longueur d'onde optique de 1,55 μ m. Dans un premier temps, nous traiterons des principes physiques gouvernant la photodiode $p-i-n$ et la photodiode à transport unipolaire puis l'état de l'art de la génération de THz à l'aide de ces photodiodes sera présenté. Dans une seconde partie, nous nous intéresserons à la conception et à la réalisation de photodiodes à transport unipolaire.

Le troisième chapitre concernera la génération d'impulsions électriques picosecondes à l'aide des photodiodes réalisées. Une première partie sera consacrée à l'environnement de la photodiode et à sa connection à une structure de propagation puis, dans une deuxième partie nous présenterons la technique de mesure utilisée, l'échantillonnage électrooptique par effet Franz-Keldysh et enfin nous analyserons les résultats obtenus sur les dispositifs réalisés.

Le dernier chapitre traitera des différents aspects de la réalisation de photomélangeurs

à base de photodiodes à transport unipolaire. Tout d'abord, une brève présentation de différentes antennes planaires puis une présentation plus détaillée de l'antenne utilisée (l'antenne cornet transverse électromagnétique) et sa fabrication seront faites. Ensuite, les principes physiques sur lesquels reposent le photomélange seront abordés ainsi que le dispositif expérimental de caractérisation des photomélangeurs et les résultats obtenus. Enfin, nous présenterons une voie d'amélioration possible pour les photomélangeurs à base de photodiodes à transport unipolaire.

Chapitre 1

Les différentes sources de rayonnement térahertz

Le spectre électro-magnétique était, jusque récemment, grossièrement divisé en deux domaines : les ondes radio et micro-ondes et l'optique. La gamme de fréquence Terahertz (THz), de quelques centaines de gigahertz à quelques Terahertz, consititue la frontière entre les hyperfréquences et l'infrarouge. Pour atteindre ce domaine, on peut, envisager une première approche depuis l'électronique par une montée en fréquence de composants « traditionnels », type transistor ou par génération d'harmoniques par des dipôles, type diode Schottky. Une autre approche consiste à partir du domaine des longueurs d'onde optiques, où les lasers représentent les principales sources, pour atteindre les longueurs d'onde millimétriques et sub-millimétriques ou avoir recours à des phénomènes non-linéaires. Le but est de réaliser une source suffisamment compacte, fonctionnant à température ambiante et accordable en fréquence.

1.1 Approche électronique

La rapidité de ces dispositifs est principalement freinée par deux effets physiques : les effets capacitifs et le temps de transit des porteurs. Afin de limiter les effets capacitifs induits par les zones déplétées dans les composants, on peut soit augmenter l'épaisseur de ces zones, au détriment du temps de transit des porteurs, soit diminuer la section de ces zones, ce qui est rendu possible par les possibilités qu'offrent les technologies actuelles.

1.1.1 Carcinotron

Le carcinotron ou *Backward Wave Oscillator* ou encore *Tubes à ondes contra-propagatives* est une source de rayonnement cohérent basée sur la technologie des tubes à ondes progressives. Dans la majorité des applications, les tubes à vide ont été remplacés par des composants à base de semiconducteur. Cependant, ils sont encore utilisés pour des applications dans le domaine submillimétrique. Le carcinotron est constitué d'un tube à vide muni d'un canon à électron. Les électrons sont focalisés au moyen d'un champ magnétique le long d'une ligne périodique et progressivement décélérés jusqu'à atteindre l'anode. Une onde électromagnétique se propageant en sens inverse du faisceau d'électrons est générée et extraite du tube. L'accordabilité en fréquence du carcinotron est obtenue en faisant varier la tension d'accélération des électrons. Ce sont aussi des sources puissantes pouvant délivrer une puissance de l'ordre du Watt aux basses fréquences et de l'ordre de quelques centaines de μW jusqu'au milliwatt au delà de 1 THz. Toutefois, la puissance de sortie n'est pas identique sur la plage d'accordabilité en fréquence [fig :1.1]. De plus, ces sources ont une durée de vie limitée (≈ 500 heures), un coût relativement élevé, nécessitent un champ magnétique et présentent un certain encombrement.

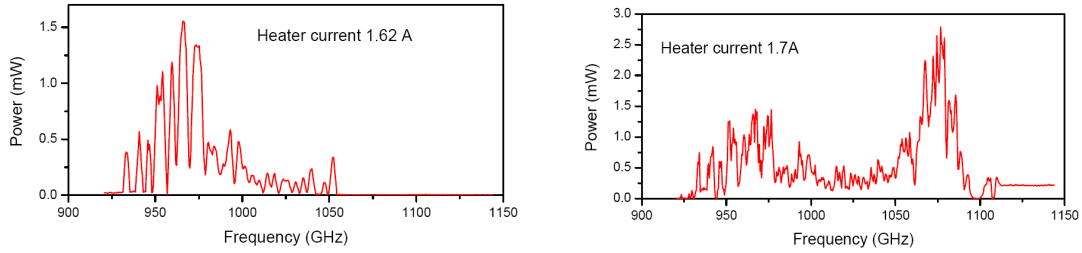


FIG. 1.1 – Puissance délivrée en fonction de la fréquence par un carcinotron commercialisé par MicroTech Instruments[1]

1.1.2 Oscillateur à base de transistor

Actuellement, la demande pour des dispositifs à semi-conducteur fonctionnant en bande millimétrique (10 GHz – 100 GHz) ne permet pas d'établir des noeuds technologiques comme pour les dispositifs de type numérique basés sur la technologie CMOS¹. Cependant, la perspective d'application commerciale grand public comme le LMDS² ou différents dispositifs d'aide à la conduite et de possibles applications au delà de 100 GHz à l'horizon 2015 nécessitent d'envisager l'utilisation de dispositifs à semi-conducteurs au delà de 100 GHz. Pour des applications dans cette gamme de fréquence, et à plus forte

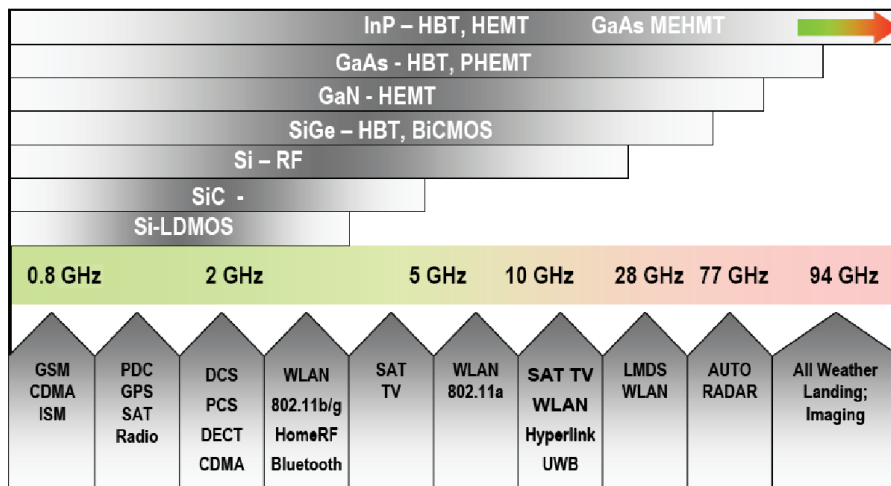


FIG. 1.2 – Applications Commerciales en gamme millimétrique et technologie dominante[2]

raison à des fréquences supérieures, deux types de transistors sont envisageables : les transistors HEMT³, basés sur une technologie III-V et les transistor HBT⁴, en technologie III-V (substrat InP) ou SiGe en technologie Silicium.

¹Complementary Metal-Oxide-Semi-conductor

²Local Multipoint Distribution Service

³High Electron Mobility Transistor

⁴Heterojunction Bipolar Transistor

Transistors

Le transistor bipolaire est le premier à avoir été découvert [3], il est composé d'une juxtaposition de deux jonctions $p-n$ tête-bêche. De ce fait, on trouve deux types de transistor bipolaire N-P-N ou P-N-P. Les transistors de type N-P-N sont les transistors bipolaires les plus utilisés pour des applications haute fréquence du fait de la meilleure mobilité des électrons. Le passage du courant principal, de l'émetteur vers le collecteur, est commandé par la tension entre la base et l'émetteur [fig. 1.3]. Le dispositif est ainsi un amplificateur de courant dans le cas d'un traitement petit signal, et en le plaçant en émetteur commun, on définit le gain en courant statique $\beta = \frac{I_c}{I_b}$. Dans le cas d'applica-

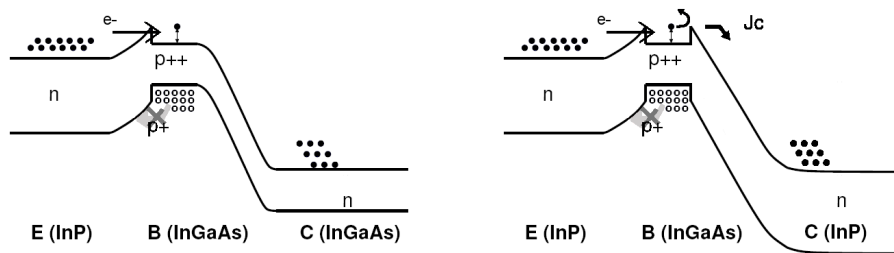


FIG. 1.3 – Diagramme de bande schématique d'un transistor bipolaire $n-p-n$ à simple hétérojonction (à gauche) et à double hétérojonction (à droite)

tions fréquentielles, les figures de mérite de ces composants sont la fréquence de transition (f_t) pour laquelle le gain en courant est égal à 1 et la fréquence maximale d'oscillation (f_{max}) au delà de laquelle le transistor n'est plus actif (gain en puissance égal à 1). Le développement de transistors bipolaires à hétérojonction (TBH) a essentiellement eu lieu dans la filière dite « III-V », grâce aux possibilités offertes par l'épitaxie, et a conduit à des couples fréquence de transition (f_t), fréquence maximale d'oscillation (f_{max}) de : $f_t/f_{max} = 710\text{GHz}/340\text{GHz}$ [4], $f_t/f_{max} = 416\text{GHz}/755\text{GHz}$ [5], $f_t/f_{max} = 765\text{GHz}/227\text{GHz}$ [6]. Cependant, depuis quelques années, le développement de TBH Si/SiGe dans la filière silicium laisse envisager leur utilisation dans des circuits fonctionnant dans la gamme millimétrique [7], [8]. Le graphe 1.4 présente l'évolution des figures de mérite des HBT en production industrielle.

Le transistor HEMT est une variante du MESFET⁵, c'est-à-dire qu'il s'agit de commander le flux de porteurs entre la source et le drain par une troisième électrode de commande appelée grille [fig. 1.5(a)]. Dans un HEMT, la couche active est composée d'une barrière Schottky, d'un espaceur et du canal [fig. 1.5(b)]. Le canal est réalisé dans un matériau à petit gap afin de bénéficier d'une meilleure mobilité des porteurs. Les impuretés présentes dans le plan de dopage sont séparées du canal par un espaceur. Son épaisseur influence la mobilité des électrons dans le canal ainsi que le nombre de charge transféré dans le canal. Les progrès de l'épitaxie ont permis de faire croître des matériaux

⁵MEtal Semiconductor Field Effect Transistor

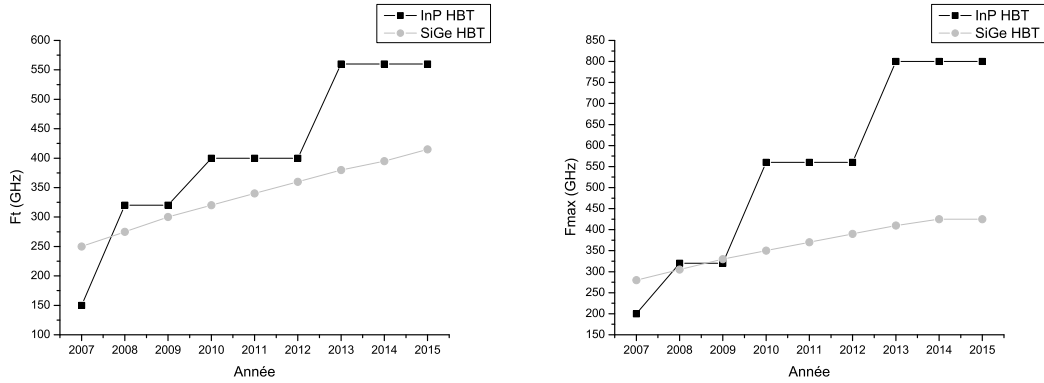


FIG. 1.4 – Projection de l'évolution des figures de mérite des HBT en production industrielle d'après l'ITRS 2007[2]

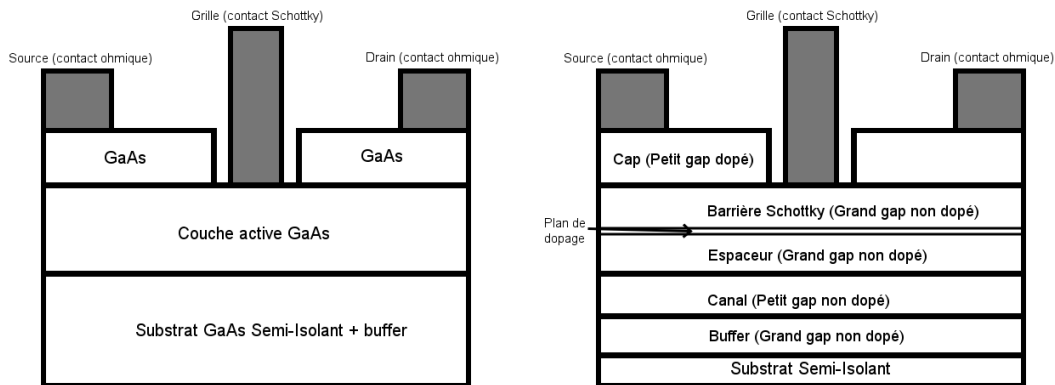


FIG. 1.5 – (a) Schéma d'un MESFET et d'un (b) HEMT

contraints sur une épaisseur inférieure à l'épaisseur critique (PHEMT⁶) ou même de s'affranchir de la limite du paramètre de maille du substrat sur lequel est réalisée la croissance épitaxiale grâce aux couches tampons métamorphiques (MHEMT⁷). Les graphes de la figure 1.6 représentent les perspectives de montée en fréquence de ce type de dispositif.

Bien que les transistors actuels présentent, généralement, des fréquences de coupure inférieures à 1 THz, ces derniers sont souvent utilisés dans des amplificateurs de puissance monolithiques (MMIC-PA) servant dans les étages d'attaque de chaînes de multiplication de fréquence [1.1.4]. Dans le cas d'amplificateurs de puissance en bande W (75–110 GHz), les transistors utilisés sont généralement des HEMT sur substrat de GaAs ou InP dont la puissance de sortie est de l'ordre de quelques centaines de milliwatt [fig.1.7]. Peu de MMIC-PA à base de DHBT sur substrat InP ont été reportés dans la littérature, les puissances de sorties sont généralement inférieures à 100 mW en bande W. Au delà de la bande W, la puissance de sortie est typiquement de quelques dizaines de milliwatts tant en technologie HEMT que bipolaire mais sur substrat InP dans les deux cas. Plus récemment, Deal *et*

⁶Pseudomorphic HEMT

⁷Metamorphic HEMT

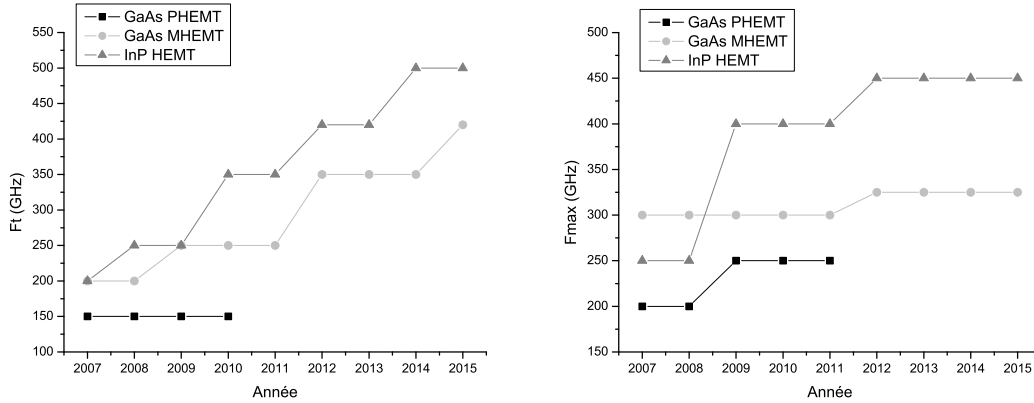


FIG. 1.6 – Evolution des figures de mérite des HEMT en production industrielle d’après l’ITRS[2]

al ont réalisé un amplificateur de puissance présentant un gain de 12 dB à 335 GHz. La puissance de sortie à la saturation mesurée est 2 mW. Cet amplificateur est composé de trois étages basés sur des transistors HEMT développés par Northrop Grumman[10].

Circuits oscillateurs

Une chaîne de transmission classique est composée d’un émetteur et d’un récepteur qui doivent être stabilisés en fréquence, ce qui est réalisé par une boucle à verrouillage de phase (Phase Locked Loop). Le circuit le plus important dans une PLL est certainement l’oscillateur contrôlé en tension (VCO⁸) qui génère un signal sinusoïdal régulé par une tension délivrée par la boucle d’asservissement de la PLL. Bien entendu, dans ce type de circuit il convient aussi de développer les composants passifs.

La majorité des oscillateurs au delà de 100 GHz fonctionnent sur la topologie « push-push » proposée par Pavio *et al* en 1985[11]. La topologie « push-push » est basée sur 2 oscillateurs non sinusoidaux parfaitement identiques fonctionnant à la fréquence f_0 mais déphasés de π [fig. 1.8]. Ces deux signaux sont ensuite additionnés et si les signaux sont identiques et correctement déphasés, on retrouve en sortie uniquement les harmoniques paires ce qui permet d’utiliser des circuits fonctionnant à plus basse fréquence que celle désirée en sortie. Cependant, ce type d’oscillateur ne présente pas une très bonne accordabilité, typiquement quelques pourcents, obtenue en faisant varier la tension aux bornes d’un varactor[12]. Le tableau 1.1 résume les différentes puissances de sortie obtenues avec des circuits de type « push-push » pour des fréquences au-delà de 100 GHz, une puissance de l’ordre du milliwatt à environ 200 GHz a été obtenue par Baeyens *et al*.

Ainsi, les oscillateurs électroniques, bien que bénéficiant de technologies bien maîtrisées et pouvant fonctionner à température ambiante, ont encore besoin de monter en fréquence et d’être accordables sur une plus grande plage de fréquence. De plus, l’ajout d’amplificateurs après l’oscillateur rend encore plus complexe la réalisation de tels dispositifs.

⁸Voltage Controlled Oscillator

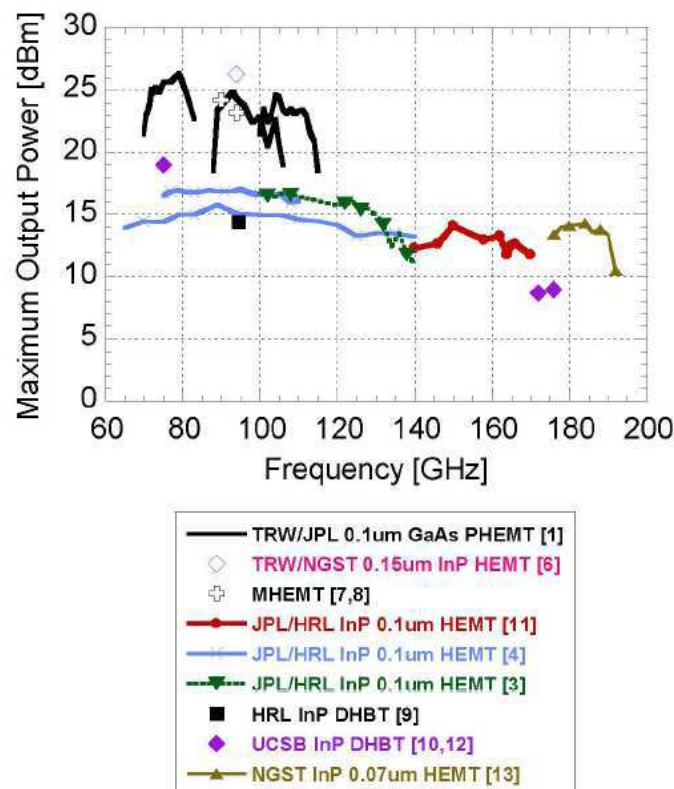


FIG. 1.7 – Etat de l'art en 2006 des MMIC-PA issus de [9]

1.1.3 Diode à effet tunnel résonnant

La diode à effet tunnel résonnant (DTR) est un dipôle présentant une résistance différentielle négative, c'est-à-dire que pour une certaine plage de tension l'intensité du courant diminue lorsque l'on augmente la tension. Elle est constituée d'un puits de potentiel et de deux barrières. L'effet de résistance différentielle négative est dû aux niveaux d'énergie quantifiés dans le puits qui permettent le passage des électrons par effet tunnel résonnant. Le principe de fonctionnement de ce composant est illustré sur la figure 1.9. L'idée est d'utiliser ce composant dans la zone de résistance différentielle négative afin d'entretenir une oscillation. La fréquence de cette oscillation est en partie fixée par les éléments capacitifs et surtout inductifs extérieurs bien que l'on puisse aussi utiliser la capacité de la diode. Un schéma équivalent petit signal d'une DTR est présenté sur la figure 1.10[14]. L'inductance L_s est ramenée par les micro-soudures, la résistance R_s correspond aux résistances d'accès, la capacité C correspond aux capacités parasites de la diode et la résistance différentielle négative est symbolisée par la résistance $-R$. En 1989, Brown *et al*[15] proposent un autre modèle équivalent (fig.1.10) qui tient compte du temps de vie des électrons dans le puits, ce temps de vie étant modélisé par une inductance. La fréquence limite des oscillations f_{max} d'une DTR est donnée par la fréquence pour laquelle la partie réelle de l'impédance équivalente de la diode est nulle, c'est-à-dire qu'elle n'entretient plus

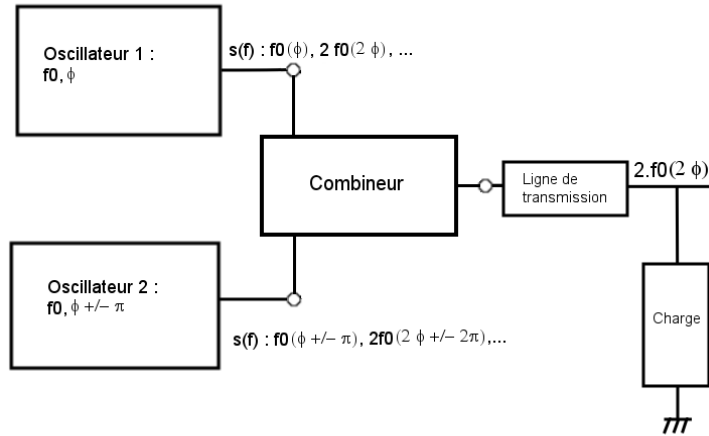


FIG. 1.8 – Schéma simplifié d'un oscillateur push-push

Technologie	f_t (GHz)	f_t (GHz)	Fréquence (GHz)	Puissance de sortie (μW)
GaAs HEMT	90	160	135	631
InP HEMT	340	>400	155	10
			213	1
CMOS	–	–	192	10
SiGe HBT	200	>200	140	631
			150	316
SiGe HBT	200	275	180	316
SiGe HBT	200	275	192	355
InP HBT	320	280	184	1000
			215	63
InP HBT	405	335	210	>1500
			235	>1250
			285	>398

TAB. 1.1 – Résultats d'oscillateurs de type push-push fonctionnant au delà de 100 GHz [13]

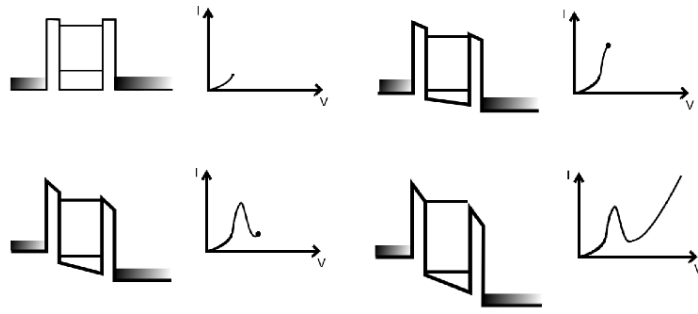


FIG. 1.9 – Principe de fonctionnement d'une DTR

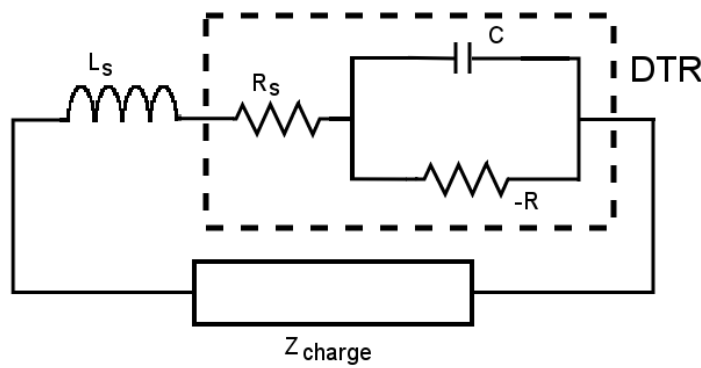


FIG. 1.10 – Schéma équivalent petit signal d'une DTR

les oscillations. Des paramètres importants pour une DTR sont la densité de courant et la tension au pic et à la vallée. En effet, ces paramètres permettent d'estimer la puissance délivrée par la diode : $P_{max} \approx \frac{3}{16}(I_{pic} - I_{vallee})(V_{pic} - V_{vallee})$ [16]. De plus une densité de courant au pic élevée permet de réduire la dimension de la diode, et donc la constante de temps RC, tout en conservant une intensité de courant correcte. Le tableau 1.2 présente différents résultats obtenus à partir de DTR, on remarque que la puissance de sortie est généralement inférieure au microwatt au delà de 500 GHz et que pour atteindre le THz, on a généralement recours aux harmoniques.

Technologie Référence	Type d'oscillation	Fréquence (GHz)	Puissance de sortie (μ W)	Densité de courant au pic (J_{pic}/J_{vallee})
InAs/AlSb [17]	Fondamentale	712	0,3	370 kA/cm ² (≈ 3)
InGaAs/AlAs[18]	Fondamentale	587	8	400 kA/cm ² (≈ 2)
InGaAs/AlAs[19]	Fondamentale	342	23	300 kA/cm ² (≈ 2)
	Harmonique 3	1,02 THz	0,6	
InGaAs/AlAs [20]	Fondamentale	327	1,9	200 kA/cm ² (≈ 3)
	Fondamentale	329	2,6	200 kA/cm ² (≈ 3)
	Fondamentale	321	5,1	
			(2 diodes couplées)	

TAB. 1.2 – Puissance de sortie et fréquence d'oscillation de DTR reportées dans la littérature

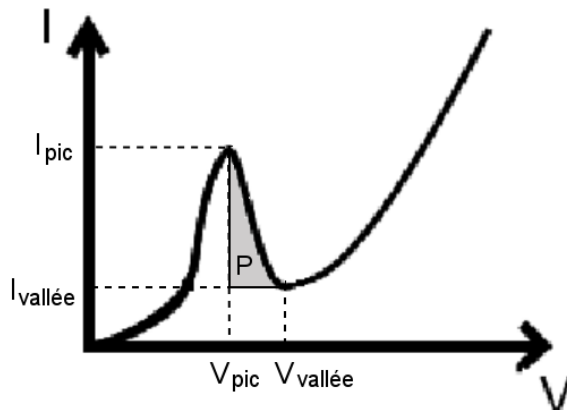


FIG. 1.11 – Estimation de la puissance délivrée par une DTR

1.1.4 Multiplication de fréquence

Les composants actifs (transistors, diodes) ne pouvant pas, pour le moment, réellement fonctionner au delà d'environ 300 GHz, une autre approche consiste à utiliser des sources à plus basses fréquences puis à multiplier, une ou plusieurs fois, cette fréquence par génération d'harmoniques afin d'obtenir un signal dans la gamme THz. La multiplication de fréquence se fait dans un composant présentant une non-linéarité. Ces dispositifs ont été parmi les premiers à être utilisés pour la génération de THz, essentiellement en vue d'applications de radioastronomie et spatiales. Aujourd'hui, le multiplicateur est attaqué par un signal de l'ordre de la centaine de milliwatts à une centaine de gigahertz [fig.1.12]. Un étage de multiplication de fréquence est généralement constitué d'un guide d'onde en entrée, un élément non-linéaire, une ligne de transmission et enfin un guide d'onde de sortie dont la fréquence de coupure est supérieure à celle du guide d'onde d'entrée [fig.1.12]. La fréquence de pompe est naturellement filtrée par la nature passe-haut du guide. Afin d'atteindre la fréquence désirée, ces étages peuvent être mis en cascade. Cependant ces dispositifs présentent aussi des inconvénients tels qu'un faible rendement, dépendant du nombre d'étage, une relative fragilité mécanique ainsi que la nécessité de devoir supporter une forte puissance pour les premiers étages, une complexité de montage [fig :1.13] et un coût relativement élevé.

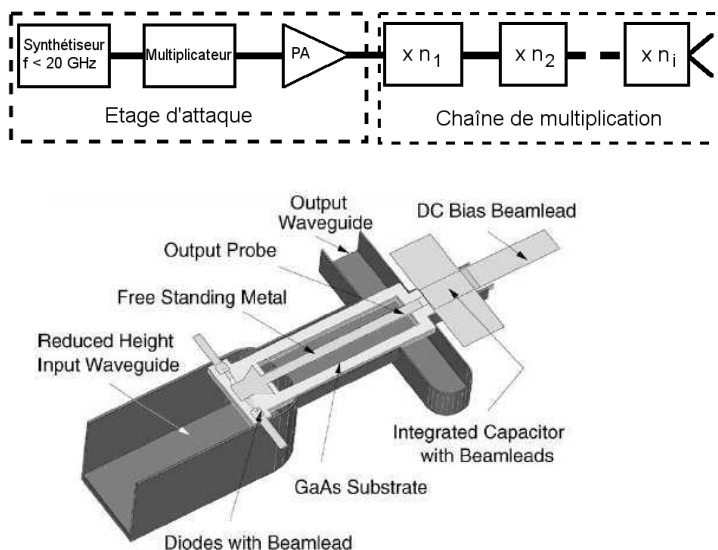


FIG. 1.12 – Schéma d'un générateur d'harmoniques et d'un doubleur de fréquence[21]

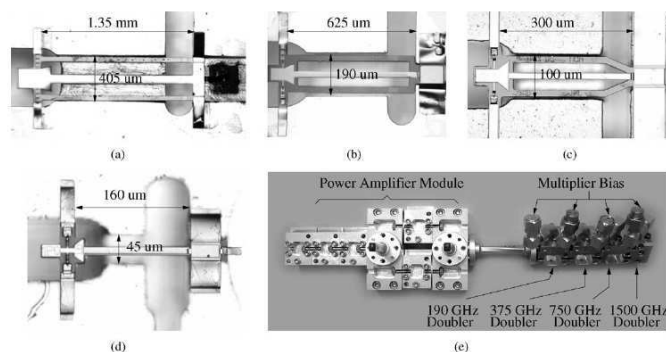


FIG. 1.13 – Photographies des différents étages d'une chaîne de multiplication de fréquence et multiplieur de fréquence mis en boîtier[21]

Eléments non-linéaires

Deux types de composants sont utilisés pour la multiplication de fréquence : la diode Schottky varactor et la diode HBV⁹. La diode Schottky est basée sur la jonction entre un semiconducteur faiblement dopé et un métal. Elle présente deux types de non-linéarité (résistive et réactive) servant à générer les harmoniques du signal de pompe. La non-linéarité résistive provient de la dépendance exponentielle du courant par rapport à la tension. Cependant, le rendement maximum d'une non-linéarité résistive est de $1/n^2$ où n est le rang de l'harmonique de sortie[22]. Ainsi, la non-linéarité réactive est plus utilisée en pratique car elle permet d'atteindre un meilleur rendement. La non-linéarité réactive de la diode Schottky est due à la variation de la zone déplétée en fonction de la tension à ses bornes. L'une des principales difficultés technologiques dans ce type de dispositifs est de réussir l'adaptation en entrée et en sortie de la diode et de « court-circuiter » les fréquences non désirées. Jusqu'aux années 1970-1980, on utilisait des contacts par des « moustaches¹⁰ » afin

⁹Heterostructure Barrier Varactor

¹⁰whiskered contact

de réduire ces résistances tout en ayant une très faible surface de jonction et donc réduire la capacité de la diode. Ces derniers ont été remplacés par des diodes planaires, qui ont été par la suite reportées sur un substrat en quartz sur lequel sont réalisés les lignes de transmission.[23]. Deux autres techniques, dite « Membrane » [fig.1.14(a)] et « Substrateless » [fig. 1.14(b)] ont été mises au point par le JPL¹¹. Elles consistent à minimiser l'épaisseur du substrat de GaAs ou à le retirer excepté aux endroits où se trouvent les diodes tout en conservant une cadre servant de support mécanique. Les avantages de cette technique résident dans les lignes de transmission qui sont alors suspendues et présentent donc moins de pertes diélectriques mais aussi métalliques du fait que les lignes doivent être plus larges pour conserver la même impédance que sur substrat [24]. Une alternative

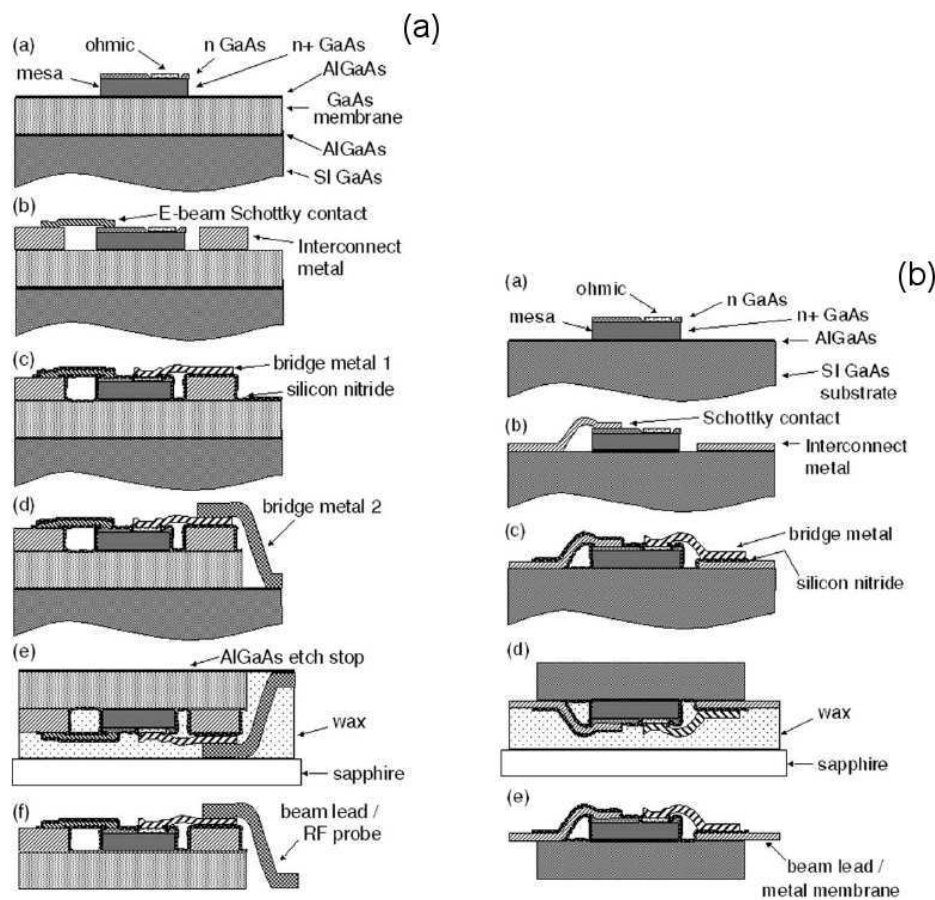


FIG. 1.14 – Etapes de réalisation d'une diode membrane (a) et substrateless (b)[21]

possible à la diode schottky varactor est la diode HBV. La diode HBV, structure proposée en 1989 par Koldberg *et al*[22] est un empilement de trois semiconducteur ayant respectivement une petite, une grande et une petite bande interdite [fig. 1.15]. Lorsque l'on applique une tension aux bornes de la structure, le matériau à grand gap agit comme une barrière créant une accumulation et une déplétion de porteurs dans les matériaux à petit gap modifiant la capacité de la structure. Cet effet est non-linéaire et est utilisé pour la multiplication de fréquence. De plus, le fait d'avoir une structure symétrique permet de ne générer que des harmoniques impairs et de diminuer le nombre de résonateurs dans le

¹¹Jet Propulsion Laboratory

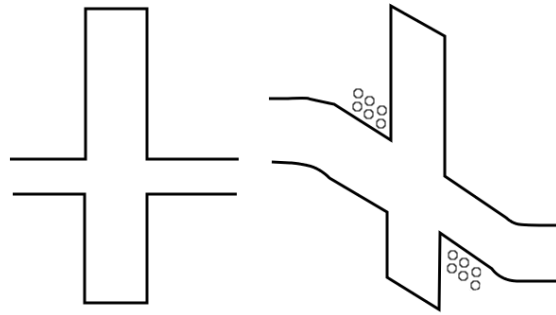


FIG. 1.15 – Diagramme de bande schématisé d'une diode HBV à l'équilibre, à gauche, et sous polarisation à droite

circuit. Afin d'augmenter la tenue en puissance de ces structures, il est possible de réaliser plusieurs barrières en série, ce qui a permis à Vukusic *et al* d'atteindre une puissance de 195 mW à 113 GHz , rendement de 15%, avec un tripleur basé sur des HBV[25].

Le tableau 1.3 présente quelques résultats récents obtenus à partir de multiplicateurs dans la bande térahertz. Malgré des puissances de sortie relativement importantes, de

Référence	Configuration	Fréquence (GHz) (Bande passante (%))	Puissance de sortie (mW)
[21]	x2x2x2x2	1496 (8)	$>10\mu W$ à $T=120^\circ K$
[26]	x2x2x2	775 (8)	1,1 (crête)
[26]	x2x2x3	1200 (6)	0,1 (crête)
[26]	x2x2x2x2	1504 (6)	0,015 (crête)
[26]	x2x3x3	1640 (4)	0,021 (crête)
[27]	x2x3x3	1657,5 (2,25) GHz	$>5\mu W$ - $21\mu W_{crête}$
	x2x3x3	1667,5 (4) GHz	$>10\mu W$ à $T=120^\circ K$ - $86\mu W_{crête}$
[27]	x2x3x3	1642,5 (5,6) GHz	$>10\mu W$ à $T=120^\circ K$ - $100\mu W_{crête}$
[28]		1,85 (3) THz	1-3 μW

TAB. 1.3 – Puissances THz générées par différents multiplicateurs de fréquence

l'ordre du microwatt au milliwatt, ces sources nécessitent une puissance de pompe de l'ordre de la centaine de milliwatt tout en présentant un faible rendement, ce qui conduit à devoir dissiper une certaine puissance. Ces chaînes ne sont généralement pas pompées par des puissances au delà de 100 mW pour des raisons de durée de vie et de fiabilité [21], ce qui limite les puissances de sortie. Toutefois, ceci est à nuancer par la montée en fréquence des amplificateurs à transistors [1.1.2]. Bien que ces sources soient accordables, la puissance obtenue en sortie varie fortement en fonction de la fréquence [fig :1.16].

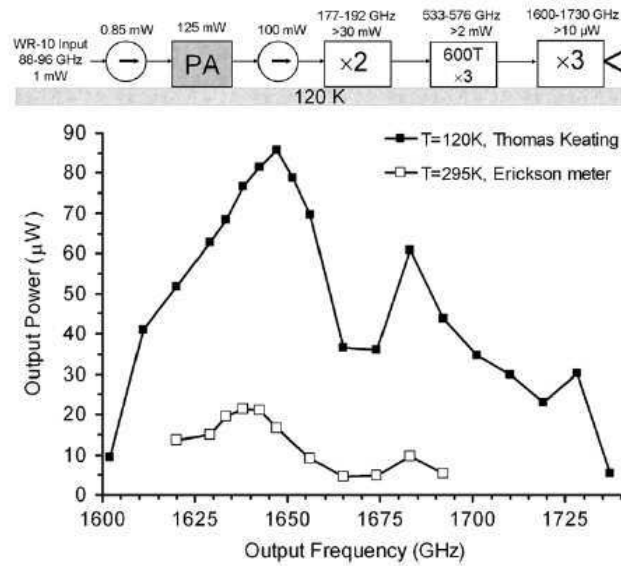


FIG. 1.16 – Variation de la puissance de sortie d'une chaîne de multiplication de fréquence sur la plage d'accordabilité en fréquence [27]

1.2 Approche optique

Une deuxième approche consiste à accroître la longueur d'onde d'émission de source « laser »¹². Ces dispositifs existent pour des longueurs d'onde du domaine infra-rouge, $700 \text{ nm} < \lambda < 1 \text{ mm}$, du domaine de la lumière visible, $380 \text{ nm} < \lambda < 700 \text{ nm}$, et ultra-violet, $10 \text{ nm} < \lambda < 380 \text{ nm}$. Avant de nous intéresser aux sources THz basées sur le rayonnement laser, nous allons brièvement rappeler le principe de fonctionnement d'une source laser.

Un laser est constitué d'un milieu amplificateur dans lequel a lieu l'émission stimulée, et d'une cavité permettant les allers-retours de l'onde lumineuse dans le milieu amplificateur [fig.1.17]. L'amplification est basée sur le phénomène d'émission stimulée, un photon

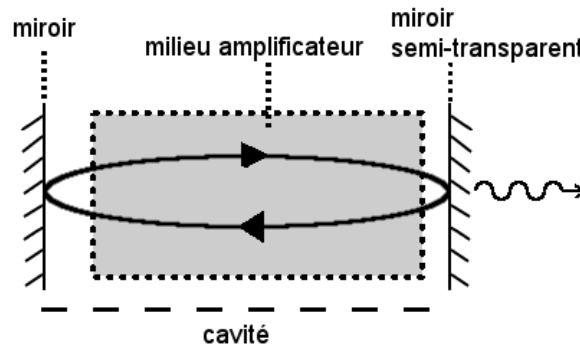


FIG. 1.17 – Représentation schématique d'un laser

incident d'énergie $h\nu = E_1 - E_0$ (écart entre deux niveaux d'énergie) vient interagir avec un électron occupant un niveau d'énergie excité qui, en revenant au niveau d'énergie fondamental, émet un photon identique en énergie, phase, direction et polarisation au photon incident. Afin que l'effet laser apparaisse, il faut que l'émission stimulée soit plus importante que l'absorption ce qui est possible lorsque l'on réalise une « inversion de population » [fig.1.18]. Cette inversion de population, qui consiste à avoir une population plus importante sur le niveau excité que sur le niveau fondamental, est réalisée par un mécanisme de pompage qui fournit de l'énergie au milieu amplificateur du laser. Il existe différents types de pompage : le pompage optique qui consiste à exciter optiquement le milieu amplificateur (ex : laser à solides), le pompage par excitation électronique (ex : laser à gaz), le pompage par passage d'un courant dans le cas d'une diode laser, etc. . .

1.2.1 Laser à gaz TéraHertz

Historiquement, les lasers à gaz THz sont les premières sources de rayonnement cohérent THz basées sur l'inversion de population. Le milieu amplificateur de ces lasers est constitué de molécules sous forme gazeuse. Dans le cas d'un milieu amplificateur composé

¹²Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

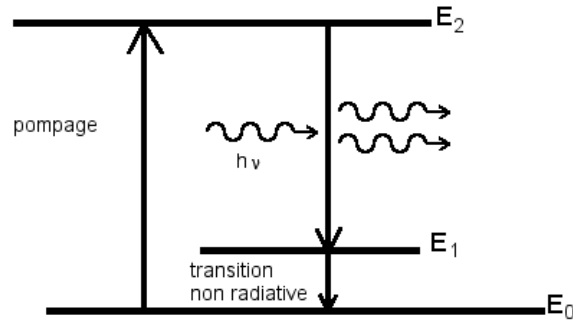


FIG. 1.18 – Illustration du fonctionnement d'un laser à 3 niveaux

Gaz	longueur d'onde (μm)	Fréquence (THz)	Mode
H ₂ O	23,3	12,9	Pulsé
H ₂ O	78,8	3,8	Pulsé
H ₂ O	115,42	2,6	Pulsé
H ₂ O	120,08	2,5	Pulsé
D ₂ O	35,090	8,55	Pulsé
D ₂ O	107,71	2,79	Pulsé
CO ₂	10,6324	28,22	CW
CO ₂	9,6211	31,18	CW
HCN	337	0,89	Pulsé
CH ₃ OH	118,8	2,53	CW
CH ₂ F ₂	184,31	1,63	CW
CH ₃ Cl	349,3	0,86	CW

TAB. 1.4 – Quelques lignes spectrales de gaz employés comme milieu amplificateur de lasers moléculaires THz

d'atomes ou d'ions monoatomiques, il ne peut y avoir que des transitions électroniques. Cependant, dans le cas de molécules de nouvelles transitions apparaissent et un rayonnement laser à de plus grandes longueurs d'onde devient possible. Par exemple, la distance séparant deux atomes d'une molécule peut varier autour de son point d'équilibre et la molécule peut ainsi vibrer. Une molécule peut aussi tourner autour de son centre de gravité et ainsi acquérir une énergie cinétique de rotation. Les niveaux caractérisant ces mécanismes sont quantifiés et les transitions entre ces niveaux roto-vibrationnels sont à l'origine des lasers à gaz THz. La première émission stimulée dans l'infrarouge lointain a été réalisée en pompant par des décharges électriques de la vapeur d'eau en 1963 par Crocker *et al.* Par la suite, d'autres lasers pompés électriquement ont été conçus en utilisant différents gaz comme milieu amplificateur. Cependant, les décharges électriques ont aussi tendance à décomposer les molécules de gaz ce qui réduit la durée de vie de ces sources ou oblige à renouveler le gaz.

Le développement des lasers CW à CO₂ a participé à l'essor des lasers moléculaires à pompage optique. En effet dans les lasers modernes, le pompage du milieu amplificateur se fait par un laser à CO₂. Les transitions mises en jeu restent similaire à celles utili-

sées dans les lasers moléculaires impulsionsnels. Le tableau 1.4 présente quelques lignes spectrales de lasers moléculaires THz. Dans son historique des lasers moléculaires pour l'infrarouge lointain [29], Dodel fait remarquer qu'un laser à méthanol a généré une puissance moyenne supérieure au watt. Ces lasers sont des sources THz puissantes et ayant une largeur spectrale très étroite, cependant elles ne sont pas accordables et restent, pour la plupart, confinées en laboratoire du fait de leur encombrement et de leur réglage qui s'avère être très délicat.

1.2.2 Laser à cascade quantique Téraherz

Le fonctionnement des diodes laser à semiconducteur est essentiellement basé sur la transition entre bandes d'énergie. La recombinaison radiative des électrons en bande de conduction et des trous en bande de valence émet un photon dont la longueur d'onde est fixée par la bande interdite du semiconducteur. L'inversion de population se fait par l'injection d'un courant dans une jonction p - n polarisée en direct. Cependant dans le cas des lasers à cascade quantique (QCL¹³), le milieu amplificateur est basé sur une ingénierie quantique rendue possible par l'épitaxie de semiconducteurs. La première réalisation d'un QCL, celui-ci fonctionnant à $\lambda = 4.3 \mu\text{m}$ ($\approx 70 \text{ THz}$) et générant 30 mW à 120 K, a été reportée par Faist *et al* en 1994 [30]. Les principales difficultés rencontrées dans le développement des QCL THz résident dans l'inversion de population avec une transition très faible en énergie (typiquement quelques meV) et dans le confinement de l'onde THz générée. Le premier QCL THz, plus difficile à concevoir, n'a été démontré qu'en 2002 par Khöler *et al*[31].

Région active d'un laser à cascade quantique THz

Comme dans tout laser, l'amplification du signal THz dans un QCL se fait par émission stimulée. Cependant, il s'agit d'une transition intersousbande qui a lieu entre deux niveaux d'énergie situés en bande de conduction (ou de valence)¹⁴. Ces deux niveaux sont des états liés d'un puits quantique obtenu en « insérant » un semiconducteur de plus petit gap entre deux couches d'un même semiconducteur de plus grand gap. L'énergie des électrons dans ce puits est alors quantifiée et déterminée en partie par la largeur du puits. Cette propriété permet une grande flexibilité quant au choix de la longueur d'onde d'émission de ce type de laser. On peut alors imaginer une succession de quelques puits et si la barrière entre deux puits est suffisamment fine alors les puits constituent un système couplé. L'ensemble des fonctions d'onde des différents puits quantiques forme des quasi-continua appelé minibandes. Ces minibandes peuvent, comme dans le cas des bandes de valence et de conduction pour les semiconducteurs, être séparées par un gap. Dans les lasers à cascade quantique, l'émission stimulée se fait en utilisant la transition entre ces

¹³Quantum Cascade Laser

¹⁴Le fait qu'un seul type de porteur est impliqué dans la transition explique que ces dispositifs soient aussi appelés « laser unipolaire ».

minibandes.

Les QCL sont généralement des lasers à trois niveaux, respectivement notés E_3 , E_2 et E_1 avec $E_3 > E_2 > E_1$ [fig.1.19]. Si l'on souhaite favoriser l'émission stimulée pour la transition $3 \rightarrow 2$, il faut que le niveau E_2 soit dépeuplé. Les principaux processus de relaxation

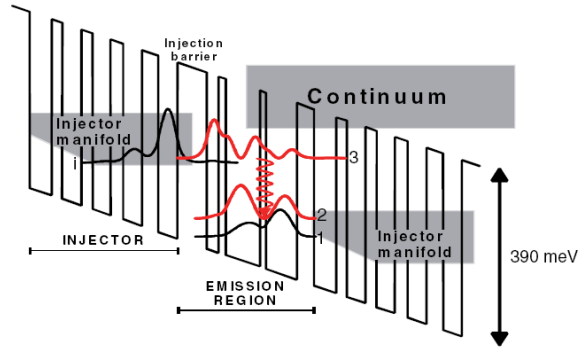


FIG. 1.19 – Diagramme schématisé de la bande de conduction de la partie active d'un QCL[32]

permettant de dépeupler le niveau 2 sont : l'émission de phonons optiques, l'émission de phonons acoustiques et les interactions électron-électron ou électron-impureté. Dans le cas des QCL THz, la transition électron-phonon optique, mécanisme généralement prédominant, n'est plus possible du fait du faible écart en énergie entre les niveaux 1 et 2. Les mécanismes de relaxation favorisant le dépeuplement du niveau 2 sont alors les interactions électron-phonon acoustique et électron-électron. Ce sont des processus très dépendants de la température des électrons qui sont une des origines de la limitation de la température de fonctionnement des QCLs THz.

Une autre propriété importante des QCLs concerne leur efficacité quantique qui peut être supérieure à 1 pour une succession de puits [32]. Afin d'assurer le transit des porteurs entre puits, on place un injecteur entre les régions actives permettant d'acheminer l'électron du niveau 1 de la première zone au niveau 3 de la seconde. En polarisant la structure, ces différents niveaux se retrouvent en coïncidence. Les électrons se propagent alors dans une succession de zone d'injection et de zone active et sont donc « recyclés », pouvant ainsi générer plus d'un photon par électron. Un injecteur est généralement dopé n afin d'alimenter en porteurs la structure lorsqu'elle est polarisée en courant. Cependant, un compromis entre pertes par porteurs libres et désalignement de la structure est nécessaire sur le dopage.

Cavité optique des QCL THz

Un autre aspect de la conception de laser concerne la cavité optique dont le but est de confiner au mieux la lumière dans la zone de gain du laser tout en minimisant les pertes optiques. Dans le cas de laser à semiconducteurs, la cavité optique la plus employée est une cavité de type Fabry-Perot. Le confinement de la lumière est réalisé par un contraste d'indice entre l'air et le semiconducteur dans les plans perpendiculaires au sub-

strat. Ce contraste est rendu possible en clivant ou en gravant le semiconducteur. En ce qui concerne le confinement vertical, plusieurs solutions sont possibles : un guidage diélectrique ou un guidage par plasmons de surface [33]. Dans le cas d'un guidage diélectrique, la région active du laser est entourée de semiconducteur de plus faible indice optique, assurant le confinement de la lumière. Cette technique est largement utilisée pour des QCL lasant dans le moyen infrarouge mais est difficilement applicable au THz. Un guide à plasmons de surface est réalisé en déposant une couche de métal sur la région active du QCL, créant une onde évanescence. La majorité du champ électrique est alors concentrée à l'interface métal/semiconducteur. En gamme THz, deux types de guide basé sur les plasmons de surface existent : le guide simple plasmon et le guide double métal, structure similaire à une ligne de transmission microruban excepté le diélectrique [fig1.20]. Dans le cas d'un guidage par plasmon de surface, le mode supporté est un mode TM qui existe à l'interface entre deux milieux présentant des permittivités de signe opposé, comme dans le cas d'un semi-conducteur et d'un métal pour des fréquences en dessous de la fréquence de plasma du métal.

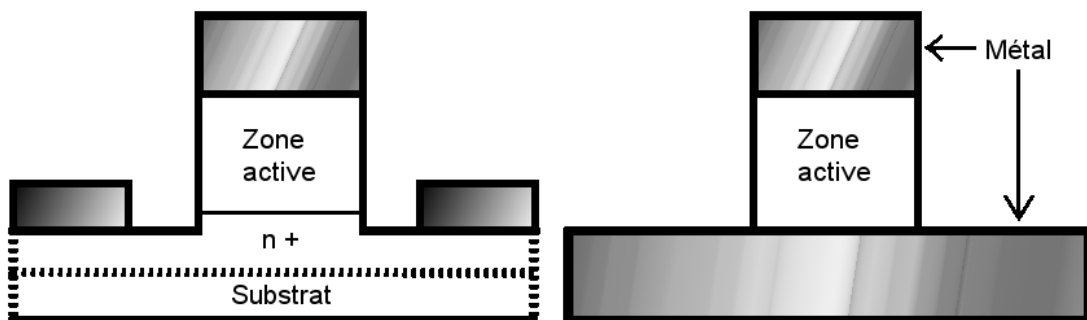


FIG. 1.20 – Guide d'ondes utilisés dans les QCL : guide Simple Plasmon (à gauche) et guide double métal (à droite)

La question de la limite basse des fréquences atteignables par les QCL n'a toujours pas trouvé de réponse. Par exemple, le fait d'appliquer un fort champ magnétique externe permet de diminuer encore les fréquences de fonctionnement. Cependant, dans cette gamme de fréquence, l'énergie de transition est de l'ordre de quelques milli-électronVolt et devient comparable aux transitions inter sous-bandes dans les zones d'injections [34]. Ces sources semblent convenir pour des fréquences supérieures à quelques THz mais la puissance et la température de fonctionnement chutent lorsque la fréquence s'approche de 1 THz. Le tableau [1.5] recense quelques valeurs de puissance obtenue par différentes équipes à « basses fréquences » de fonctionnement pour des QCL. Les principaux inconvénients de ce type de source sont leur complexité technologique, et tout particulièrement l'épitaxie de la zone active ainsi que le fait de devoir maintenir à une température cryogénique un composant devant dissiper la chaleur induite par le passage du courant. Toutefois, Belkin *et al* ont récemment reporté une puissance de 300 nW à 5 THz à température ambiante

[35]. Ces résultats ont été obtenus en utilisant un laser bifréquence à cascade quantique émettant dans le moyen infra-rouge (8,9 μm et 10,5 μm) et en ayant recours à un processus non-linéaire (génération par différence de fréquence [1.2.3]).

[Référence]	CW / Impulsionnel	Température maximale	J_{seuil} (A/cm ²)	Fréquence (THz)	Puissance
[31]	Impulsionnel	50 K	290	4,4	2 mW _{crête} (4K) 120 μW _{crête} (50K)
[34]	Impulsionnel	77 K	116	2	50 mW _{crête} (4 K)
[34]	CW	77 K	116	2	17 mW (4K)
[36]	Impulsionnel	95 K	116 (10K)	1,6–1,8	0,48 mW _{crête} (10K)
[36]	CW	75 K	116 (10K)	1,6–1,8	0,36 mW (10K)
[37]	Impulsionnel	110 K	143 (5K)	1,9	–
[37]	CW	95 K	143 (5K)	1,9	0,5 mW (5K)

TAB. 1.5 – Résultats de laser à cascade quantique obtenus par différentes équipes

1.2.3 Génération de TéraHertz par l'optique non-linéaire

Tout comme pour les sources basées sur l'électronique, il s'avère difficile de générer directement une onde dans la gamme THz par voie optique. Ainsi comme pour l'approche électronique, il est possible d'avoir recours à des phénomènes non-linéaires pour obtenir un signal THz. Dans un matériau diélectrique parfait, l'application d'un champ électrique n'engendre pas de courant du fait qu'il n'y ait pas de charges libres. Cependant un champ électrique est susceptible d'induire un déplacement local des charges électriques créant alors un ensemble de dipôles électriques, source du rayonnement THz. Le vecteur polarisation caractérisant l'ensemble des moments dipolaires du matériau est relié au champ électrique par : $\vec{P} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots \right)$, où $\chi^{(i)}$ est le tenseur de susceptibilité d'ordre i . Les différentes voies explorées pour la génération de THz présentées par la suite font appel à une non-linéarité d'ordre 2 et sont donc basées sur le $\chi^{(2)}$. Les cristaux utilisés sont donc non-centrosymétriques ($\chi^{(2)} \neq 0$). Cette propriété est présente dans les semiconducteurs III–V de type Zinc-Blende comme le phosphore de gallium (GaP) ou des matériaux II – IV – V₂ (ZnGeP₂) comme dans des oxydes comme le tantalate ou le niobate de lithium (LiTaO₃, LiNbO₃). L'amplitude de l'onde THz ainsi émise est donc proportionnelle au « carré » du champ électrique du faisceau lumineux incident ou encore à l'intensité lumineuse. Les phénomènes non-linéaires généralement utilisés pour la génération de THz sont une interaction entre 3 ondes ($\omega_1, \omega_2, \omega_3$) dans un cristal non-centrosymétrique. On peut alors distinguer plusieurs cas, nous nous intéresserons plus particulièrement aux cas où : $\omega_1 = \omega_3 - \omega_2$ avec $\omega_1/2\pi \approx \text{THz}$ et $\omega_2 < \omega_3$. Ces trois ondes ($\omega_1, \omega_2, \omega_3$) sont respectivement appelées signal (s), complémentaire ou « idler » (i) et pompe (p). Afin d'améliorer le rendement de conversion, il faut qu'il y ait conservation du vecteur d'onde. Cependant, ce rendement reste limité par les lois de Manley-Rowe.

L'accord de phase

L'accord de phase est une condition pour maximiser le rendement de tout phénomène d'optique non-linéaire. Afin que les signaux générés n'interfèrent pas de manière destructive, il faut respecter l'accord de phase donnée par la relation vectorielle :

$$\vec{k}_p = \vec{k}_i + \vec{k}_s \quad (1.1)$$

Dans le cas où les vecteurs sont colinéaires, la condition d'accord de phase vectorielle se simplifie et devient :

$$\begin{aligned} k_s &= k_p - k_i \\ \frac{n_s \omega_s}{c} &= \frac{n_p \omega_p}{c} - \frac{n_i \omega_i}{c} \\ n_s \omega_s &= n_p \omega_p - n_i \omega_i \end{aligned} \quad (1.2)$$

où n_k est l'indice de réfraction du cristal à ω_k

Pour des vecteurs d'onde colinéaires et $\omega_p \approx \omega_i = \omega_{opt}$, la condition d'accord de phase peut aussi être donnée par la relation :

$$\begin{aligned} \frac{\omega_s}{k(\omega_s)} &\approx \left(\frac{\partial \omega}{\partial k} \right)_{optique} \\ v_{\phi_s, THz} &= v_{g_{opt}} \end{aligned} \quad (1.3)$$

L'équation(1.3) est équivalente à avoir égalité entre la vitesse de phase de l'onde térahertz et la vitesse de groupe de l'onde optique [38]. On peut remarquer que pour respecter l'équation (1.2), il faut que le milieu dans lequel se propagent les trois ondes présente des indices de réfraction différents pour les trois longueurs d'onde. Cette relation est valable pour la génération par différence de fréquence colinéaire et pour l'oscillation paramétrique.

Lois de Manley-Rowe

Le rendement de ces phénomènes non-linéaires présente une limitation fondamentale basée sur les relations de Manley-Rowe. Initialement appliquées aux non-linéarités inductives et capacitives par Manley et Rowe [39], ces relations peuvent aussi s'appliquer aux non-linéarités optiques. L'idée est d'introduire le coefficient $A_i = \sqrt{\frac{n_i}{\omega_i}} E_i$. On peut montrer dans ce cas que la puissance à la pulsation ω_i et le flux de photons d'énergie $\hbar\omega_i$ s'écrivent :

$$\begin{aligned} P_{\omega_i} &= \frac{1}{2\eta_0} \omega_i |A_i|^2 \\ \Phi_{\omega_i} &= \frac{1}{2\hbar\eta_0} |A_i|^2 \end{aligned} \quad (1.4)$$

où η_0 est l'impédance du vide

Dans le cas d'ondes se propageant selon la direction z , ces coefficients respectent la relation suivante, appelée relation de Manley-Rowe :

$$\frac{\partial}{\partial z} (|A_{signal}|^2) = \frac{\partial}{\partial z} (|A_{idler}|^2) = -\frac{\partial}{\partial z} (|A_{pompe}|^2) \quad (1.5)$$

On remarque que la relation de Manley-Rowe traduit la conservation du flux de photons. Dans le cas d'une génération par différence de fréquence et pour la création d'un photon THz (signal), il y a consommation d'un photon de pompe et création d'un photon idler : le faisceau de pompe est atténué par l'interaction alors que le faisceau idler est amplifié. Dans le cas de l'oscillation paramétrique, il y a consommation d'un photon de pompe pour chaque photon THz (signal) créé et aussi création d'un photon idler.

Oscillateur paramétrique Téraherz (OPT)

Un oscillateur paramétrique Téraherz est similaire à un oscillateur paramétrique optique excepté le fait que la fréquence du photon signal est de l'ordre du THz. On remarque qu'il s'agit d'une source accordable en fréquence, les fréquences signal et idler étant fixées par les conditions d'accord de phase (eq.1.1), généralement obtenues par biréfringence, en changeant l'angle d'incidence du faisceau de pompe. Les vecteurs d'onde ne sont donc pas colinéaires. Cependant le rendement de conversion reste relativement faible. Pour obtenir un signal plus puissant, on peut placer le cristal dans lequel a lieu l'interaction non-linéaire dans une cavité optique résonnante (pour le signal ou pour le signal et l'idler). Dans ce cas, le système s'appelle un oscillateur paramétrique. Une puissance minimale de pompe est nécessaire pour que l'oscillateur fonctionne : le gain paramétrique doit être supérieur aux pertes de la cavité. Il y a donc un seuil comme dans un laser.

Un autre inconvénient de cette technique est le fort confinement du signal téraherz dans le cristal dû à l'indice du cristal généralement très élevé. Pour pallier à ce problème, un réseau de coupleurs et plus récemment un réseau de prismes en silicium ont été placés sur le cristal et ont permis d'obtenir une puissance THz moyenne de l'ordre de 9 nW[40][Tab.1.6]. Une autre approche permettant de diminuer la puissance de pompe nécessaire et de diminuer l'encombrement consiste à placer le cristal non-linéaire directement dans la cavité du laser de pompe, ce qui permet de bénéficier du fort champ régnant dans la cavité. Une puissance « téraherz » moyenne supérieure à 10 μ W a été obtenue de cette manière [41][Tab.1.6].

Génération par différence de fréquence (DFG)

Lorsque l'on superpose spatialement deux faisceaux optiques de pulsation ω_p et ω_i telles que $\omega_p - \omega_i = \omega_s \approx$ THz dans un cristal non-linéaire, on génère alors un rayonnement à la pulsation ω_s par battement de fréquence. Les différents faisceaux ne sont généralement pas colinéaires. On peut noter l'utilisation d'un cristal biréfringent, qui présente deux

indices de réfraction (ordinaire et extraordinaire) comme Zernike *et al* qui ont reporté la première observation de génération dans l'infrarouge lointain en éclairant un cristal de quartz avec 2 faisceaux dont les longueurs d'onde se situent dans l'infrarouge proche [42]. Plus récemment, Tomita *et al* ont obtenu des impulsions de $23,3 \text{ mW}_{\text{crête}}$ à 1 THz avec des faisceaux de pompe de longueur d'onde proches de $1,55 \mu\text{m}$. Le quasi-accord de phase est obtenu à l'aide de l'inversion périodique de l'orientation cristalline de cristaux de GaP [fig.1.21], [43].

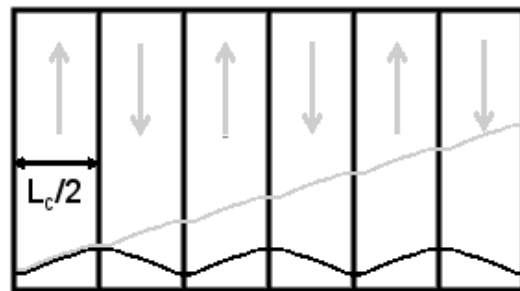


FIG. 1.21 – Illustration du quasi-accord de phase, intensité lumineuse sans retournement périodique (en noir) et avec retournement périodique (en gris)

Redressement optique

Le redressement optique consiste à générer l'« enveloppe » d'une impulsion lumineuse [fig.1.22]. Le mécanisme physique peut être vu comme la génération par différence de fréquences entre les composantes fréquentielles qui constituent l'impulsion. On peut montrer par transformée de Fourier que plus l'impulsion est courte plus le spectre du signal généré sera large. Ce phénomène a été observé pour la première fois en 1962 par Bass *et al*[44]. Le redressement peut se faire dans différents types de cristaux tels que le niobate de li-

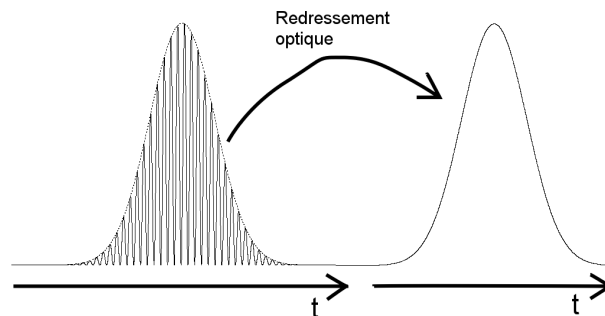


FIG. 1.22 – Illustration du redressement optique dans le domaine temporel

thium (LiNbO_3)[45], des semiconducteurs de structure zinc-blende (GaAs [46]-[47]-[48],

ZnTe[49], ...) ou encore dans des cristaux organiques comme le DAST[50].

Le tableau [1.6] présente quelques résultats obtenus en optique non-linéaire.

Processus non-linéaire [Référence]	Puissance de pompe	Taux de répétition	Fréquence (THz)	Puissance moyenne THz
TPO[51]	1,7 W	50 Hz	0,7-3	9 nW
TPO[41]	700 mW	350 Hz	1-3	>10 μ W
Redressement[45]	500 mW	1 kHz	0,3-0,5	240 μ W
Redressement[48]	2,1 W	100 MHz	1,78 ($\Delta f = 0,30$) 2,49 ($\Delta f = 0,25$)	$\approx 3,3 \mu$ W
DFG[43]	3 mW	10 Hz	1	2,33 nW

TAB. 1.6 – Résultats de génération THz par l'optique non-linéaire

1.3 Approche optoélectronique

La position du domaine térahertz dans le spectre électro-magnétique permet d'envisager différentes approches dont l'utilisation conjointe de l'électronique et de l'optique. Les principes physiques mis en jeu dans la génération d'un signal THz par voie optoélectronique sont similaires à ceux de l'optique non-linéaire. On utilise une non-linéarité pour générer l'enveloppe du signal optique, par contre, la non-linéarité provient d'un photodétecteur et non d'un matériau. En effet, dans un photodétecteur, le courant ou la tension obtenus sont proportionnels à la puissance optique incidente, elle-même proportionnelle au carré du champ électrique de l'onde optique :

$$I_{photo} \text{ ou } I_{photo} \propto P_{optique} \propto |E|^2$$

Pour générer un signal THz par voie optoélectronique, il faut décomposer la source en trois éléments : la source optique, un photodétecteur rapide et enfin une antenne pour rayonner le signal THz [fig :1.23]. Il convient alors de distinguer deux types de sources : les sources pour le régime impulsionnel et celles pour le régime continu (CW). La principale différence provient de la source optique qui sera constituée, pour un fonctionnement en régime impulsionnel d'une chaîne laser impulsionnelle femtoseconde ou de deux lasers continus émettant à des longueurs d'onde « proches » l'une de l'autre pour le CW. Le photodétecteur effectue la « conversion » optique-électrique puis le signal électrique THz généré est rayonné par une antenne qui peut être large bande ou à bande étroite.

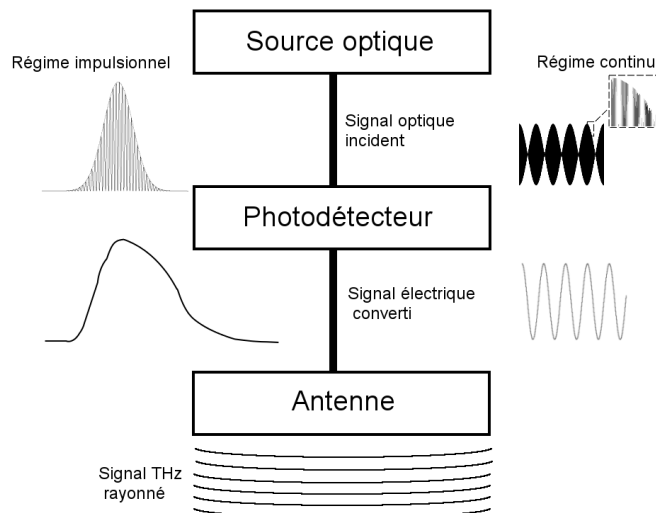


FIG. 1.23 – Vue schématique d'une source opto-électronique THz impulsionnelle, à gauche et CW à droite

Dans le cas d'un fonctionnement en régime impulsionnel, le photodétecteur génère un signal électrique qui est relié à l'enveloppe du signal optique. L'idée est similaire à celle du redressement optique, transposer le spectre de l'impulsion optique autour de la fréquence

nulle. L'enveloppe des impulsions optiques est généralement modélisée par une fonction gaussienne dont la transformée de Fourier est elle-même une fonction gaussienne. Toutefois, contrairement au redressement optique, l'impulsion sera « allongée » par le temps de réponse du photodétecteur. Ainsi, on obtient en sortie du photodétecteur une impulsion électrique ultra-courte dans le cas d'un photodétecteur rapide, dont le spectre sera étalé dans le domaine fréquentiel. Dans ce cas, les antennes utilisées se doivent d'être large bande afin de rayonner l'intégralité du spectre du signal THz.

Le fonctionnement en régime continu consiste en la génération d'un signal monochromatique dont la fréquence d'oscillation se situe dans le domaine THz. Dans le cas d'une génération par voie optoélectronique, le signal THz est obtenu par un phénomène de battement entre deux lasers dans un photodétecteur. L'idée est alors de détecter l'oscillation correspondant à la différence des fréquences, l'oscillation correspondant à la somme des fréquences est, quant à elle, trop rapide (environ 400 THz pour $\lambda_{laser} \approx 1,55\mu\text{m}$) pour être détectée. La principale limitation de cette méthode de génération est fixée par la tenue en puissance de pompe du photodétecteur. Ce phénomène, aussi appelé photomélangement, sera détaillé dans le chapitre 4. D'une manière générale, le photodétecteur devra être très rapide et capable de supporter de fortes puissances optiques (saturation, dissipation thermique,...) ce qui est souvent difficile à concilier à cause des faibles dimensions du photodétecteur.

1.3.1 Source optique pour la génération impulsionnelle par voie optoélectronique

Un laser est une source de rayonnement cohérent par émission stimulée. Il est constitué d'un milieu amplificateur et d'une cavité optique. Il faut noter que le gain du milieu amplificateur varie en fonction de la longueur d'onde et que la cavité n'autorise que certains modes (fréquences discrètes). Lorsque plusieurs modes sont susceptibles de vérifier la condition de seuil, la relation entre leurs phases est aléatoire. On peut aussi imaginer relier la phase des modes proches en fréquence de façon à ce que ceux-ci interfèrent de manière constructive pendant un bref intervalle de temps et de manière destructive à tout autre instant : on obtient alors une impulsion lumineuse par « blocage de mode ». Ce blocage de mode peut être réalisé de façon active, en plaçant un modulateur d'amplitude dans la cavité par exemple, ou de façon passive par l'emploi d'un absorbant saturable. Un absorbant saturable peut être décrit comme un interrupteur de lumière commandé par la puissance lumineuse dans la cavité. A faible puissance, la lumière sera absorbée tandis que pour des puissances élevées le coefficient d'absorption diminue et sature laissant ainsi passer la lumière. La condition de seuil ne sera alors remplie que pour des modes proches dont l'intensité lumineuse s'additionne « réalisant » de cette façon le blocage de mode [fig :1.24]. Il convient aussi de noter que plus l'impulsion sera courte, plus le gain du

milieu amplificateur devra couvrir un large spectre.

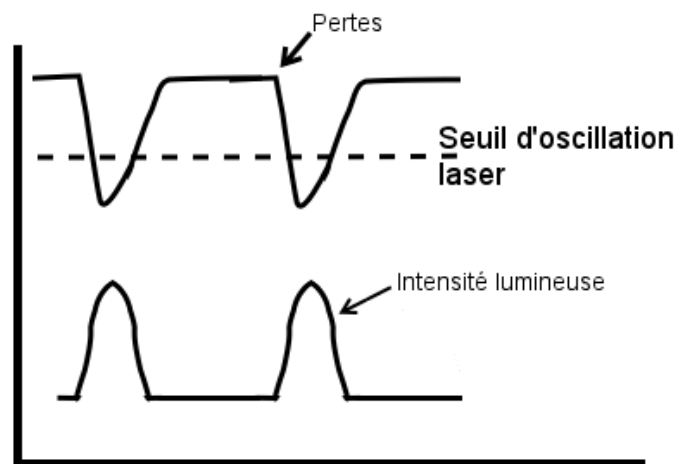


FIG. 1.24 – Description du blocage de mode passif à l'aide d'un absorbant saturable

Laser solide à saphir dopé titane

Le laser impulsionnel femtoseconde, le plus couramment utilisé dans les laboratoires de recherche, est le laser solide à saphir dopé titane (Ti :Sa). La largeur à mi-hauteur des impulsions délivrées par les lasers Ti :Sa couvre une gamme allant de quelques ps jusque moins de 10 fs et pour une énergie par impulsion d'une dizaine de pJ à quelques dizaines de nJ. De plus, il s'agit d'un laser accordable en longueur d'onde sur une plage allant d'environ 700 nm jusque 1 μm . Cependant, il nécessite un laser de pompe dont la longueur d'onde d'émission se situe dans le vert (532 nm) ce qui augmente le coût, la complexité et l'encombrement de l'ensemble de la chaîne laser car le laser de pompe est doublé en fréquence (génération de seconde harmonique) et doit lui même être pompé optiquement, en général par des diodes laser de forte puissance à 800 nm environ.

Laser solide à dopage Ytterbium

Afin de pallier à l'encombrement dû au laser de pompe, le milieu amplificateur du laser est constitué d'un matériau (YAG, verre,...) dopé à l'Ytterbium. L'Ytterbium a des niveaux d'énergie qui permettent le pompage direct par des diodes laser ($\lambda = 980 \text{ nm}$) réduisant ainsi l'encombrement mais aussi le coût. Le blocage de mode se fait généralement par un absorbant saturable à semiconducteur. Des modèles commerciaux récents fournissent une énergie de 20 à 500 nJ par impulsion pour des durées d'impulsion allant respectivement de 200 à 500 fs et émettant à une longueur d'onde de 1030 nm environ [52].

Laser à fibre dopée Erbium

Le développement des technologies fibrées a incité la mise au point de laser à fibre femtoseconde. L'introduction d'ions terres rares Er^{3+} et d'un signal optique de pompe à 980 nm dans une fibre optique permet d'obtenir une émission stimulée à 1,55 μm dans la fibre. On peut donc envisager d'utiliser cet amplificateur à fibre dopée comme milieu actif d'un laser. Afin d'obtenir un laser impulsionnel femtoseconde, on peut placer un absorbant saturable à semiconducteur, composé d'un multi-puits quantiques et d'un miroir de Bragg [53], dans la cavité laser [fig.1.25] Un modèle commercial de la société Calmar Optcom

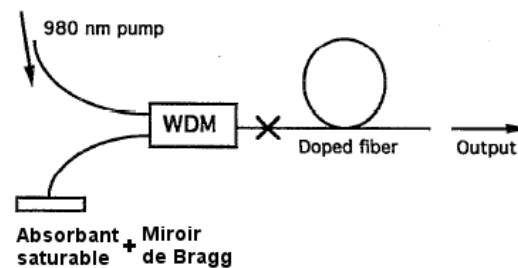


FIG. 1.25 – Vue schématique d'un laser femtoseconde à fibre dopée Erbium [53]. La cavité laser est délimitée par le miroir de Bragg et par le clivage de la fibre en sortie de la cavité

fournit typiquement de quelques dizaines à une centaine de nJ par impulsion. La largeur à mi-hauteur des impulsions générées est de quelques centaines de femtoseconde pour un rayonnement à une longueur d'onde d'environ 1550 nm [54].

1.3.2 Généralités sur les photodétecteurs rapides

La photodétection dans les semiconducteurs est basée sur trois étapes : la génération de porteurs libres par absorption d'un flux de photons incident, le transport de ces porteurs photogénérés et l'interaction du signal électrique induit avec le « circuit ». Lorsqu'un semiconducteur est soumis à un flux lumineux dont l'énergie des photons est supérieure à son énergie de bande interdite (E_g) (eq.1.6), des paires électrons-trous sont générées par transition interbande [fig.1.27].

$$E_g = h\nu = \frac{hc}{\lambda_c} \quad (1.6)$$

L'absorption de la lumière est particulièrement intense lorsque le minimum de la bande de conduction se situe au même vecteur d'onde que le maximum de la bande de valence (gap direct). Afin de quantifier cette propriété d'absorption de la lumière, on introduit le coefficient d'absorption optique du semiconducteur (exprimé en m^{-1} ou en cm^{-1}). Celui-ci peut être déterminé par l'expérience décrite à la figure 1.26. Une tranche de semiconducteur de surface S et d'épaisseur Δz reçoit un photon d'énergie $\hbar\omega$. Le rapport entre l'énergie absorbée pendant une durée Δt dans le volume $S \times \Delta z$ et l'énergie qui a

traversé la surface est égale à $\alpha(\hbar\omega)\Delta z$ soit encore [55] :

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{\text{puissance absorbée par unité de volume}}{\text{puissance incidente par unité de surface}}$$

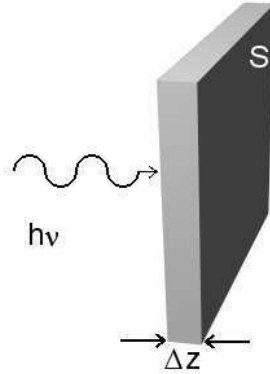


FIG. 1.26 – Principe du calcul du coefficient d'absorption α

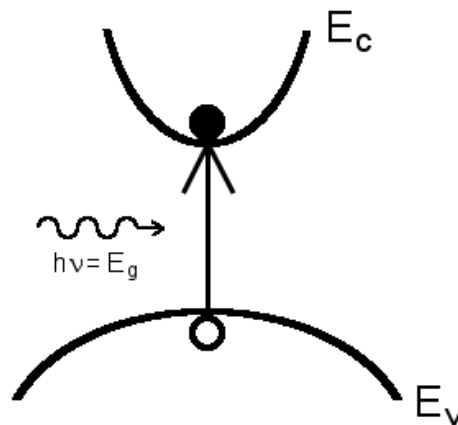


FIG. 1.27 – Illustration de la photogénération de porteurs libres dans un semiconducteur à gap direct

Dans le cas des photodétecteurs, la conversion « photons–paires électrons-trous » est quantifiée par 2 grandeurs qui sont le rendement quantique et le coefficient de réponse. Par la suite, on se limitera à une approche unidimensionnelle le long de l'axe de propagation du faisceau lumineux (Oz) et l'éclairement sera supposé uniforme. Considérons un semiconducteur illuminé par un flux de photons d'énergie $h\nu > E_g$ comme présenté à la figure 1.28. Dans le semiconducteur, l'évolution du flux de photons (Φ_0 en $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ à la surface du semiconducteur) est exponentiellement décroissante (eq.1.7) et dépend de α .

$$\Phi(z) = \Phi_0 \exp(-\alpha z) \quad (1.7)$$

A noter que si l'on tient compte du coefficient de réflexion R de l'interface air/semiconducteur, il faut multiplier le flux par le coefficient $1 - R \approx 0,7$ pour la plupart des

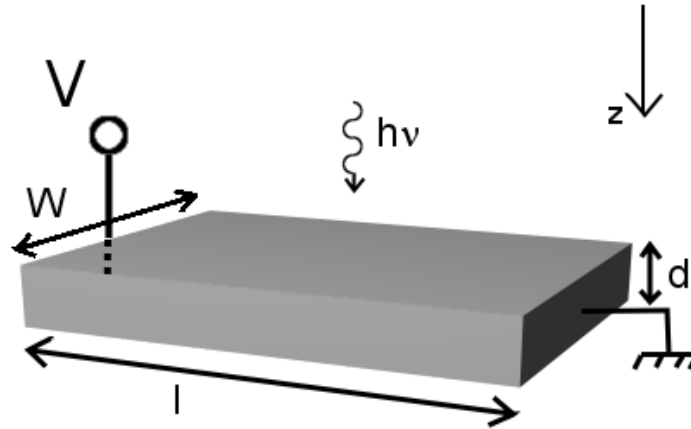


FIG. 1.28 – Vue schématique du photodétecteur

semiconducteurs III-V. L'absorption du flux de photons par le semiconducteur va donner lieu à la création de paires électron-trou avec le taux de génération en $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ suivant (eq :1.8)

$$G(z) = \alpha\Phi_0 \exp(-\alpha z) \quad (1.8)$$

Pour ces porteurs photogénérés, deux possibilités sont envisageables : soit ils se recombinent dans le semiconducteur, soit ils sont expulsés du photodétecteur (les mécanismes diffèrent selon le type de photodétecteur) et participent à un courant dans le circuit extérieur afin de rétablir la neutralité électrique du semiconducteur. On peut alors définir le rendement quantique η comme étant le rapport du nombre d'électrons collectés sur le nombre de photons incidents (eq.1.9). Cependant, on caractérise plus communément un photodétecteur par son coefficient de réponse S (en A/W). Ces deux grandeurs sont liées entre elles :

$$\eta = \frac{\frac{I_{ph}}{e}}{\frac{P_{opt}}{h\nu}} = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} \times \frac{h\nu}{e} = S \times \frac{h\nu}{e} \quad (1.9)$$

avec $h = 6,62.10^{-34}$ J.s, la constante de Planck et $e = 1,6.10^{-19}$ C la charge élémentaire.

A $1,55 \mu\text{m}$, un photodétecteur de rendement quantique unité a un coefficient de réponse de $1,25 \text{ A/W}$.

La rapidité d'un photodétecteur est déterminée par deux contributions. La première dépend des mécanismes physiques mis en jeu dans le photodétecteur (temps de transit ou temps de vie des porteurs selon le type de photodétecteur). La seconde provient des aspects capacitifs du photodétecteur et peut être approximé comme étant le produit de la charge équivalente au circuit connecté au photodétecteur par la capacité de ce dernier.

Dans la suite, on s'intéressera à deux types de photodétecteurs particuliers : les photoconducteurs, aussi appelés photocommutateurs dans le cas d'un fonctionnement en régime

impulsionnel et les photodiodes, $p-i-n$ et à transport unipolaire (UTC-PD¹⁵) qui seront abordées dans le chapitre suivant. Le principe de fonctionnement d'un photoconducteur est basé sur la modification de la conductivité du semiconducteur lorsque celui-ci est soumis à un éclairage. En d'autres termes, il peut être assimilé à une résistance variant sous éclairage. A l'inverse, une photodiode utilise une jonction $p-n$ ou Schottky pour expulser les porteurs photogénérés. Ainsi, contrairement à un photoconducteur, on peut avoir un photocourant non-nul en l'absence de polarisation extérieure.

1.3.3 Photoconducteurs à base de semi-conducteurs à temps de vie court

Les photocommutateurs sont des dispositifs intéressants pour la génération d'impulsions électromagnétiques ultra-rapides comme pour la génération de signaux THz CW. Un photocommutateur consiste en deux contacts ohmiques déposés à la surface d'un matériau semi-conducteur. Les paires électrons-trous générées sont alors évacuées par application d'un champ électrique entre les deux électrodes. Lorsque le photoconducteur est éclairé, il y a génération d'électrons et de trous de densités respectivement notées : $\Delta n = n - n_0$ pour les électrons et $\Delta p = p - p_0$ pour les trous (n_0 et p_0 sont les concentrations d'électrons et de trous à l'équilibre) [eq :1.8]. Les équations de continuité (eq.1.10) décrivent la cinétique de ces processus.

$$\begin{aligned}\frac{\partial n}{\partial t} &= G(z) - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial z} J_n \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= G(z) - \frac{\Delta p}{\tau_p} - \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial z} J_p\end{aligned}\tag{1.10}$$

où τ_n, τ_p représentent respectivement le temps de vie des électrons et des trous et où les densités de courant J_n et J_p sont données par les équations 1.11.

$$\begin{aligned}\frac{J_n}{e} &= D_n \frac{\partial n}{\partial z} + n \mu_n E \\ \frac{J_p}{e} &= -D_p \frac{\partial p}{\partial z} + p \mu_p E\end{aligned}\tag{1.11}$$

où μ et D sont la mobilité et le coefficient de diffusion des deux types de porteurs avec $\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}$. Dans le cas des semiconducteurs III-V, on remarque que $\mu_n \gg \mu_p$ et $D_n \gg D_p$. Nous allons donc nous intéresser au sort des électrons.

Aspect statique : Gain de photoconduction En régime permanent, et en supposant qu'aucun champ électrique n'est appliqué, on obtient la densité surfacique d'électrons en

¹⁵Uni-Travelling-Carrier Photodiode

intégrant l'équation 1.10 sur l'épaisseur d de la couche de semiconducteur.

$$\Delta n_t = \Phi_0 \tau_n (1 - \exp(-\alpha d)) \quad (1.12)$$

Sous l'influence d'une tension de polarisation ($V_b = E \times l$) entre 0 et l , on a alors un photocourant. Ce photocourant est alors donné par la relation suivante :

$$I_{ph} = e \Delta n_t \mu_n E W = e (1 - \exp(-\alpha d)) \Phi_0 \tau_n \mu_n W \quad (1.13)$$

La puissance optique incidente, P_{opt} , est égale à $h\nu \Phi_0 W l$, le coefficient de réponse d'un photoconducteur est alors donné par :

$$\begin{aligned} S &= \frac{I_{ph}}{P_{opt}} = \frac{e(1 - \exp(-\alpha d)) \tau_n \mu_n E}{h\nu} \\ S &= (1 - \exp(-\alpha d)) \frac{e}{h\nu} \times \frac{\tau_n \mu_n E}{l} \end{aligned} \quad (1.14)$$

On définit :

$$g = \frac{\tau_n \mu_n E}{l} = \frac{\tau_n}{\tau_{tr}}$$

Le coefficient g est appelé gain de photoconduction et s'exprime comme étant le rapport entre le temps de vie des porteurs photogénérés et leur temps de transit $\tau_{tr} = \frac{l}{v_n}$. Ce gain, qui peut être supérieur à 1, montre clairement que pour avoir un coefficient de réponse élevé le semiconducteur utilisé doit présenter un long temps de vie pour les porteurs et un temps de transit court.

Aspect dynamique : Réponse temporelle A présent, nous allons nous intéresser à l'aspect dynamique d'un photoconducteur et plus particulièrement pour leur utilisation en photomélange. Dans des conditions similaires au régime statique mais en supposant une intensité lumineuse dépendante du temps, l'intégration de l'équation (1.10) nous donne la relation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta n_t + \frac{\Delta n_t}{\tau_n} = (1 - \exp(-\alpha d)) G(t) \quad (1.15)$$

Si l'intensité lumineuse varie de façon sinusoïdale ($G(t) = G_0 \sin(\omega t)$), la variation de la densité totale d'électrons peut alors s'exprimer : $\Delta n_t(t) = \Delta n_t(\omega) \sin(\omega t)$ où $\Delta n_t(\omega)$ est donnée par l'équation suivante :

$$\Delta n_t(\omega) = \frac{(1 - \exp(-\alpha d)) G \tau_n}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_n^2}} \quad (1.16)$$

On peut montrer que la puissance THz rayonnée par un photomélangeur à base de photoconducteur à temps de vie court peut se mettre sous la forme [56] :

$$P_{THz} = \frac{1}{2} R_{ant} \frac{I_0}{(1 + \omega^2 \tau_n^2)(1 + \omega^2 \tau_c^2)} \quad (1.17)$$

avec $I_0 = (1 - \exp(-\alpha d)) \frac{e}{h\nu} \frac{\tau_n \mu_n E}{l} P_{opt}$ et $\tau_c = R_{ant} C$

Le même type de relation sera démontré au chapitre 4 pour une photodiode UTC. On constate que le comportement fréquentiel d'un photoconducteur est semblable à celui d'un filtre passe-bas dominé par deux pôles fixés par le temps de vie et la constante de temps $R_{ant}C$. Toutefois si aucune autre condition n'est imposée, le photocourant est proportionnel à τ_n à basse fréquence puis ne dépend plus du temps de vie à haute fréquence. L'idée serait alors de maximiser le temps de vie afin d'obtenir un courant le plus important possible cependant dans ce cas seule une petite fraction du photocourant est modulée. De plus, le courant continu contribue à l'échauffement du photoconducteur et à sa destruction.

La principale limitation des photomélangeurs est donc leur tenue en puissance optique. Bien que, d'après certains auteurs, le refroidissement du photomélangeur lui permette de supporter une puissance optique plus élevée, la dégradation du photomélangeur ne semble pas due à la température absolue mais à une élévation de température de l'ordre de 110K [57]. Cette augmentation provoque un important gradient thermique qui est à l'origine de la détérioration du photomélangeur.

Nous allons donc supposer qu'il existe un courant maximum au delà duquel le photoconducteur se dégrade jusqu'à sa destruction. Le photocourant continu maximal devient alors indépendant du temps de vie. La puissance THz rayonnée à haute fréquence est donc inversement proportionnelle au temps de vie. De ce constat découle la nécessité d'un compromis sur le temps de vie des porteurs. En effet, un temps de vie long améliorera le coefficient de réponse du photoconducteur au détriment de sa bande passante et inversement une bande passante élevée sera obtenue en sacrifiant le coefficient de réponse. Il s'agit d'un dispositif qui présente un produit « Gain \times Bande » constant. En toute rigueur, pour optimiser le temps de vie pour un photoconducteur, il faudrait tenir compte de la puissance thermique que peut dissiper le photomélangeur. Une telle étude a été faite dans la thèse de Doctorat de Romain Czarny [56].

Typiquement, les temps de vie sont de l'ordre de quelques centaines de femtoseconde à une picoseconde. Toutefois, il faut aussi tenir compte du pôle issu de la constante de temps RC .

Différents matériaux présentant des temps de vie ultra-courts ont été étudiés tels que l'Arseniure de Gallium épitaxié à basse température (GaAs-BT, sensible à $\lambda=800$ nm), le GaAsSb-BT (sensible à $\lambda=1,06$ μm) et l'InGaAs irradié ou implanté ou encore « dopé » à l'erbium pour la longueur d'onde 1,55 μm .

L'Arseniure de Gallium épitaxié à basse température (GaAs-BT) : la référence

Vers la fin des années 1980, des recherches étaient menées afin d'améliorer l'isolation de composants de la filière GaAs. En 1988, Smith *et al* ont montré que la croissance par épitaxie par jets moléculaires de GaAs était possible jusque 200°C au lieu de 600°C habituellement [58]. Lorsque la croissance se fait à basse température, la stoechiométrie entre le gallium et l'arsenic n'est plus respectée. L'arsenic, incorporé en excès (jusqu'à 1%), entraîne la formation de défauts ponctuels (atomes d'Arsenic en substitution d'atomes de Gallium, lacunes en Gallium, ...). Des niveaux d'énergie situés dans la bande interdite du semiconducteur sont associés à ces défauts. Par un phénomène de compensation le matériau devient alors très résistif ($\approx 10^4 \Omega \cdot \text{cm}$) car le nombre de porteurs est très faible. De plus, Ces niveaux forment des centres de recombinaison de type Schokley-Read-Hall, ce qui confère un temps de vie sub-picoseconde aux électrons en bande de conduction [59]. Toutefois, le matériau n'est pas stable thermiquement. Un recuit thermique, de l'ordre de 500 à 600 °C , permet d'augmenter la resistivité par la formation de précipité d'arsenic mais augmente aussi, en général, le temps de vie. Ainsi, un compromis sur le recuit est nécessaire.

En fonctionnement impulsionnel, Tani *et al* ont mesuré, avec un bolomètre, une puissance moyenne rayonnée par différentes antennes dipôles de l'ordre de la centaine de nanowatt et de 2 μW lorsque le photocommutateur en GaAs-BT est connecté à une antenne « bow tie » [60][fig :1.29]. En régime CW, les photomélangeurs à base de GaAs-

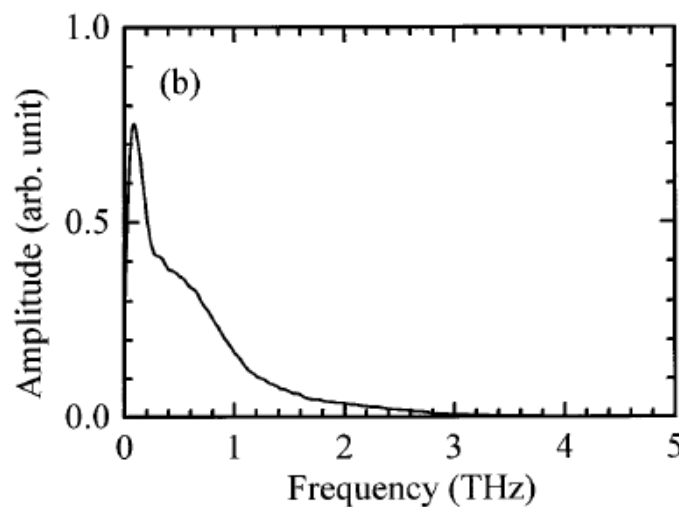


FIG. 1.29 – Spectre du signal rayonné par un photocommutateur constitué d'une antenne bow-tie et d'un photoconducteur en GaAs-BT[60]

BT permettent d'atteindre des puissances rayonnées de l'ordre du μW à environ 1 THz [61],[62][fig :1.30].

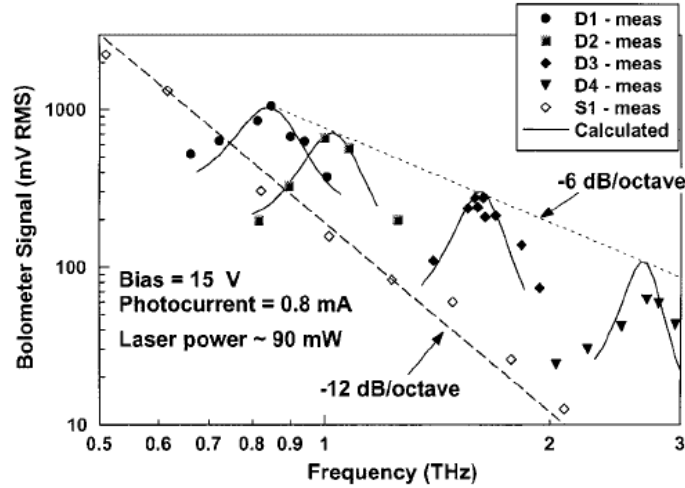


FIG. 1.30 – Puissance rayonnée par un photocommutateur en GaAs-BT connecté à une antenne spirale (large bande) ou à des antennes dipôles qui permet de s'« affranchir » de la constante de temps RC au détriment de l'aspect large bande de l'antenne ($1 V_{RMS}$ correspond à $3 \mu W$) [62]

Vers les plus grandes longueurs d'onde

Bien que le GaAs-BT possède de très bonnes caractéristiques électriques et un temps de vie très court, son principal inconvénient provient de la nécessité de l'éclairer à 800 nm. Les résultats encourageants obtenus par le GaAs-BT ont incité à l'étude de matériaux à temps de vie court mais avec un plus faible gap. En effet, un photoconducteur basé sur un matériau à « petit » gap présente deux principaux avantages : une masse effective des porteurs plus faible et donc une meilleure mobilité mais aussi la possibilité d'utiliser des sources optiques plus compactes et à plus faible coût et dans le cas des longueurs d'onde « télécom » de bénéficier de tous les développements qui y ont été faits.

L' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ irradié ou implanté : un matériau pour la longueur d'onde

« télécom » L' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ en accord de maille sur InP est un matériaux très intéressant pour son coefficient d'absorption aux longueurs d'onde $1,3 \mu m$ et $1,55 \mu m$. Cependant, sa croissance à basse température permet apparemment d'atteindre des temps de vie de porteurs sub-picoseconde mais pas une résistivité d'obscurité élevée. Un autre moyen d'introduire des défauts dans la structure cristalline d'un semiconducteur est le bombardement ou implantation ionique. En 2003, Carmody *et al* ont démontré qu'une implantation aux ions Fer suivie d'un recuit à $600^\circ C$ permettait d'obtenir un temps de vie de 300 fs [63]. En irradiant de l'InGaAs avec des ions lourds Br^+ , Chimot *et al* ont obtenu un temps de vie inférieur à 0,2 ps et une résistivité d'obscurité de $3 \Omega.cm$ [64]. Bien que ce matériau présente de très bonnes performances du point de vue du temps de vie des porteurs, la résistivité d'obscurité reste bien en deçà de celle du GaAs-BT. En régime impulsionnel, les puissances moyennes rayonnées sont du même ordre de grandeur que pour un photocommutateur en GaAs-BT ($\approx \mu W$)[65],[66],[67]. Peu de résultats existent sur

des mesures en photomélangé dans de l'InGaAs irradié ou implanté, Mangeney *et al* ont récemment rapporté une puissance rayonnée de 45 nW à 0,5 THz et 10 nW à 1 THz sous une puissance optique de 40 mW [fig.1.31].

L'équipe de Brown de l'Université de Californie a eu l'idée d'insérer de l'ErAs durant la

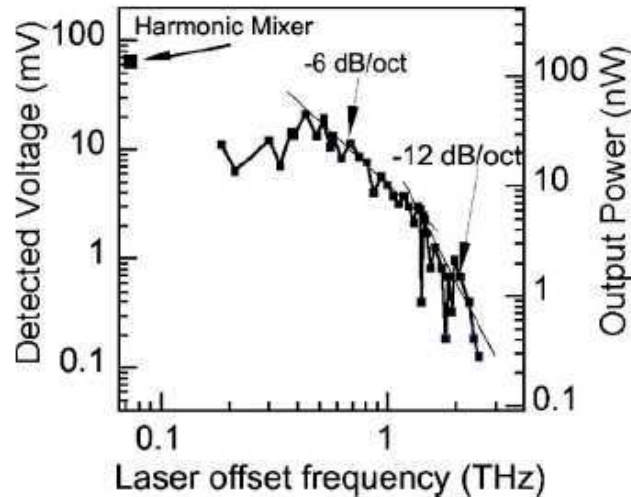


FIG. 1.31 – Puissance rayonnée par un photomélangeur à base d'InGaAs irradié sous une puissance optique de 40 mW [68]

croissance [69]. Cette technique avait déjà été utilisée durant la croissance d'arséniure de gallium, permettant de contrôler le temps de vie des porteurs libres et la résistivité du matériau indépendamment [70]. Il est intéressant de signaler que des photocommutateurs en ErAs :GaAs connectés à une antenne spirale carrée ont permis de générer une puissance intégrée de 44 μ W [71]. En ce qui concerne l'ErAs :InGaAs, Sukhotin *et al* ont reporté une puissance rayonnée, en régime CW, supérieure à 0,1 μ W jusqu'à 100 GHz [69]. La puissance décroît ensuite rapidement au-delà de 100 GHz [fig :1.32].

GaAsSb épitaxié à basse température (GaAsSb-BT) et InGaAs épitaxié à basse température (InGaAs-BT) : vers 1,06 μ m Bien que l'on trouve peu de publications à propos du GaAsSb-BT, il semble être un bon candidat potentiel pour une excitation autour de 1,06 μ m. Afin de réduire le temps de vie du matériau, la croissance se fait à basse température tout comme le GaAs-BT. Sigmund *et al* ont constaté qu'un recuit après croissance entraînait la formation de précipités d'arsenic et ont obtenu une résistance de couche de l'ordre de $10^8 \Omega/\square$ [72]. En 2006, la même équipe de recherche a démontré la possibilité d'imagerie THz avec un photomélangeur à base de GaAsSb-BT excité par un train d'impulsions de largeur à mi-hauteur 480 fs à 1,04 μ m [73] ainsi que la génération d'un signal en régime continu de quelques nanowatt à 0,7 THz par photomélangé [74].

Une étude sur le matériau $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ épitaxié à basse température dopé au béryllium a été entreprise par R. Czarny. Celle-ci tend à montrer que ce matériau présente des

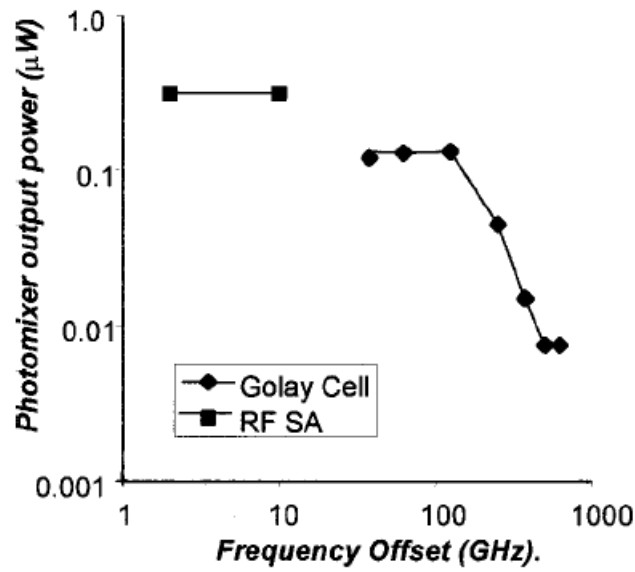


FIG. 1.32 – Puissance de sortie du photomélangeur en ErAs :InGaAs réalisé par Sukhotin *et al* [69]

caractéristiques compatibles avec une utilisation en photomélange. Un photomélangeur à base de ce matériau a rayonnée une puissance THz estimée à 12 nW (± 3 dB) pour une puissance optique de 10 mW ($I_{ph}=268 \mu A$ et $V_b = 5V$) [56].

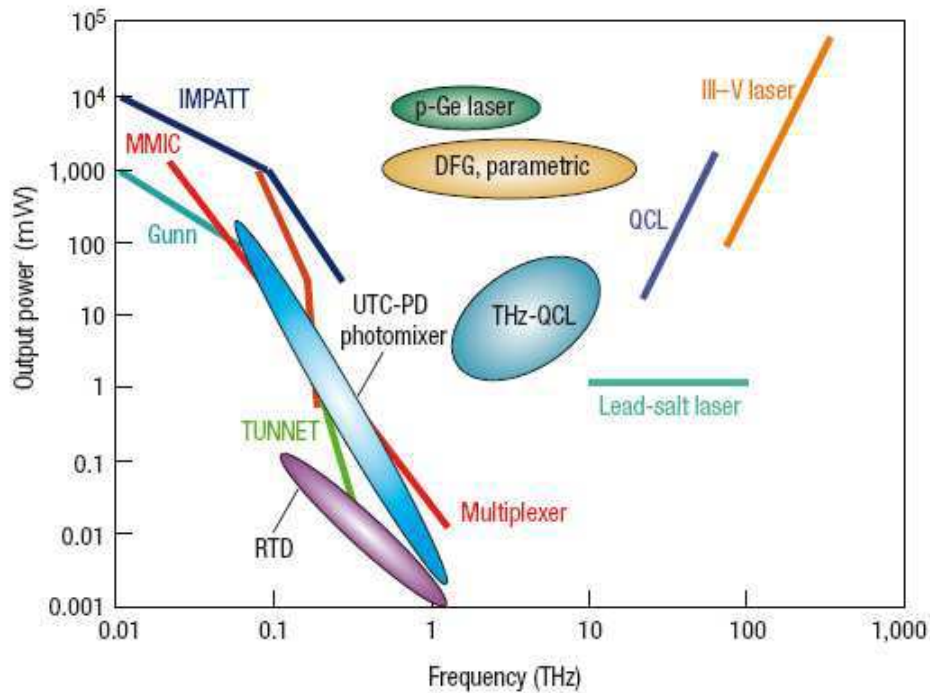


FIG. 1.33 – Etat de l'art des sources THz, les puissances pour le laser p-Germanium et l'optique non-linéaire (DFG, paramétrique) correspondent à des puissances crêtes [75]

Conclusion

A travers ce chapitre, différentes approches pour la génération de signaux aux fréquences THz ont été abordées dont les principales propriétés sont résumées dans le tableau [tab.1.7]. La figure 1.33 illustre le « gap THz ». Quelque soit l'approche, la puissance fournie par la source diminue fortement lorsque l'on se rapproche du THz. En ce qui concerne la partie haute de la bande THz (> quelques THz), le laser à cascade quantique semble de plus en plus être le candidat « idéal », surtout si son fonctionnement à température ambiante devient possible. Cependant, dans le début de la gamme THz (> 0,3 THz), les photomélangeurs semblent toujours être très attractifs, et tout particulièrement si la longueur d'onde des lasers se situe aux alentours de $1,55 \mu\text{m}$. Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux photoconducteurs basés sur des matériaux à temps de vie court mais nous avons vu les limites concernant la puissance générée par cette approche en particulier à $1,55 \mu\text{m}$.

Les photodiodes rapides et sensibles à $1,55 \mu\text{m}$ constituent une alternative intéressante. C'est dans ce contexte, et fort d'un savoir-faire dans le domaine du térahertz et sur le transistor bipolaire à hétérojonction InP/InGaAs que le groupe *Epiphy* de l'IEMN a démarré l'activité UTC en 2005 qui fait l'objet de cette thèse.

Source	Gamme de fréquence	Puissance	Avantages	Inconvénients
Electronique				
Carcinotron	100–1200 GHz	μW – mW	Accordable, puissant	Durée de vie, encombrement, coût
Source à base de transistor	$< 0,3$ THz	μW – mW	puissance, compacité	fréquence limitée
Diode à effet tunnel résonant	< 1 THz	$\approx 10\mu\text{W}$	compact	puissance faible, fréquence limitée
Multiplication de fréquence	< 2 THz	quelques μW $\rightarrow 1 \text{ mW}$	relativement compact, rendement, puissance	coût, complexité, bande étroite
Optique				
Laser moléculaires	Raies discrètes (100 GHz à quelques THz)	mW	pureté spectrale, puissance	Stabilité, coût, non accordable, encombrement
Optique non linéaire	> 1 THz	$\approx \mu\text{W}$	largeur de bande, puissance élevée, crête élevée	encombrement (forte puissance de pompe), rendement
Laser à cascade quantique	> 1 THz	$\approx \text{mW}$	compact, puissance	fonctionnement cryogénique, peu accordable
Optoélectronique				
Fonctionnement impulsionnel				
Photo-commutateurs en GaAs-BT	quelques 0,1 $\rightarrow 10$ THz	nW – μW	spectre large, cohérence temporelle	puissance limitée, résolution spectrale
Régime CW				
Photo-mélangeurs en GaAs-BT	quelques THz	nW – μW	très largement accordable, pureté spectrale	Puissance limitée
Photo-mélangeurs à base d'UTC-PD	< 1 THz	quelques μW	très largement accordable, $\lambda_{\text{optique}} = 1,55\mu\text{m}$	Puissance limitée

TAB. 1.7 – Comparaison des différentes sources THz présentées

Bibliographie

- [1] Données techniques du carcinotron qs-1100 (ov-83) sn 111 commercialisé par micro-tech instruments. disponible sur www.mtinstruments.com.
- [2] *International Technology Roadmap for Semiconductors*, 2007. disponible sur <http://www.itrs.net/reports.html>.
- [3] Bardeen J. and Brattain W.H. The Transistor, a semi-conductor triode. *Physics Review*, 74 :230–231, 1948.
- [4] Walid Hafez, William Snodgrass, and Milton Feng. 12.5 nm base pseudomorphic heterojunction bipolar transistors achieving $f_T = 710$ GHz and $f_{MAX} = 340$ GHz. *Applied Physics Letters*, 87(25) :252109, 2005. URL <http://link.aip.org/link/APL/87/252109/1>.
- [5] Zach Griffith, Erik Lind, Mark J.W. Rodwell, Xiao-Ming Fang, Dmitri Loubychev, Ying Wu, Joel M. Fastenau, and Amy W.K. Liu. Sub-300 nm InGaAs/InP Type-I DHBTs with a 150 nm collector, 30 nm base demonstrating 755 GHz f_{max} and 416 GHz f_t . In *Indium Phosphide & Related Materials, 2007. IPRM '07. IEEE 19th International Conference on*, pages 403–406, May 2007.
- [6] W. Snodgrass, W. Hafez, N. Harff, and M. Feng. Pseudomorphic InP/InGaAs Heterojunction Bipolar Transistors (PHBTs) Experimentally Demonstrating $f_T = 765$ GHz at 25°C Increasing to $f_T = 845$ GHz at -55°C. In *Electron Devices Meeting, 2006. IEDM '06. International*, pages 1–4, 2006.
- [7] J.-S. Rieh, B. Jagannathan, H. Chen, K.T. Schonenberg, D. Angell, Chinthakindi A., Florkey J., F. Golan, Greenberg D., S.-J. Jeng, M. Khater, F. Pagette, C. Schnabel, P. Smith, A. Stricker, K. Vaed, R. Volant, D. Ahlgren, G. Freeman, K. Stein, and Subbanna S. SiGe HBTs with Cut-off Frequency of 350 GHz. In *Electron Devices Meeting, 2002. IEDM '02. International*, pages 771–774, 2002.
- [8] M. Khater, J.-S. Rieh, T. Adam, A. Chinthakindi, J. Johnson, R. Krishnasamy, M. Meghelli, F. Pagette, D. Sanderson, C. Schnabel, K. T. Schonenberg, P. Smith, K. Stein, A. Stricker, S.-J. Jeng, D. Ahlgren, and Freeman G. SiGe HBT Technology with $f_{max}/f_T = 350/300$ GHz and Gate Delay Below 3.3 ps. In *Electron Devices Meeting, 2004. IEDM '04. International*, pages 247–250, 2004.
- [9] L. Samoska. Towards terahertz mmic amplifiers : Present status and trends. *Microwave Symposium Digest, 2006. IEEE MTT-S International*, pages 333–336, June 2006.
- [10] W.R. Deal, X.B. Mei, V. Radisic, M.D. Lange, W. Yoshida, Liu Po-hsin, J. Uyeda, M.E. Barsky, A. Fung, T. Gaier, and R. Lai. Development of Sub-Millimeter-Wave Power Amplifiers. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 55 (12) :2719–2726, Dec. 2007.

- [11] A.M. Pavio and M.A. Smith. A 20–40-GHz Push–Push Dielectric Resonator Oscillator. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 33(12) :1346–1349, 1985.
- [12] Wanner R., Lachner R., and Olbrich G. R. Monolithically Integrated SiGe Push-Push Oscillators in the Frequency Range 50-190 GHz. In *Spread Spectrum Techniques and Applications, 2006 IEEE Ninth International Symposium on*, pages 26–30, 2006.
- [13] Baeyens Y., Weimann N. and Houtsma V., Weiner J., Yang Y., Frackoviak J., P. Roux, Tate A., and Chen Y.K. Highly Efficient Harmonically Tuned InP D-HBT Push-Push Oscillators Operating up to 287 GHz. In *Microwave Symposium, 2007. IEEE/MTT-S International*, pages 341–344, 2007.
- [14] S. M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*, page 532. Wiley-Interscience, 2nd edition, 1981.
- [15] E. R. Brown, C. D. Parker, and T. C. L. G. Sollner. Effect of quasibound-state lifetime on the oscillation power of resonant tunneling diodes. *Applied Physics Letters*, 54 (10) :934–936, 1989.
- [16] F. A. Benson, editor. *Millimetre and Submillimetre Waves*. Iliffe Books Ltd, 1969.
- [17] J. R. Soderstrom, E. R. Brown, C. D. Parker, L. J. Mahoney, J. Y. Yao, T. G. Andersson, and T. C. McGill. Growth and characterization of high current density, high-speed InAs/AlSb resonant tunneling diodes. *Applied Physics Letters*, 58(3) : 275–277, 1991.
- [18] N. Orihashi, S. Hattori, S. Suzuki, and M. Asada. Experimental and Theoretical Characteristics of Sub-Terahertz and Terahertz Oscillations of Resonant Tunneling Diodes Integrated with Slot Antennas. *Japanese Journal of Applied Physics*, 44(11) : 7809–7815, 2005.
- [19] N. Orihashi, S. Suzuki, and M. Asada. One THz harmonic oscillation of resonant tunneling diodes. *Applied Physics Letters*, 87(23) :233501, 2005.
- [20] S. Suzuki and M. Asada. Coherent Power Combination in Highly Integrated Resonant Tunneling Diode Oscillators with Slot Antennas. In *Infrared Millimeter Waves and 14th International Conference on Terahertz Electronics, 2007. IRMMW-THz 2007. Joint 32nd International Conference on*, pages 144–145, 2007.
- [21] Chattopadhyay G., Schlecht E., Ward J.S., Gill J.J., Javadi H.H.S., Maiwald F., and Mehdi I. An all-solid-state broad-band frequency multiplier chain at 1500 GHz. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 52(5) :1538–1547, 2004.
- [22] Kollberg E. and Rydberg A. Quantum-barrier-varactor diodes for high-efficiency millimetre-wave multipliers. *Electronics Letters*, 25(25) :1696–1698, 1989.
- [23] Crowe T.W., Bishop W.L., Porterfield D.W., and Hesler J.L. Weikle R.M. Opening the terahertz window with integrated diode circuits. *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, 40(10) :2104–2110, 2005.

- [24] Schlecht E., Chattopadhyay G., Maestrini A., Fung A., Martin S., Pukala D., Bruston J., and Mehdi I. 200, 400 and 800 GHz Schottky diode "substrateless" multipliers : design and results. In *Microwave Symposium Digest, 2001 IEEE MTT-S International*, pages 1649–1652, 2001.
- [25] Vukusic J., Bryllert T., Arezoo Emadi T., Sadeghi M., and Stake J. A 0.2-W Heterostructure Barrier Varactor Frequency Tripler at 113 GHz. *Electron Device Letters, IEEE*, 28(5) :340–342, 2007.
- [26] Mehdi I., Chattopadhyay G., Schlecht E., Ward J., Gill J., Maiwald F., and Maestrini A. THz multiplier circuits. In *IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium, San Francisco, California, June 11-16, 2006.*, 2006.
- [27] Maestrini A., Ward J.S., Javadi H., Tripon-Canseliet C., Gill J., Chattopadhyay G., E. Schlecht, and Mehdi I. Local oscillator chain for 1.55 to 1.75THz with 100- μ W peak power. *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE*, 15(12) :871–873, 2005.
- [28] T.W. Crowe, J.L. Hesler, D.W. Porterfield, D.S. Kurtz, and K. Hui. Development of Multiplier Based Sources for up to 2 THz. In *Infrared Millimeter Waves and 14th International Conference on Terahertz Electronics, 2007. IRMMW-THz 2007. Joint 32nd International Conference on*, pages 621–622, 2007.
- [29] G. Dodel. On the history of far-infrared (FIR) gas lasers : Thirty-five years of research and application. *Infrared Physics & Technology*, 40(3) :127–139, 1999.
- [30] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, and A.Y. Cho. Quantum cascade laser : an intersub-band semiconductor laser operating above liquid nitrogen temperature. *Electronics Letters*, 30(11) :865–866, 26 May 1994.
- [31] Rudeger Kohler, Alessandro Tredicucci, Fabio Beltram, Harvey E. Beere, Edmund H. Linfield, A. Giles Davies, David A. Ritchie, Rita C. Iotti, and Fausto Rossi. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature*, 417 :156–159, 2002.
- [32] Carlo Sirtori, Sukhdeep Dhillon, Clement Faugeras, A. Vasanelli, and Xavier Marcadet. Quantum cascade lasers : The semiconductor solution for lasers in the mid- and far-infrared spectral regions. *physica status solidi (a)*, 203(14) :3533–3537, 2006.
- [33] Carlo Sirtori, Claire Gmachl, Federico Capasso, Jérôme Faist, Deborah L. Sivco, Albert L. Hutchinson, and Alfred Y. Cho. Long-wavelength ($\lambda \approx 8 - 11.5 \mu\text{m}$) semiconductor lasers with waveguides based on surface plasmons. *Opt. Lett.*, 23(17) :1366–1368, 1998.
- [34] Chris Worrall, Jesse Alton, Mark Houghton, Stefano Barbieri, Harvey E. Beere, David Ritchie, and Carlo Sirtori. Continuous wave operation of a superlattice quantum cascade laser emitting at 2 THz=. *Opt. Express*, 14(1) :171–181, 2006.
- [35] Mikhail A. Belkin, Federico Capasso, Feng Xie, Alexey Belyanin, Milan Fischer, Andreas Wittmann, and Jerome Faist. Room temperature terahertz quantum cascade

- laser source based on intracavity difference-frequency generation. *Applied Physics Letters*, 92(20) :201101, 2008.
- [36] Christoph Walther, Giacomo Scalari, Jerome Faist, Harvey Beere, and David Ritchie. Low frequency terahertz quantum cascade laser operating from 1.6 to 1.8 THz. *Applied Physics Letters*, 89(23) :231121, 2006.
- [37] Sushil Kumar, Benjamin S. Williams, Qing Hu, and John L. Reno. 1.9 THz quantum-cascade lasers with one-well injector. *Applied Physics Letters*, 88(12) :121123, 2006.
- [38] Ajay Nahata, Aniruddha S. Weling, and Tony F. Heinz. A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro-optic sampling. *Applied Physics Letters*, 69(16) :2321–2323, 1996.
- [39] J.M. Manley and H.E. Rowe. Some general properties of nonlinear elements-part i. general energy relations. *Proceedings of the IRE*, 44(7) :904–913, July 1956. ISSN 0096-8390.
- [40] Jun-ichi Shikata Kodo Kawase and Hiromasa Ito. Terahertz wave parametric source. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 35(3) :R1–R14, 2002.
- [41] M.H. Dunn, T.J. Edwards, D.J.M. Stothard, D. Walsh, and C.F. Rae. Line-narrowed, compact and coherent source of widely tunable terahertz radiation. In *Infrared Millimeter Waves and 14th International Conference on Terahertz Electronics, 2007. IRMMW-THz 2007. Joint 32nd International Conference on*, pages 613–615, 2007.
- [42] Frits Zernike and Paul R. Berman. Generation of Far Infrared as a Difference Frequency. *Phys. Rev. Lett.*, 15(26) :999, Dec 1965.
- [43] I. Tomita, H. Suzuki, R. Rungsawang, Y. Ueno, and K. Ajito. Analysis of power enhancement of terahertz waves in periodically inverted GaP pumped at 1.55 μm . *physica status solidi (a)*, 204(4) :1221–1226, 2007.
- [44] M. Bass, P. A. Franken, J. F. Ward, and G. Weinreich. Optical Rectification. *Phys. Rev. Lett.*, 9(11) :446–448, Dec 1962.
- [45] A. Stepanov, J. Kuhl, I. Kozma, E. Riedle, G. Almási, and J. Hebling. Scaling up the energy of THz pulses created by optical rectification. *Opt. Express*, 13(15) : 5762–5768, 2005.
- [46] A. Bonvalet, M. Joffre, JL Martin, and A. Migus. Generation of ultrabroadband femtosecond pulses in the mid-infrared by optical rectification of 15 fs light pulses at 100 MHz repetition rate. *Applied Physics Letters*, 67 :2907, 1995.
- [47] Yun-Shik Lee, W. C. Hurlbut, K. L. Vodopyanov, M. M. Fejer, and V. G. Kozlov. Generation of multicycle terahertz pulses via optical rectification in periodically inverted GaAs structures. *Applied Physics Letters*, 89(18) :181104, 2006.
- [48] G. Imeshev, M. E. Fermann, K. L. Vodopyanov, M. M. Fejer, X. Yu, J. S. Harris, D. Bliss, and C. Lynch. High-power source of THz radiation based on orientation-patterned GaAs pumped by a fiber laser. *Opt. Express*, 14(10) :4439–4444, 2006.

- [49] F. Blanchard, L. Razzari, H.C. Bandulet, G. Sharma, R. Morandotti, J. C. Kieffer, T. Ozaki, M. Reid, H. F. Tiedje, H. K. Haugen, and F. A. Hegmann. Generation of 1.5 μ J single-cycle terahertz pulses by optical rectification from a large aperture ZnTe crystal. *Opt. Express*, 15(20) :13212–13220, 2007.
- [50] Arno Schneider, Max Neis, Marcel Stillhart, Blanca Ruiz, Rizwan U. A. Khan, and Peter Günter. Generation of terahertz pulses through optical rectification in organic DAST crystals : theory and experiment. *J. Opt. Soc. Am. B*, 23(9) :1822–1835, 2006.
- [51] Kodo Kawase, Yuichi Ogawa, Hiroaki Minamide, and Hiromasa Ito. Terahertz parametric sources and imaging applications. *Semiconductor Science and Technology*, 20(7) :S258–S265, 2005.
- [52] Oscillateurs femtoseconde de la série t-Pulse de la société Amplitude. Caractéristiques disponibles sur <http://www.amplitude-systeme.com>.
- [53] W. H. Loh, D. Atkinson, P. R. Morkel, M. Hopkinson, A. Rivers, A. J. Seeds, and D. N. Payne. All-solid-state subpicosecond passively mode locked erbium-doped fiber laser. *Applied Physics Letters*, 63(1) :4–6, 1993.
- [54] Laser femtoseconde à fibre fpl-05c de la société calmar optcom. Caractéristiques disponibles sur <http://www.calmaropt.com>.
- [55] Rosencher E. and Vinter B. *Optoélectronique*. Masson, 1998.
- [56] R. Czarny. *Étude et réalisation d'une source térahertz accordable de grande pureté spectrale*. Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2007.
- [57] S. Verghese, K. A. McIntosh, and E. R. Brown. Optical and terahertz power limits in the low-temperature-grown GaAs photomixers. *Applied Physics Letters*, 71(19) : 2743–2745, 1997. URL <http://link.aip.org/link/?APL/71/2743/1>.
- [58] F.W. Smith, A.R. Calawa, C.-L. Chen, M.J. Manfra, and L.J. Mahoney. New MBE buffer used to eliminate backgating in GaAs MESFETs. *Electron Device Letters, IEEE*, 9(2) :77–80, Feb 1988.
- [59] L. Desplanque. *Caractérisation électro-optique de composants térahertz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde*. Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2003.
- [60] Masahiko Tani, Shuji Matsuura, Kiyomi Sakai, and Shin ichi Nakashima. Emission characteristics of photoconductive antennas based on low-temperature-grown GaAs and semi-insulating GaAs. *Appl. Opt.*, 36(30) :7853–7859, 1997. URL <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-36-30-7853>.
- [61] E. Peytavit, S. Arscott, D. Lippens, G. Mouret, S. Matton, P. Masselin, R. Bocquet, J. F. Lampin, L. Desplanque, and F. Mollot. Terahertz frequency difference from vertically integrated low-temperature-grown GaAs photodetector. *Applied Physics Letters*, 81(7) :1174–1176, 2002. URL <http://link.aip.org/link/?APL/81/1174/1>.

- [62] S.M. Duffy, S. Verghese, A. McIntosh, A. Jackson, A.C. Gossard, and S. Matsuura. Accurate modeling of dual dipole and slot elements used with photomixers for coherent terahertz output power. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 49(6) :1032–1038, Jun 2001. ISSN 0018-9480.
- [63] C. Carmody, H. H. Tan, C. Jagadish, A. Gaarder, and S. Marcinkevicius. Ion-implanted In_{0.53}Ga_{0.47}As for ultrafast optoelectronic applications. *Applied Physics Letters*, 82(22) :3913–3915, 2003.
- [64] N. Chimot, J. Mangeney, L. Joulaud, P. Crozat, H. Bernas, K. Blary, and J. F. Lampin. Terahertz radiation from heavy-ion-irradiated In_{0.53}Ga_{0.47}As photoconductive antenna excited at 1.55 μm . *Applied Physics Letters*, 87(19) :193510, 2005.
- [65] J. Mangeney, N. Chimot, L. Meignien, N. Zerounian, P. Crozat, K. Blary, J.F. Lampin, and P. Mounaix. Ion-irradiated In_{0.53}Ga_{0.47}As based photoconductive antennas excited at 1.55 μm for time domain terahertz spectroscopy. In *Infrared Millimeter Waves and 14th International Conference on Terahertz Electronics, 2007. IRMMW-THz 2007. Joint 32nd International Conference on*, 2007.
- [66] Masato Suzuki and Masayoshi Tonouchi. Fe-implanted InGaAs terahertz emitters for 1.56 μm wavelength excitation. *Applied Physics Letters*, 86(5) :051104, 2005. URL <http://link.aip.org/link/?APL/86/051104/1>.
- [67] J. Mangeney, N. Chimot, L. Meignien, N. Zerounian, P. Crozat, K. Blary, J. F. Lampin, and P. Mounaix. Emission characteristics of ion-irradiated In_{0.53}Ga_{0.47}As based photoconductive antennas excited at 1.55 μm . *Opt. Express*, 15(14) :8943–8950, 2007.
- [68] J. Mangeney, A. Merigault, N. Zerounian, P. Crozat, K. Blary, and J. F. Lampin. Continuous wave terahertz generation up to 2 THz by photomixing on ion-irradiated In_{0.53}Ga_{0.47}As at 1.55 μm wavelengths. *Applied Physics Letters*, 91(24) :241102, 2007. URL <http://link.aip.org/link/?APL/91/241102/1>.
- [69] M. Sukhotin, E. R. Brown, A. C. Gossard, D. Driscoll, M. Hanson, P. Maker, and R. Muller. Photomixing and photoconductor measurements on ErAs/InGaAs at 1.55 μm . *Applied Physics Letters*, 82(18) :3116–3118, 2003. URL <http://link.aip.org/link/?APL/82/3116/1>.
- [70] R. P. Prasankumar, A. Scopatz, D. J. Hilton, A. J. Taylor, R. D. Averitt, J. M. Zide, and A. C. Gossard. Carrier dynamics in self-assembled eras nanoislands embedded in gaas measured by optical-pump terahertz-probe spectroscopy. *Applied Physics Letters*, 86(20) :201107, 2005. URL <http://link.aip.org/link/?APL/86/201107/1>.
- [71] ZD Taylor, ER Brown, JE Bjarnason, MP Hanson, and AC Gossard. Resonant-optical-cavity photoconductive switch with 0.5% conversion efficiency and 1.0 W peak power. *Optics Letters*, 31(11) :1729–1731, 2006.

- [72] J. Sigmund, C. Sydlo, H. L. Hartnagel, N. Benker, H. Fuess, F. Rutz, T. Kleino-Ostmann, and M. Koch. Structure investigation of low-temperature-grown GaAsSb, a material for photoconductive terahertz antennas. *Applied Physics Letters*, 87(25) : 252103, 2005.
- [73] K.G. Wilcox, F. Rutz, R. Wilk, H.D. Foreman, J.S. Roberts, J. Sigmund, H.L. Hartnagel, M. Koch, and A.C. Tropper. Terahertz imaging system based on LT-GaAsSb antenna driven by all-semiconductor femtosecond source. *Electronics Letters*, 42(20) : 1159–1160, 28 September 2006.
- [74] U. Willer, R. Wilk, W. Schippers, S. Böttger, D. Nodop, T. Schossig, W. Schade, M. Mikulics, M. Koch, M. Walther, H. Niemann, and B. Güttler. A novel THz source based on a two-color Nd :LSB microchip-laser and a LT-GaAsSb photomixer. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 87(1) :13–16, 2007.
- [75] M. Tonouchi. Cutting-edge terahertz technology. *Nature Photonics*, 1(2) :97, 2007.

Chapitre 2

Photodiodes rapides pour la génération d'ondes térahertz

2.1 Photodiodes ultrarapides pour la génération d'ondes Téraherz

Bien que la plupart des photodétecteurs utilisés pour la génération de THz soit basée sur un photocommutateur en GaAs-BT, les photodiodes rapides représentent une autre approche possible. Les photodiodes rapides sont réalisées par l'hétérojonction de semi-conducteurs dopés différemment. Le principe des photodiodes est basé sur l'expulsion rapide, grâce au champ électrique régnant dans la zone de charge d'espace (ZCE), des porteurs photogénérés dans cette même zone. Comme dans le cas des composants purement électroniques (transistors, diode schottky, ...) et des photoconducteurs, la rapidité des photodiodes dépend essentiellement de 2 paramètres : le temps de transit des porteurs et la constante de temps RC . Dans cette partie, nous nous intéresserons à deux photodiodes particulières : la photodiode $p-i-n$ et la photodiode à transport unipolaire.

2.1.1 La photodiode $p-i-n$: Principes et état de l'art

Dans un premier temps, on peut concevoir l'utilisation d'une homojonction pn , cependant la rapidité (capacité) et le rendement quantique de ce type de photodiode est limitée par l'épaisseur de la zone déplétée ($\approx 100 - 1000 \text{ \AA}$). L'idée présente dans la structure d'une photodiode $p-i-n$ consiste à « agrandir » cette zone déplétée par l'insertion d'un semi-conducteur non dopé (i) ou faiblement dopé n entre les zones dopées p et n . Ce type de photodiode est communément utilisée dans le domaines des télécommunications optiques et en particulier les photodiodes $p-i-n$ basées sur l'hétérojonction InP/InGaAs.

Nous allons dans un premier temps nous intéresser à la structure de bande d'une photodiode $p-i-n$ [fig.2.1]. Afin de simplifier les calculs, nous considérons un modèle à une seule dimension. On distingue cinq zones différentes, l'équation de Poisson pour le poten-

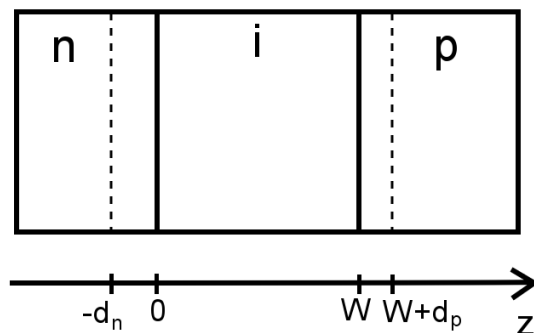


FIG. 2.1 – Structure schématique d'une photodiode $p-i-n$

tiel électrostatique $V(z)$ dans ces cinq zones s'écrit :

$$-\frac{d^2V}{dz^2} \begin{cases} = 0 & z < -d_n \\ = \frac{eN_D}{\epsilon} & -d_n < z < 0 \\ \approx 0 & 0 < z < W \\ = -\frac{eN_A}{\epsilon} & W < z < W + d_p \\ = 0 & z > W + d_p \end{cases} \quad (2.1)$$

e	charge élémentaire	$1,6 \cdot 10^{-19}$ C
N_D	Densité de donneurs	cm^{-3}
N_A	Densité d'accepteur	cm^{-3}
ϵ	permittivité du matériau	F.m^{-1}

La double intégration de l'équation (2.1) permet de remonter au potentiel des électrons en chaque point de la structure, leur potentiel est donné par la relation suivante :

$$V(z) = \begin{cases} V_n & z < -d_n \\ V_n - \frac{eN_D}{2\epsilon}(z + d_n)^2 & -d_n < z < 0 \\ V_n - \frac{eN_D}{\epsilon}\left(\frac{d_n^2}{2} + zd_n\right) & 0 < z < W \\ V_p + \frac{eN_A}{2\epsilon}\left(z - (W + d_p)\right)^2 & W < z < W + d_p \\ V_p & z > W + d_p \end{cases} \quad (2.2)$$

A partir de cette équation (2.2) et de la continuité du potentiel appliquée en W , on obtient la valeur du potentiel interne de la jonction (2.3).

$$V_{bi} = V_n - V_p = \frac{eN_D}{2\epsilon}d_n^2 \left(1 + 2\frac{W}{d_n} + \frac{N_D}{N_A} \left(\frac{d_p}{d_n} \right)^2 \right) \quad (2.3)$$

On peut noter que dans le cas où les densités de donneur et d'accepteur sont suffisamment élevées ($W \gg d_n, d_p$) et pour des dopages n et p équivalents ($N_A \approx N_D$), le potentiel interne de la jonction se réduit à :

$$V_{bi} = \frac{eN_D}{\epsilon}Wd_n$$

et l'équation du potentiel (2.2) devient alors :

$$V(z) = \begin{cases} V_n & z < 0 \\ V_n - \frac{V_{bi}}{W}z & 0 < z < W \\ V_p & W < z \end{cases} \quad (2.4)$$

On peut alors remarquer que dans ce cas, la chute de potentiel a lieu uniquement dans la zone intrinsèque. La totalité du champ électrique (champ interne et champ de polarisation externe) y est donc répartie.

Réponse statique On supposera que les zones dopées p et n n'absorbent pas la lumière incidente, ce qui est parfaitement valable dans le cas où la longueur d'onde du flux lumineux incident est de $1,55 \mu\text{m}$ et que ces zones sont réalisées en InP. Les photons sont donc uniquement absorbés dans la zone intrinsèque, constituant la majorité de la ZCE, et génèrent des paires électrons-trous qui sont séparées par le champ électrique. Le champ électrique provient de la polarisation extérieure et du potentiel interne V_{bi} de la jonction « $p-i-n$ ». La figure 2.2 représente un diagramme de bande schématique d'une photodiode $p-i-n$ à hétérojonction. Les porteurs étant plus rapidement expulsés par le champ

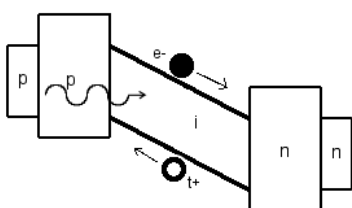


FIG. 2.2 – Structure de bande d'une photodiode $p-i-n$

électrique que par un processus de diffusion, on peut négliger le courant de diffusion et le photocourant est donc uniquement constitué du courant de dérive des photoporteurs créés dans la ZCE.

$$J_{photo} = -q \int_0^W \Phi(z) dz = -e\Phi_0(1 - e^{-\alpha W}) \quad (2.5)$$

A partir de l'équation (2.5), on obtient la réponse ainsi que le rendement quantique de la photodiode $p-i-n$:

$$S = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} = \eta \times \frac{q}{h\nu} \quad (2.6)$$

$$\eta = (1 - e^{-\alpha W}) \quad (2.7)$$

Il est intéressant de noter la similitude entre la réponse d'une photodiode $p-i-n$ et celle d'un photoconducteur (Chapitre 1 1.9). Dans le cas d'une photodiode, le gain de photoconduction peut être considéré comme étant égal à 1. Ainsi, si l'épaisseur de la zone intrinsèque (W) est suffisamment grande, le rendement quantique d'une photodiode tend vers 1.

Réponse dynamique dans le régime petit signal Nous allons, à présent, nous intéresser aux paramètres limitant la rapidité d'une photodiode $p-i-n$. Afin de simplifier les équations, nous considérerons que les dopages sont suffisamment élevés pour négliger

l'extension de la ZCE dans les zones p et n ($-d_n = d_p = 0$) et que les porteurs ont une vitesse constante dans toute la couche (régime de saturation). La photodiode est polarisée par une tension V et chargée par une impédance Z comme présentée sur la figure 2.3. La densité de courant totale dans le circuit extérieur (J) est la somme de la densité de

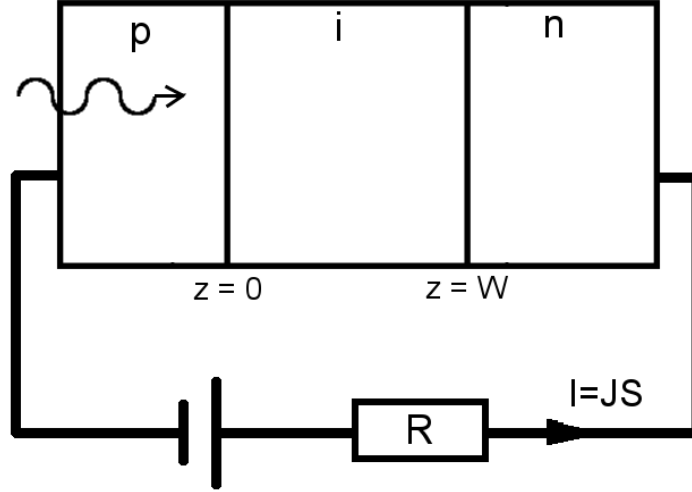


FIG. 2.3 – Structure étudiée pour la détermination des paramètres limitant la rapidité d'une photodiode $p-i-n$

courant de conduction et de déplacement (eq.2.8) :

$$J = J_n + J_p + \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (2.8)$$

Si l'on applique la loi d'Ohm au circuit de la figure 2.3, on obtient l'équation suivante :

$$V = RI + \int_0^W E dz$$

En se plaçant dans le régime petit signal, la dérivée par rapport au temps de l'équation précédente s'écrit :

$$\int_0^W \frac{\partial E}{\partial t} dz = -RS \frac{\partial J}{\partial t} \quad (2.9)$$

S représente la surface de la photodiode et peut s'exprimer en fonction de la capacité de la photodiode ($C = \frac{\epsilon S}{W}$). En remplaçant la surface de la photodiode par cette expression dans l'équation 2.9, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{1}{W} \int_0^W \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} dz = -RC \frac{\partial J}{\partial t}$$

Considérons à présent les équations du courant (chapitre 1, eq.1.11), de continuité (chapitre 1, eq.1.10) dans lesquelles on néglige la diffusion des porteurs et l'on considère que le temps de vie des porteurs est suffisamment long pour que ceux-ci aient le temps de parcourir la zone intrinsèque sans se recombiner. Nous devons donc résoudre le système

d'équations différentielles suivant :

$$\frac{1}{v_n} \cdot \frac{\partial J_n}{\partial t} = -\frac{\partial J_n}{\partial z} + g(z, t) \quad (2.10)$$

$$\frac{1}{v_p} \cdot \frac{\partial J_p}{\partial t} = \frac{\partial J_p}{\partial z} + g(z, t) \quad (2.11)$$

$$J = J_n + J_p + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (2.12)$$

$$\frac{1}{W} \int_0^W \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} dz = -RC \frac{\partial J}{\partial t} \quad (2.13)$$

$v_{n(p)}$	vitesse des électrons (trous)
$J_{n(p)}$	densité de courant d'électrons (trous)
où ε	permittivité du semiconducteur
E	Champ électrique dans le semiconducteur
$g(z, t) = q\Phi_0\alpha \exp(-\alpha z)g(t)$	ici $g(t) = \exp(j\omega t)$

A partir de ces 4 équations, on cherche donc à déterminer la densité de courant traversant la zone de charge d'espace en régime dynamique en fonction de la pulsation de la modulation. En injectant l'équation (2.12) dans l'équation (2.13), on obtient l'expression de la densité de courant :

$$J(\omega) = \frac{1}{1 + j\omega RC} \times \frac{1}{W} \int_0^W (J_n(z, \omega) + J_p(z, \omega)) dz \quad (2.14)$$

Les densités de courant $J_n(z, \omega)$ et $J_p(z, \omega)$ sont déterminées, respectivement, à partir des équations (2.10) et (2.11). En tenant compte du taux de génération de paires électron-trou précédemment défini, l'équation différentielle pour les électrons s'écrit alors :

$$\frac{\partial J_n}{\partial z} + \frac{j\omega}{v_n} J_n = q\Phi_0 \exp(-\alpha z)$$

dont la solution est de la forme :

$$J_n(z, \omega) = A_n \exp\left(-\frac{j\omega}{v_n} z\right) + \frac{q\alpha\Phi_0 v_n}{j\omega - \alpha v_n} \exp(-\alpha z)$$

La constante d'intégration A est déterminée par la condition limite en $z = 0$. Comme la zone p est transparente, aucun électron ne peut provenir de cette zone et donc $J_n(0, \omega) = 0$. La densité de courant d'électrons dans la zone i est alors donnée par :

$$J_n(z, \omega) = \frac{q\alpha\Phi_0 v_n}{j\omega - \alpha v_n} \left[\exp(-\alpha z) - \exp\left(-\frac{j\omega}{v_n} z\right) \right] \quad (2.15)$$

De la même façon, la densité de courant de trous en régime dynamique est obtenue par l'intégration de l'équation (2.11) modifiée :

$$\frac{\partial J_p}{\partial z} - \frac{j\omega}{v_p} J_p = q\Phi_0 \exp(-\alpha z)$$

dont la solution est de la forme :

$$J_p(z, \omega) = A_p \exp\left(\frac{j\omega}{v_p} z\right) + \frac{q\alpha\Phi_0 v_p}{j\omega + \alpha v_p} \exp(-\alpha z)$$

Comme dans le cas des électrons, la zone n étant transparente, la densité de courant de trous en W est nulle ($J_p(W, \omega) = 0$). La densité de courant de trous devient donc :

$$J_p(z, W) = \frac{q\alpha\Phi_0 v_p}{j\omega + \alpha v_p} \left[\exp(-\alpha z) - \exp(-\alpha W) \exp\left(\frac{j\omega}{v_p}(z - W)\right) \right] \quad (2.16)$$

Les densités de courant totales sont alors obtenues par intégration sur l'ensemble de la zone d'absorption et sont données par :

$$J_n = \frac{q\alpha\Phi_0 v_n}{j\omega - \alpha v_n} \left[\frac{1}{\alpha} \left(1 - \exp(-\alpha W)\right) - \frac{v_n}{j\omega} \left(1 - \exp\left(-\frac{j\omega}{v_n} W\right)\right) \right] \quad (2.17)$$

$$J_p = \frac{q\alpha\Phi_0 v_p}{j\omega + \alpha v_p} \left[\frac{1}{\alpha} \left(1 - \exp(-\alpha W)\right) - \exp(-\alpha W) \frac{v_p}{j\omega} \left(1 - \exp\left(-\frac{j\omega}{v_p} W\right)\right) \right] \quad (2.18)$$

Enfin, on injecte les équations (2.17) et (2.18) dans l'équation (2.14) et on obtient l'expression générale de la densité de courant en régime dynamique dans la zone d'absorption :

$$\begin{aligned} J(\omega) = & \frac{1}{1 + j\omega RC} \times \frac{q\alpha\Phi_0}{W} \left[\left(\frac{1}{\alpha} (1 - \exp(-\alpha W)) \right) \left(\frac{v_n}{j\omega - \alpha v_n} + \frac{v_p}{j\omega + \alpha v_p} \right) \right. \\ & - \frac{v_n^2}{j\omega(j\omega - \alpha v_n)} \left(1 - \exp\left(-\frac{j\omega}{v_n} W\right) \right) \\ & \left. - \exp(-\alpha W) \frac{v_p^2}{j\omega(j\omega + \alpha v_p)} \left(1 - \exp\left(-\frac{j\omega}{v_p} W\right) \right) \right] \end{aligned} \quad (2.19)$$

La fréquence de coupure à -3dB est alors définie comme la fréquence pour laquelle la puissance délivrée est divisée par 2.

$$J(\omega_{-3dB}) = \frac{J_0}{\sqrt{2}}$$

On peut remarquer que la densité de courant en régime dynamique est limitée par trois phénomènes : le temps de charge de la capacité intrinsèque de la diode (ZC), le temps de transit des électrons et celui des trous ($\frac{W}{v_{n,p}}$). Dans les semiconducteurs III-V, on peut, en général, considérer que la vitesse de saturation des électrons est plus grande que celle des

trous. A titre d'exemple, dans du $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ non intentionnellement dopé, le rapport entre vitesse de saturation des trous et celle des électrons est de l'ordre de 4 à 8. Ainsi, on se trouve en présence de trois pôles dont deux seront naturellement éloignés l'un de l'autre. Si le pôle capacitif prédomine, la fréquence de coupure à -3 dB de la photodiode $p-i-n$ est donnée par :

$$f_{-3dB} = \frac{1}{2\pi RC}$$

Si le pôle associé au temps de transit des trous dans la zone désertée ($\tau = \frac{W}{v_p}$) prédomine alors la fréquence de coupure à - 3 dB est approximée par [1] :

$$f_{-3dB} \approx \frac{2,8}{2\pi\tau}$$

Ainsi, dans une photodiode $p-i-n$, il apparaît clairement un compromis sur l'épaisseur de la zone d'absorption : plus W sera grand, plus la capacité de jonction sera faible et meilleure sera la réponse mais au détriment du temps de transit des trous. Typiquement, ces photodiodes présentent une réponse de l'ordre de quelques $10^{-1}A/W$ et une fréquence de coupure de l'ordre de 100 GHz [2]. De plus, dans le cas de la génération de THz par voie opto-électronique, il faut aussi s'intéresser à la saturation du photodétecteur. Nous verrons par la suite que la saturation nuit à la rapidité de la photodiode $p-i-n$ [2.1.3]

2.1.2 La photodiode à transport unipolaire

Afin de s'affranchir de ce compromis, les laboratoires japonais NTT¹ ont proposé la structure de photodiode à transport unipolaire (*Uni-Travelling-Carrier Photodiode* ou UTC-PD). Il s'agit d'une structure de type $p-i-n$ où l'absorption optique et l'expulsion des photoporteurs se font dans deux zones distinctes. Afin que le comportement dynamique d'une telle photodiode ne soit plus limité par les porteurs les plus lents (les trous), l'idée d'Ishibashi *et al* est de générer les paires électron-trou dans une zone où les trous sont déjà les porteurs majoritaires, typiquement une zone dopée assez fortement p [3]. La figure 2.4 représente un schéma de la structure de bande d'une UTC-PD . Les électrons photogénérés dans la zone dopée p , ou zone absorbante (ZA), diffusent vers le collecteur, le champ électrique étant quasi-nul dans cette zone. Un semiconducteur à plus grand gap est placé du côté de l'anode afin de jouer un rôle de barrière pour les électrons d'où le nom de « barrière de diffusion ». Les électrons ayant diffusé jusqu'en sortie de zone absorbante sont ensuite accélérés dans la zone déplétée sous l'action du champ électrique présent. Le matériau constituant la zone de champ se doit d'être transparente à la longueur d'onde du faisceau lumineux incident. On démontrera que les trous photogénérés dans la zone d'absorption créent un courant qui répond au courant d'électrons. De plus, ceux-ci ne peuvent pénétrer dans la zone de champ à cause de la barrière présentée par cette zone. On peut voir que cette structure est semblable à celle d'un transistor bipolaire à double

¹Nippon Telegraph and Telephone

hétérojonction dont on aurait supprimé l'émetteur. Par analogie avec ce composant, la zone intrinsèque ou faiblement dopée dans laquelle sont accélérés les électrons est aussi appelée « collecteur ».

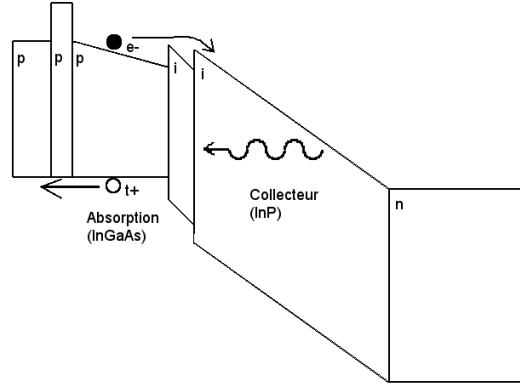


FIG. 2.4 – Structure de bande d'une photodiode à transport unipolaire (UTC-PD)

On peut distinguer deux types de ZA selon qu'il y ait un champ électrique ou pseudo-champ (ZA graduelle) ou non (ZA homogène). Dans le schéma de la figure 2.4, la ZA représentée comporte un pseudo-champ obtenu par un gradient de composition de la ZA. Cette méthode n'est possible que si l'alliage présente une variation d'énergie de bande interdite avec la composition et introduit des contraintes dans la structure. La seconde possibilité est d'introduire un gradient de dopage dans cette couche. Il y a alors formation d'un champ électrique entraînant les électrons vers le collecteur. Toutefois, comme nous le verrons plus loin, il n'est pas souhaitable de diminuer de manière trop importante le dopage.

Réponse dynamique La réponse dynamique d'une photodiode UTC, pour un modèle à 1 dimension relativement simple [Fig. 2.5], a été calculée analytiquement par Ishibashi *et al* [4](1997) et Feiginov (2007)[5] en considérant les deux zones : la zone d'absorption et la zone de collection. Dans ce qui suit, nous allons adopter l'approche de Feiginov.

Cette réponse petit signal est obtenue à partir d'un modèle de dérive-diffusion. Le courant total parcourant la diode J_{tot} est le même en tout point de la diode et est égal à la somme du courant de conduction et du courant de déplacement. De plus, le courant (ou la densité de courant) peut être décomposée en une partie continue (I^{dc}) et une partie dépendante du temps (i^{ac}) [éq.2.20].

$$i(t) = j_{total}(t)S = Sj(z, t) + S\varepsilon \frac{\partial E(z, t)}{\partial t} \quad (2.20)$$

$$i(t) = I^{dc} + i^{ac}(\omega)e^{j\omega t}$$

S , $E(z, t)$ et ε représentent respectivement la surface de la photodiode (cm^2), le champ électrique dans la photodiode (V.cm^{-1}) et la constante diélectrique du semiconducteur (F.cm^{-1}). A priori, la distribution du courant du courant est inhomogène dans la photo-

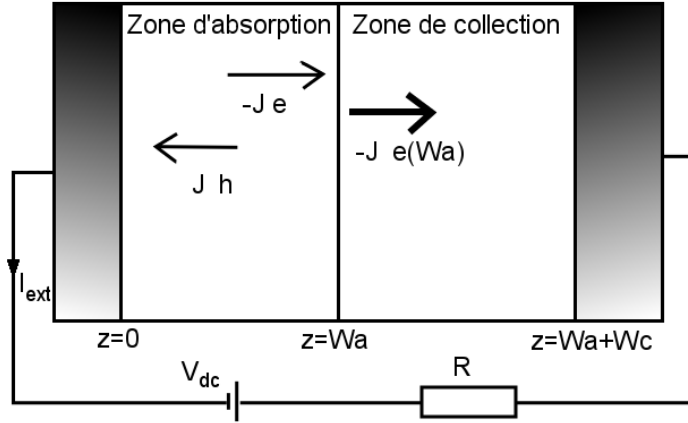


FIG. 2.5 – Représentation schématique d'une photodiode UTC

diode : dans certaines portions le courant de conduction domine, dans d'autres c'est le courant de déplacement. Cependant j_{tot} étant indépendant de z , on peut écrire :

$$j_{total}W = \int_0^W j dz + \varepsilon \int_0^W \frac{\partial E}{\partial t} dz \quad (2.21)$$

$W = W_a + W_c$ est l'épaisseur totale de la diode. Le courant de conduction total est composé d'un courant d'électrons et d'un courant de trous.

$$j_{total}W = \int_0^{W_a} (j_n + j_p) dz + \int_{W_a}^W j_n dz + j\omega \varepsilon V^{ac}(\omega) \quad (2.22)$$

Le courant de trous dans le collecteur est négligé, les trous sont bloqués par la barrière présentée par le collecteur. $V^{ac}(j\omega)$ est la tension aux bornes de la photodiode.

Dans la ZA fortement dopée p , l'éclairement est supposé faible donc le nombre de trous photogénérés est faible devant la population de trous issus du dopage ($p \ll p_0$), le courant de diffusion de trous est très faible devant le courant de conduction donc dans la ZA :

$$j_p \approx e\mu_p p_0 E, \text{ soit } E \approx \frac{j_p}{e\mu_p p_0} \quad (2.23)$$

$p_0 \approx N_A$ densité de trous majoritaires (cm^{-3})
 μ_p mobilité des trous ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)

En remplaçant E par l'expression obtenue ci-dessus dans l'équation (2.20), on a :

$$\begin{aligned} \frac{i(\omega)}{S} &= (j_n + j_p) + \frac{\varepsilon}{e\mu_p p_0} j\omega j_p \\ &= j_n + j_p(1 + j\omega\tau_r) \end{aligned} \quad (2.24)$$

$\tau_r = \frac{\varepsilon}{\sigma}$ est le temps de relaxation diélectrique de la ZA. Si l'on exprime le courant de

trous, on a donc :

$$j_p = \frac{\frac{i(\omega)}{S} - j_n}{1 + j\omega\tau_r} \quad (2.25)$$

A la vue de l'équation (2.25) et si $\omega\tau_r \ll 1$, on a $j_p + j_n = \frac{i(\omega)}{S}$. La somme des deux courants reste constante quelque soit z . Le courant de trous « répond » instantanément au courant d'électron, ce comportement est similaire à celui d'un métal. La densité de courant de conduction devient :

$$j = j_n + j_p = j_n + \frac{\frac{i(\omega)}{S} - j_n}{1 + j\omega\tau_r} = \frac{\frac{i(\omega)}{S} + j\omega\tau_r j_n}{1 + j\omega\tau_r} \quad (2.26)$$

En injectant l'expression de j dans l'équation (2.22), celle-ci devient :

$$j_{total}W = \int_0^{W_a} \frac{\frac{i(\omega)}{S} + j\omega\tau_r j_n}{1 + j\omega\tau_r} dz + \int_{W_a}^W j_n dz + j\omega\varepsilon V^{ac}(\omega) \quad (2.27)$$

Si l'on suppose que la photodiode est refermée sur une impédance réelle comme une antenne par exemple, on peut écrire :

$$V^{ac}(\omega) = -Ri(\omega) \quad (2.28)$$

On peut alors écrire :

$$j_{total}W = \frac{i(\omega)}{S}W = \int_0^{W_a} \frac{i(\omega)}{S} \frac{1}{1 + j\omega\tau_r} dz + \int_0^{W_a} j_n \frac{j\omega\tau_r}{1 + j\omega\tau_r} dz + \int_{W_a}^W j_n dz - j\omega\varepsilon Ri(\omega) \quad (2.29)$$

On isole $\frac{i(\omega)}{S}$:

$$\frac{i(\omega)}{S} \left[W + j\omega S\varepsilon R - \frac{W_a}{1 + j\omega\tau_r} \right] = \frac{j\omega\tau_r}{1 + j\omega\tau_r} \int_0^{W_a} j_n dz + \int_{W_a}^W j_n dz \quad (2.30)$$

puis on divise par W_c :

$$\begin{aligned} \frac{i(\omega)}{S} \left[\frac{W_a + W_c}{W_c} + j\omega C_c R - \frac{W_a}{W_c} \left(\frac{1}{1 + j\omega\tau_r} \right) \right] &= \left(\frac{j\omega\tau_r}{1 + j\omega\tau_r} \right) \frac{1}{W_c} \int_0^{W_a} j_n dz + \frac{1}{W_c} \int_{W_a}^W j_n dz \\ \frac{i(\omega)}{S} \left[1 + \frac{W_a}{W_c} \left(\frac{j\omega\tau_r}{1 + j\omega\tau_r} \right) + j\omega R C_c \right] &= \left(\frac{j\omega\tau_r}{1 + j\omega\tau_r} \right) \frac{1}{W_c} \int_0^{W_a} j_n dz + \frac{1}{W_c} \int_{W_a}^W j_n dz \end{aligned} \quad (2.31)$$

avec $C_c = \frac{S}{W_c}\varepsilon$, la capacité de la diode à basse fréquence (en F). De plus, τ_r peut s'exprimer sous la forme d'un produit RC :

$$\tau_r = \frac{\varepsilon}{\sigma} = \frac{\varepsilon}{ep_0\mu_p} = \left(\frac{W_a}{Se\mu_p p_0} \right) \left(\frac{\varepsilon S}{W_a} \right) = R_a C_a \quad (2.32)$$

En remplaçant τ_r par $R_a C_a$, l'équation (2.31) devient :

$$i(\omega) \left[1 + \frac{W_a}{W_c} \left(\frac{j\omega R_a C_a}{1 + j\omega R_a C_a} \right) + j\omega R C_c \right] = \frac{W_a}{W_c} \left(\frac{j\omega R_a C_a}{1 + j\omega R_a C_a} \right) i_a(\omega) + i_c(\omega) \quad (2.33)$$

où $i_a(\omega) = \frac{S}{W_a} \int_0^{W_a} j_n dz$ et $i_c(\omega) = \frac{S}{W_c} \int_{W_a}^W j_n dz$

Cette équation peut se mettre sous la forme d'un circuit équivalent [fig.2.6]. En pratique,

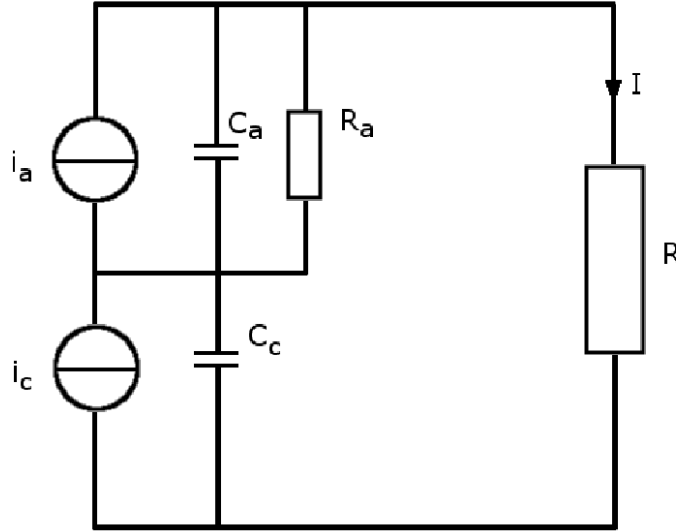


FIG. 2.6 – Schéma équivalent AC petit signal de la photodiode couplée à une antenne

la ZA sera plus fine que le collecteur ($\frac{W_a}{W_c} \leq 1$) et si $\omega\tau_r \ll 1$, alors l'équation (2.31) sera réduite à :

$$i(\omega) [1 + j\omega R C_c] = \frac{W_a}{W_c} \left(\frac{j\omega\tau_r}{1 + j\omega\tau_r} \right) i_a(\omega) + i_c(\omega) \quad (2.34)$$

Dans le cas d' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ($\epsilon_r = 13,9$) dopé $p = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($\mu_p = 120 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [fig.2.7]), on obtient un temps de relaxation diélectrique de 64 fs soit une fréquence d'environ 2,5 THz. Il sera démontré après que i_a est du même ordre de grandeur que i_c , le courant peut donc, dans ce cas, être approximé par :

$$i(\omega) \approx \frac{i_c}{1 + j\omega R C_c} \quad (2.35)$$

On peut remarquer que cela revient à court-circuiter la générateur i_a de la figure 2.6 ($R_a = 0$), ce qui est cohérent avec un dopage élevé.

Courant injecté par la zone absorbante dans le collecteur avec le modèle de dérive-diffusion Afin de déterminer le courant injecté, on part de l'équation de

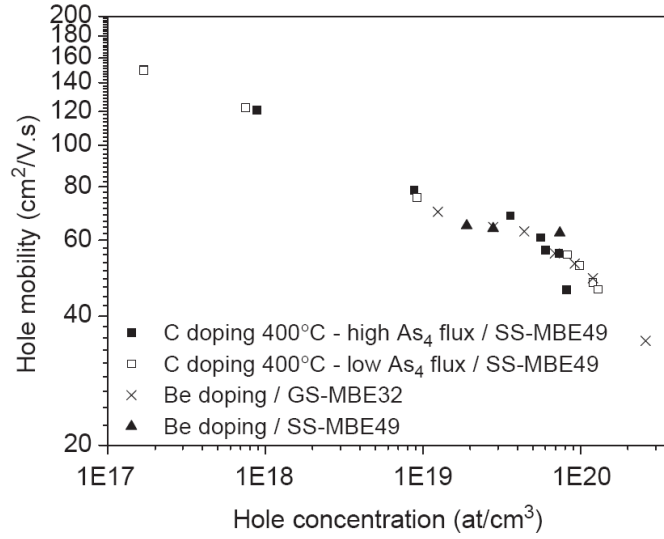


FIG. 2.7 – Mobilité de trous en fonction du dopage au béryllium à température ambiante [6]

continuité pour les électrons rappelée ici :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - \frac{n}{\tau} + \frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial z} \quad (2.36)$$

La densité de courant se décompose en courant de dérive et courant de diffusion :

$$j_n = ne\mu_e E + eD_e \frac{\partial n}{\partial z} \quad (2.37)$$

Dans le cas où la ZA présente une composition graduelle linéaire, on peut modéliser le pseudo-champ par un champ électrique uniforme équivalent :

$$E_0 = \frac{\Delta E_c}{eW_a} = \frac{\Delta V}{W_a}$$

En injectant les expressions de la densité de courant dans l'équation de continuité, celle-ci devient :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - \frac{n}{\tau} + \frac{\partial}{\partial z} \left[n\mu_e(E + E_0) + D_e \frac{\partial n}{\partial z} \right] \quad (2.38)$$

n : densité d'électrons photogénérés minoritaires (cm⁻³)

G : taux de génération des paires électron/trou (cm⁻³.s⁻¹)

τ : temps de vie des électrons (s)

E_0 : pseudo-champ électrique agissant uniquement sur les électrons (V.cm⁻¹)

E : champ électrique induit par les porteurs photogénérés (V.cm⁻¹)

μ_e : mobilité des électrons (cm².V⁻¹.s⁻¹)

D_e : coefficient de diffusion des électrons (cm².s⁻¹)

Dans le cas général, le champ électrique E est relié aux densités de porteurs (n et p) par l'équation de Poisson. Il faut donc aussi résoudre l'équation de continuité pour les

trous, ce qui complexifie le problème. Toutefois, nous considérons ici que l'éclairement reste faible et donc que $E \approx 0$. De plus, pour simplifier, on considère que la ZA est uniformément éclairée et que G est indépendant de z . L'équation permettant de trouver le régime stationnaire est :

$$D_e \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \mu_e E_0 \frac{\partial n}{\partial z} - \frac{n}{\tau} + G = 0 \quad (2.39)$$

Une résolution numérique de cette équation a été faite par Ishibashi *et al* et une formule analytique est donnée pour le cas $E_0 = 0$ [4]. Toutefois, Feiginov a déterminé une formule analytique dans le cas où $E_0 \neq 0$ et $\tau \rightarrow \infty$ [5]. Le temps de vie des électrons dans $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ dopée au béryllium à $p = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ est de l'ordre de 100 ps et supérieur à 100 ps dans $\text{GaAs}_{0,51}\text{Sb}_{0,49}$ dopé au carbone à $p = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [7],[8]. Les électrons photogénérés sont supposés être évacués de la ZA en un temps suffisamment court par rapport à leur temps de vie. Nous allons dans un premier temps nous intéresser au cas le plus simple : $E_0 = 0$ (pas de gradient) et un temps de vie très long devant le temps de diffusion dans la ZA ($\tau \rightarrow \infty$). L'équation (2.39) est réduite à :

$$D_e \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + G = 0 \quad (2.40)$$

La solution de cette équation différentielle est de la forme :

$$n(z) = -\frac{G}{2D_e} z^2 + K_1 z + K_0$$

Les constantes K_1 et K_0 sont déterminées à l'aide des conditions aux limites.

Supposons tout d'abord les conditions suivantes :

$$\begin{aligned} j_n(0) &= 0 && \text{La barrière de diffusion bloque les électrons} \\ n(W_a) &= 0 && \text{Expulsion instantanée des électrons vers le collecteur} \end{aligned}$$

On obtient alors $K_1 = 0$ et $K_0 = \frac{G}{2D_e} W_a^2$ et la densité d'électrons a un profil parabolique :

$$n(z) = \frac{G}{2D_e} (W_a^2 - z^2) \quad (2.41)$$

et la densité de courant électronique en W_a s'écrit :

$$j_n(W_a) = eD_e \left. \frac{\partial n}{\partial z} \right|_{z=W_a} = -eGW_a \quad (2.42)$$

Cependant, supposer que les électrons sont instantanément expulsés vers le collecteur sous-estime la densité d'électron et conduit à une réponse plus rapide. Ishibashi *et al* ont supposé que le courant de diffusion des électrons est limité par un processus d'émission thermoionique [4], ce qui a été confirmé expérimentalement en 2000 par Shimizu *et al* [9].

Ainsi, la condition en $z = W_a$ devient :

$$j_n(W_a) = -en(W_a)v_{th} \text{ soit } \left. \frac{\partial n}{\partial z} \right|_{z=W_a} = -\frac{n(W_a)v_{th}}{D_e}$$

où $v_{th} = \sqrt{\frac{kT}{2\pi m^*}}$ est la vitesse d'émission thermoionique. Cette condition conduit à $K_0 = G \left[\frac{W_a^2}{2D_e} + \frac{W_a}{v_{th}} \right]$ et à une densité électronique de profil parabolique mais ne s'annulant pas en $W_a = 0$:

$$n(z) = G \frac{(W_a^2 - z^2)}{2D_e} + \frac{W_a}{v_{th}} \quad (2.43)$$

La densité de courant électronique en $z = W_a$ reste la même. Cette solution est valable dans le cas où l'éclairement est continu et le courant est donc stationnaire. Lorsque l'éclairement est variable dans le temps, il faut résoudre l'équation :

$$D_e \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + G(t) = \frac{\partial n}{\partial t} \quad (2.44)$$

Ishibashi *et al* l'ont résolu dans le cas d'une petite perturbation sinusoïdale. En reprenant leur solution avec $\tau \rightarrow \infty$, on trouve :

$$\begin{aligned} n(z, \omega) &\approx G e^{j\omega t} \left[\frac{W_a^2 - z^2}{2D_e} + \frac{W_a}{v_{th}} \right] \frac{1}{1 + j\omega \left(\frac{W_a^2}{2D_e} + \frac{W_a}{v_{th}} \right)} \\ \text{et } j_n(W_a) &\approx eD_e \left. \frac{\partial n}{\partial z} \right|_{z=W_a} = -eGW_a e^{j\omega t} \frac{1}{1 + j\omega\tau_a} \end{aligned} \quad (2.45)$$

où $\tau_a = \frac{W_a^2}{2D_e} + \frac{W_a}{v_{th}}$ est la constante de temps de diffusion à travers la zone absorbante.

On constate que le courant injecté dans le collecteur correspond en module à la valeur trouvée pour le cas stationnaire pour $\omega\tau_a \ll 1$. Pour les fréquences plus élevées, le courant injecté diminue comme un filtre passe-bas du premier ordre. La fréquence de coupure est donnée par :

$$f_{c,a} = \frac{1}{2\pi\tau_a} \quad (2.46)$$

A titre d'exemple, pour une épaisseur de ZA de 1000 Å, un dopage de type $p = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $D_e = 125 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ et $v_{th} = 2,5 \cdot 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, on trouve $\tau_a = 800 \text{ fs}$ ($f_{c,a} = 200 \text{ GHz}$). Pour les épaisseurs importantes ($W_a > 0,1 \text{ } \mu\text{m}$) la fréquence de coupure varie en $\frac{1}{W_a^2}$ tandis que pour les épaisseurs plus faibles, elle varie en $\frac{1}{W_a}$. Il faut toutefois remarquer que ces formules ont été obtenues dans un cas petit signal, en pratique pour la génération de THz, la lumière sera toujours modulée à 100 %. De plus, la constante de temps de diffusion déterminée expérimentalement par Ishibashi *et al* [10] est plutôt de la forme :

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

Feiginov a résolu l'équation précédente dans le cas où $E_0 \neq 0$ (présence d'un gradient dans la ZA). La formule générale donnant le courant injecté est assez complexe. Toutefois

pour $\mu_e E_0 > v_{th}$ (ce qui correspondra à notre cas expérimental), on peut approximer le résultat obtenu par :

$$j_n(W_a) \approx -eGW_a \frac{1}{1 + j\omega\tau_a} e^{j\omega t} \text{ avec } \tau_a = \frac{W_a}{\mu_e E_0} = \frac{W_a^2}{\mu_e \Delta V} \quad (2.47)$$

La fréquence de coupure est de la même forme que celle donnée précédemment (eq.2.46). Pour une épaisseur de ZA de 1000 Å, une mobilité de 5000 cm².V⁻¹.s⁻¹ et un pseudo-champ ΔV de 100 mV, $\tau_a = 200$ fs soit $f_{c,a} = 800$ GHz. En comparant cette fréquence de coupure à celle obtenue avec une ZA homogène, on voit que le gradient est très efficace pour augmenter la fréquence de coupure de la zone absorbante.

Calcul de courant externe Le courant externe est donné par l'équation (2.35) :

$$i(\omega) \frac{i_c}{1 + j\omega\tau_c} = \frac{S}{W_c} \left(\frac{1}{1 + j\omega\tau_c} \right) \int_{W_a}^{W_a+W_c} j_n(z, t) dz, \text{ avec } \tau_c = RC_c \quad (2.48)$$

La densité de courant d'électrons en $z = W_a$ à l'instant t s'écrit :

$$j_n(W_a, t) = j_{n,a} e^{j\omega t}$$

Pour $z > W_a$, la densité de courant j_n peut s'écrire :

$$j_n(z, t) = j_{n,a} e^{j\omega(t-\Delta t)}$$

où Δt est le temps de transit de W_a jusque z . Alors l'équation du courant externe devient :

$$i(\omega) \frac{S j_{n,a} e^{j\omega t}}{W_c} \cdot \frac{1}{1 + j\omega\tau_c} \cdot \int_{W_a}^{W_a+W_c} e^{-j\omega\Delta t} dz \quad (2.49)$$

Dans le cas où le champ électrique dans le collecteur est suffisamment élevé, les électrons se déplacent avec leur vitesse de saturation v_{sat} et Δt est alors égal à $\frac{z}{v_{sat}}$. Dans ce cas, l'intégrale de l'équation (2.49) devient :

$$\begin{aligned} \frac{1}{W_c} \int_{W_a}^{W_a+W_c} e^{-j\omega \frac{z}{v_{sat}}} dz &= \frac{1}{W_c} \left[-\frac{v_{sat}}{j\omega} e^{-\frac{j\omega z}{v_{sat}}} \right]_{W_a}^{W_a+W_c} \\ &= \frac{1}{W_c} \left[-\frac{v_{sat}}{j\omega} e^{-\frac{j\omega(W_a+W_c)}{v_{sat}}} + \frac{v_{sat}}{j\omega} e^{-\frac{j\omega W_a}{v_{sat}}} \right] \\ &= \frac{v_{sat}}{j\omega W_c} \left[e^{-\frac{j\omega W_a}{v_{sat}}} - e^{-\frac{j\omega(W_a+W_c)}{v_{sat}}} \right] \\ &= \frac{1}{j\omega\tau_t} e^{-\frac{j\omega W_a}{v_{sat}}} \left[1 - e^{-j\omega\tau_t} \right] \\ &= \frac{1}{2} e^{-j\omega \left(\frac{\tau_t}{2} + \frac{W_a}{v_{sat}} \right)} \frac{e^{j\omega \frac{\tau_t}{2}} + e^{-j\omega \frac{\tau_t}{2}}}{j\omega \frac{\tau_t}{2}} \\ &= e^{-j\omega \left(\frac{\tau_t}{2} + \frac{W_a}{v_{sat}} \right)} \frac{\sin \left(\omega \frac{\tau_t}{2} \right)}{\omega \frac{\tau_t}{2}} \end{aligned} \quad (2.50)$$

$\tau_t = \frac{W_c}{v_{sat}}$ ($v_{sat} \approx 2.10^7$ cm/s pour InP) est le temps de transit des électrons dans le collecteur. On obtient donc l'expression analytique du courant externe :

$$i(\omega) = -S_e G W_a e^{j(\omega t - \phi)} \frac{1}{(1 + j\omega\tau_a)(1 + j\omega\tau_c)} \frac{\sin\left(\omega \frac{\tau_t}{2}\right)}{\omega \frac{\tau_t}{2}}, \text{ avec } \phi = \omega\left(\frac{\tau_t}{2} + \frac{W_a}{v_{sat}}\right) \quad (2.51)$$

Feiginov a aussi traité le cas où le transport des électrons dans le collecteur se fait de façon ballistique, le temps de transit des électrons dans le collecteur s'écrit alors :

$$\tau_t = \sqrt{\frac{2m_{\text{InP}}^* W_c}{eE}} [5]$$

D'une façon générale, le module du photocourant externe généré par la photodiode est :

$$|i(\omega)| = \frac{I_0}{\sqrt{1 + (\omega\tau_a)^2} \sqrt{1 + (\omega\tau_c)^2}} \left| \frac{\sin\left(\omega \frac{\tau_t}{2}\right)}{\omega \frac{\tau_t}{2}} \right| \quad (2.52)$$

Dans le cas où la photodiode UTC est connectée à une antenne que l'on supposera parfaite, la puissance rayonnée par cette antenne est égale à :

$$\begin{aligned} P_{THz}(\omega) &= \frac{1}{2} R |i(\omega)|^2 \\ &= \frac{1}{2} R I_0^2 \frac{1}{1 + (\omega\tau_a)^2} \frac{1}{1 + (\omega\tau_c)^2} \left| \frac{\sin\left(\omega \frac{\tau_t}{2}\right)}{\omega \frac{\tau_t}{2}} \right|^2 \end{aligned} \quad (2.53)$$

$\frac{\sin(x)}{x}$ vaut $\frac{1}{\sqrt{2}}$ pour $x \approx 1,3916$ donc le terme dû au temps de transit vaut $\frac{1}{\sqrt{2}}$ pour $f_{c,t} = \frac{0,443}{\tau_t}$, au delà de cette fréquence le terme diminue comme $\frac{1}{\omega}$.

Au delà des fréquences de coupures des autres termes, le courant diminue donc comme $\frac{1}{\omega^3}$ (les trois termes diminuent en $\frac{1}{\omega}$) [fig.2.8]. La puissance THz générée diminue donc en $\frac{1}{\omega^6}$ soit 60 dB/décade (ou 18 dB/octave) . Il faut remarquer que pour les autres photodétecteurs rapides, la pente est généralement de 40 dB/décade (12 dB/octave) due à une décroissance en $\frac{1}{\omega^4}$. En effet, en plus des termes de transit et de la constante de temps RC (comme pour les photodiodes $p-i-n$ classiques par exemple), on a une chute de l'efficacité de la ZA avec la fréquence qui diminue en $\frac{1}{\omega^2}$. Il faut donc repousser ces fréquences de coupure le plus loin possible par un choix judicieux des matériaux, de leurs épaisseurs et diminuer la section de la photodiode par une technologie de fabrication adaptée.

2.1.3 Comparaison photodiode $p-i-n$ et UTC en régime de saturation

Un avantage de la photodiode UTC par rapport à la photodiode $p-i-n$ se situe dans le mécanisme de saturation [11]. Dans le cas d'une photodiode $p-i-n$, la saturation du courant est due à une accumulation de charge dans la zone d'absorption [fig.2.9]. De cette accumulation de charge résulte un champ électrique qui s'oppose au champ de déplétion. Cette diminution de champ réduit alors la vitesse des porteurs et accentue encore l'accu-

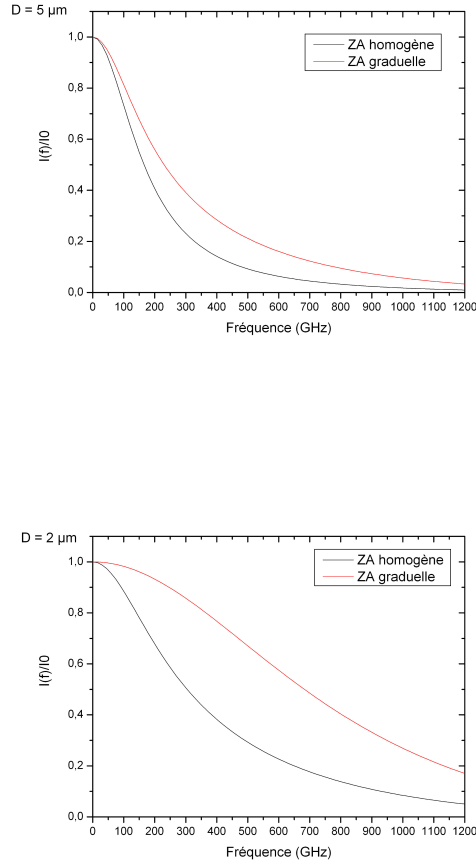
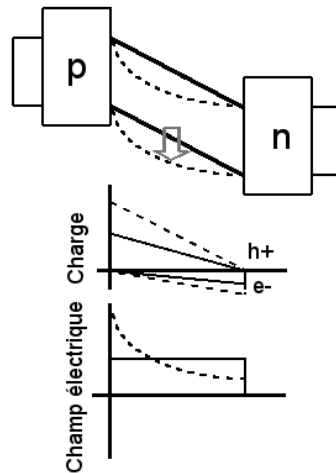


FIG. 2.8 – Photocourant normalisé calculé analytiquement pour une UTC-PD InGaAs/InP de $5 \mu\text{m}$ de diamètre et de $2 \mu\text{m}$ de diamètre chargée sur 50Ω

mulation de charges. Dans le cas de la photodiode UTC, on observe aussi une diminution du champ électrique dans le collecteur due aux effets de charge d'espace²[fig.2.11]. Cet effet peut être réduit en dopant légèrement le collecteur avec une concentration égale au nombre de charges en transit dans celui-ci. Par exemple, pour une densité de courant de 100 kA/cm^2 , on obtiendrait un dopage de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} ($n \approx \frac{J}{ev_e}$). Cependant, la vitesse des électrons dans l'InP reste supérieure à celle des trous dans l'InGaAs même avec la diminution du champ électrique. Ainsi, la densité de courant à la saturation pour une UTC est d'un ordre de grandeur supérieure à celle d'une *p-i-n*[12]. Un autre effet d'une forte injection optique est l'apparition d'un champ électrique (Champ électrique E de l'équation 2.38) dans la ZA. Ce champ électrique induit entraîne une modification du potentiel électronique dont l'expression analytique a été déterminée dans l'équation (2.23) et est rappelée ici :

$$E \approx \frac{j_h}{e\mu_p p_0}$$

²phénomène connu sous le nom d'effet « kirk » ou « base push out » dans le HBT


 FIG. 2.9 – Illustration du mécanisme de saturation dans une photodiode $p-i-n$

Un avantage de la photodiode UTC par rapport à la photodiode $p-i-n$ est qu'il est possible d'ajuster l'épaisseur de zone absorbante indépendamment de l'épaisseur du collecteur. Cependant, il reste un compromis entre le temps de transit des électrons dans le collecteur (proportionnel à W_c) et la constante de temps ZC due à la capacité de la jonction (proportionnelle à $\frac{1}{W_c}$).

2.1.4 Les photodétecteurs distribués

Nous venons de nous intéresser à l'influence de la capacité de jonction des photodiodes. Cependant, on peut s'affranchir de la constante de temps RC en distribuant le photodétecteur. Il faut noter que cette méthode peut s'appliquer à tout type de photodétecteur. Afin de s'affranchir de la capacité de jonction, le photodétecteur est réparti le long d'une structure de propagation, sa longueur devenant non négligeable vis-à-vis de la longueur d'onde du signal électrique guidé. Dans ce cas, la bande passante n'est plus limitée par le produit RC mais par le désaccord de phase entre les signaux électriques et optiques[13]. On peut voir un photodétecteur distribué comme un ensemble de photodétecteurs élémentaires répartis le long d'une ligne de propagation. On se représente aisément que le signal électrique généré en un premier point ne doit pas interférer de manière destructive avec celui généré en autre point plus loin le long du photodétecteur [fig.2.12]. Comme dans le cas, de l'optique non-linéaire, il faut trouver un accord de phase entre le signal optique et le signal électrique : $\frac{\partial \omega_{opt}}{\partial k_{opt}} = \frac{\omega_{THz}}{k_{THz}}$.

Dans le cas d'une injection optique horizontale, dans un guide d'onde par exemple, l'accord de phase peut être trouvé par un choix judicieux des indices. Cependant, cet accord ne pourra être trouvé que pour une certaine plage de fréquence et sera de plus, difficile à obtenir. Ainsi, l'utilisation d'un photodétecteur distribué avec une injection optique dans un guide ne semble pas adaptée, ou très difficile à réaliser, pour la génération de THz tant impulsionnel que CW.

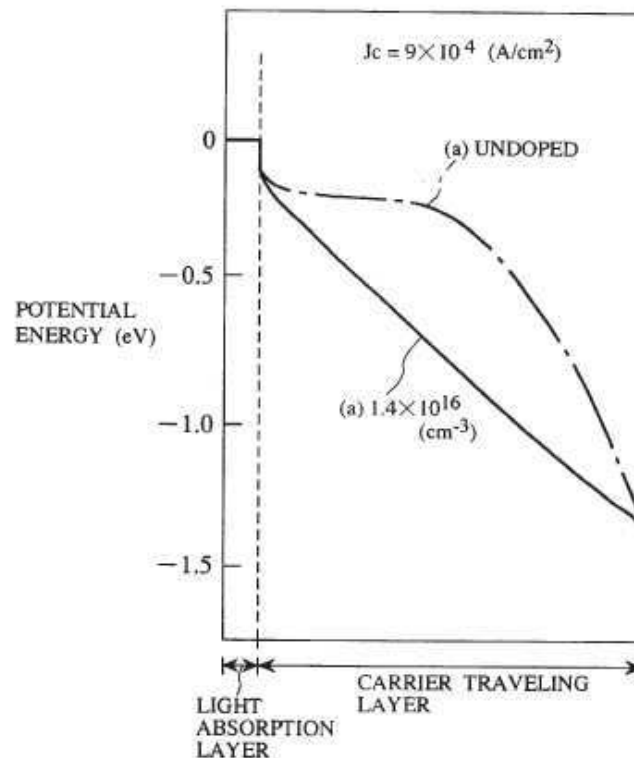


FIG. 2.10 – Modification du diagramme de bande d'une photodiode UTC en régime de saturation et illustration de la compensation de l'effet Kirk par un léger dopage du collecteur [3]

Cependant, une autre approche a été proposée par Merlet *et al* [14]. Elle consiste à illuminer le photodétecteur par le dessus avec des franges d'interférences mobiles. La condition d'accord de phase est réalisée lorsque le temps nécessaire au faisceau lumineux pour arriver en un point est égal au temps mis par le signal électrique dans la ligne de propagation pour arriver à ce point [fig.2.13]. Le principal avantage réside dans le fait que la condition d'accord de phase est obtenue en jouant sur les angles d'incidence des faisceaux optiques. Ainsi, l'accord de phase peut être obtenu pour différentes fréquences et n'est plus fixé par des paramètres géométriques et physiques. Ce type de dispositif a été réalisé par Matsuura *et al* sur GaAs-BT mais n'a permis de générer qu'au mieux $0,1 \mu\text{W}$ à 1 THz ce qui est du même ordre de grandeur que pour un photodétecteur localisé [15]

Enfin, un autre aspect important de ce type de dispositif concerne les pertes de la ligne de propagation. Il faut que les différentes contributions du photocourant puissent atteindre l'antenne en étant le moins atténuées possibles. Un autre avantage, et essentiellement en photomélangement, est la densité de puissance que peut supporter un photodétecteur distribué, la surface à éclairer étant beaucoup plus importante que pour un photodétecteur localisé. Toutefois, les photodétecteurs distribués n'ont jusqu'à présent pas présenté de meilleures performances que les photodétecteurs localisés.

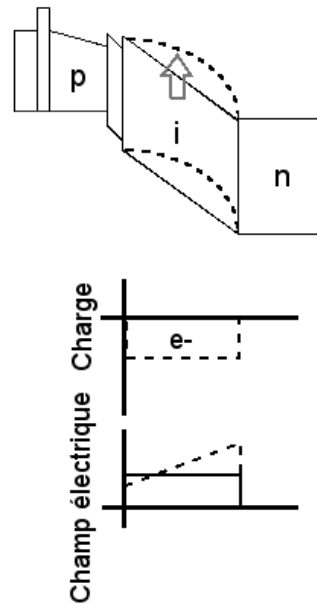


FIG. 2.11 – Illustration du mécanisme de saturation dans une photodiode UTC

2.1.5 Etat de l'art du photomélange THz dans des photodiodes rapides

Peu d'expériences de battements dans une photodiode $p-i-n$ ont été reportées. On peut toutefois noter que Huggard *et al* ont obtenu des puissances de $10 \mu\text{W}$ à 150 GHz et 100 nW à 625 GHz avec une photodiode $p-i-n$ commerciale. La photodiode est insérée dans un guide d'onde WR-10, la puissance générée est ensuite rayonnée par un cornet puis détectée par une cellule de Golay[16][2]. Plus récemment, avec le même type de photomélangeur éclairé par une diode laser Fabry-Pérot bi-couleur, Osborne *et al* ont réussi à détecter une puissance de 20 nW à 485 GHz [17].

Schoenherr *et al* ont présenté un photomélangeur constitué d'un « Spot-size converter », un guide optique, une photodiode $p-i-n$ et une antenne planaire. La photodiode présente une réponse de $0,36 \text{ A/W}$ pour une polarisation de $-1,6 \text{ Volts}$. Une puissance de $3 \mu\text{W}$ à 200 GHz et de 30 nW à 700 GHz pour un photocourant de $4,1 \text{ mA}$ ($P_{\text{optique}} = 12 \text{ mW}$) a pu être mesurée avec une cellule de Golay [18].

Des expériences de battements ont aussi été réalisées dans des photodiodes $p-i-n$ distribuées par Stöhr *et al*. Une puissance de $160 \mu\text{W}$ à 110 GHz a été obtenue mais seulement une dizaine de nW à 1 THz . Un émetteur « THz », basé sur une photodiode distribuée, a aussi été reporté par les mêmes auteurs et a permis d'obtenir une puissance de $1 \mu\text{W}$ à 460 GHz pour un photocourant de 20 mA [19].

Bien que les premières réalisations de photodiodes UTC datent de 1997, des expériences de photomélange THz dans des UTC-PD's n'ont été menées par les laboratoires

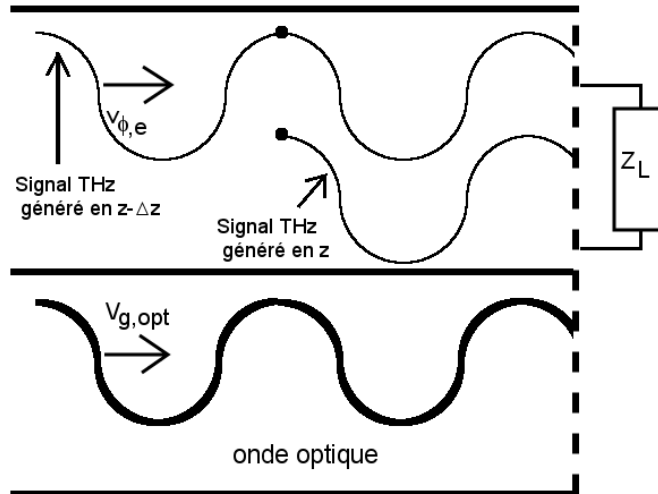


FIG. 2.12 – Illustration schématique de l'accord de phase dans un photodétecteur distribué

NTT³ que depuis 2002. Une puissance de 120 μW à 300 GHz, pour un photocourant de 20 mA, a été rayonnée par un photomélangeur constitué d'une photodiode UTC et d'une antenne planaire log-périodique [20]. Plus récemment, des puissances supérieures à celles obtenues dans des photomélangeurs à base d'AsGa-BT ont été démontrées [fig.2.14]. Une puissance de 2,6 μW à 1,04 THz (photocourant : 13 mA) a été reportée par Ito *et al* avec le même type d'antenne que celle citée précédemment [21], [22]. Il est aussi possible de tirer parti des techniques issues du domaine des micro-ondes comme l'utilisation d'antennes résonnantes afin d'extraire de façon optimale le signal THz généré dans la photodiode. Elle permet de s'affranchir de la constante de temps RC pour une certaine fréquence au prix d'une réduction importante de la bande passante du photomélangeur. En utilisant une antenne résonnante (antennes dipôles jumelées), Nakajima *et al* ont mesuré une puissance de 10,9 μW à 1,04 THz[23].

³Nippon Telegraph and Telephone

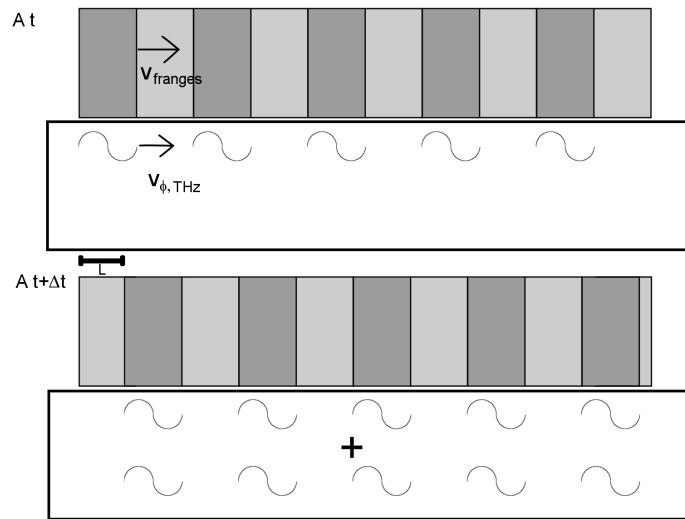


FIG. 2.13 – Accord de phase dans un photodétecteur distribué éclairé par un réseau de franges d'interférences mobiles. Pour qu'il y ait accord de phase, on remarque qu'il faut que $\Delta t = \frac{L}{v_{franges}} = \frac{L}{v_{\phi, THz}}$

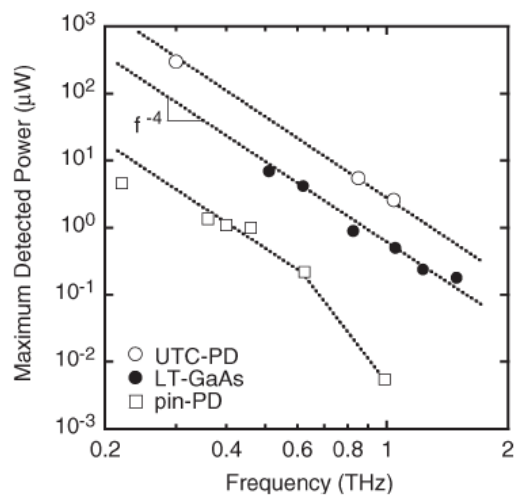


FIG. 2.14 – Comparaison de puissances THz obtenues par photomélange à antenne large bande pour les UTC-PD, les photodiodes *p-i-n*, et les photoconducteurs en GaAs-BT [22]

2.2 Structure épitaxiale de photodiode à transport unipolaire

Comme nous venons de le voir, une photodiode UTC est composée d'un « empilement » de différents semiconducteurs. Cet empilement est réalisé par épitaxie de semiconducteurs. Cette technique consiste à faire croître des couches minces de matériau cristallin (comme un semiconducteur) à partir d'un substrat monocristallin. L'IEMN possédant deux bâtis d'épitaxie par jets moléculaires de composés III-V, le premier à source gazeuses et le deuxième à sources solides, les différentes structures de photodiodes UTC réalisées durant cette thèse l'ont été par cette technique de croissance.

2.2.1 L'épitaxie par jets moléculaires de semiconducteur III-V

L'épitaxie par jets moléculaires (EJM⁴) est une technique de croissance de couches minces par exposition d'un substrat monocristallin à des flux atomiques ou moléculaires. L'enceinte est maintenue sous vide et le substrat est porté à une température adéquate par un four. L'EJM est caractérisée par une vitesse de croissance lente (de l'ordre d'une monocouche par seconde soit 1 μ m/heure) mais permet aussi un très bon contrôle de l'épaisseur, du dopage et de la composition du matériau croissant et surtout une très bonne qualité de l'interface entre deux matériaux.

Les sources d'éléments III (aluminium, gallium, indium) sont des cellules d'effusion où les éléments sont fondus puis évaporés en flux atomique. Le flux est contrôlé par une régulation de la température du creuset et peut être interrompu par un cache mécanique placé devant la cellule. En ce qui concerne les éléments V, on distingue deux types de sources : l'EJM à sources solides (SSMBE) et l'EJM à sources gazeuses. Historiquement, les premières sources d'éléments V étaient similaires à celles d'éléments III. Si l'élaboration de sources solides pour l'arsenic n'a pas posé de problème majeur, ce n'est pas le cas du phosphore. Le principal inconvénient du phosphore est l'existence de différentes formes (blanc, noire et rouge) ce qui pose des problèmes d'incorporation de l'atome P et un épuisement rapide de la source [24]. Il faut toutefois noter que depuis la moitié des années 1990 des sources solides de phosphore ont été grandement améliorées. Une alternative à ce problème a été trouvée en remplaçant les cellules d'éléments V par des injecteurs qui amènent dans l'enceinte un gaz qui contient l'élément désiré ici l'arsine (AsH_3) et la phosphine (PH_3) : la GSMBE. Ces molécules de gaz sont décomposées en molécules d'arsenic (As_2 , As_4) ou de phosphore (P_2 , P_4) et en hydrogène (H_2). Il faut noter que l'on introduit en plus de l'élément V de l'hydrogène qui ne semble pas gêner la croissance. Depuis le début des années 2000, des sources solides d'antimoine (Sb) sont aussi devenues disponibles. L'IEMN a récemment (2005) fait l'acquisition d'une telle source.

⁴en anglais MBE : Molecular Beam Epitaxy

2.2.2 Hétérostructures de photodiode à transport unipolaire InGaAs/InP à zone d'absorption homogène

Comme dit précédemment, la structure de photodiode UTC repose sur le principe de la séparation de la zone d'absorption et de la zone de champ dans laquelle les photoporteurs sont collectés. Le matériau constituant la zone d'absorption doit donc avoir une énergie de bande interdite inférieure ou égale à 0,8 eV pour un fonctionnement aux longueurs d'onde télécom. Au contraire, le collecteur doit avoir un gap supérieur à 0,8 eV afin qu'aucune absorption n'y ait lieu. Lors du début de l'étude sur les photodiodes UTC, l'IEMN ne disposait pas d'une source d'antimoine, nous nous sommes tournés vers le système de matériaux très utilisés dans le domaine des télécommunications optiques : le système $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$. La zone absorbante est constituée d'InGaAs en accord de maille sur InP et le collecteur est en InP [fig.2.15]. De plus, le système InGaAs/InP permet de bénéficier de la bonne mobilité des électrons dans l'InGaAs ($5000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) ainsi que la vitesse de saturation des électrons élevée dans l'InP ($v_{\text{sat}} \approx 2 \cdot 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$). L'InP est aussi connu pour avoir un fort champ de claquage ce qui permet d'appliquer de fortes tensions de polarisation bien que dans notre cas il ne s'agisse pas de sa propriété la plus intéressante.

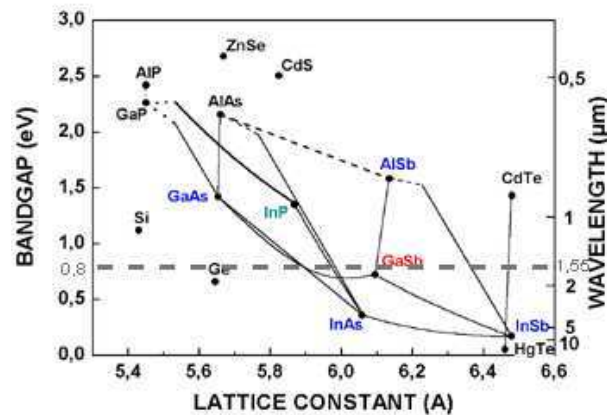


FIG. 2.15 – Energie de bande interdite en fonction du paramètre de maille

Les premières épitaxies ont été réalisées sur substrat de phosphure d'indium (InP) de type $n+$ afin de simplifier la technologie de fabrication et de vérifier rapidement le bon fonctionnement de celles-ci [tab.2.1]. Nous avons ensuite repris des structures similaires mais celles-ci étaient épitaxiées sur des substrats InP semi-isolants que nous allons à présent détailler. Le tableau [2.2] présente les structures des premières photodiodes UTC sur substrat semi-isolant réalisées à l'IEMN. La croissance de ces structures a été faite par épitaxie par jets moléculaires à sources gazeuses.

Zone d'absorption Cette couche est certainement une des plus importantes couches de la structures UTC. En effet, son épaisseur détermine en grande partie la rapidité du composant mais aussi son coefficient de réponse. Ainsi, il faut définir un compromis sur

2.2. Structure épitaxiale de photodiode à transport unipolaire

Couche	Matériau	Epaisseur (Å)	Dopage (cm ⁻³)	Commentaires
Substrat	InP	–	$n+$	–
Tampon	InP	≈ 175	$n = 2.10^{19}$ (Si)	–
Arrêt de gravure	In _{0,53} Ga _{0,47} As	200	$n = 2.10^{19}$ (Si)	–
Sous-collecteur	InP	500	$n = 2.10^{19}$ (Si)	–
Collecteur	InP	2500	nid	–
Plan de dopage	InP	70	$n = 1.10^{18}$ (Si)	–
G041003	In _{0,53} Ga _{0,47} As	200	nid	–
G041002	In _{0,85} Ga _{0,15} As _{0,30} P _{0,70}	200	nid	$E_g = 1,15$ eV
Zone d'absorption	In _{0,53} Ga _{0,47} As	1000	$p = 1.10^{18}$ (Be)	–
Barrière de diffusion	Al _{0,05} Ga _{0,44} In _{0,51} As	200	$p = 5.10^{19}$ (Be)	$E_g = 0,825$ eV $\Delta a/a = 0,2\%$
Contact anode	In _{0,53} Ga _{0,47} As	500	$p = 8.10^{19}$ (Be)	–

TAB. 2.1 – Structures épitaxiales de photodiodes UTC sur substrat $n+$ (G041003 : avec espaceur en InGaAs, G041002 : espaceur en InGaAsP)

Couche	Matériau	Epaisseur (Å)	Dopage (cm ⁻³)	Commentaires
Substrat	InP	–	Semi-Isolant	–
Tampon	InP	≈ 175	nid	–
Arrêt de gravure	In _{0,53} Ga _{0,47} As	200	nid	–
Sous-collecteur (2)	InP	3000	$n = 3.10^{19}$ (Si)	–
Contact cathode	In _{0,53} Ga _{0,47} As	600	$n = 1.10^{19}$ (Si)	–
Sous-collecteur (1)	InP	500	$n = 2.10^{19}$ (Si)	–
Collecteur	InP	2500	nid	–
Plan de dopage	InP	70	$n = 1.10^{18}$ (Si)	–
G050309	In _{0,53} Ga _{0,47} As	200	nid	–
G050308	In _{0,85} Ga _{0,15} As _{0,30} P _{0,70}	200	nid	$E_g = 1,15$ eV
Zone d'absorption	In _{0,53} Ga _{0,47} As	1000	$p = 1.10^{18}$ (Be)	–
Barrière de diffusion	Al _{0,05} Ga _{0,44} In _{0,51} As	200	$p = 5.10^{19}$ (Be)	$E_g = 0,825$ eV $\Delta a/a = 0,2\%$
Contact anode	In _{0,53} Ga _{0,47} As	500	$p = 8.10^{19}$ (Be)	–

TAB. 2.2 – Structure épitaxiales de photodiode UTC (G050309 : avec espaceur en InGaAs, G050308 : espaceur en InGaAsP)

l'épaisseur de cette couche. De même, un dopage important permet de diminuer le temps de relaxation diélectrique au détriment du coefficient d'absorption et du coefficient de diffusion des électrons. Le dopage a été fixé à $p = N_a = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Ainsi, le temps de relaxation diélectrique reste faible (30 fs) tout en conservant un coefficient d'absorption correct : $\alpha \approx 6,6 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$. Nous avons décidé de fixer l'épaisseur de la base à 1000 Å afin de conserver une absorption suffisante tout en présentant un temps de transit sub-picoseconde ($\tau_a \approx 0,8 \text{ ps}$)

Barrière de diffusion La barrière de diffusion placée du côté de la région p de la zone d'absorption a pour but d'empêcher les électrons photogénérés de diffuser vers le contact de type p . Cette barrière assure qu'un maximum d'électrons participera au photocourant. Il faut noter que cette barrière doit être transparente à un flux de photons de longueur d'onde $1,55 \text{ } \mu\text{m}$, donc $E_g > 0,8 \text{ eV}$. De plus, son paramètre de maille doit être le plus proche possible de celui de l'InP. Afin que cette barrière soit la plus efficace possible, le matériau choisi doit présenter une discontinuité en bande de conduction (ΔE_c) suffisamment importante mais aussi une discontinuité en bande de valence (ΔE_v) la plus faible possible. Dans les structures reportées par NTT, cette couche est en quaternaire InGaAsP et a une épaisseur de 200 Å pour éviter le passage par effet tunnel des électrons à travers la barrière [11]. L'aluminium étant disponible sur le bâti, nous avons choisi un quaternaire $\text{Al}_{0,05}\text{Ga}_{0,44}\text{In}_{0,51}\text{As}$ qui présente un ΔE_c de 50 meV et un ΔE_v de 40 meV avec InGaAs (son gap est de 0,825 eV). Cette barrière est fortement dopée de type p ($p = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$).

Couche intermédiaire entre zone absorbante et collecteur (Espaceur) Lorsque deux semiconducteurs sont dopés différemment, les espèces utilisées comme dopant peuvent diffuser de la couche la plus dopée vers la moins dopée. Nous avons utilisé le Béryllium comme dopant de type p dans nos hétérostructures qui est un dopant connu pour sa forte propension à diffuser [7]. Cette diffusion peut être limitée par l'introduction d'une couche intermédiaire entre ces deux zones. Cette couche est appelée espaceur. De plus, dans les structures G041002 et G050308 cette couche a aussi une autre fonction.

L'hétérostructure $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$ est de type I, c'est-à-dire que la jonction présente une barrière pour les électrons ($\Delta E_c = 220 \text{ meV}$) ce qui n'est pas souhaitable. L'espaceur a donc aussi pour but de lisser cette discontinuité de bande de conduction tout en présentant une barrière pour les trous. L'idée est d'introduire un matériau transparent à $1,55 \text{ } \mu\text{m}$ et présentant une plus faible barrière pour les électrons et ainsi réduire les hauteurs de barrières vues par les électrons. Nous nous sommes inspirés des structures de NTT et avons choisi un espaceur en quaternaire InGaAsP. Le quaternaire utilisé est : $\text{Ga}_{0,15}\text{In}_{0,85}\text{As}_{0,33}\text{P}_{0,67}$ ayant un gap de 1,15 eV et étant en accord de maille avec InP.

La figure 2.16 montre la différence entre une structure sans espaceur et avec espaceur en GaInAsP.

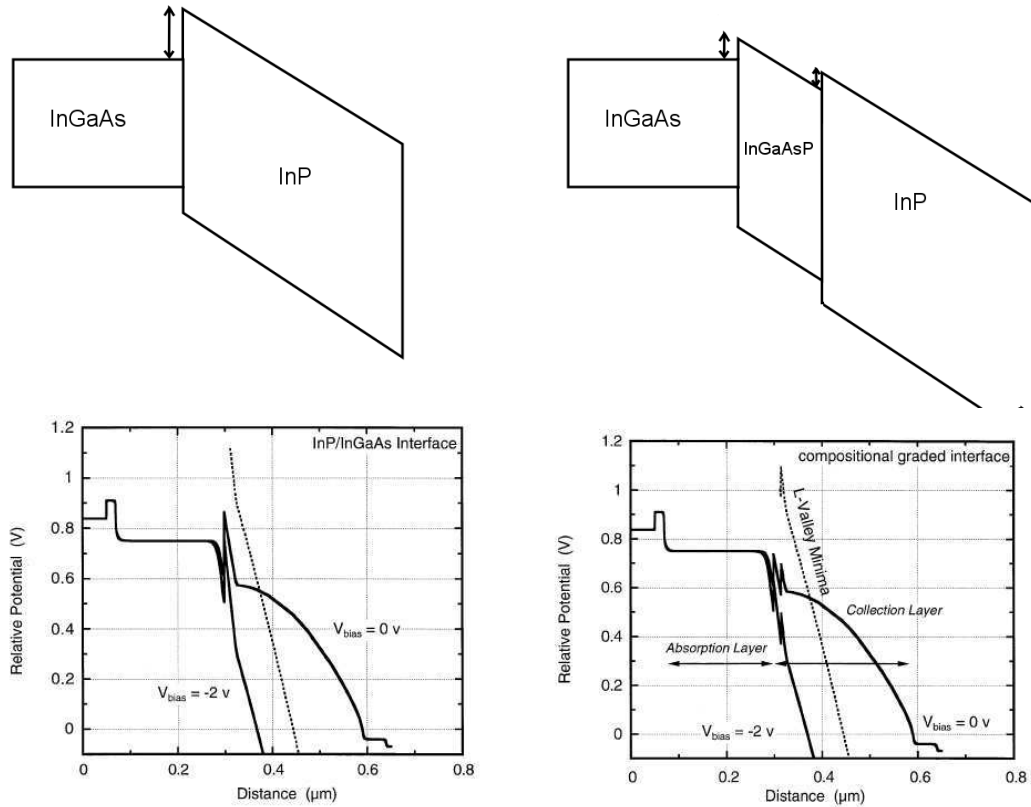


FIG. 2.16 – Schéma et diagramme de bande de l'hétérojonction [11] sans espaceur, à gauche et avec espaceur en GaInAsP, à droite

2.2.3 Hétérostructures à zone d'absorption graduelle InGaAs/InP

Zone d'absorption à gradient de composition Nous avons opté pour l'introduction d'un pseudo-champ par gradient de composition dans la base. Pour réaliser ce pseudo-champ, le taux d'indium est progressivement diminué durant la croissance de la couche. Une variation continue de la composition du matériau entraîne une variation continue du bas de la bande de conduction par rapport au niveau de Fermi. On introduit ainsi une variation du potentiel cristallin et donc du gap. Si le dopage est de type p , la variation de bande interdite se reporte sur la bande de conduction comme présentée sur le diagramme de bande schématique d'une UTC-PD [fig.2.4]. Cependant, une condition limitant le taux de gallium est le fait que l'ensemble de la couche doit rester absorbante ($E_g < 0,8$ eV). Dans les structures réalisées, le taux d'indium varie de 46% côté barrière à 60 % côté collecteur, ce qui correspond à une variation de 100 meV de la bande de conduction [fig.2.18]. A noter toutefois qu'un changement du taux d'indium induit un matériau contraint et que l'épaisseur de matériau que l'on peut épitaxier est limitée par le désaccord de maille entre l'InGaAs et l'InP.

Espaceur Le fait d'introduire un gradient de composition nous oblige à changer d'espaceur. Les buts sont toujours les mêmes, à savoir limiter la diffusion des dopants et « lisser » la discontinuité en bande de conduction. Cependant cette discontinuité est plus importante dans le cas d'une base graduelle [fig.2.18]. Afin de lisser le plus progressive-

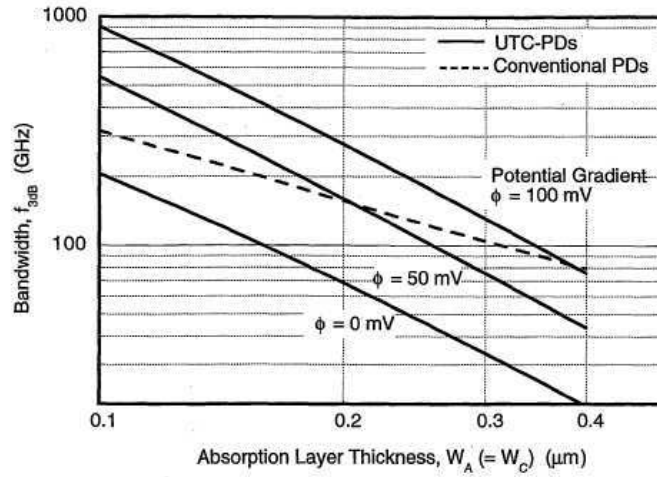


FIG. 2.17 – Variation de la fréquence de coupure d'une photodiode UTC ($W_a = W_c$) en fonction de l'épaisseur de la zone d'absorption et pour différents quasi-champ [11]

Couche	Matériau	Epaisseur (Å)	Dopage (cm^{-3})	Commentaires
Substrat	InP	–	Semi-Isolant	–
Tampon	InP	≈ 175	nid	–
Arrêt de gravure	$\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$	200	$n = 3.10^{19}$ (Si)	–
Sous-collecteur (2)	InP	3000	$n = 3.10^{19}$ (Si)	–
Contact cathode	$\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$	600	$n = 2.10^{19}$ (Si)	–
Sous-collecteur (1)	InP	500	$n = 2.10^{19}$ (Si)	–
Collecteur	InP	2500	nid	–
Plan de dopage	InP	70	$n = 1.10^{18}$ (Si)	–
Espaceur	$\text{Al}_{23,5}\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{23,5}\text{As}$ $\text{In}_{0,60}\text{Ga}_{0,40}\text{As}$	300	nid	Alliage graduel
Zone d'absorption	$\text{In}_{0,60}\text{Ga}_{0,40}\text{As}$ $\text{In}_{0,46}\text{Ga}_{0,54}\text{As}$	1000	$p = 1.10^{18}$ (Be)	Alliage graduel
Barrière de diffusion	$\text{Al}_{0,075}\text{Ga}_{0,395}\text{In}_{0,53}\text{As}$	200	$p = 5.10^{19}$ (Be)	$E_g = 0,845\text{eV}$
Contact anode	$\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$	500	$p = 8.10^{19}$ (Be)	–

TAB. 2.3 – Epitaxie de photodiode UTC G060303 : base graduelle et collecteur long

2.2. Structure épitaxiale de photodiode à transport unipolaire

Couche	Matériau	Epaisseur (Å)	Dopage (cm ⁻³)	Commentaires
Substrat	InP	–	Semi-Isolant	–
Tampon	InP	≈ 175	nid	–
Arrêt de gravure	In _{0,53} Ga _{0,47} As	200	$n = 3.10^{19}$ (Si)	–
Sous-collecteur (2)	InP	3000	$n = 3.10^{19}$ (Si)	–
Contact cathode	In _{0,53} Ga _{0,47} As	600	$n = 2.10^{19}$ (Si)	–
Sous-collecteur (1)	InP	500	$n = 2.10^{19}$ (Si)	–
Collecteur	InP	1000	nid	–
Plan de dopage	InP	70	$n = 1.10^{18}$ (Si)	–
Espaceur	Al _{23,5} In _{0,53} Ga _{23,5} As In _{0,60} Ga _{0,40} As	300	nid	Alliage graduel
Zone d'absorption	In _{0,60} Ga _{0,40} As In _{0,46} Ga _{0,54} As	1000	$p = 1.10^{18}$ (Be)	Alliage graduel
Barrière de diffusion	Al _{0,075} Ga _{0,395} In _{0,53} As	200	$p = 5.10^{19}$ (Be)	$E_g = 0,845\text{eV}$
Contact anode	In _{0,53} Ga _{0,47} As	500	$p = 8.10^{19}$ (Be)	–

TAB. 2.4 – Epitaxie de photodiode UTC G060304 : base graduelle et collecteur court

Couche	Matériau	Epaisseur (Å)	Dopage (cm ⁻³)	Commentaires
Substrat	InP	–	Semi-Isolant	–
Tampon	InP	≈ 175	nid	–
Arrêt de gravure	In _{0,53} Ga _{0,47} As	200	$n = 3.10^{19}$ (Si)	–
Sous-collecteur (2)	InP	3000	$n = 3.10^{19}$ (Si)	–
Contact cathode	In _{0,53} Ga _{0,47} As	600	$n = 2.10^{19}$ (Si)	–
Sous-collecteur (1)	InP	500	$n = 2.10^{19}$ (Si)	–
Collecteur	InP	2500	nid	–
Plan de dopage	InP	70	$n = 1.10^{18}$ (Si)	–
Espaceur	Al _{23,5} Ga _{23,5} In _{0,53} As	200	nid	Alliage graduel
	Ga _{0,40} In _{0,60} As	100	$p = 1.10^{18}$ (Be)	
Zone d'absorption	In _{0,60} Ga _{0,40} As In _{0,46} Ga _{0,54} As	1000	$p = 1.10^{18}$ (Be)	Alliage graduel
Barrière de diffusion	Al _{0,075} Ga _{0,395} In _{0,53} As	200	$p = 5.10^{19}$ (Be)	$E_g = 0,845\text{eV}$
Contact anode	In _{0,53} Ga _{0,47} As	500	$p = 8.10^{19}$ (Be)	–

TAB. 2.5 – Epitaxie de photodiode UTC G060305 : base graduelle, espaceur dopé et collecteur court

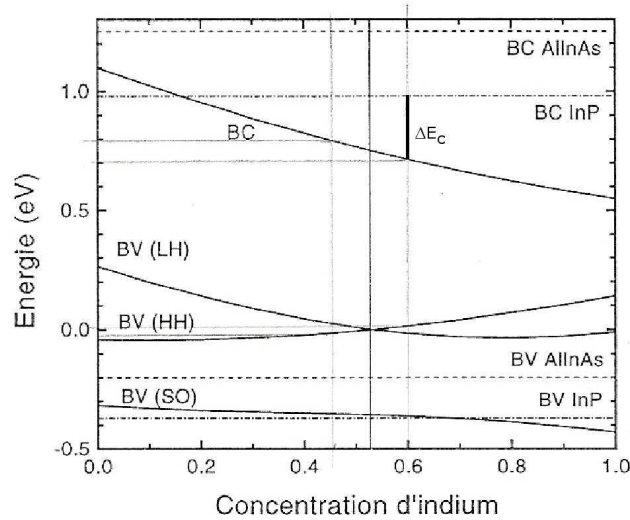


FIG. 2.18 – Variation de la bande de conduction d'InGaAs en fonction du taux d'indium [25]

ment possible, nous avons réalisé un espaceur graduel également. Le but est de passer progressivement de $\text{In}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ à un matériau ayant un faible ΔE_c (ici ≈ 0) avec InP. Nous avons choisi d'incorporer progressivement de l'aluminium à l'espaceur. L'épaisseur de l'espaceur a été fixée à 300 \AA pour permettre la variation du flux d'aluminium par la variation de la température de la cellule.

2.2.4 Hétérostructures de photodiode à transport unipolaire GaAsSb/InP à zone d'absorption homogène

Le principal inconvénient de l'hétérostructure InGaAs/InP pour une photodiode UTC est la discontinuité de bande de conduction de type I ($\Delta E_c = 220 \text{ meV}$). Une autre hétérostructure envisageable est GaAs $_{0,51}$ Sb $_{0,49}$ /InP qui est de type II ($\Delta E_c \approx 50 \text{ meV}$). Cette hétérostructure est déjà utilisée pour la réalisation de transistors bipolaires à hétérojonction [26] et une première photodiode UTC à base d'antimoine a été reportée [27]. Une autre différence provient du dopant de type p , le dopage se fait en incorporant du carbone. Ce dopant diffuse très peu contrairement au béryllium. Ainsi, le principal intérêt d'une telle hétérostructure provient du fait qu'il n'y ait plus besoin d'espaceur entre la zone d'absorption et le collecteur. L'ITEMN ayant récemment fait l'acquisition d'une source d'antimoine sur le bâti d'épitaxie par jets moléculaires à sources solides, deux structures à base d'antimoine ont été épitaxiées et sont reportées dans le tableau 2.6.

Couche	Matériau	Epaisseur (Å)	Dopage (cm^{-3})	Commentaires
Substrat	InP	–	Semi-Isolant	–
Tampon	InP	≈ 175	nid	–
Arrêt de gravure	$\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$	200	$n = 3.10^{19}$ (Si)	–
Sous-collecteur (2)	InP	3000	$n = 3.10^{19}$ (Si)	–
Contact cathode	$\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$	600	$n = 2.10^{19}$ (Si)	–
Sous-collecteur (1)	InP	500	$n = 2.10^{19}$ (Si)	–
Collecteur	InP	2500	nid	–
Zone d'absorption	$\text{GaAs}_{0,51}\text{Sb}_{0,49}$	1000	$p = 1.10^{18}$ (C)	S071211
			$p = 5.10^{18}$ (C)	S071212
Barrière de diffusion	$\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,51}\text{Sb}_{0,49}$	200	$p = 5.10^{19}$ (C)	$E_g = 1,076\text{eV}$ $\Delta a/a = 0,09\%$
Contact anode	$\text{GaAs}_{0,51}\text{Sb}_{0,49}$	500	$p = 5.10^{19}$ (C)	–

TAB. 2.6 – Structure épitaxiales de photodiode UTC avec zone d'absorption en GaAsSb : S071211 et S071212 dont les dopages de zone absorbante sont respectivement $p=1.10^{18}\text{cm}^{-3}$ et $p=5.10^{18}\text{cm}^{-3}$

2.3 Réalisation de photodiodes à transport unipolaire

A présent, nous allons nous intéresser aux différentes étapes technologiques nécessaires à la réalisation de la photodiode à partir des épitaxies précédemment décrites. Ce procédé a été mis au point à partir de l'expérience sur les transistors bipolaires à double hétérojonction et grâce à une collaboration avec M. Zaknour. Cette réalisation comporte quatre niveaux de masquage. Les étapes nécessaires sont présentées schématiquement sur la figure 2.19. La première et la troisième étape correspondent à des niveaux de métallisa-

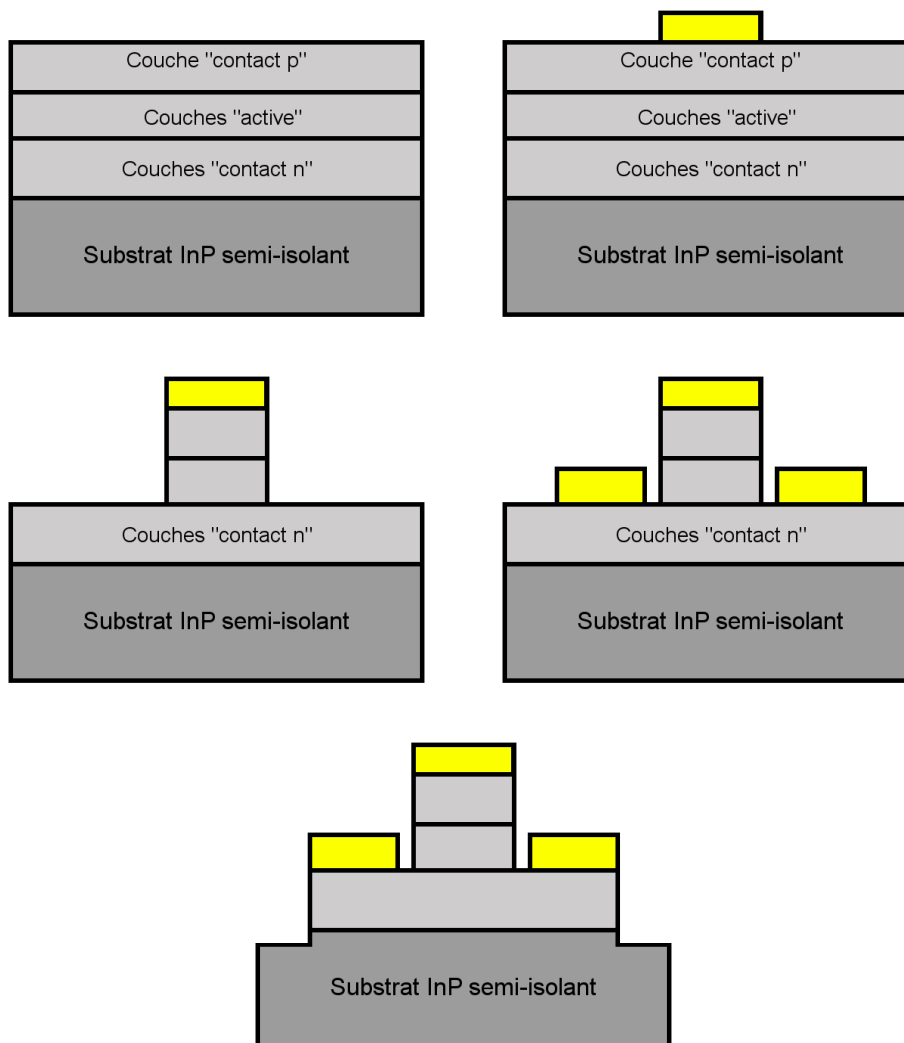


FIG. 2.19 – Représentation schématique des étapes de réalisation d'une photodiode UTC. La première et la troisième étape correspondent à des niveaux de métallisation, tandis que la deuxième et la quatrième correspondent, respectivement, à la gravure du mesa de diode et à une gravure de mesa d'isolation.

2.3.1 Lithographie pour photodiodes

La lithographie est une technique couramment utilisée dans le domaine des micro et nanotechnologies (composants électroniques, micro-systèmes, ...). Cette technique consiste à protéger ou à masquer certaines zones du matériau. Une lithographie peut, généralement

se décomposer en trois étapes :

- Dépôt d'une résine sensible
- « Ecriture » des motifs dans la résine précédemment déposée par une exposition à un flux de photons ou d'électrons
- Révélation des motifs écrits dans la résine dans une solution de révélation

On distingue deux familles de résines : les résines dites « positives » rendues solubles dans le révélateur par l'exposition et les résines dites « négatives » rendues insolubles par l'exposition [fig.2.20]. On distingue aussi les lithographies par la source d'exposition de la

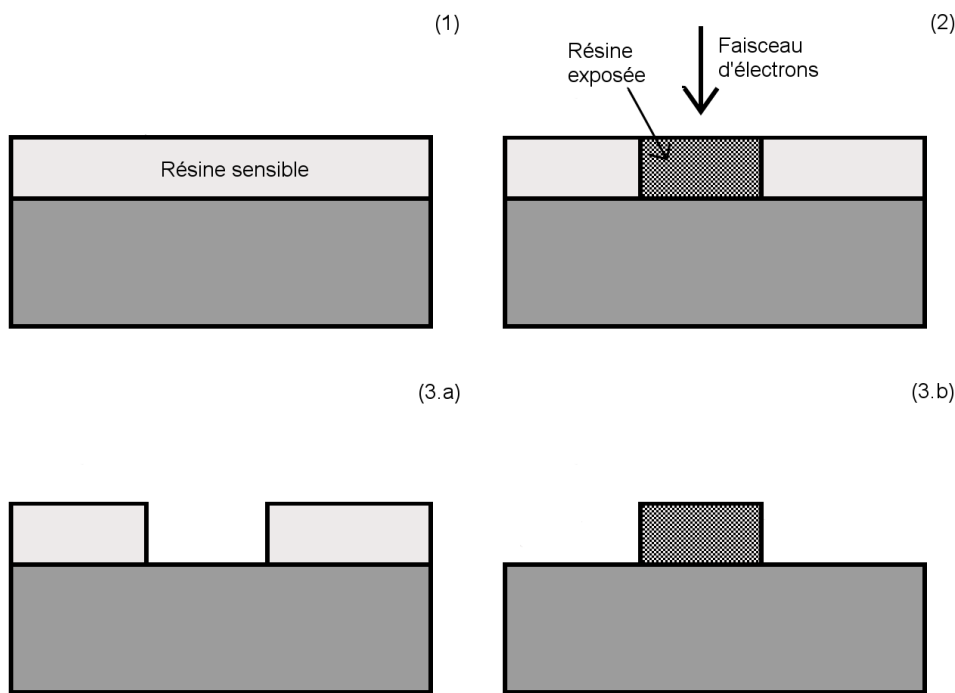


FIG. 2.20 – Etapes d'une lithographie : Enduction de la résine sur l'échantillon (1), exposition de la résine (2) et révélation de la résine positive (3.a) ou négative (3.b)

résine. A l'IEMN, nous avons accès à deux types de lithographie : la lithographie optique par contact et la lithographie par faisceau d'électrons (ou lithographie électronique). Dans le premier cas, la résine utilisée est sensible à un rayonnement ultra-violet ($\lambda \approx 365$ nm) tandis que, dans le second cas, la résine est sensible à un faisceau d'électrons. Les dimensions accessibles sont limitées par la qualité du masque et de son plaquage, la planéité de l'échantillon ainsi que la diffraction dans le cas de la lithographie optique.

Le premier essai de réalisation était prévu pour n'utiliser que de la lithographie optique. Le premier niveau du procédé nécessite d'atteindre une résolution de l'ordre du micron. Cependant, pour atteindre cette résolution avec l'aligneur (Süss Microtech MA6) dont dispose l'IEMN, il y a nécessité de plaquer fortement l'échantillon sur le masque ce qui entraîne une déformation du masque. Les autres étapes ne nécessitant pas une telle résolution, le pas de répétition des marques d'alignement sur l'échantillon et sur les masques

ne correspondaient plus [28]. Ce problème d'alignement nous a amené à utiliser une lithographie par faisceau d'électrons pour la réalisation de la photodiode et à décorréliser les étapes de réalisation des éléments passifs et de la photodiode.

Les limites sur la résolution atteignable en lithographie par faisceau d'électrons sont : les effets de rétrodiffusion d'électrons (aussi appelés effets de proximité), les aberrations de l'optique de focalisation, la sensibilité aux champs électromagnétiques extérieurs, les vibrations, la tension d'accélération des électrons et le courant de faisceau. Afin d'atteindre des dimensions de l'ordre du μm et sans contact, nous avons eu recours à la lithographie électronique pour les étapes de métallisation et pour les étapes de gravure.

Lithographie électronique pour étapes de métallisation

Pour réaliser des contact ohmiques, il est recommandé d'utiliser un matériau à petit gap et fortement dopé afin de minimiser la hauteur de barrière et que les porteurs puissent facilement passer l'interface semiconducteur/métal (zone de charge d'espace) par effet tunnel. La métallisation des contacts de la photodiode est déposée par évaporation sous vide d'une cible métallique chauffée par faisceau d'électrons. Sur le premier jeu de masques (masques utcv2), nous avons choisi de fabriquer des photodiodes avec fenêtre optique pour un éclairage par le dessus et des photodiodes sans fenêtre pour un éclairage par le substrat. Les diamètres de la zone active des photodiodes avec fenêtre optique sont de 15, 12,5, et 10 μm et les diamètres des fenêtres optiques sont respectivement de 10, 8,5 et 7 μm . Les photodiodes à éclairage par le substrat ont des diamètres de : 7,5 μm , 5 μm , 4 μm , 3 μm et 2 μm . Afin de prendre un contact sur cette métallisation, nous avons rajouté un plot métallique à l'anneau [fig.2.21].

Le dépôt par évaporation est un dépôt conforme, nous utilisons donc la technique du « lift-off » afin de définir les endroits où le métal doit rester. Le lift-off consiste à obtenir des flancs de résine ayant un profil en casquette, c'est-à-dire que la résine en surface doit être moins ouverte que la résine inférieure. Pour réaliser ce type de profil, nous utilisons un bicouche de résine électronique présentant des sensibilités légèrement différentes. La première résine déposée est du copolymère (PMMA-MAA) et la seconde est une résine à base de polymétacrylate de méthyle (PMMA). Pour obtenir un lift-off correct, l'épaisseur de la première couche doit être au moins égale au double de l'épaisseur de métal déposé. Toutefois, pour la seconde étape de métallisation, la présence du mesa de diode ($\approx 1\mu\text{m}$) nécessite une épaisseur de résine plus importante du fait du relief. Au niveau du mesa, l'épaisseur de la résine déposée est plus faible qu'ailleurs et nécessite de déposer une épaisseur moyenne plus importante afin que près des mesas, l'épaisseur soit suffisante pour faciliter le lift-off. Les schémas de la figure 2.21 présentent les différentes étapes de la réalisation d'un contact métallique. Après révélation de la bicouche, une séquence métallique (Ti (200 Å) /Pt (400 Å) /Au (6000 Å)) est déposée par évaporation après un nettoyage de la surface par un plasma d'Argon. Ce nettoyage permet d'améliorer la qualité du contact métal/semiconducteur en gravant la fine couche d'oxyde pouvant se former en

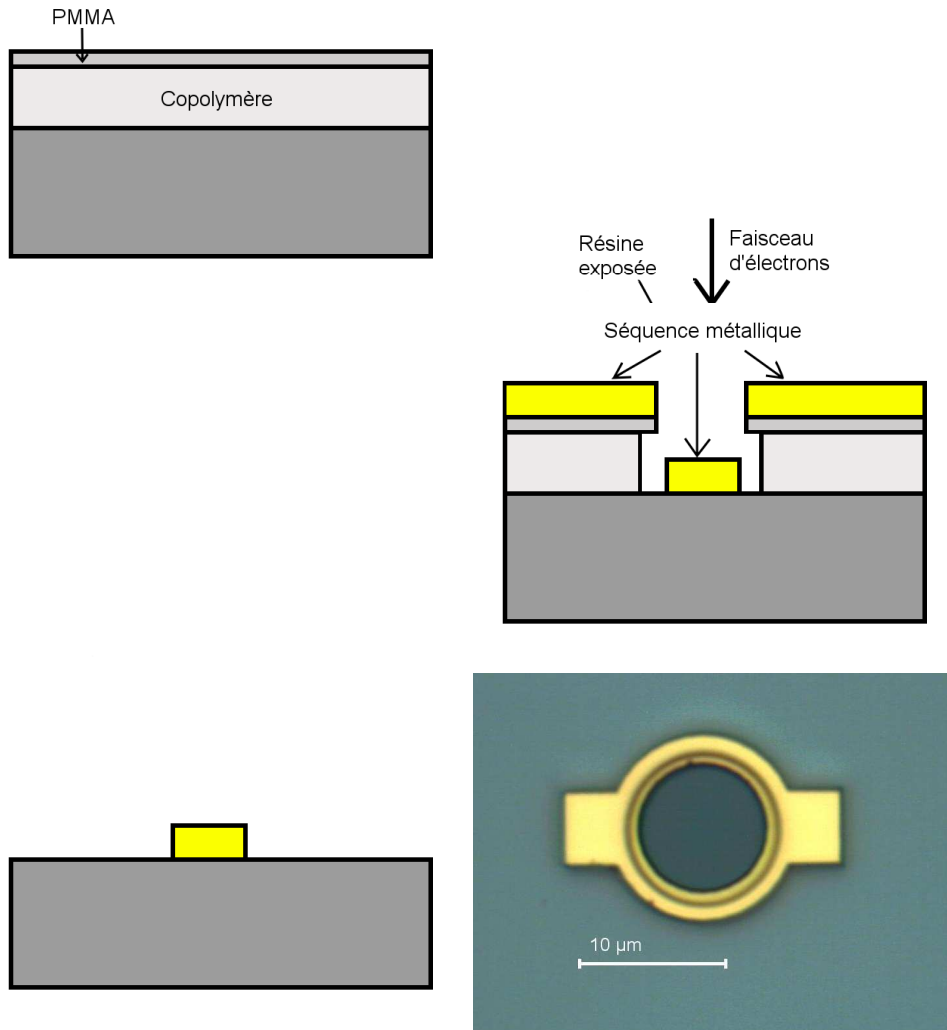


FIG. 2.21 – Etapes pour le dépôt d’une métallisation et photographie de la métallisation du contact de type p

surface du matériau semiconducteur. L’épaisseur de métal déposé pour le contact de type p (anode) est relativement importante afin de faciliter la reprise de contact par un pont à air. Au contraire, la séquence de métallisation (Ti (200 Å) /Pt (400 Å) /Au (1000 Å)) de la cathode ne nécessite pas une épaisseur importante puisque que l’accès à la métallisation se fait par une lithographie [Chapitre 3, 3.1.2].

2.3.2 Gravure des semi-conducteurs III-V des photodiodes

En plus des 2 étapes de métallisation, deux étapes de gravure de semiconducteurs sont nécessaires à la fabrication de photodiodes UTC. La première gravure (mesa de diode) va définir les dimensions latérales de la photodiode tandis que la seconde permet d’isoler électriquement les photodiodes d’un même wafer. En technologie des semiconducteurs, on distingue principalement deux types de gravure : les gravures sèches, généralement à l’aide de plasmas, et les gravures humides, uniquement basées sur des réactions chimiques en solution.

Pour les gravures sèches de semiconducteurs III-V, on distingue deux types de gravure : la gravure plasma ionique réactive (RIE⁵) et la gravure à couplage inductif (ICP⁶) qui permet de graver des épaisseurs importantes. Dans le cas d'une gravure RIE, deux mécanismes de gravure peuvent avoir lieu simultanément. Le principe est de générer un plasma à l'aide d'un fort champ électromagnétique ($f=13,56$ MHz) dans une chambre à basse pression (de quelques mTorr à 1 Torr). La gravure se fait alors, par une réaction chimique entre les espèces présentes dans le plasma et le matériau (processus chimique) mais aussi par un bombardement des ions positifs du plasma (processus physique). En jouant sur différents paramètres (pression, flux des gaz, puissance RF), on favorisera l'un des deux processus.

Les gravures humides peuvent être utilisées pour la formation de mesas de composant ou d'isolation, pour le polissage ou encore pour révéler certains défauts présents dans les cristaux de semiconducteurs. On distingue deux catégories de gravure humide, selon que la gravure nécessite une source électrique extérieure, gravure électrochimique ou électrolytique, ou non [29]. La seconde catégorie de gravure est la plus facile à mettre en œuvre bien que la vitesse de gravure soit plus difficilement maîtrisable. Les gravures humides sont, généralement, basées sur une réaction d'oxydation puis une dissolution de l'oxyde par une base ou un acide. Cette gravure est généralement anisotrope, elle progresse plus rapidement suivant certaines directions cristallographiques. Une sélectivité de gravure entre différents semiconducteurs est possible, en faisant varier les concentrations des espèces réactives par exemple. Dans le cas des photodiodes UTC, les semiconducteurs à graver sont principalement de l'InGaAs, du GaAsSb et de l'InP et des quaternaires.

Principes des gravures humides non électrolytiques

Les gravures humides non électrolytiques sont basées sur des réactions chimiques, en l'occurrence, une oxydation du matériau semi-conducteur puis une dissolution de l'oxyde. La vitesse de gravure de ces solutions est limitée soit par la cinétique de la réaction soit par la diffusion des réactifs et des produits de la réaction. Le phénomène à l'origine de la limitation a pour conséquence d'engendrer des profils différents.

Dans le cas d'une réaction élémentaire, les espèces réagissent simultanément en un même point. Ainsi, la cinétique d'une réaction élémentaire dépend de la probabilité de rencontre, donc de présence des réactants, caractérisée par leur concentration. De plus la température est aussi un paramètre à prendre en compte. En effet, plus la température est élevée plus les rencontres sont probables (agitation thermique). Les gravures limitées par la cinétique de la réaction ont tendance à être sensibles à la température et sont très anisotropes.

Dans le cas d'une réaction limitée par la diffusion, la vitesse de gravure est déterminée par la mobilité des réactifs réagissant et de l'évacuation des produits de la réaction à la surface du semi-conducteur où a lieu la réaction. Lorsqu'une solution de gravure est

⁵Reactive Ion Etching

⁶Inductively Coupled Plasma

relativement visqueuse, c'est ce phénomène qui tend à limiter la vitesse de gravure. De plus, la gravure a tendance à être plus isotrope mais fortement sensible à l'agitation.

Un autre paramètre, commun à toutes les solutions de gravure, à prendre en compte est son « vieillissement ». En effet, la solution peut évoluer : certains constituants de la solution peuvent être volatiles (ex : NH_4OH , H_2O_2 , ...), réagir entre eux ou avec des gaz présents dans l'air (réactions pouvant être activées par la température, la lumière, ...). Ces différents processus font que la vitesse de gravure peut varier au cours du temps. Le plus fréquemment, on observe une décroissance de la vitesse de gravure.

Gravure des matériaux arséniés

Le mécanisme de gravure de l'Arséniure de Gallium et plus généralement des matériaux « arséniés » est basé sur deux réactions élémentaires. Tout d'abord, la surface du matériau est oxydée, cette oxydation peut-être faite par du peroxyde d'hydrogène, plus communément appelé « eau oxygénée ». Ainsi, on forme différents oxydes à la surface, dans le cas d'une gravure de GaAs ces oxydes sont : As_2O_3 , As_2O_5 , Ga_2O_3 , Ga_2O_5 . Cependant, ces oxydes ne peuvent passer dans la solution. Afin de les dissoudre, on utilise un acide ou une base qui permettent de transformer ces oxydes sous forme ionique et ainsi de les faire passer dans la solution [30]. Une solution de gravure de matériaux « arséniés » est donc composée : d'un agent oxydant, d'un acide ou une base dilués dans de l'eau. Les gravures de couches « arséniées » des structures de photodiodes UTC se font avec une solution $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ en proportion en volume 5/1/40. Les pourcentages massiques de l'acide phosphorique (H_3PO_4) et du peroxyde d'hydrogène (H_2O_2) sont, respectivement de 85% et 30 %. La vitesse de gravure de cette solution est d'environ 1000 à 1500 Å/min pour (Al)GaInAs.

Gravure des matériaux phosphorés

Le mécanisme de gravure des matériaux phosphorés est assez différent de celui des matériaux arséniés. De façon générale, la gravure de l'InP se fait par une solution d'acide halogéné très concentrée. L'évolution de la vitesse de gravure de l'InP par une solution d'acide chlorhydrique en fonction de la concentration en HCl est présentée figure 2.22. La molécule d'acide halogéné ($\text{H} - \text{X}$) se dissocie dans l'eau en H_3O^+ et X^- . Cependant à forte concentration ($> 6 \text{ mol.L}^{-1}$), il reste des molécules d'halogénures d'hydrogène non dissociées. Dans l'acide acétique, la dissociation est beaucoup plus faible. La dépendance linéaire de la vitesse de gravure de l'InP en fonction de la concentration d'HCl dans l'acide acétique indique que la molécule de chlorure d'hydrogène est à l'origine de la gravure. D'une façon générale, la plupart des solutions de gravure d'InP sont composées d'un acide halogéné, à l'exception de l'acide fluorhydrique qui n'attaque pas l'InP[32]. Le mécanisme de gravure de l'InP par le chlorure d'hydrogène a été expliqué par Notten [31] mais il peut être généralisé à d'autres agents de gravure tel que le bromure d'hydrogène

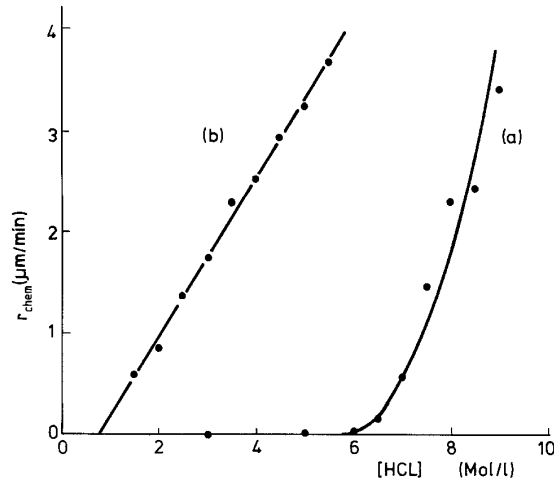


FIG. 2.22 – Vitesse de gravure de l'InP dopé p en fonction de la concentration d'HCl dilué dans de l'eau (courbe a) et dans de l'acide acétique (courbe b) [31]

ou le dibrome. Contrairement au GaAs, l'InP ne nécessite pas d'oxydation préalable. La première étape de la gravure est un échange simultané des liaisons In-P et H-X. Comme les atomes d'indium et de phosphore en surface sont triplement liés aux atomes voisins, deux autres liaisons doivent être cassées de manière analogue [fig.2.23]. L'indium est donc

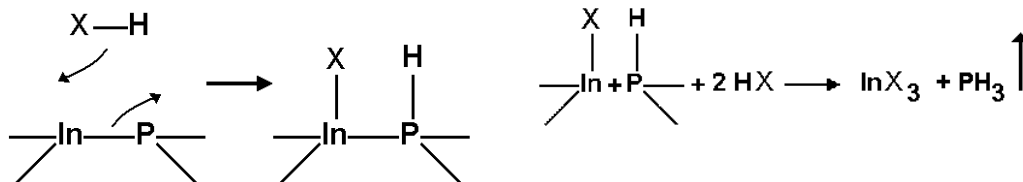


FIG. 2.23 – Etapes de gravure de l'InP par une molécule d'halogénure d'hydrogène

dissout sous la forme $\text{In}^{3+} + \text{X}_3$ et le phosphore sous forme de phosphine gazeuse PH_3 . L'étude des gaz résultant de la réaction, par Notten, a montré que 100% du phosphore était transformé en phosphine [31].

Gravure humide des matériaux antimoniés

L'antimoine étant un matériau accessible depuis peu à l'IEMN, il nous a fallu étudier diverses solutions de gravure pour les couches en GaAsSb et AlGaAsSb des épitaxies S071211 et S071212. Cette solution de gravure se doit d'être relativement rapide, typiquement une vitesse de gravure de l'ordre de 1000 à 2000 Å par minute, présenter une sélectivité par rapport à l'InP et de laisser une surface non rugueuse. En se basant, sur les premiers essais de gravure de couches antimoniées fait au laboratoire (isolation pour trèfles de Hall, base de HBT, ...), nous avons tout d'abord envisagé d'utiliser une solution de gravure similaire à celle utilisée pour la gravure des couches arséniées. En effet,

le mécanisme de gravure de couches antimoniées semble être similaire à celui des couches arséniées : une oxydation du semiconducteur en surface puis une dissolution de cet oxyde. Cependant, nous avons pu remarquer qu'une trop forte proportion d'agent oxydant, ici H_2O_2 , tendait à arrêter la gravure par la formation d'un oxyde insoluble qui rend la surface rugueuse [fig.2.24]. Cette rugosité a aussi été observée et reportée par Lijadi *et al* [33]. Les gravures par des solutions de type $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ semblent être soumise à un compromis entre vitesse de gravure et rugosité de la surface après gravure. La gravure de

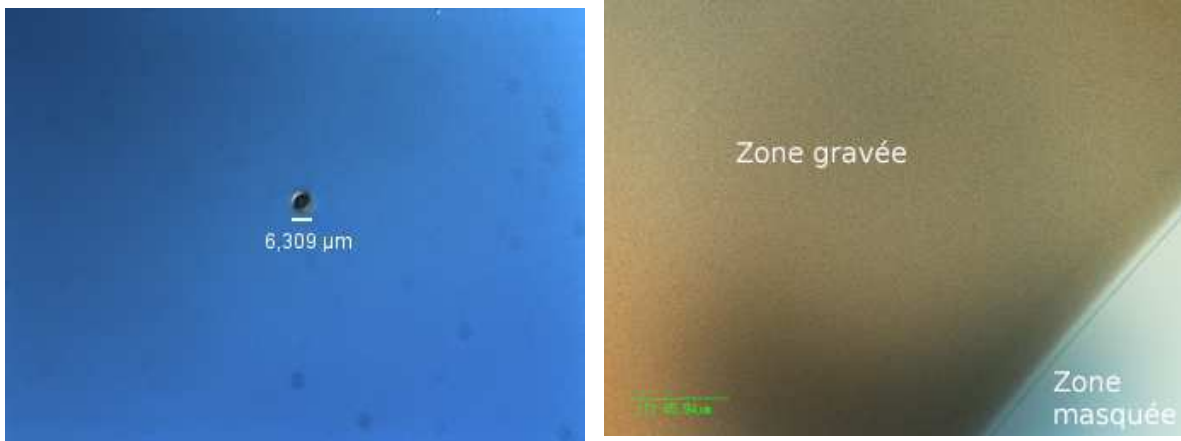


FIG. 2.24 – Echantillons issus de l'épitaxie S071211 vus sous lumière polarisée et gravés par une solution $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ en proportion de volume 5/1/200 pendant 16 minutes (à gauche) et 1/5/100 pendant 5 minutes (à droite)

l'ensemble des couches antimoniées des structures UTC sont donc assez longues, typiquement de la dizaine de minutes. Nous nous sommes alors intéressés à des solutions à base d'ammoniaque (NH_4OH). Nous n'avons trouvé qu'une référence dans la littérature faisant mention à ce type de solution pour la gravure de couches antimoniées [34]. Les premiers essais de gravure ont été faits à partir d'ammoniaque à 85 % en masse diluée dans les proportions suivantes : 1 volume de NH_4OH pour respectivement 80, 20 et 5 volumes d'eau déionisée. Cependant, ces solutions présentent des vitesses de gravures très lentes de l'ordre de la dizaine d'angström par minute. Nous avons alors envisagé d'inclure un faible volume d' H_2O_2 afin d'accélérer l'oxydation du semiconducteur et donc la gravure. La figure (2.25) montre l'échantillon après 2'20" de gravure. On voit clairement trois zones différentes : La zone non gravée qui a été protégée par de la résine, la zone gravée et une troisième zone, bleue, qui correspond à un oxyde insoluble se formant lors de la gravure. Un bain d'acide fluorhydrique (1%) permet ensuite de retirer cet oxyde. Nous avons ensuite essayé une autre solution de gravure à base d'acide fluorhydrique, d'eau oxygénée dilués dans de l'eau déionisée. Les vues au microscope à balayage électronique (MEB) de la figure 2.26 montrent les flancs du mesa gravé ainsi que l'état de la surface du matériau pour les deux types de gravures précédemment évoquées. On peut noter que dans les deux cas, il y a une forte sous-gravure (de l'ordre du μm). Cette sous-gravure semble plutôt être propre à la gravure par voie humide du matériau plutôt qu'à la solution de gravure utilisée puisque cette sous-gravure a aussi été observée pour les solutions contenant de

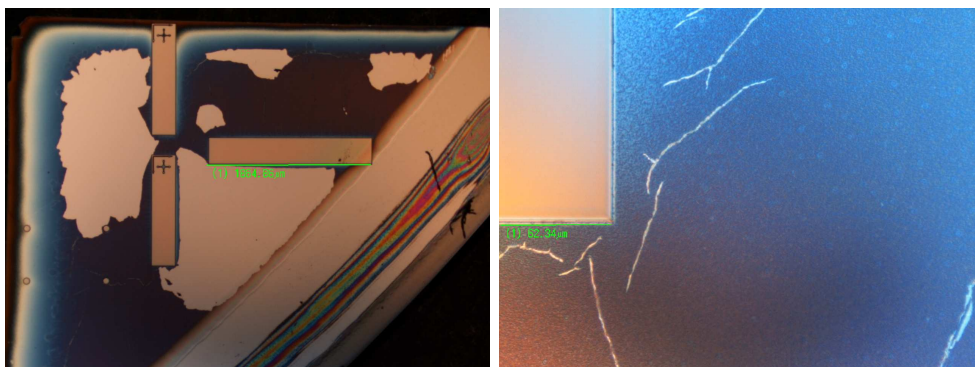


FIG. 2.25 – Echantillon issu de l'épitaxie S071211 vu sous lumière polarisée après 2'20" de gravure dans $\text{NH}_4\text{OH}/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ (10/1/200)

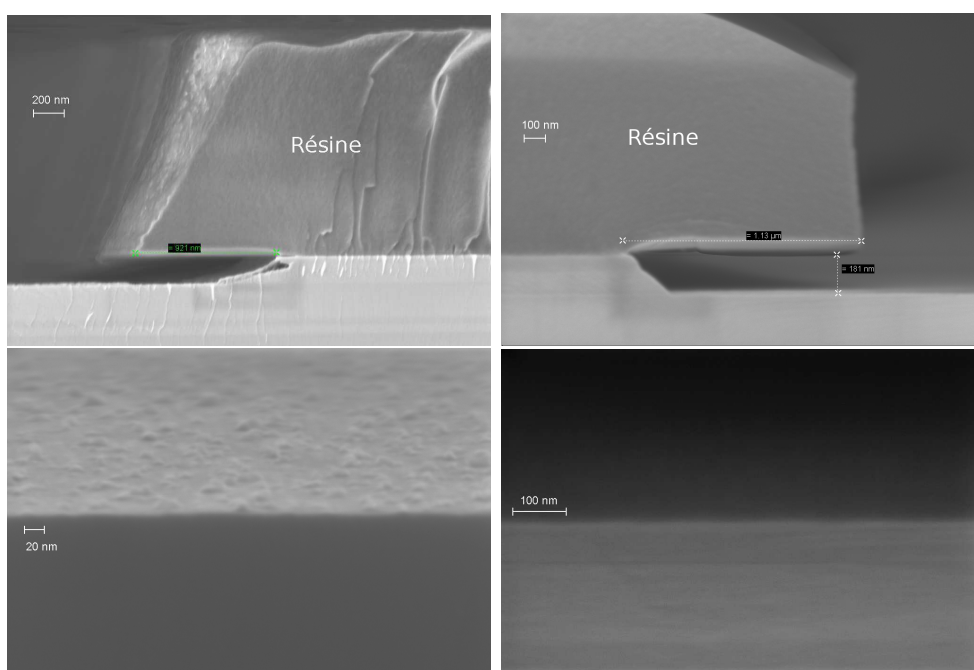
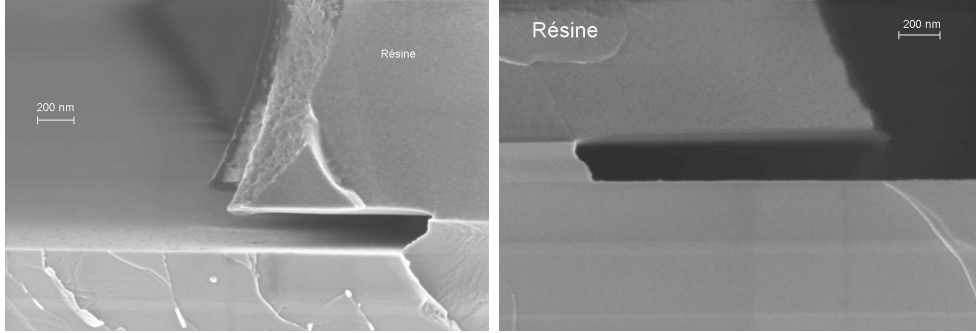


FIG. 2.26 – Vues au MEB des flancs de gravure et de la surface pour 1'50" de gravure dans $\text{HF}/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ (10/0,5/200) (à gauche) et pour 2 minutes $\text{NH}_4\text{OH}/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ (10/0,5/200) puis 1 minute dans HF (1%) (à droite)

l'acide phosphorique [fig 2.27]. Pour la réalisation des photodiodes UTC à ZA antimoniée, nous envisageons donc l'utilisation de la solution $\text{NH}_4\text{OH}/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ (10/0,5/200) puis gravure de l'oxyde par une solution d'acide fluorhydrique (1%). Toutefois, le masque de résine doit être adapté pour tenir compte de la sous-gravure. Ainsi, nous avons ajouté 1,5 μm au rayon du motif de résine.

2.3.3 Protocole expérimental des gravures des photodiodes

Nous avons utilisé différentes gravures en fonction des structures épitaxiales des photodiodes. Les premières photodiodes réalisées correspondent aux structures G050308 et G050309. Avant toute gravure, nous désoxydons la surface avec une solution d'acide chlorhydrique dilué ($\text{HCl}/\text{H}_2\text{O}$ (1/9)). Les tableaux 2.7, 2.8 et 2.9 résument les différentes so-

FIG. 2.27 – Vues au MEB des flancs de mesa après gravure avec $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$

lutions utilisées pour réaliser les photodiodes UTC. La gravure du mesa d'isolation étant identique pour toutes les structures, elle n'est présentée que dans le tableau 2.7.

Mesa	Matériau	Epaisseur(Å)	Solution
diode	InGaAs	500	$\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ (5/1/40)
	AlGaInAs	200	
	InGaAs	1000	
	InGaAsP	200	$\text{HIO}_3/\text{HCl}/\text{H}_2\text{O}$ (1/1/100)[35]
	InP	70	$\text{H}_3\text{PO}_4/\text{HCl}$ (7/1)
	InP	2500	
	InP	500	
Isolation	InGaAs	600	$\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ (5/1/40)
	InP	3000	$\text{H}_3\text{PO}_4/\text{HCl}$ (5/1)
	InGaAs	200	$\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ (5/1/40)
	InP	couche tampon et substrat	$\text{HIO}_3/\text{HCl}/\text{H}_2\text{O}$ (1/1/100)

TAB. 2.7 – Solutions de gravure utilisées pour la réalisation des photodiodes (structure G050308)

A chaque interface entre un matériau arsénié et un matériau phosphoré, l'échantillon est plongé dans un bain de solution de gravure non sélective entre ces deux types de matériau pendant 15 secondes. La solution de gravure contient deux acides : l'acide chlorhydrique et l'acide iodique. Le caractère non sélectif de la solution vient du fort pouvoir oxydant de l'acide iodique [29] tandis que l'acide chlorhydrique grave l'InP et dissout les oxydes d'arsenic. C'est cette solution de gravure que nous avons aussi utilisé pour graver l'espaceur en InGaAsP de la structure G050308. Les photographies de la figure 2.28 montrent des photodiodes UTC après gravure du mesa d'isolation. Sur les clichés MEB de la figure 2.29, on peut remarquer le caractère anisotrope de la gravure de l'InP. Afin d'obtenir un mesa circulaire et une densité de courant relativement uniforme dans la structure, nous avons envisagé une gravure hybride, combinant une gravure RIE puis humide de l'InP [tab.2.8 et 2.9]. La gravure sèche permet de conserver un mesa circulaire tandis que la fin de gravure par voie humide permet d'atténuer les effets du micro-masquage par sous-gravure et de conserver une meilleure sélectivité de la gravure pour l'arrêt sur la couche de contact inférieure en InGaAs. Dans ce cas, nous utilisons un masque de gra-

Mesa	Matériau	Epaisseur(Å)	Solution
diode	InGaAs	500	$\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ (5/1/40)
	AlGaInAs	200	
	InGaAs	1000	
	AlGaInAs	300	
	InP	70	gravure RIE $\approx 2500 \text{ \AA}$ CH_4/H_2 $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{HCl}$ (10/1)
	InP	2500	
	InP	500	

TAB. 2.8 – Solutions de gravure utilisées pour la réalisation des photodiodes (structure G060303)

Mesa	Matériau	Epaisseur(Å)	Solution
diode	InGaAs	500	$\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ (5/1/40)
	AlGaInAs	200	
	InGaAs	1000	
	AlGaInAs	300	
	InP	70	gravure RIE $\approx 1000 \text{ \AA}$ CH_4/H_2 $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{HCl}$ (10/1)
	InP	1000	
	InP	500	

TAB. 2.9 – Solutions de gravure utilisées pour la réalisation des photodiodes (structure G060304)

vure en titane déposé lors de la première métallisation. Ce masque de titane est retiré durant les étapes de réalisation du pont à air [3.1.2], juste avant de faire fluer la couche sacrificielle. Les vues au MEB de la figure 2.30 et 2.31 présentent différents mesa de diode réalisées avec ce type de gravure.

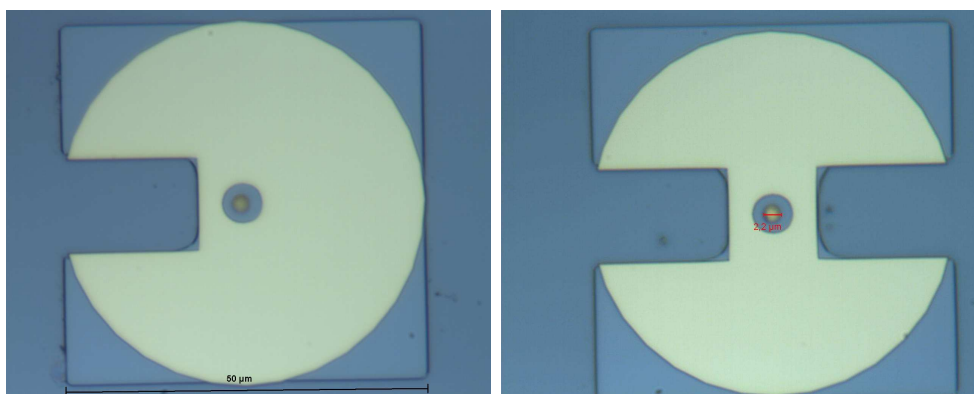


FIG. 2.28 – Photographies de photodiodes UTC (G050309) après gravure du mesa d'isolation

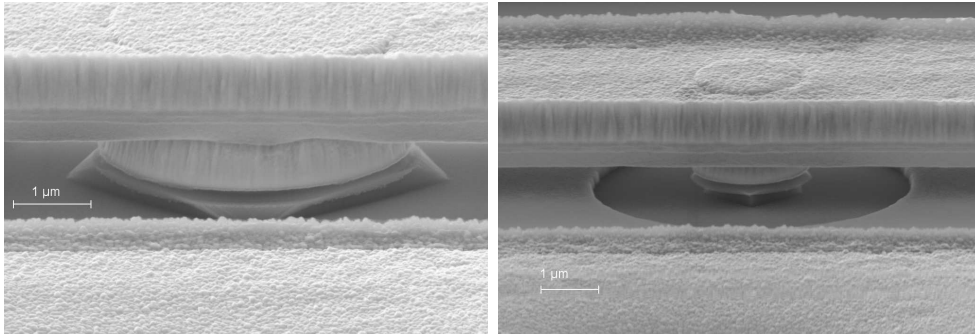


FIG. 2.29 – Photodiodes UTC réalisées par gravure humide uniquement et connectées à une ligne de propagation. On distingue un mesa en forme de carré qui traduit l’anisotropie de la gravure de l’InP

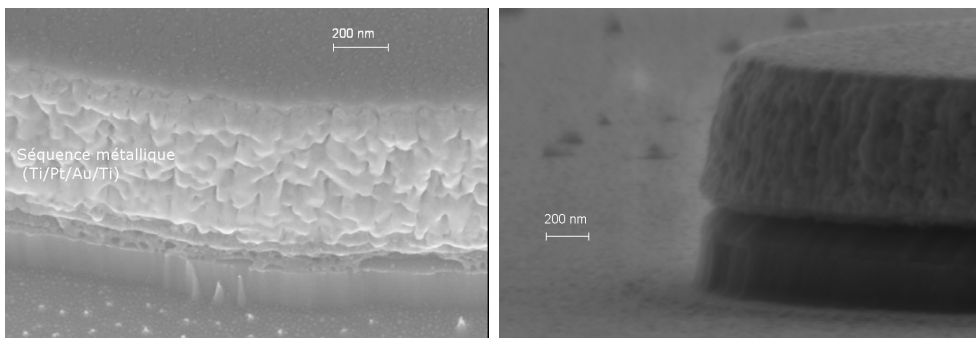


FIG. 2.30 – Vues au MEB des UTC-PD réalisées à partir de la structure G060303, après la gravure RIE de l’InP à gauche et après la gravure humide de l’InP à droite

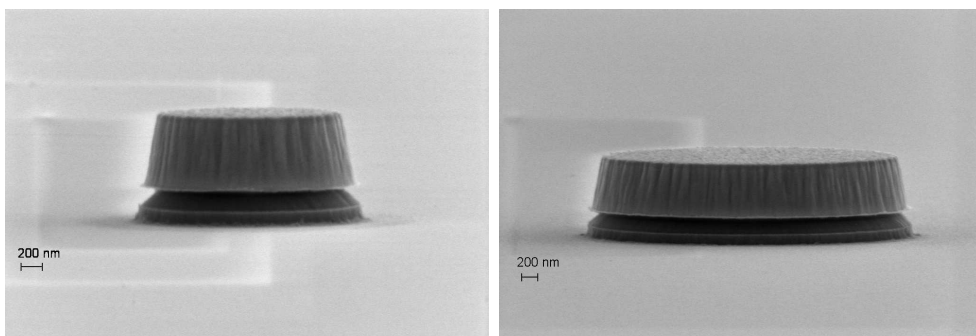


FIG. 2.31 – Photographies de mesa de photodiodes UTC (G060304) après gravure du collecteur en InP

Bibliographie

- [1] S. M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*, page 532. Wiley-Interscience, 2nd edition, 1981.
- [2] P.G. Huggard, B.N. Ellison, P. Shen, N.J. Gomes, P.A. Davies, W.P. Shillue, A. Vaccari, and J.M. Payne. Efficient generation of guided millimeter-wave power by photomixing. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 14(2) :197–199, Feb 2002.
- [3] T. Ishibashi, T. Furuta, N. Shimizu, K. Nagata, Y. Matsuoka, and M. Tomizawa. PIN Photodiode with improved frequency response and saturation output, 1998. US Patent 5,818,096 A 257/458.
- [4] Tadao Ishibashi, Satoshi Kodama, Naofumi Shimizu, and Tomofumi Furuta. High-Speed Response of Uni-Traveling-Carrier Photodiodes. *Japanese Journal of Applied Physics*, 37(10) :6263–6268, 1997.
- [5] Michael N. Feiginov. Analysis of limitations of terahertz p-i-n uni-traveling-carrier photodiodes. *Journal of Applied Physics*, 102(8) :084510, 2007. URL <http://link.aip.org/link/?JAP/102/084510/1>.
- [6] S. Godey, S. Dhellemmes, A. Wilk, M. Zaknoune, and F. Molloy. CBr₄ and Be heavily doped InGaAs grown in a production MBE system. *Journal of Crystal Growth*, 278 (1-4) :600–603, 2005.
- [7] D. Vignaud, JF Lampin, E. Lefebvre, M. Zaknoune, and F. Molloy. Electron lifetime of heavily Be-doped In_{0.53}Ga_{0.47}As as a function of growth temperature and doping density. *Applied Physics Letters*, 80(22), 2002.
- [8] D. Vignaud, DA Yarekha, JF Lampin, M. Zaknoune, S. Godey, and F. Molloy. Electron lifetime measurements of heavily C-doped InGaAs and GaAsSb as a function of the doping density. *Applied Physics Letters*, 90 :242104, 2007.
- [9] Naofumi Shimizu, Noriyuki Watanabe, Tomofumi Furuta, and Tadao Ishibashi. Electron diffusivity in p-InGaAs determined from the pulse response of InP/InGaAs uni-traveling-carrier photodiodes. *Applied Physics Letters*, 76(9) :1191–1193, 2000.
- [10] T. Ishibashi, H. Fushimi, H. Ito, and T. Furuta. High power uni-traveling-carrier photodiodes. *Microwave Photonics, 1999. MWP'99. International Topical Meeting on*, pages 75–78, 1999.
- [11] Tadao Ishibashi, Tomofumi Furuta, Hiroshi Fushimi, Satoshi Kodama, Hiroshi Ito, Tadao Nagatsuma, Naofumi Shimizu, and Yutaka Miyamoto. InP/InGaAs Uni-Traveling-Carrier Photodiodes. *IEICE Trans Electron*, E83-C(6) :938–949, 2000.
- [12] H. Ito, S. Kodama, Y. Muramoto, T. Furuta, T. Nagatsuma, and T. Ishibashi. High-speed and high-output InP-InGaAs unitraveling-carrier photodiodes. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 10(4) :709–727, July-Aug. 2004.
- [13] K.S. Giboney, M.J.W. Rodwell, and J.E. Bowers. Traveling-wave photodetectors. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 4(12) :1363–1365, Dec 1992. ISSN 1041-1135.

-
- [14] Thomas Merlet, Daniel Dolfi, Philippe Collot, Julien Nagle, and Jean-Pierre Hui-gnard. A high-speed free-space traveling wave photodetector. *Applied Physics Letters*, 72(10) :1134–1136, 1998. URL <http://link.aip.org/link/?APL/72/1134/1>.
- [15] S. Matsuura, G.A. Blake, R.A. Wyss, JC Pearson, C. Kadow, A.W. Jackson, and A.C. Gossard. A traveling-wave THz photomixer based on angle-tuned phase matching. *Applied Physics Letters*, 74 :2872, 1999.
- [16] P.G. Huggard, B.N. Ellison, P. Shen, N.J. Gomes, P.A. Davies, W.P. Shillue, A. Vaccari, and J.M. Payne. Efficient generation of guided millimeter-wave power by photomixing. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 14(2) :197–199, Feb 2002.
- [17] S. Osborne, S. O’Brien, E.P. O’Reilly, P.G. Huggard, and B.N. Ellison. Generation of cw 0.5 thz radiation by photomixing the output of a two-colour 1.49 μm fabry-perot diode laser. *Electronics Letters*, 44(4) :296–297, 14 2008.
- [18] Schoenherr D., C. Sydlo, T. Goebel, M. Feiginov, H.L. Hartnagel, P. Meissner, H.-G. Bach, R. Kunkel, G.G. Mekonnen, and R. Zhang. Characterization of THz emitter based on a high-speed p-i-n photodiode. In *Infrared Millimeter Waves and 14th International Conference on Terahertz Electronics, 2007. IRMMW-THz 2007. Joint 32nd International Conference on*, pages 1002–1003, 2007.
- [19] A. Stohr, A. Malcoci, A. Sauerwald, I.C. Mayorga, R. Gusten, and D.S. Jager. Ultra-wide-band traveling-wave photodetectors for photonic local oscillators. *Lightwave Technology, Journal of*, 21(12) :3062–3070, Dec. 2003. ISSN 0733-8724.
- [20] H. Ito, T. Furuta, Y. Hirota, T. Ishibashi, A. Hirata, T. Nagatsuma, H. Matsuo, T. Noguchi, and M. Ishiguro. Photonic millimetre-wave emission at 300 GHz using an antenna-integrated uni-travelling-carrier photodiode. *Electronics Letters*, 38(17) : 989–990, 15 Aug 2002. ISSN 0013-5194.
- [21] H. Ito, F. Nakajima, T. Furuta, K. Yoshino, Y. Hirota, and T. Ishibashi. Photonic terahertz-wave generation using antenna-integrated. *Electronics Letters*, 39(25) : 1828–1829, Dec. 2003.
- [22] H. Ito, T. Furuta, F. Nakajima, K. Yoshino, and T. Ishibashi. Photonic generation of continuous THz wave using uni-traveling-carrier photodiode. *Lightwave Technology, Journal of*, 23(12) :4016–4021, Dec. 2005. ISSN 0733-8724.
- [23] F. Nakajima, T. Furuta, and H. Ito. High-power continuous-terahertz-wave generation using resonant-antenna-integrated uni-travelling-carrier photodiode. *Electronics Letters*, 40(20) :1297–1298, 30 Sept. 2004. ISSN 0013-5194.
- [24] Dhellemmes S. *Contribution à l’étude de l’épitaixie par jets moléculaires à grande échelle de semi-conducteurs phosphorés*. Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2006.
- [25] Jean-François Lampin. *Application des contraintes biaxiales à l’amélioration du transport vertical des trous dans les hétérostructures*. Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1997.

- [26] C.R. Bolognesi, M.M.W. Dvorak, P. Yeo, X.G. Xu, and S.P. Watkins. InP/GaAsSb/InP double HBTs : a new alternative for InP-based DHBTs. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 48(11) :2631–2639, Nov 2001.
- [27] Liguang Zheng, Xiong Zhang, Yuping Zeng, S.R. Tatavarti, S.P. Watkins, C.R. Bolognesi, S. Demiguel, and J.C. Campbell. Demonstration of high-speed staggered lineup GaAsSb-InP unitraveling carrier photodiodes. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 17(3) :651–653, March 2005.
- [28] Alexandre Beck. Etude et réalisation des photodiodes unipolaires. Rapport de stage de Master Recherche Micro et NanoTechnologies, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2005.
- [29] Mohammed Zaknoute. *Etude de la technologie et des potentialités pour l'amplification de puissance hyperfréquence des transistors à effet de champ des filières phosphore AlGaInP/GaInAs et métamorphique AlInAs sur substrat GaAs*. Thèse de doctorat, Université de Lille 1, 1999.
- [30] Y. Mori and N. Watanabe. A new etching solution system, $\text{H}_3\text{PO}_4 - \text{H}_2\text{O}_2 - \text{H}_2\text{O}$, for GaAs and its kinetics. *Solid-State science and technology, Journal of Electrochemical Society*, 125(9) :1510–1514, Sept. 1978.
- [31] P. H. L. Notten. The etching of InP in HCl solutions : A chemical mechanism. *Solid-State science and technology, Journal of Electrochemical Society*, 131(11) :2641–2644, Nov. 1984.
- [32] S. Adachi and H. Kawaguchi. Chemical etching characteristics of (001) InP. *Solid-State science and technology, Journal of Electrochemical Society*, 128(6) :1342–1348, June 1981.
- [33] Melania Lijadi, Christophe David, and Jean-Luc Pelouard. Controlled Etching of InGaAlAs and GaAsSb Using Citric Acid/Hydrogen Peroxide Mixtures. *Electrochemical and Solid-State Letters*, 8(12) :C189–C192, 2005.
- [34] Gregory C. DeSalvo, Ron Kaspi, and Christopher A. Bozada. Citric acid etching of $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$, $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{Sb}$, and InAs for heterostructure device fabrication. *Journal of The Electrochemical Society*, 141(12) :3526–3531, 1994.
- [35] M. Zaknoute, O. Schuler, F. Mollot, D. Théron, and Y. Crosnier. Nonselective wet chemical etching of GaAs and AlGaInP for device applications. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 16(1) :223–226, 1998.

Chapitre 3

Génération d'impulsions picosecondes par photodiode à transport unipolaire

3.1 Technologie de fabrication pour mesures dans le domaine temporel

3.1.1 Ligne coplanaire à 2 rubans et micro-ponts à air

La ligne coplanaire à 2 rubans

Pour mesurer le signal photogénéré par la photodiode UTC, il faut que celle-ci soit intégrée à une ligne de transmission. Afin de faciliter l'intégration de la photodiode UTC avec une structure de propagation, il est préférable d'avoir recours à des lignes coplanares. Deux types de structures de propagation, duales l'une de l'autre, sont envisageables : la ligne coplanaire à 2 rubans et le guide d'ondes coplanaire. De plus, ces deux lignes de propagation sont adaptées à la propagation d'un signal THz [1]. Dans un premier temps, nous avons décidé d'utiliser la ligne coplanaire à 2 rubans (CPS¹) qui consiste en deux rubans métalliques déposés sur un substrat diélectrique [fig.3.1]. Un seul mode fondamental peut se propager sur une ligne CPS, il s'agit d'un mode quasi-TEM, les champs étant en partie dans l'air et dans le substrat. Cette ligne est relativement peu

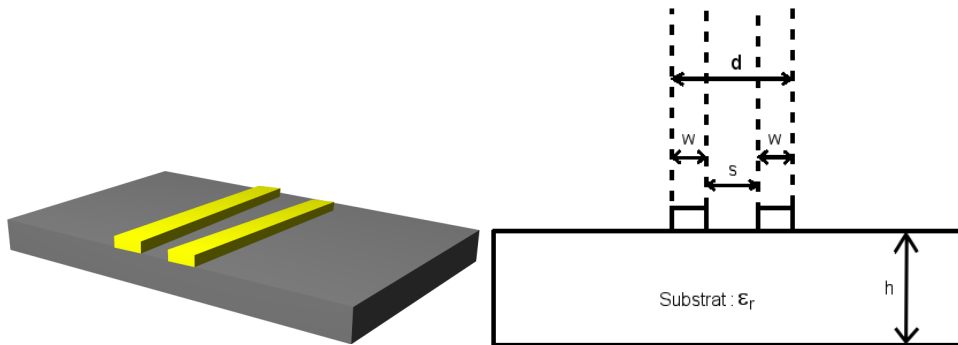


FIG. 3.1 – Ligne CPS : Schéma et plan de section

dispersive et dans le cas d'un substrat suffisamment épais, on peut estimer la vitesse de phase comme étant intermédiaire entre celle dans l'air et celle dans le substrat (eq.3.1).

$$v_{\phi} \approx c / \sqrt{\frac{\epsilon_r + 1}{2}} \quad (3.1)$$

Dans le cas de lignes CPS sur un substrat d'InP, on trouve une vitesse de phase de 116 $\mu\text{m}/\text{ps}$. Malgré un faible encombrement, la ligne CPS est peu utilisée dans les circuits monolithiques intégrés du fait de son impédance caractéristique relativement élevée et de sa symétrie, ce qui pose des problèmes d'adaptation avec les instruments de mesure pour lesquels $Z=50 \Omega$ en général. L'impédance caractéristique, déterminée par une approche quasi-statique et transformation conforme, d'une ligne CPS sur InP est présentée sur la figure 3.2 pour différents rapports d'aspect [2]. Dans un premier procédé technologique, nous avons décidé d'utiliser ce type de structure de propagation car elle est bien adaptée

¹CoPlanar Stripline

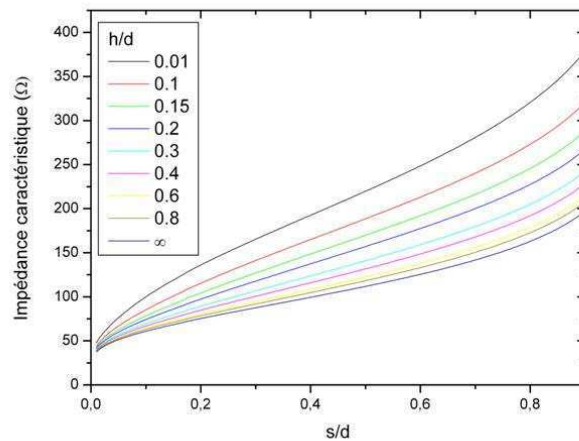


FIG. 3.2 – Impédance caractéristique d'une ligne CPS sur InP

à la mesure par échantillonnage par effet Franz-Keldysh de l'IEMN. Dans le but d'avoir un procédé technologique relativement simple et avec peu d'étapes, nous avons envisagé l'utilisation de micro-ponts à air [3].

Intégration de photodiodes UTC par micro-ponts à air

Pour ce procédé de réalisation, nous avons envisagé une réalisation en 4 étapes [fig.3.3]. La première étape est une métallisation qui consiste à déposer le premier ruban de la ligne CPS, le micro-pont ainsi que l'anode de la diode. Cette étape est l'une des plus cruciales : la largeur du micro-pont doit être la plus faible possible afin de minimiser la sous-gravure des photodiodes. En effet, le principe du micro-pont à air est de réaliser le contact sur le composant, le pont et le « pad » en une seule métallisation puis d'isoler le pad du composant à l'aide d'une gravure s'arrêtant dans une couche non conductrice [4]. Le principe de réalisation est schématisé sur la figure 3.4. L'anneau de la fenêtre optique a été ouvert afin de faciliter le lift-off. La seconde lithographie sert à protéger le motif de photodiode et à réaliser le mesa par différentes gravures humides sélectives [Chapitre 2, 2.3.3]. Lors de cette gravure, les différents composants commencent à être isolés en sous gravant le micro-pont [fig : 3.5]. Les deux dernières étapes consistent en une étape de métallisation, cathode et second ruban de la ligne CPS, et la gravure jusqu'au substrat semi-isolant pour isoler les composants.

Cependant, ce procédé de réalisation a présenté différents problèmes, à savoir un problème d'alignement inhérent à l'aligneur et à la taille des substrats utilisés et une mauvaise isolation des rubans de la ligne CPS. De plus, l'ouverture dans l'anneau de l'anode a posé problème lors de la sous-gravure du micro-pont, la solution de gravure a pu pénétrer sous la résine à cet endroit et ainsi graver le semiconducteur se trouvant sous la résine. Ces différents problèmes nous ont conduit à envisager un procédé où la réalisation de la photodiode et celle des lignes de propagation se font dans des étapes distinctes l'une de

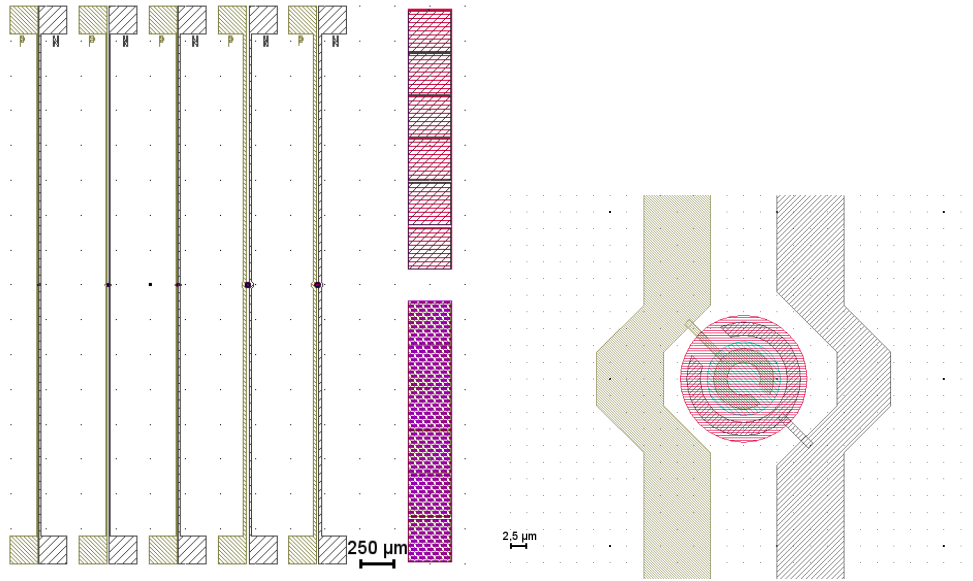


FIG. 3.3 – (a) Image des différents niveaux de masques pour la réalisation de photodiodes UTC intégrées sur une ligne CPS (b) Photodiode UTC de diamètre 10 μm

l'autre.

3.1.2 Guide d'ondes coplanaire et ponts à air

Le guide d'ondes coplanaire

La seconde structure de propagation coplanaire envisageable est le guide d'ondes coplanaire ou ligne CPW². Elle est constituée d'un ruban central qui transporte le signal et de 2 rubans extérieurs de largeur semi-infinie, les plans de masse [fig :3.6]. En pratique, les plans de masse sont de largeur finie, dans les modèles classiques il faut cependant que la largeur totale de la structure (b) soit grande devant l'intermasse (d). La ligne CPW peut supporter deux modes de transmission : un mode pair quasi-TE très dispersif et mode impair quasi-TEM. Dans le cas du mode pair, les composantes horizontales du champ électrique entre chaque fente sont de même signe et de signe opposé dans le cas du mode impair. En pratique, on utilise le mode impair quasi-TEM, sa vitesse de phase est alors similaire à celle donnée pour la ligne CPS (eq. 3.1) et l'impédance caractéristique, déterminée par une approche quasi-statique, d'une telle ligne de propagation sur substrat d'InP est représentée sur la figure 3.7 pour différents rapports d'aspect. L'apparition du mode pair et des modes supérieurs, à hautes fréquences et en présence de discontinuités, peut être évitée, en court-circuitant les plans de masse par des ponts à air et aussi en appliquant certaines conditions [5], [6] :

$$d < \frac{1}{10} \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (3.2)$$

²Coplanar WaveGuide

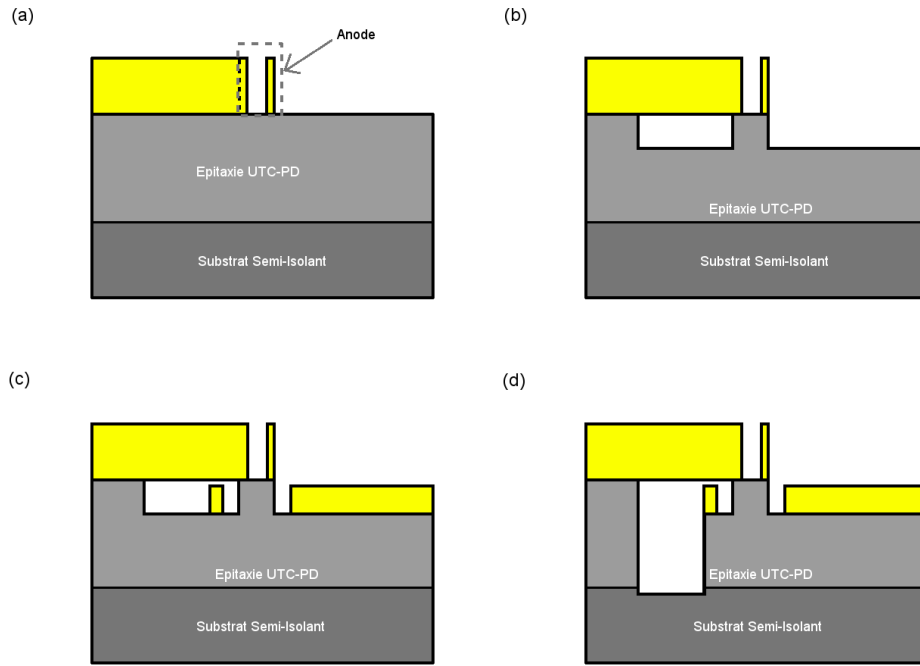


FIG. 3.4 – Principe de réalisation d'une photodiode UTC connectée à une ligne CPS par micro-pont à air : (a) dépôt des métallisations d'anode, du premier ruban et du pont ; (b) gravure du *mesa* de diode et sous-gravure du pont ; (c) dépôt des métallisations de cathode et du second ruban ; (d) gravure d'isolation des composants

$$h \gg d \quad (3.3)$$

Lors de la conception des lignes CPW, nous avons décidé de diviser en 3 groupes les photodiodes en fonction de leur section pour définir 3 géométries de lignes en fonction du temps de charge Z_0C où Z_0 correspond à l'impédance caractéristique de la ligne imposée à 50Ω . Le tableau 3.1 résume la fréquence de coupure associée au temps de charge estimé (f_{ZC}), la fréquence maximale pour laquelle l'équation 3.2 est respectée (f_{max}), la longueur d'onde correspondante dans l'InP ($\lambda_{InP} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{rInP}}}$) et la distance intermasse (d). Les dimensions sont aussi fixées par l'impédance caractéristique désirée, à savoir 50Ω ,

diamètre UTC-PD(μm)	f_{ZC} (GHz)	λ_{InP} (μm)	d (μm)	f_{max} (GHz)
15	44	1,92 mm	112	75
12,5	63	1,34 mm		
10	98	862	45	188
7,5	174	486		
5	363	233	18	470
4	568	149		
3	1 THz	85		
2	2,27 THz	37		

TAB. 3.1 – Intermasses des différentes géométries de lignes CPW en fonction du diamètre des UTC-PD

impédance des instruments de mesure (oscilloscope, analyseur de spectre, ...). Le tableau

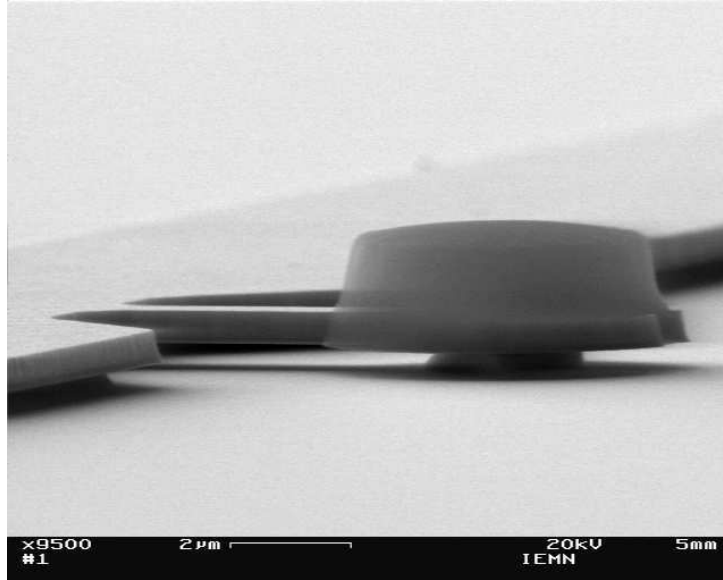


FIG. 3.5 – Vue au MEB d'un photodiode UTC en cours de procédé de réalisation connectée à un ruban d'une ligne CPS

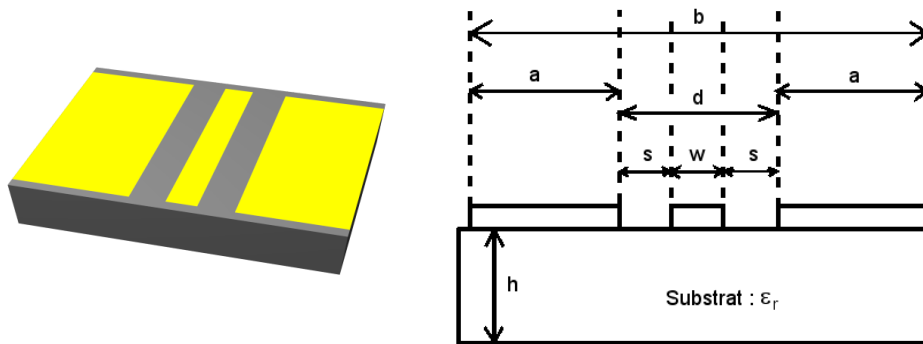


FIG. 3.6 – Ligne CPW : Schéma et plan de section

3.2 résume les dimensions choisies pour les trois types de ligne.

Section des diodes (μm)	w (μm)	d (μm)	b (μm)	Z_0 (Ω)
15 - 12,5	50	112	312	50,6
10 - 7,5	20	45	125	50,8
5 - 4 - 3 - 2	8	18	50	50,8

TAB. 3.2 – Dimensions des trois types de lignes CPW réalisées

Réalisation de ponts à air par arasement

A l'issue de la réalisation de la photodiode, il faut rattraper un dénivelé de l'ordre de 1 à 2 μm pour le contact d'anode et un dénivelé d'environ 600 nm pour le contact de cathode [fig :3.8a]. Afin de rattraper ce dénivelé, le contact entre la ligne CPW et la photodiode se fait par l'utilisation d'un pont à air. Le pont est réalisé durant la même métallisation que celle des lignes par l'emploi d'un support de pont réalisé par un motif sacrificiel en résine. La réalisation de ce support se fait en quatre étapes : définition de

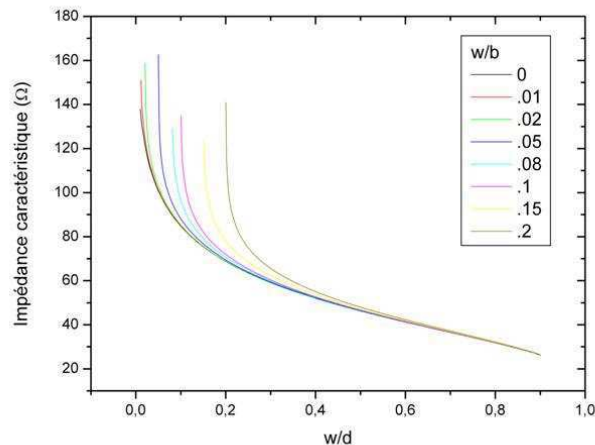


FIG. 3.7 – Impédance caractéristique d'une ligne CPW sur InP d'après [2]

mesa de résines sur le composant afin d'obtenir une surface localement plane [fig :3.8b], une gravure sèche afin de découvrir une partie de la métallisation supérieure [fig :3.8c], une lithographie permettant d'ouvrir la résine pour accéder à la métallisation inférieure [fig :3.8d], une étape de fluage du mesa de résine afin de rendre la montée du pont moins abrupte [fig.3.8e] et enfin la métallisation du pont [fig :3.8f].

Choix de la résine du support de pont

Afin de réaliser le motif sacrificiel, la résine utilisée doit permettre d'obtenir une épaisseur importante (typiquement 3 à 4 μm) afin de planariser la surface autour de la photodiode. De plus, le dépôt de résine doit présenter une épaisseur homogène sur l'ensemble de l'échantillon (environ une différence d'épaisseur de 100 nm entre les différents motifs). Dans un premier temps, nous avons envisagé l'utilisation de la résine photosensible PMGI fournie par Microchem Corporation. Il s'agit d'une résine permettant d'obtenir une épaisseur importante selon sa dilution et présentant de bonnes propriétés de planarisation. La résine PMGI est sensible à un rayonnement Ultra-Violet-248 nm ou à un faisceau d'électrons contrairement aux résines photosensibles à un rayonnement UV-365 nm utilisées plus couramment en lithographie optique. A l'IEMN, deux dissolutions, pouvant convenir aux épaisseurs visées, sont accessibles : la PMGI SF11, pour des dépôts d'épaisseur de l'ordre du μm et la PMGI SF19, plus visqueuse permettant d'atteindre quelques μm par dépôt, différents essais ont été réalisés pour ces 2 dilutions.

L'obtention d'une épaisseur de 3 μm avec la PMGI SF11 se fait par le dépôt successif de 3 couches d'un μm d'épaisseur entre lesquels on effectue un recuit thermique, tandis que pour la PMGI SF19 l'épaisseur désirée est atteinte en un seul dépôt. Les aligneurs dont dispose l'IEMN utilisant principalement la raie à 365 nm d'une lampe à vapeur de mercure, nous avons utilisé un « masque » en résine photosensible Shipley 1805 (S1805). Lors de la révélation de ce « masque », la PMGI est gravée par le développeur de la résine S1805

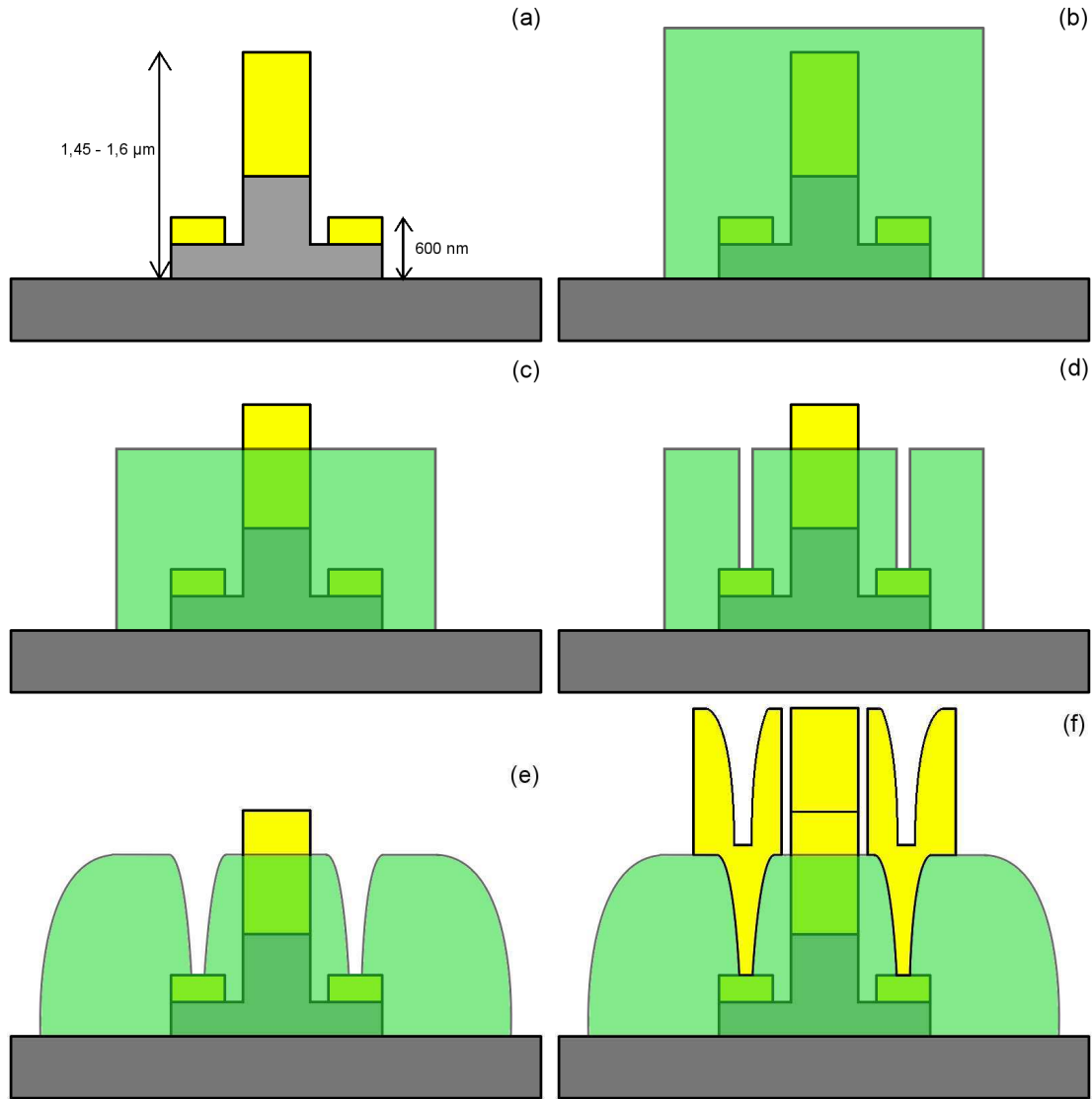


FIG. 3.8 – Représentation schématique des différentes étapes de réalisation de pont à air par arasement

(MF-319) : une solution aqueuse à base de TMAH³ de normalité 0,237 N. Les épaisseurs obtenues pour les 2 dilutions sont représentées sur la figure 3.9. Les épaisseurs moyennes obtenues, 3,35 μm pour la SF11 et 3,14 μm pour la SF19, correspondent à l'ordre de grandeur de l'épaisseur visée. Cependant, aucune des 2 dilutions ne présente une homogénéité en épaisseur, l'écart maximum étant d'environ 600 nm pour la SF11 et d'environ 750 nm pour la SF19. Toutefois, nous avons poursuivi le procédé afin d'évaluer l'homogénéité de la gravure RIE⁴ de la résine. La bâti de gravure utilisé est équipé d'un détecteur de fin d'attaque par interférométrie laser⁵, afin d'avoir une vitesse de gravure reproductible nous utiliserons une vitesse de gravure en nanomètre par période d'oscillation du signal mesuré par l'interféromètre. Cette période correspond à une épaisseur gravée fixe ($\lambda/2n$, avec n l'indice du matériau gravé pour $\lambda = 657 \text{ nm}$). Toutefois, la durée d'une période

³TetraMethylAmmonium Hydroxide ($(\text{CH}_3)_4\text{NOH}$)

⁴Reactive Ion Etching

⁵ $\lambda = 657 \text{ nm}$

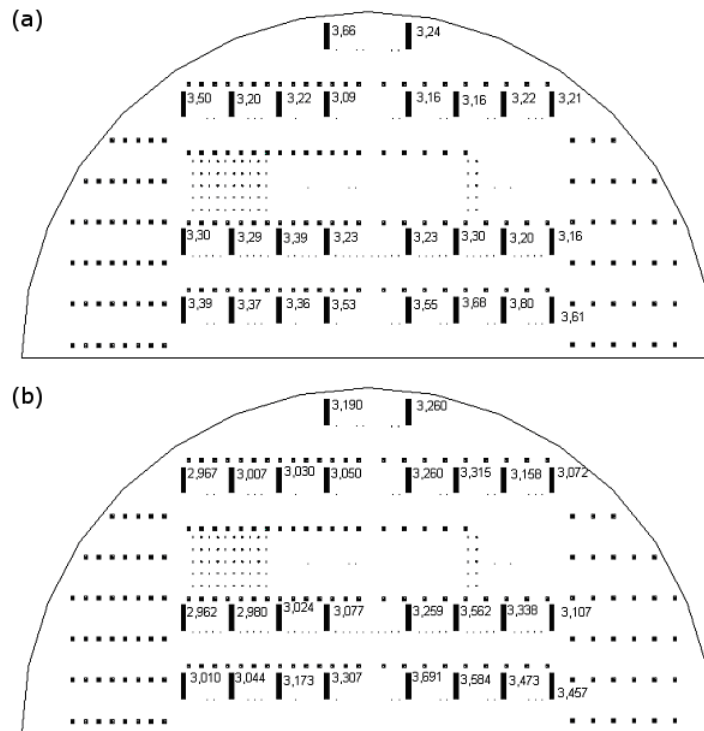


FIG. 3.9 – Epaisseur de mesa de PMGI sur un demi wafer 2" pour la dilution SF11, à gauche, et la dilution SF19 à droite

de ces oscillations dépend de divers paramètres tels que la quantité de matériau à graver, l'état de la chambre de gravure, etc... Nous utilisons une gravure physico-chimique à base d'oxygène. Le premier essai de gravure a été fait en favorisant le processus chimique, les paramètres utilisés étaient les suivants : un débit élevé d'oxygène (50 sccm⁶), une pression relativement élevée (200 mTorr) et une faible puissance RF (30 W) correspondant à une auto-polarisation de plasma de 138 Volts. Cette gravure a duré 7 minutes ce qui correspond environ à une période d'oscillation de la détection de fin d'attaque, les épaisseurs gravées à différents endroits du wafer sont reportées sur la figure 3.10(a). La seconde gravure favorise le processus physique : un débit d'oxygène plus faible (20 sccm), une plus basse pression (100 mT) et une puissance RF de 100 W, l'auto-polarisation mesurée étant de 438 Volts. On remarque que cette gravure est plus rapide que la précédente, une période d'oscillation correspondant à environ 53 secondes, les épaisseurs indiquées sur la figure 3.10(b) ont été gravées en 3 périodes d'oscillation. L'écart type des épaisseurs gravées est inférieur à 100 nm ce qui convient pour l'application. En effet, c'est lors de cette gravure que l'on vient découvrir la métallisation de l'anode volontairement épaisse pour bénéficier d'une certaine marge au niveau de l'inhomogénéité de cette gravure. Le principal problème de l'homogénéité de l'épaisseur des mesa de résine provient du dépôt de la couche sacrificielle dont les écarts d'épaisseur sont trop importants. Nous avons donc envisagé l'utilisation d'une résine plus fluide mais toujours « insensible » aux UV-365 nm. L'utilisation d'une autre résine sensible à un faisceau d'électrons ou aux UV-248 nm (ré-

⁶standard cubic centimetre minute

sine copolymère MAA aussi appelée copolymère) semble permettre d'avoir une meilleure uniformité du dépôt mais nécessite alors un nombre de dépôts successifs plus importants. Le procédé utilisé pour la définition des motifs de mesa est semblable à celui décrit pour

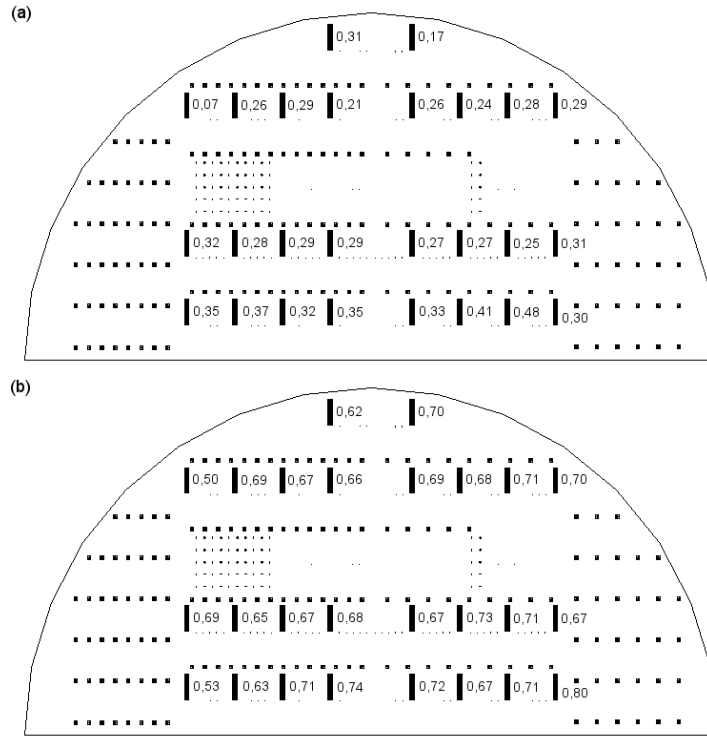


FIG. 3.10 – Epaisseur de PMGI gravée (en μm) après 7 minutes de gravure favorisant le processus chimique (a) et après 2 minutes et 39 secondes de gravure favorisant le processus physique(b)

la PMGI. Quelques différences sont tout de même à noter : le copolymère n'est pas gravé par le développeur de la résine optique, il faut ajouter au procédé une étape d'exposition sous lampe UV-248 nm puis une étape de retrait du masque en résine optique et enfin une révélation du copolymère. Cependant, lors du dépôt d'une résine optique sur le copolymère, il y a formation d'une interface qui s'est révélée être insoluble tant dans le développeur du copolymère (MIBK⁷) que dans celui de la résine optique. L'observation de cette interface a été faite après la révélation du mesa en copolymère [fig.3.11]. Les photos prises au microscope optique, après la révélation du copolymère, montrent qu'une couche du mesa n'est pas complètement dissoute après un bain dans le MIBK. Afin de graver cette interface, le retrait du masque de résine S1805 est effectué par une gravure RIE puis le copolymère exposé est dissous dans du MIBK. L'épaisseur de résine d'un dépôt n'étant pas suffisante, typiquement quelques milliers d'angstrom, il est nécessaire de déposer successivement plusieurs couches. Le procédé de réalisation du motif sacrificiel comportant de nombreuses étapes, l'étalonnage des paramètres de tournette du dépôt de résine copolymère a été fait sur une couche et les mesures d'épaisseur ont été faites par réflectométrie. Afin d'obtenir une meilleure uniformité de l'épaisseur déposée, il est

⁷méthyl isobutyl cétone

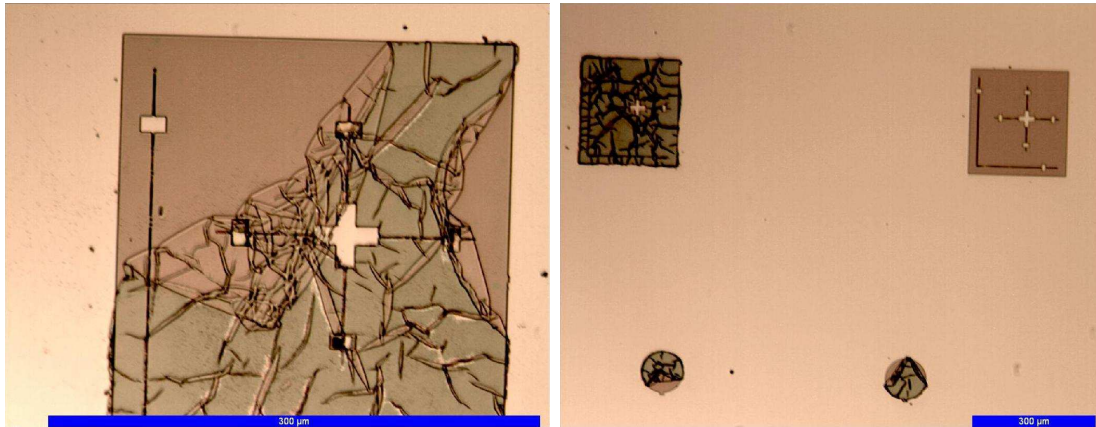


FIG. 3.11 – Motifs en copolymère et interface Copolymère-S1805 après un bain de MIBK

conseillé de limiter l'évaporation des solvants présents dans la résine, c'est dans ce but que tous les dépôts sont faits « capot fermé ». Un autre paramètre très influent est la vitesse de rotation de la tournette. Dans les deux cas précédents l'obtention de l'uniformité se fait aux dépens de l'épaisseur et donc, dans notre cas, du nombre de couches à déposer. Le tableau 3.3 résume les épaisseurs mesurées en différents points d'un demi wafer de 2". Le dépôt 2 présentant une meilleure uniformité de l'épaisseur, nous avons choisi d'utiliser ces paramètres pour les dépôts de copolymère.

Point de mesure de mesure	Épaisseur (dépôt 1) en Å	Épaisseur (dépôt 2) en Å	Localisation des points de mesure
1	8130	5740	
2	8100	5765	
3	8100	5750	
4	8050	5805	
5	8165	5755	
6	8085	5790	
Moyenne	8105	5768	
Écart type	40	25	
Écart maximum	115	65	
	vitesse (t/mn)	accélération (t/mn/s)	temps (secondes)
dépôt 1	2500	1000	12
dépôt 2	3500	1000	12

TAB. 3.3 – Mesures des épaisseurs de copolymère par réflectométrie et paramètres de tournette utilisés

Pour obtenir une épaisseur de copolymère suffisante, 5 couches sont successivement déposées avec les paramètres donnés dans le tableau 3.3. Un recuit thermique entre chaque enduction de résine est nécessaire afin que les solvants excédentaires s'évaporent après chaque dépôt et ainsi obtenir une épaisseur totale la plus proche de celle visée en plus d'une bonne uniformité. L'enduction de plusieurs couches et surtout l'épaisseur totale obtenue induit des contraintes dans la couche de résine déposée, favorisant l'apparition de fissures dans le film de copolymère. Ainsi, pour minimiser les contraintes, le film composé

des 5 dépôts successifs est recuit sur une plaque chauffante Sawatec. Le recuit s'effectue sous flux d'azote et comporte trois étapes. Durant la première étape, la température de la plaque chauffante, initialement à la température ambiante, augmente de 5°C par minute jusqu'à atteindre 170°C . La température de la plaque est ensuite maintenue à 170°C pendant 5 minutes puis la plaque est refroidie jusqu'à atteindre environ 40 °C . Ce type de recuit a l'avantage de prévenir l'apparition de fissures dans les motifs en copolymère ayant une épaisseur supérieure au micron. Les mesa ainsi formés sont attaqués par un plasma O₂ lors d'une gravure RIE jusqu'à découvrir une partie de la métallisation supérieure comme présenté sur la figure 3.12. Durant la gravure, l'épaisseur gravée est mesurée par un réflectomètre dont le faisceau est placé sur un motif recouvert de copolymère. Enfin, une étape de lithographie électronique permet d'ouvrir le mesa de copolymère au niveau de la métallisation inférieure pour permettre une reprise de contact. Les motifs sont circulaires de façon à limiter la détérioration du mesa. Avant de procéder à la lithographie des lignes CPW, le copolymère est recuit sur plaque à une température supérieure à celles des recuits précédents afin que la montée du pont se fasse avec une pente plus douce (« fluage »). Les lignes CPW sont définies par une lithographie optique conventionnelle.

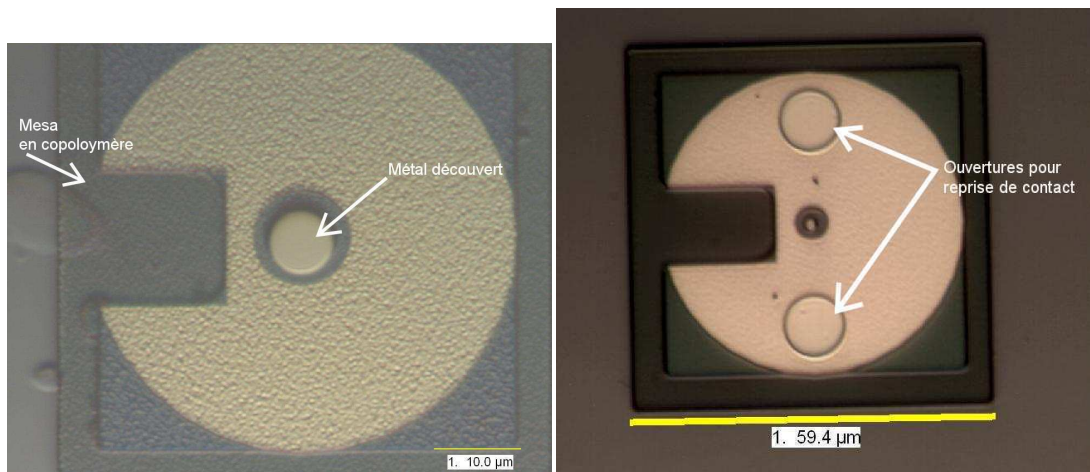


FIG. 3.12 – Support de pont après gravure, à gauche, et après ouverture à droite

La séquence métallique des lignes est composée d'une couche d'accrochage en titane et d'une couche d'or. L'épaisseur totale de la séquence est de 1 μm. Le support de pont est alors dissous lors du « lift-off » après la métallisation des lignes. La figure 3.13 présente des observations au microscope électronique à balayage de différentes réalisations technologiques après métallisation du pont à air. Cette technique est utilisée tant pour la réalisation des dispositifs pour des mesures impulsionnelles que pour la fabrication des photomélangeurs [Chapitre 4, 4.1.2].

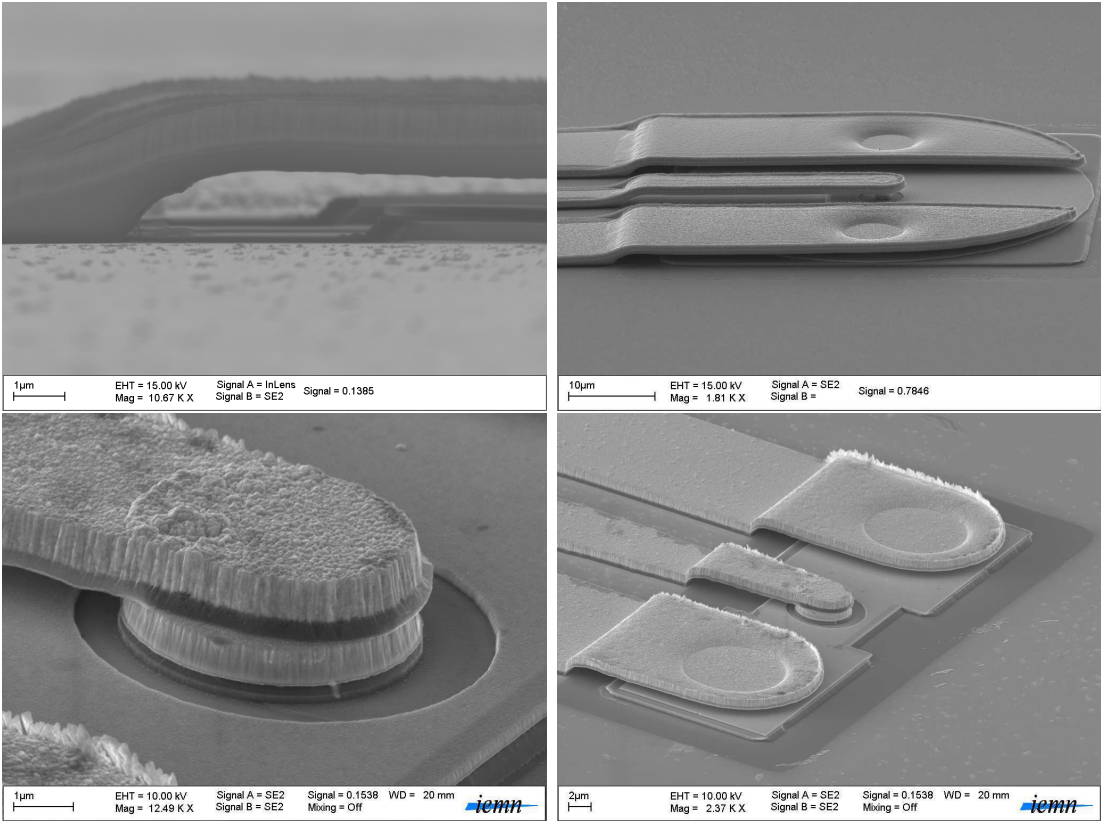


FIG. 3.13 – Vues au MEB de ponts à air réalisés lors de différents procédés

3.2 Dispositif expérimental pour mesures de photodiodes UTC dans le domaine temporel : l'échantillonnage par effet Franz-Keldysh

La mesure de signaux électriques à hautes fréquences (hyperfréquences, micro-ondes) se fait généralement par des oscilloscopes à échantillonnage ($f < 100$ GHz), des analyseurs de réseaux ou de spectre ($f < 300$ GHz). Pour des fréquences supérieures, on a généralement recours à des techniques d'échantillonnage électro-optique. L'échantillonnage est une technique qui permet d'enregistrer, de mesurer et de mettre en mémoire une ou plusieurs valeurs instantanées d'une information ou d'un signal. Aux hautes fréquences il est difficile d'acquérir tous les échantillons en une fois (échantillonnage monocoup), on met donc en œuvre une technique d'échantillonnage en temps équivalent. Il est donc impératif que le signal se répète dans le temps. On relève ainsi une partie de l'information désirée à chaque période du signal. Le signal est ensuite « reconstitué » à partir de toutes les informations prélevées [fig.3.14].

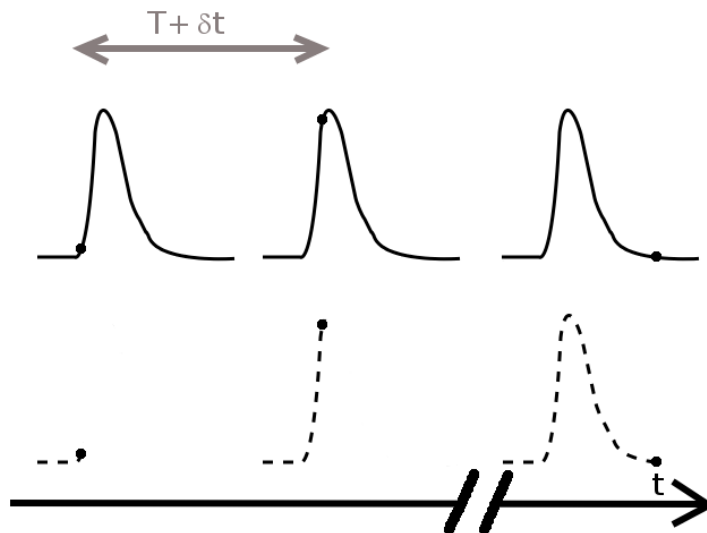


FIG. 3.14 – Illustration de l'échantillonnage en temps équivalent. A chaque répétition du signal, sa valeur instantanée est mesurée avec une période d'échantillonnage ($T + \delta t$) supérieure à la période du signal échantillonné (T)

Pour mesurer des phénomènes ultra-rapides tels qu'une impulsion THz, on a généralement recours à des techniques optoélectroniques de type « pompe-sonde ». Une impulsion optique (pompe) crée un signal électrique transitoire très rapide par effet photoconductif, ce signal électrique se propage ensuite sur une ligne de transmission. Une autre impulsion optique (sonde), issue de la même source laser et retardée par rapport à la pompe, interagit avec le signal électrique à mesurer de manière à faire varier une grandeur facilement mesurable. Généralement, la principale différence entre les méthodes de détection optoélectronique provient des phénomènes physiques utilisés pour mesurer le signal.

On peut tout d'abord envisager d'utiliser l'effet photoconductif pour échantillonner le signal THz. Le faisceau optique de sonde crée localement un court-circuit, par génération de paires électron-trou, sur la ligne de transmission. On relève le courant traversant ce court-circuit, ce courant est relié au champ électrique THz généré par l'impulsion de pompe. Cette méthode est appelée échantillonnage photoconductif. Toutefois, l'utilisation d'un effet électro-optique présente *a priori* l'avantage d'une réponse quasi-instantanée du matériau et semble donc plus avantageux que l'échantillonnage par effet photoconductif. L'un des effets électro-optiques les plus employés dans le cas de la détection de signaux THz est l'effet Pockels. L'application d'un champ électrique à un cristal électro-optique modifie ses propriétés de biréfringence et donc la polarisation de la lumière traversant ce cristal. La mesure de cette polarisation permet alors de remonter au champ électrique THz induisant cette modification de polarisation. Une comparaison des différents cristaux électro-optiques les plus couramment utilisés basée sur l'introduction de la notion de *vecteur sensibilité électro-optique* a été faite par Duvillaret *et al.* L'introduction de ce vecteur permet alors de déterminer le déphasage induit par l'effet électro-optique dans le cas général d'une orientation quelconque du champ THz et du faisceau optique [7].

A L'IEMN, nous utilisons une technique d'échantillonnage électro-optique basée sur l'effet Franz-Keldysh. Le banc de caractérisation a été mis au point durant la thèse de Ludovic Desplanque et repose sur un échantillonnage par électroabsorption [1].

3.2.1 L'effet Franz-Keldysh

Une propriété très intéressante des semiconducteurs est le fait qu'ils sont transparents lorsque les photons ont une énergie inférieure à la valeur de la bande interdite (E_g) tandis qu'ils sont opaques pour des photons d'énergie supérieure. Ainsi, la probabilité d'absorption d'un photon dans un semiconducteur parfait est nulle si l'énergie du photon est plus petite que le gap. Toutefois, si l'on applique un champ électrique au semiconducteur cette probabilité devient non-nulle. En 1958, Franz et Keldysh ont développé indépendamment un modèle d'absorption dans les semiconducteurs en présence d'un champ électrique. Physiquement, le champ électrique incline les bandes de valence et de conduction et la fonction d'onde devient non-nulle dans la bande interdite [fig.3.15]. L'énergie manquante à la transition interbande (inférieure à E_g) est alors amenée par un photon incident d'énergie inférieure à E_g . L'effet Franz-Keldysh peut donc être vu comme un effet tunnel interbande assisté par un photon. Ainsi, la mesure (directe ou indirecte) du coefficient d'absorption permet de remonter à la valeur du champ électrique appliqué au semiconducteur. Contrairement à l'effet Pockels, l'effet Franz-Keldysh n'est pas un phénomène linéaire. Toutefois, à « fort » champ électrique, ce dernier peut être considéré comme étant linéaire [fig.3.16].

Application de l'effet Franz-Keldysh à l'échantillonnage par électroabsorption

Le banc de caractérisation de l'IEMN est basé sur l'échantillonnage par électroabsorption

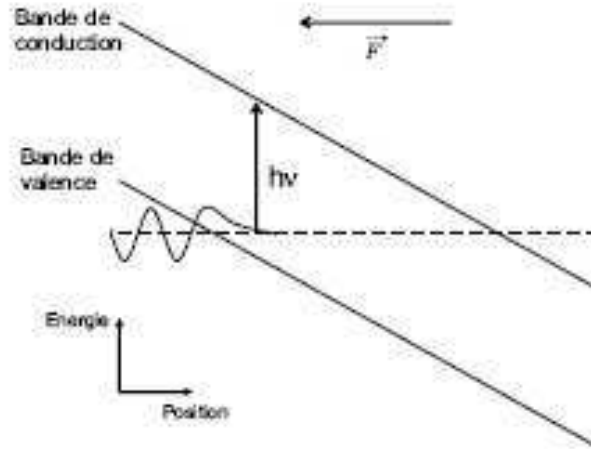


FIG. 3.15 – Représentation du profil des bandes d'un semiconducteur soumis à un champ électrique [8] et illustration de l'effet tunnel interbande assisté par un photon

par effet Franz-Keldysh dans un semiconducteur épitaxié à basse température, généralement $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (LT- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$). Ce matériau présente des propriétés intéressantes pour l'échantillonnage par effet Franz-Keldysh. En effet, il s'agit d'un matériau très isolant (10^6 à $10^7 \Omega\cdot\text{cm}$), où les porteurs présentent un faible temps de vie (subpicoseconde à quelques picoseconde) et un champ de claquage élevé (quelques centaines de kV/cm). Afin d'avoir une bonne dynamique de mesure, il faut appliquer un champ électrique de l'ordre de 50 à 100 kV/cm au semiconducteur ce qui nécessite un matériau possédant un champ de claquage élevé. De plus, l'échantillonnage par électro-absorption crée des paires électron-trou dans le semiconducteur. Afin de ne pas écranter le champ électrique THz à mesurer, il faut que la concentration en porteurs reste la plus faible possible. Un faible temps de vie des porteurs dans le semiconducteur permet de réduire cette concentration [chapitre 1, 1.3.3]. Il en va de même pour la concentration en porteurs libres dans le semiconducteur, ceux-ci pouvant aussi écranter le champ THz à échantillonner. Toutefois, celle-ci est très faible dans les matériaux épitaxiés à basse température.

3.2.2 Le dispositif expérimental de caractérisation

La configuration expérimentale que nous avons utilisée est un échantillonnage externe, c'est-à-dire que la sonde, ici le semiconducteur dans lequel a lieu l'effet Franz-Keldysh, est reporté sur la structure de propagation du signal à mesurer. Une membrane de $\text{LT-Al}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{As}$ est reportée sur la ligne CPW [fig.3.17]. L'adhésion de la membrane (« patch ») se fait par force de Van der Waals. La méthode de réalisation de ces patches sera abordée dans le chapitre 4 [4.3]. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 3.18. Un laser femtoseconde Titane :Saphir délivre des impulsions optiques de 120 fs de largeur à mi-hauteur, à une longueur d'onde de 780 nm et avec un taux de répétition de 75 MHz. Cette longueur d'onde convient pour la détection de l'impulsion électrique

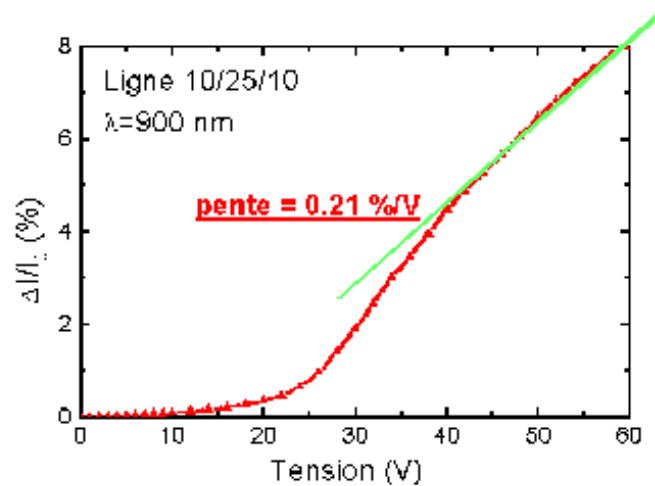


FIG. 3.16 – Variation expérimentale de l'électroabsorption en fonction du champ électrique. On distingue une zone dans laquelle la dépendance est linéaire

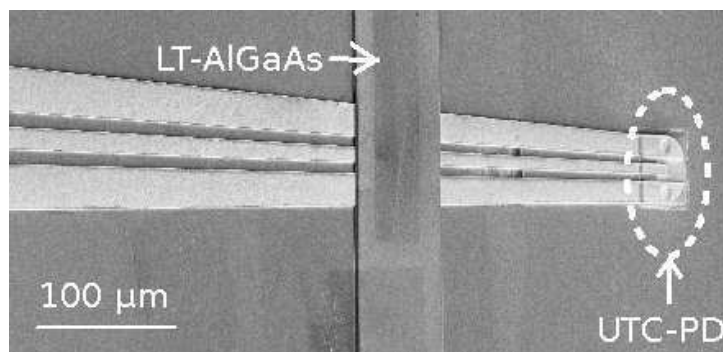


FIG. 3.17 – UTC-PD connectée à une ligne CPW sur laquelle a été reportée un patch de LT-AlGaAs

dans l' $\text{Al}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{As}$ mais n'est pas adaptée pour la génération de l'impulsion électrique par la photodiode UTC. Ainsi, le faisceau en sortie du laser est divisé en 2 par une lame séparatrice : un faisceau de pompe et un faisceau de sonde. L'énergie photonique de la sonde est légèrement inférieure à celle de la bande interdite d'AlGaAs afin de maximiser l'effet Franz-Keldysh.

Pour obtenir un faisceau de longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$ synchronisé avec le faisceau de sonde, le faisceau de pompe est injecté dans un oscillateur paramétrique optique afin d'obtenir un train d'impulsions optique de 150 fs de largeur à mi-hauteur et à une longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$. Le faisceau de pompe est haché mécaniquement à une fréquence de 1,3 kHz en général, puis atténué et focalisé sur la photodiode UTC à travers le substrat à l'aide d'un objectif de microscope. Afin qu'il n'y ait pas diffusion du faisceau optique, la face arrière du substrat d'InP a été polie de façon mécano-chimique.

Le faisceau de sonde dont la puissance est plus petite que la puissance de pompe est focalisé sur le patch. Une ligne à retard permet d'allonger ou de raccourcir le trajet de la sonde et de retarder temporellement l'arrivée de la sonde sur le patch. Le retard maximal que l'on peut obtenir avec cette ligne à retard est de 1 ns (soit un pas fréquentiel de 1

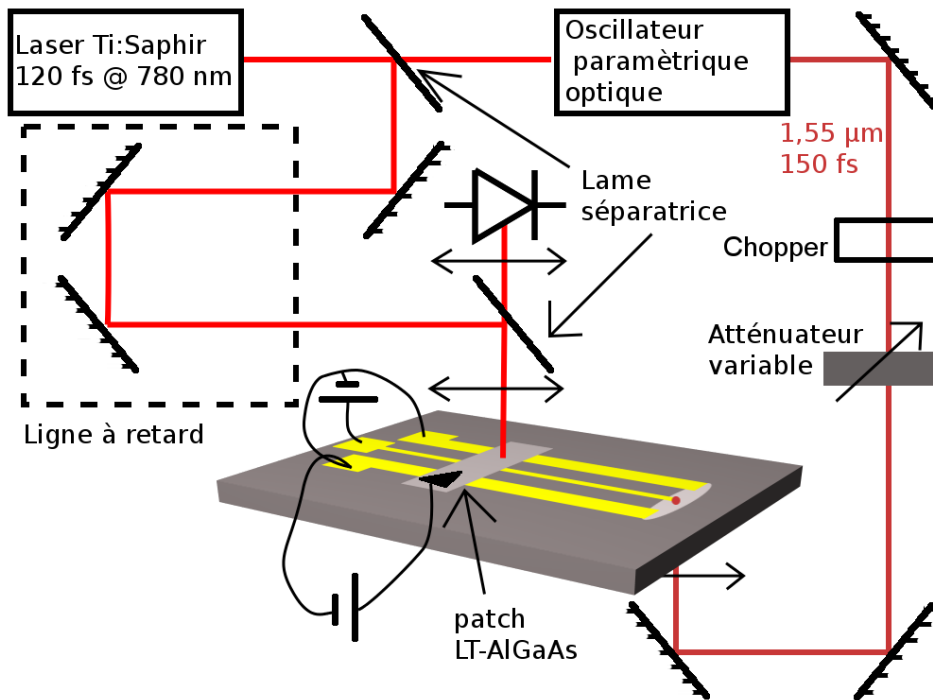


FIG. 3.18 – Vue schématique du banc de mesure

GHz). Le pas minimal de la ligne à retard est de $1 \mu\text{m}$, ce qui permet d'atteindre une résolution temporelle de $6,67 \text{ fs}$. Une autre limite sur la fenêtre temporelle provient de la longueur de la ligne de propagation. En effet, le signal est réfléchi en bout de ligne (charge non adaptée). La fenêtre temporelle est donc définie par le temps mis par l'impulsion pour effectuer un aller-retour. Les lignes CPW faisant $2,5 \text{ mm}$ de long et étant déposées sur substrat d'InP ($\epsilon_r \approx 12,4$), la fenêtre est de l'ordre de 40 ps . Une partie du faisceau de sonde est réfléchi sur une photodiode comme indiqué sur le schéma 3.18. L'intensité du signal réfléchi dépend du coefficient d'absorption du patch d'AlGaAs. Lorsqu'un champ électrique THz se propage sur la portion de ligne située sous le patch, ce champ vient modifier le coefficient d'absorption du patch et donc l'intensité du signal réfléchi. Le signal en sortie de la photodiode est détecté par un amplificateur à détection synchrone (Perkin-elmer EGG 7265).

Résolution temporelle La résolution temporelle de cette technique est limitée par une convolution de trois temps caractéristiques. Le premier est la durée des impulsions du faisceau de sonde (τ_L). Ce temps dépend du laser et est de 120 fs dans notre cas. Le second temps caractéristique est le temps que met l'impulsion de sonde pour traverser le patch (τ_{to}). Ce temps s'exprime par la relation :

$$\tau_{to} = 2 \frac{en_s}{c}$$

où e correspond à l'épaisseur du patch, n_s à l'indice de réfraction du patch à la longueur d'onde du faisceau de sonde et c à la vitesse de la lumière dans le vide. Le troisième temps

caractéristique limitant la résolution est le temps de transit du signal électrique à travers le spot de sonde (τ_{te}) exprimé comme :

$$\tau_{te} = \frac{dn_e}{c}$$

où d est le diamètre du spot de sonde, n_e l'indice effectif du mode THz se propageant. Pour une ligne CPW sur substrat d'InP telle que celle décrite précédemment (3.1.2), $n_e \approx 2,6$ et $d \approx 20 \mu\text{m}$ et pour un patch en LT-AlGaAs de $2 \mu\text{m}$ d'épaisseur, la résolution temporelle de la mesure donnée par :

$$\tau = \sqrt{\tau_L^2 + \tau_{to}^2 + \tau_{te}^2}$$

est d'environ 250 fs ce qui convient pour des mesures d'impulsions de largeur à mi-hauteur de l'ordre de la picoseconde.

Détermination du « zéro temporel » Avant de pouvoir échantillonner un signal, il faut trouver le « zéro temporel » qui correspond à la position des miroirs de la ligne à retard pour laquelle les faisceaux de pompe et de sonde arrivent simultanément. Cette position peut être évaluée en mesurant la différence de trajet entre la pompe et la sonde. Toutefois, cette méthode reste imprécise, une erreur de 1 mm sur la mesure du trajet optique conduit à une erreur d'environ 3 ps sur le temps de propagation. De plus dans notre cas, il faut aussi mesurer la longueur du trajet à l'intérieur de l'OPO ce qui n'est pas aisé. Nous avons donc utilisé une méthode « électronique » : le zéro temporel peut être trouvé avec une précision raisonnable en éclairant la photodiode UTC avec le faisceau de pompe et le faisceau de sonde tout en mesurant la tension aux bornes de la photodiode avec un oscilloscope rapide. En effet bien que cela ne soit pas prévu dans sa conception, la photodiode UTC à mesurer est aussi sensible à une longueur d'onde de 780 nm. La figure 3.19 montre les deux impulsions électriques générées par le faisceau de pompe et de sonde. Afin de se placer au plus proche du zéro temporel, on superpose les deux impulsions à l'oscilloscope en faisant bouger la ligne à retard puis le faisceau de sonde est focalisé sur le patch. Un échantillonnage sur une large plage temporelle permet de déterminer plus précisément la position du zéro temporel.

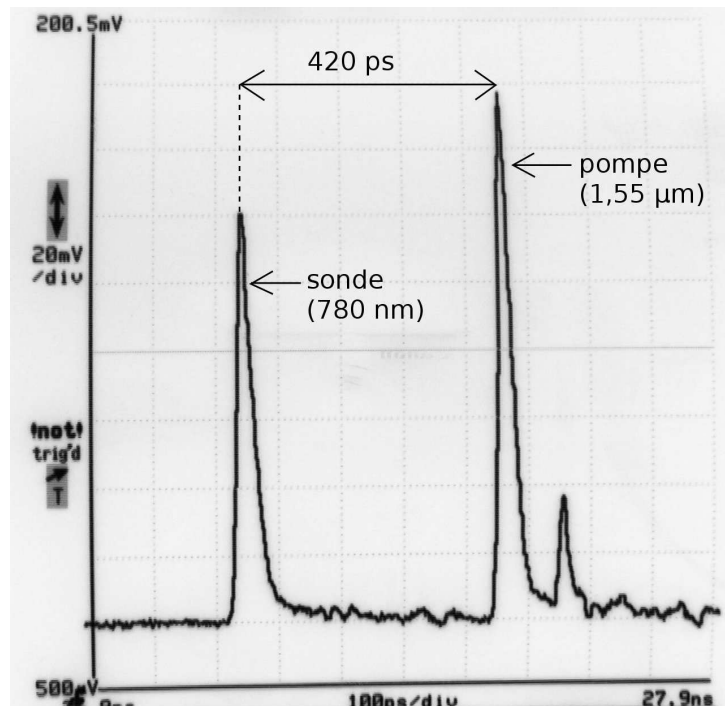


FIG. 3.19 – Tension aux bornes de la photodiode UTC mesurée avec un oscilloscope rapide (40 GHz) lors de la détermination du zéro temporel

3.3 Caractérisation de photodiode UTC dans le domaine temporel

Dans cette section, nous présentons les résultats obtenus sur les premières structures UTC-PD réalisées. Dans un premier temps, le coefficient de réponse sous éclairage continu de structure UTC-PD est présenté. Ensuite, une caractérisation de la réponse de photodiodes UTC à une impulsion femtoseconde est présentée. Ces mesures ont permis la mise en évidence de la dépendance de la fréquence de coupure à -3dB vis-à-vis de la puissance optique incidente.

3.3.1 Caractérisation statique – Coefficient de réponse

La première caractérisation que nous avons faite correspond à la détermination du coefficient de réponse des structures. Ces mesures ont été faites sur les photodiodes de diamètre de fenêtre optique 80 μm fabriquées sur les épitaxies sur substrat dopé n [chapitre 2, 2.1], l'éclairage se fait par le dessus. D'un point de vue électrique, le photocourant est mesuré par un ampèremètre connecté en série à la photodiode UTC. Du côté optique, le faisceau laser est amené au plus près de la fenêtre optique à l'aide d'une fibre optique dont l'extrémité a été clivée. La puissance optique est mesurée en sortie de fibre pour retirer les pertes de la fibre. La fenêtre de la photodiode n'ayant pas été traitée anti-reflet, une partie de la puissance optique incidente est réfléchiée à l'interface air/semiconducteur. La fraction de puissance réfléchiée est donnée par le coefficient de réflexion de Fresnel ($R = \frac{(1-n_{\text{semiconducteur}})^2}{(1+n_{\text{semiconducteur}})^2} \approx 0,3$).

Les coefficients de réponse des structures avec espaceur en InGaAs et en InGaAsP sont présentés à la figure 3.20. Pour la structure G051003, on obtient un coefficient de réponse de 56 mA/W tandis que pour l'épitaxie G051002 le coefficient de réponse est de 45 mA/W pour $\lambda=1,55 \mu\text{m}$. Cette différence s'explique par la présence d'espaceurs différents. Dans le cas de l'épitaxie G051002, celui-ci est transparent tandis qu'il est absorbant pour l'épitaxie G051003. On note aussi une différence sur les coefficients de réponse en fonction des longueurs d'onde. Une longueur d'onde plus courte correspond à un meilleur coefficient de réponse. Cette amélioration est due à un coefficient d'absorption d'InGaAs plus élevé à 1,3 μm qu'à 1,55 μm . A 1,55 μm , le coefficient d'absorption d' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ dopé $p = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ est de l'ordre de 6.10^3 cm^{-1} [9]. A partir du coefficient de réponse de la structure G051002, on peut déduire un coefficient d'absorption $\alpha(\lambda = 1,55 \mu\text{m}) = 6,65.10^3 \text{ cm}^{-1}$ pour l' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ dopé $p = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

3.3.2 Caractérisation statique – Caractéristique Courant-tension

Les caractéristiques courant-tension présentées sur la figure 3.21 correspondent à celles obtenues pour des photodiodes issues de l'épitaxie G050308 [chapitre 2, 2.2] de diamètre 15 et 12,5 μm respectivement. Dans le cas d'une photodiode, les informations les plus

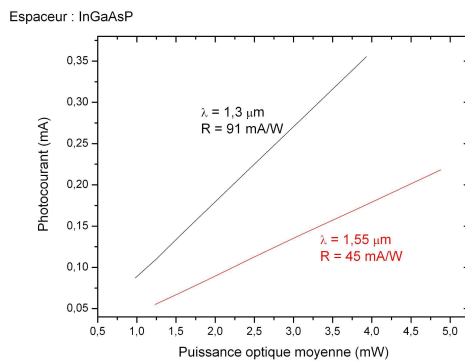
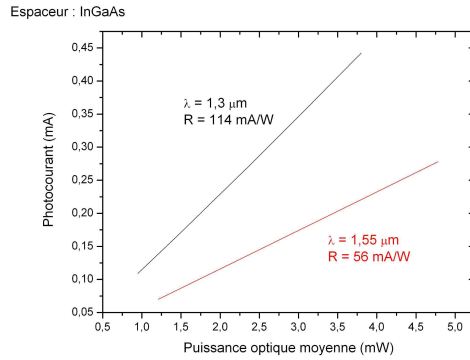


FIG. 3.20 – Coefficient de réponse mesuré pour une longueur d’onde incidente de 1,3 et 1,55 μm pour une photodiode avec espaceur en InGaAs et avec espaceur en InGaAsP

« intéressantes » sont celles obtenues sous polarisation inverse, à savoir le courant d’obscurité et la tension de claquage. Sur les caractéristiques présentées ici, on relève un courant d’obscurité de quelques dizaines de nanoampères ainsi qu’une tension de claquage d’environ - 5 Volts pour une épaisseur de semiconducteur déplété de 280 nm.

Sous polarisation directe et en régime de faible injection, les coefficients d’idéalité déterminés sont de l’ordre de 1,6.

3.3.3 Caractérisation dynamique

Nous présentons ici les résultats obtenus en régime dynamique sur une photodiode UTC de 7,5 μm de diamètre située en bout de ligne [fig.3.22]. Ce composant a été réalisé sur la structure épitaxiale G050308 et est prévu pour un éclairage par le substrat [chapitre 2, 2.2]. L’impulsion de tension générée dans la photodiode est mesurée par échantillonnage par effet Franz-Keldysh selon le dispositif présentée précédemment [Section 3.2].

La figure 3.23 représente les impulsions électriques générées par la photodiode UTC.

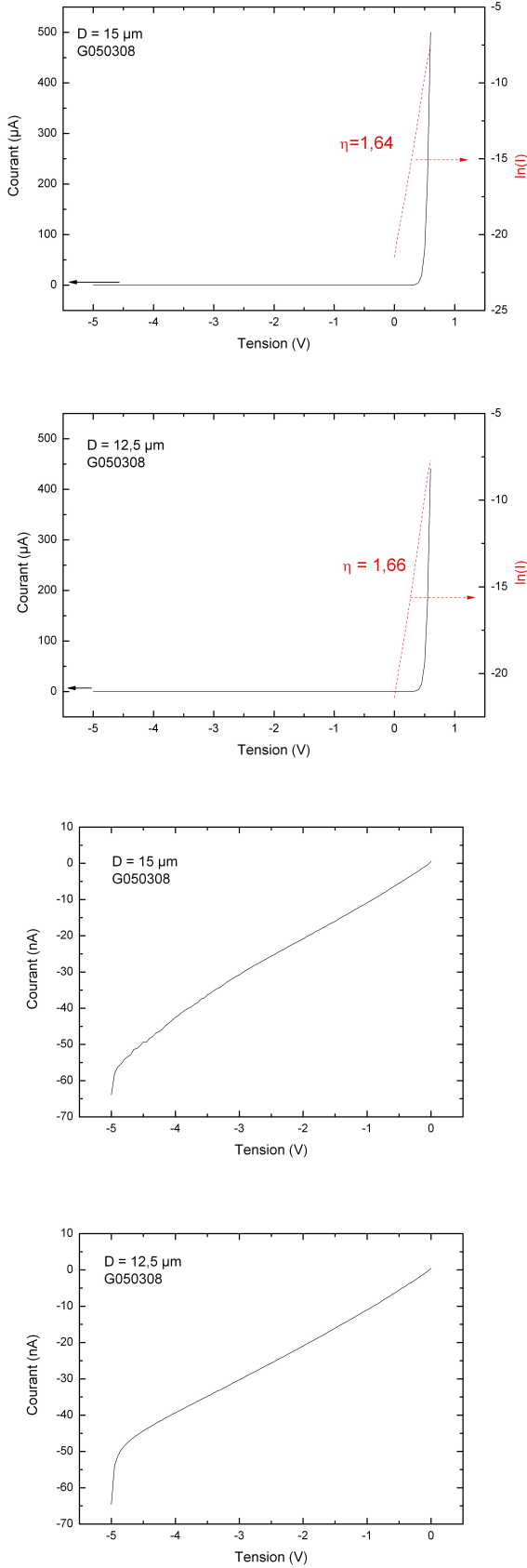


FIG. 3.21 – Caractéristiques Courant-Tension de photodiodes UTC

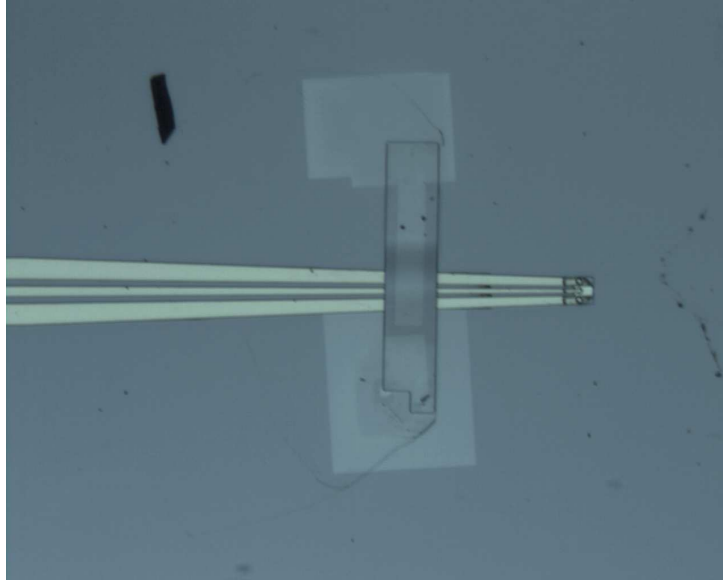


FIG. 3.22 – Photodiode UTC connectée à une ligne CPW sur laquelle est reportée un patch d'AlGaAs-BT

On remarque trois impulsions : la première impulsion correspond à celle de l'impulsion incidente provenant de la photodiode tandis que la suivante peut être attribuée à des échos successifs sur les plots métalliques servant à amener la tension de polarisation à la photodiode. Il convient de noter que la seconde impulsion comporte deux maxima.

Le temps séparant ces impulsions est de 46,4 à 53,6 ps, si l'on considère que la première réflexion a lieu au niveau des plots de masse comme indiqué sur le schéma de la figure 3.24, on obtient une vitesse de propagation de 103 $\mu\text{m}/\text{ps}$ au lieu de 116 $\mu\text{m}/\text{ps}$ attendue théoriquement. Cette différence peut être expliquée par l'incertitude sur l'endroit où a réellement lieu la réflexion. L'impédance caractéristique de la ligne dépendant peu de la largeur des plans de masse dans ce cas. De plus, au delà des plots de masse, la ligne ne correspond plus un guide d'onde coplanaire, la vitesse de propagation n'étant alors plus de 116 $\mu\text{m}/\text{ps}$. Le dernier écho, situé à 95 ps de l'impulsion incidente, est attribué à une seconde réflexion sur les plots de masse et est confondue avec une réflexion multiple dans un élément optique, probablement l'atténuateur variable.

La figure 3.25 représente une impulsion électrique générée par la photodiode UTC sous certaines conditions. La largeur à mi-hauteur (FWHM⁸) est déterminée en approximant la courbe mesurée par une fonction gaussienne. Ces mesures nous ont permis de caractériser le comportement temporel du composant. Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à la relation entre FWHM et la fréquence de coupure à - 3 dB (f_{-3dB}) de la photodiode. Puisque nous approximons la tension aux bornes de la photodiode par une fonction gaussienne, nous avons la relation suivante :

$$V(t) \propto \exp \left[- \left(\frac{t}{\tau_e} \right)^2 \right]$$

⁸Full Width at Half Maximum

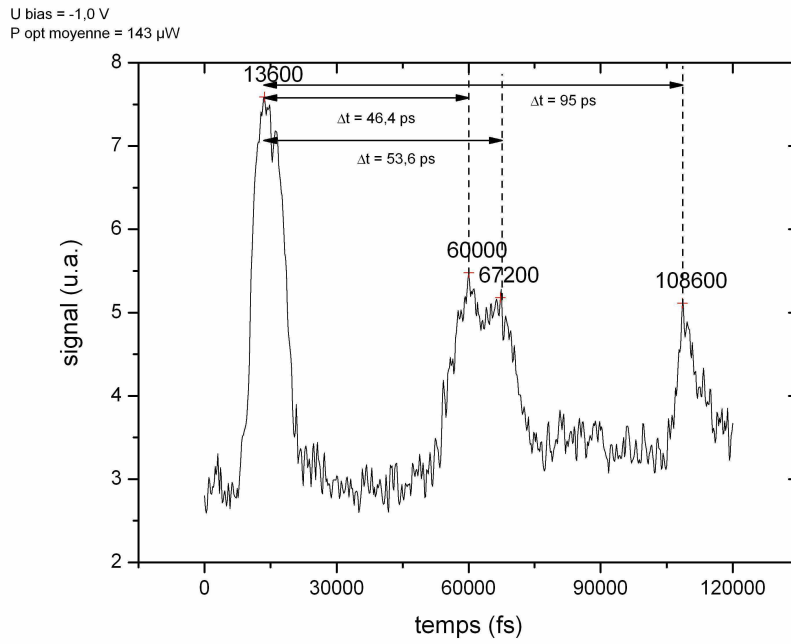


FIG. 3.23 – Impulsions électriques détectée pour une photodiode UTC de 7,5 μ m issue de la couche G050308

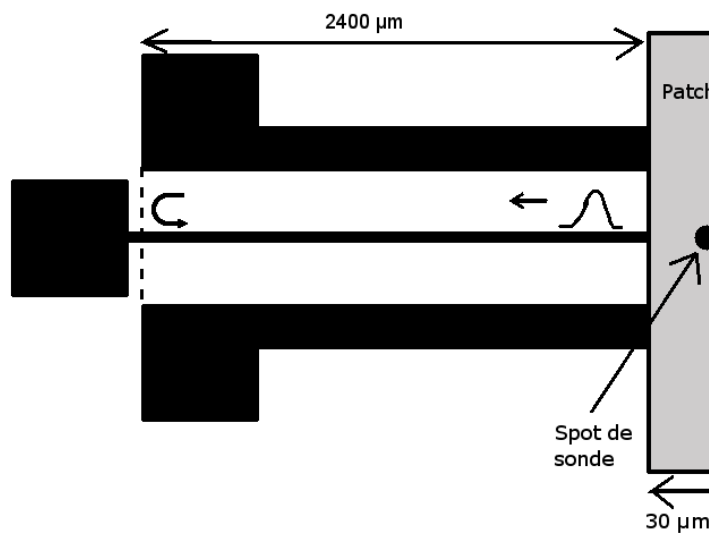


FIG. 3.24 – Schéma de la ligne de propagation et écho sur les plots de masse

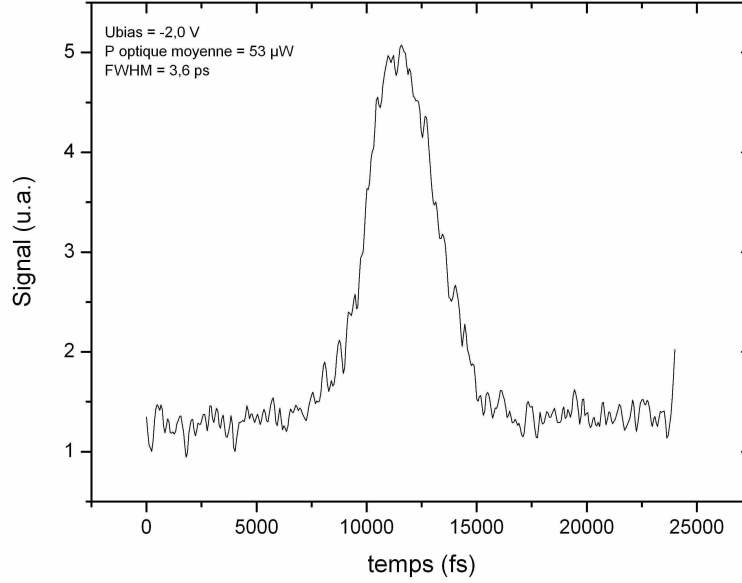


FIG. 3.25 – Impulsion électrique détectée pour une photodiode UTC de $7,5 \mu\text{m}$ issue de la couche G050308

où $2\tau_e$ correspond à la largeur en $1/e$ de la gaussienne avec $\tau_e = \frac{\text{FWHM}}{2 \ln 2}$. La transformée de Fourier d'une fonction gaussienne étant aussi une fonction gaussienne proportionnelle à $\exp(-\frac{\pi^2 f^2 \tau_e^2}{4})$. Ces définitions permettent d'obtenir la relation entre FWHM et f_{-3dB} :

$$f_{-3dB} = \frac{\sqrt{2} \ln 2}{\pi \text{FWHM}}$$

Les différents temps caractéristiques de cette photodiode UTC sont : le temps de diffusion des électrons dans la ZA ($\tau_a \approx 0,8 \text{ ps}$), le délai introduit par le transport des électrons dans le collecteur ($\tau_c \approx 1,4 \text{ ps}$) ainsi que la constante de temps RC due à la capacité de la jonction ($\tau_{RC} \approx 0,9 \text{ ps}$) (eq. 2.52). La figure 3.26 représente le rapport $|i(f)/I_0|^2$ calculé de façon analytique. Il faut noter que le temps de transit des électrons dans le collecteur est quelque peu sous-estimé puisque nous avons supposé que la zone de champ (espaceur, plan de dopage et collecteur) est entièrement en InP donc que la fréquence de coupure est, elle surestimée. La fréquence de coupure à -3dB évaluée est de 112 GHz soit une FWHM de 2,8 ps. La courbe (b) de la figure 3.25 correspond aux conditions expérimentales dans lesquelles l'impulsion électrique générée par la photodiode est la plus courte (FWHM=3,6 ps soit $f_{-3dB}=87 \text{ GHz}$). Cette valeur est relativement différente de la valeur théorique attendue. Cependant, nous allons voir quels paramètres peuvent influencer la valeur mesurée de f_{-3dB} .

Echantillonnage à deux impulsions – Modélisation de l'élargissement Un premier paramètre qui, dans notre cas peut faire varier la valeur mesurée de FWHM provient du dispositif expérimental. Afin de prélever une partie du faisceau en sortie du laser

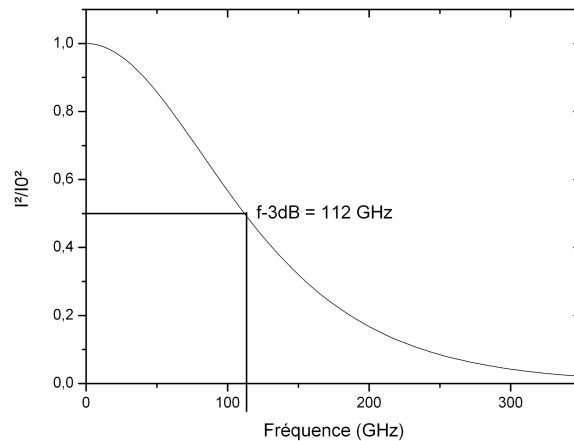


FIG. 3.26 – Calcul de la variation du carré du photocourant en fonction de la fréquence pour la photodiode UTC étudiée

Ti :Sapphir, une lame séparatrice est placée entre le laser et l'oscillateur paramétrique optique [fig :3.18]. Cette lame séparatrice est constituée d'une lamelle de verre à faces parallèles assez fine ($150\ \mu\text{m}$) afin de ne pas trop translater le faisceau du laser Ti-Sa. On obtient donc deux réflexions sur cette lamelle : elles sont quasiment superposées spatialement mais elles sont décalées temporellement de $1,46\ \text{ps}$. Cette valeur a été mesurée à l'aide d'une expérience pompe-sonde dans un semiconducteur [fig.3.27]. On obtient alors un échantillonnage à 2 impulsions espacées temporellement de $1,46\ \text{ps}$ [fig3.28]. Ce

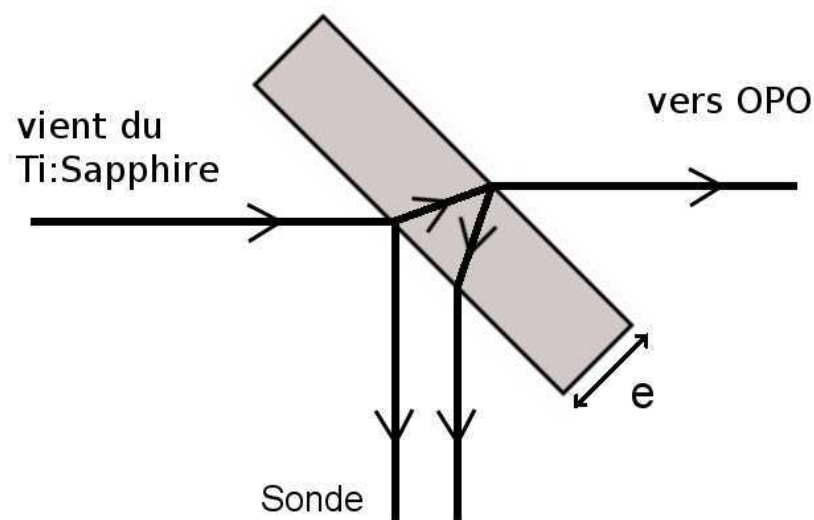


FIG. 3.27 – Origine de l'échantillonnage à 2 impulsions

« double échantillonnage » se traduit de deux façons différentes selon la durée de l'impulsion. Afin de mettre en évidence les effets du double échantillonnage, nous traçons les courbes obtenues par la somme de 2 gaussiennes espacées de $1,46\ \text{ps}$. Dans le cas où l'on

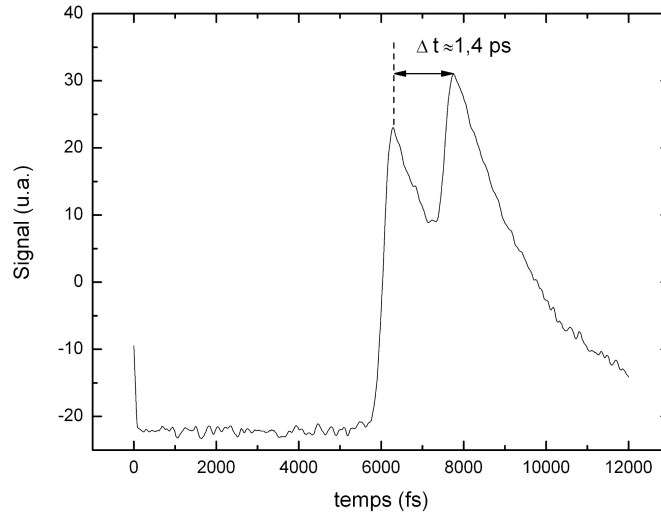


FIG. 3.28 – Evolution temporelle du faisceau de sonde

modélise l'impulsion électrique mesurée par une gaussienne, ce double échantillonnage se traduit par l'apparition de deux « pics » si l'impulsion à échantillonner est suffisamment courte [fig.3.29(a)] et par un élargissement de la gaussienne dans le cas d'une impulsion plus longue [fig.3.29(b)]. Dans le cas où l'on ne distingue plus qu'un maximum, on approxime la courbe résultante par une gaussienne dont on mesure la FWHM. Le tableau 3.4 donne la correspondance entre la FWHM et f_{-3dB} de la gaussienne réelle et de la gaussienne mesurée. On remarque que l'effet de ce double échantillonnage est surtout significatif pour des FWHM inférieures à 6 ps. Au delà de 6 ps l'élargissement reste faible vis-à-vis de la FWHM réelle.

Gaussienne réelle		Gaussienne mesurée	
FWHM (ps)	f_{-3dB} (GHz)	FWHM (ps)	f_{-3dB} (GHz)
6,0	52	6,3	50
5,0	62,4	5,3	59
4,0	78	4,4	71
3,0	104	3,5	89
2,0	156	2,8	111
1,5	208	2,2 (2 pics)	142
0,5	624	2 pics	–

TAB. 3.4 – Correspondance entre gaussienne réelle et gaussienne échantillonnée par 2 impulsions espacées de 1,46 ps

Ainsi, la FWHM de l'impulsion la plus courte que nous avons mesurée correspond à 3,1 ps après cette déconvolution ce qui correspond à f_{-3dB} de 101 GHz, valeur plus proche de la valeur théorique estimée. Toutefois, d'autres paramètres qui ne sont pas liés au dispositif expérimental influent sur la rapidité de la photodiode UTC.

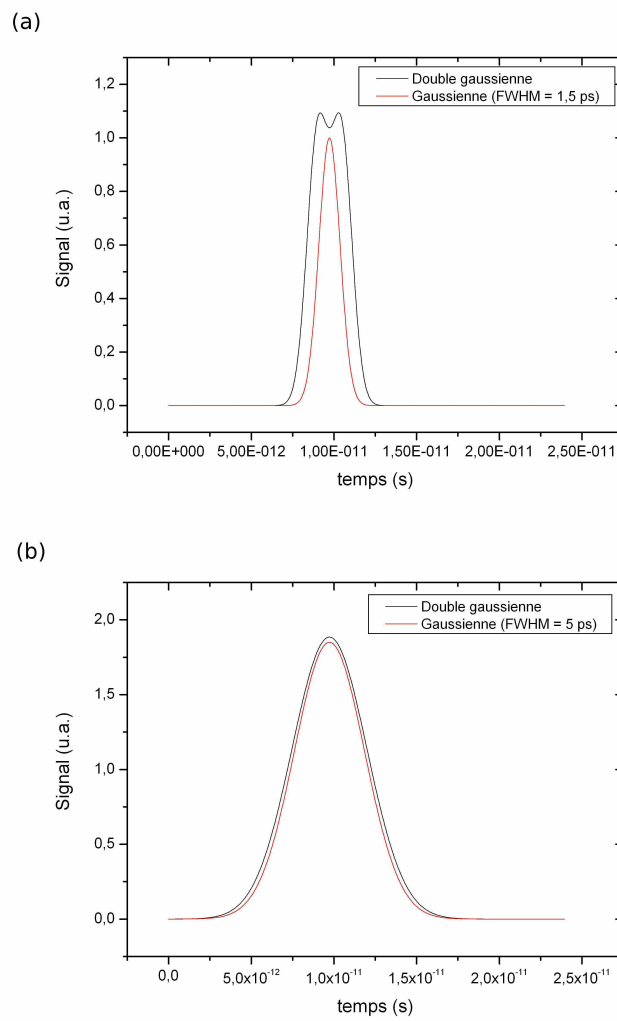


FIG. 3.29 – Modélisation de l'échantillonnage à 2 impulsions pour une impulsion de FWHM=1,5 ps (a) et de FWHM=5 ps (b)

Effet de saturation Comme nous l'avons vu au chapitre 2, une forte injection optique entraîne des effets de saturation. La figure 3.30 présente les impulsions électriques détectées pour différentes puissances optiques incidentes. On remarque clairement un élar-

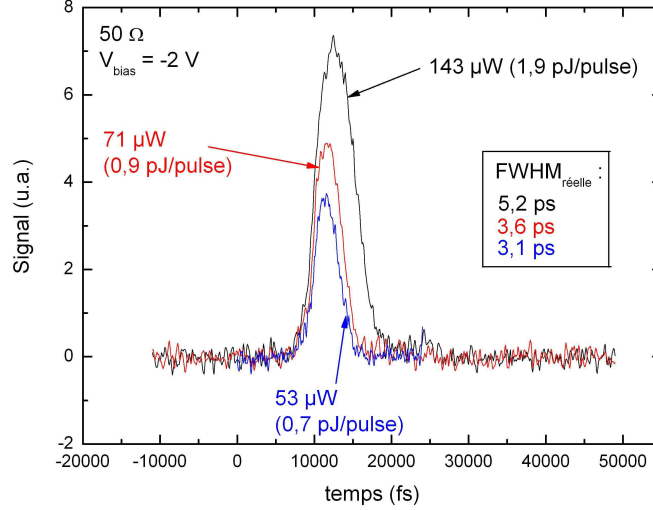


FIG. 3.30 – Impulsions électriques générées par l'UTC-PD mesurées pour différentes puissances optiques incidentes et impulsion électrique générées par l'UTCP-PD en régime de saturation ($P_{\text{opt}} = 243 \mu\text{W}$)

gissement de l'impulsion électrique dépendant de la puissance optique injectée. Ce genre d'élargissement a aussi été par observé par Shimizu *et al* [10]. Nous allons, à présent nous intéresser à la densité volumique de photoporteurs par impulsion. Le tableau 3.5 recense les valeurs des courants moyens mesurés à différentes puissances optiques incidentes. La

Photocourant		Puissance optique incidente		Energie par	FWHM
moyen (μA)	crête (mA)	moyenne (μW)	crête (W)	impulsion (pJ)	(ps)
6	21,3	42,9	4	0,6	3,5
10	26,5	71,5	6,3	0,95	4,7
13,4	21,6	143	12,7	1,9	7,7
16	–	286	25,3	3,8	–

TAB. 3.5 – Courants moyens mesurés pour différents éclaircissement ($V_{\text{bias}} = -1 \text{ V}$)

durée des impulsions optiques (150 fs) étant beaucoup plus petite que le temps de diffusion des électrons dans la ZA ($\approx 800 \text{ fs}$), la densité volumique de charges dans la ZA par impulsion est reliée au photocourant moyen par la relation suivante :

$$\rho_{ZA} = \frac{I_{\text{moy}} \cdot \tau_{\text{rep}}}{e \cdot \Upsilon}$$

où τ_{rep} est le taux de répétition des impulsions (13,23 ns), e la charge élémentaire ($1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$) et Υ le volume de la ZA. La ZA est assimilée à un cylindre dans ce cas. Un courant moyen de $10 \mu\text{A}$ correspond à une densité volumique de charge par impulsion dans la ZA

d'environ $2.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ par impulsion [tab.3.6]. La densité de porteurs dans le collecteur est reliée au photocourant crête à partir de la relation (2.37) en négligeant la diffusion des électrons, ce qui est parfaitement valable dans le collecteur. On obtient alors l'égalité suivante :

$$\rho_{collecteur} = \frac{J_{crête}}{ev_{e,c}}$$

Un courant moyen de $6 \mu\text{A}$ correspond à une densité volumique de charge par impulsion dans le collecteur d'environ 10^{16} cm^{-3} par impulsion en considérant que les électrons se déplacent avec leur vitesse de saturation ($v_{c,e} = 2.10^7 \text{ cm.s}^{-1}$).

Puissance optique crête (pJ/impulsion)	ρ_{ZA} (10^{17} cm^{-3})
0,6	1,1
0,95	1,9
1,9	2,5
3,8	3

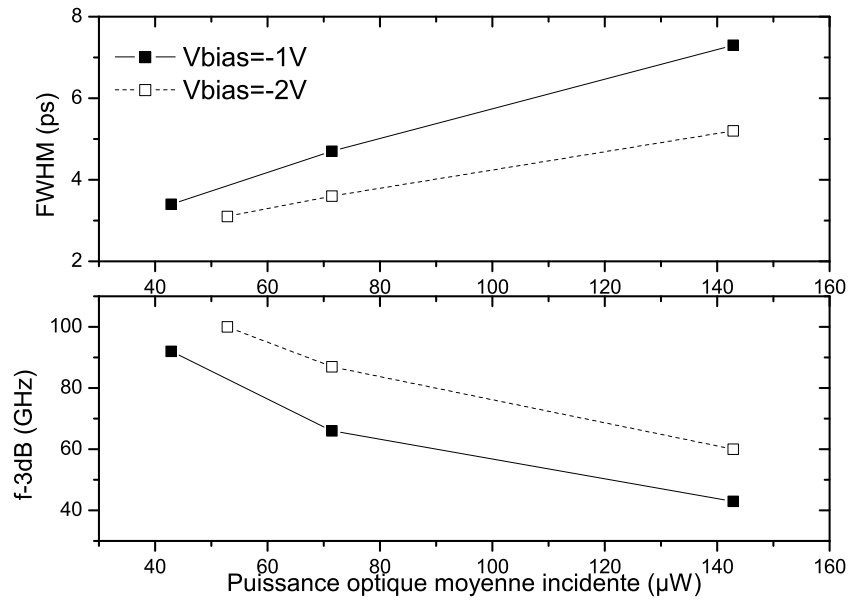
TAB. 3.6 – Densité volumique de charges dans la ZA par impulsion

Pour des puissances optiques incidentes supérieures, on peut s'attendre à une diminution de la vitesse moyenne des électrons dans le collecteur. Une augmentation de la tension de polarisation de l'UTC-PD doit contribuer à une augmentation du champ électrique dans le collecteur et donc une diminution de la FWHM. La figure 3.31 le confirme, pour cette photodiode il y a bien présence d'un effet kirk dans le collecteur.

Toutefois, ρ_{ZA} est de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} tandis que le dopage de la ZA est de $p_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, la densité de trous photogénérés n'est a priori plus négligeable devant p_0 . Il y a apparition d'un champ électrique dans la ZA. Ce champ entraîne un changement dans le déplacement des électrons : celui-ci n'est plus purement diffusif. Ce champ doit contribuer à une augmentation de la vitesse des électrons dans la ZA. Une expression du champ électrique induit a été donnée dans le chapitre 2 (eq2.23) :

$$E_{ind} = \frac{J_{crête}}{ep_0\mu_p}$$

Dans notre cas, cela correspondrait à un champ induit de l'ordre de 3 à 4 kV/cm. Cependant nous n'observons pas de diminution de la FWHM lorsque la puissance optique incidente augmente. Cet effet de saturation bénéfique sur FWHM est probablement « masqué » par l'effet Kirk qui allonge le temps de transit des électrons dans le collecteur. Dyson *et al* ont observé, par simulation, une augmentation de f_{-3dB} avec une augmentation de la densité de puissance optique incidente puis une chute rapide de celle-ci [fig 3.32], [11]. Au delà d'une énergie par impulsion de 5.10^6 W.cm^{-2} , le transport des électrons dans la ZA n'est plus dominé la diffusion mais présente deux composantes : une due à la diffusion et une seconde due à la dérive des électrons sous l'effet du champ électrique induit. Un fonctionnement en régime impulsif nécessite que l'UTC-PD soit illuminée avec des



(a)

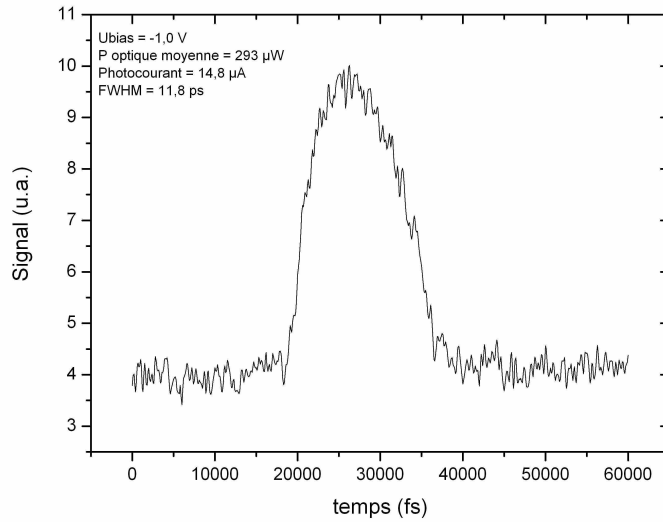


FIG. 3.31 – Variation de FWHM et f_{-3dB} en fonction de la puissance optique incidente pour une polarisation en inverse de 1 et 2 Volts

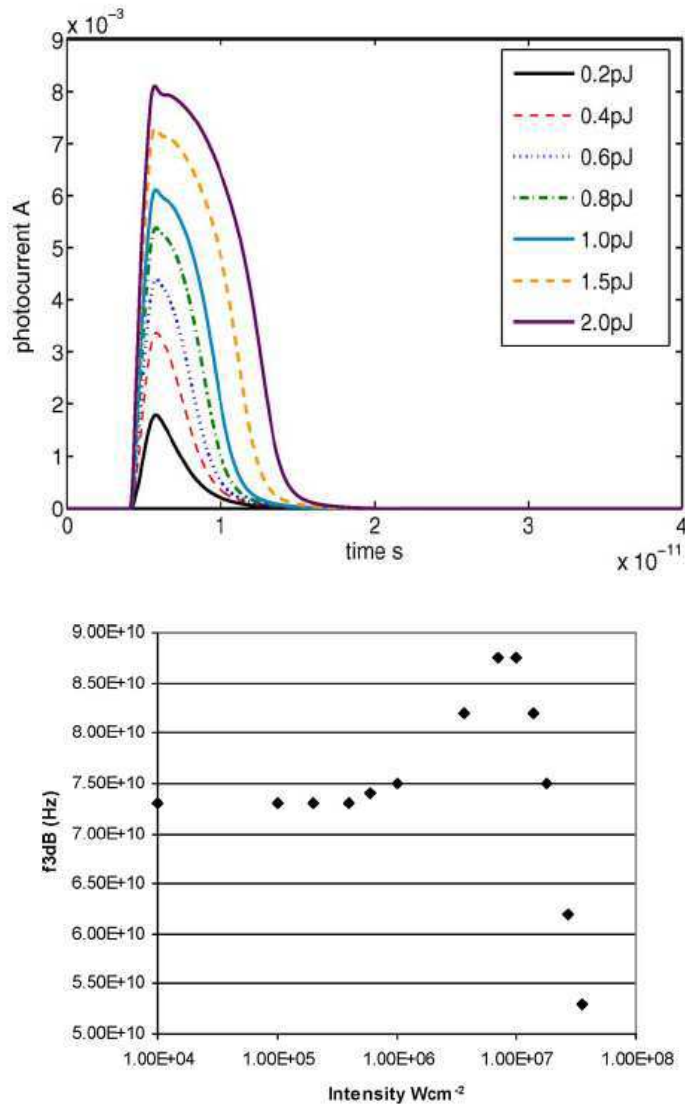


FIG. 3.32 – Photocourant en fonction du temps pour différentes puissance optique incidente (à gauche) et variation de f_{-3dB} en fonction de la densité de puissance optique incidente (à droite) [11]. Une énergie de 0,28 pJ par impulsion correspond à une densité de puissance optique de 5.10^6 W.cm^{-2}

puissances optiques crête élevées. L'UTC-PD fonctionne alors en régime de saturation ce qui tend à diminuer la fréquence de coupure de la photodiode. En ce qui concerne la génération de signaux THz impulsionnel, les photocommutateurs à base de matériaux à temps de vie court semblent plus adaptés. Au contraire, en régime CW, le photodétecteur n'a pas à supporter de telles puissances crête. Nous avons donc envisagé l'utilisation d'UTC-PD dans des photomélangeurs, ce qui est l'objet du chapitre suivant.

Bibliographie

- [1] L. Desplanque. *Caractérisation électro-optique de composants térahertz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde*. Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2003.
- [2] Reinmut K. Hoffmann. *Handbook of Microwave Integrated Circuits*. Artech House, Inc., 1987.
- [3] Alexandre Beck. Etude et réalisation des photodiodes unipolaires. Rapport de stage de Master Recherche Micro et NanoTechnologies, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2005.
- [4] S. Tadayon, G. Metze, A. Cornfeld, K. Pande, H. Huang, and B. Tadayon. Application of micro-airbridge isolation in high speed HBT fabrication. *Electronics Letters*, 29(1) :26–, 7 Jan 1993. ISSN 0013-5194.
- [5] W. Heinrich. Quasi-TEM description of MMIC coplanar lines including conductor-loss effects. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 41(1) :45–52, Jan 1993.
- [6] M. Riaziat, I.J. Feng, R. Majidi-Ahy, and B.A. Auld. Single-mode operation of coplanar waveguides. *Electronics Letters*, 23(24) :1281–1283, November 19 1987.
- [7] L. Duvillaret, S. Rialland, and J.L. Coutaz. Electro-optic sensors for electric field measurements. II. Choice of the crystals and complete optimization of their orientation. *Journal of the Optical Society of America B*, 19(11) :2704–2715, 2002.
- [8] sous la direction de Jean-Louis Coutaz. *Optoélectronique térahertz*. EDP Sciences, 2008.
- [9] S. Srivastava. Simulation Study of InP-Based Uni-Traveling Carrier Photodiode. Master's thesis, University of Cincinnati, 2003.
- [10] N. Shimizu, N. Watanabe, T. Furuta, and T. Ishibashi. Improved Response of Uni-Traveling-Carrier Photodiodes by Carrier Injection. *Jpn. J. Appl. Phys. Vol, 37* : 1424–1426, 1998.
- [11] A. Dyson, I.D. Henning, and M.J. Adams. Comparison of Type I and Type II Heterojunction Unitravelling Carrier Photodiodes for Terahertz Generation. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 14(2) :277–283, March-april 2008.

Chapitre 4

Génération d'ondes continues térahertz par photomélangement

4.1 Technologie pour la réalisation de photomélangeurs à base d'UTC-PD

Dans le but de rayonner une onde THz continue, nous avons réalisé un photomélangeur à base d'UTC-PD. Celui-ci est composé d'une UTC-PD issue de l'épitaxie G060304, décrite dans le chapitre 2 [2.2.3] et d'une antenne cornet transverse électromagnétique (TEM). Le signal THz est généré par battements de laser dans la photodiode qui est reliée à une ligne de transmission CPW par un pont à air dont le principe de fabrication a été décrit dans le chapitre précédent [3.1.2]. A l'autre extrémité de cette ligne est placée l'antenne cornet TEM rayonnant le signal THz [1]. Dans ce chapitre, nous nous intéresserons tout d'abord à différentes antennes THz couramment utilisées puis plus particulièrement à l'antenne cornet TEM ainsi qu'à sa réalisation. Ensuite, une présentation de la caractérisation de photomélangeurs sera faite. Enfin, dans une dernière partie, nous proposons une technologie de fabrication de photomélangeurs à base d'UTC-PD sur substrat de Silicium afin d'améliorer la dissipation thermique du dispositif.

4.1.1 Antennes THz planaires et large bande

Antennes planaires

La plupart des antennes utilisées jusqu'à présent pour rayonner un signal THz sont des antennes planaires en partie pour leur simplicité de fabrication. Pour ce type d'antenne, la majeure partie de l'énergie électromagnétique est rayonnée dans le substrat sur lequel l'antenne est fabriquée. Une partie de l'énergie rayonnée est alors « piégée » dans le substrat, perte qui peut s'expliquer par les lois de la réfraction. L'indice de réfraction d'un semiconducteur étant de l'ordre de 3,5, il peut y avoir une réflexion totale interne à l'interface semi-conducteur-air si l'angle d'incidence est supérieur à l'angle critique ($\theta_c = \arcsin(\frac{n_{air}}{n_{SC}})$) [2]. La figure 4.1 est une représentation schématique d'une antenne sur substrat et l'angle critique au delà duquel les rayons se trouvent piégés dans le substrat. Ainsi, seuls les rayons émis dans le cône de révolution de demi-angle θ_c sortiront effectivement du substrat.

Des études sur des antennes planaires élémentaires (fente, dipôle) ont montré que la puissance perdue dans les modes de substrat augmentait avec l'épaisseur relative du substrat ($\frac{h}{\lambda_0}$) avec h l'épaisseur du substrat et λ_0 la longueur d'onde dans le vide de l'onde rayonnée [3]. Toutefois, une solution alternative consiste à placer une lentille sur le substrat. Le matériau utilisé pour réaliser la lentille doit alors avoir la même permittivité relative (ϵ_r) que le substrat. L'angle d'incidence des rayons est beaucoup plus faible, il n'y a alors plus de réflexion totale. Divers types de lentilles peuvent être utilisés : elliptique, hémisphérique et hyperhémisphérique (cette dernière est la plus couramment employée) [fig.4.2]. Cette lentille doit être placée à une distance L égale à R/n où $n = \sqrt{\epsilon_r}$ est l'indice de réfraction du matériau. Cette lentille permet d'accroître le gain de l'antenne d'un

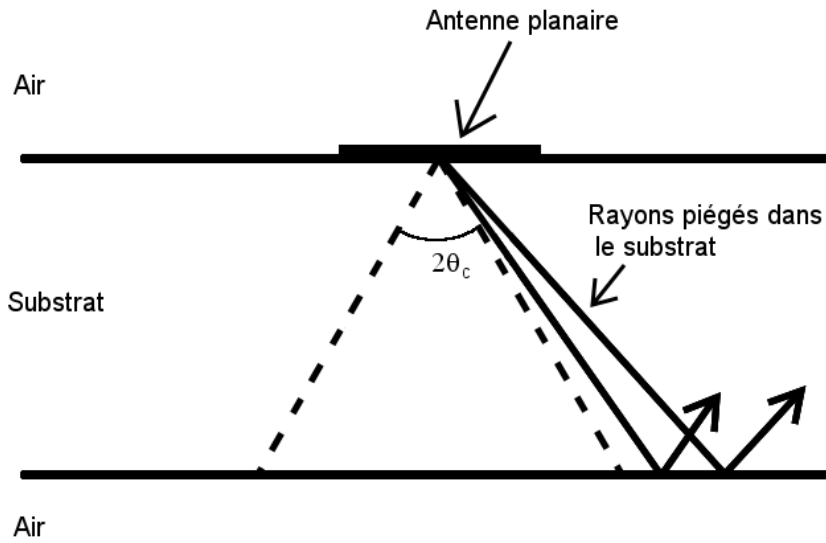

 FIG. 4.1 – Les rayons émis avec un angle supérieur à l'angle θ_c sont piégés dans le substrat


FIG. 4.2 – Lentille hémisphérique (à gauche) et lentille hyperhémisphérique (à droite)

facteur n^2 car elle devie les rayons vers le lobe principal du diagramme de rayonnement [3], [fig.4.3]. Le faisceau en sortie de la lentille hyperhémisphérique est toutefois encore divergent et la lentille doit donc être associée à une optique comme une lentille ou un miroir parabolique pour obtenir un faisceau collimaté. Cette solution convient bien aux photomélanges à base de GaAs-BT car l'éclairage de ces photodétecteurs se fait en général par la face supérieure. Cependant, dans le cas d'un photomélangeur à base d'UTC-PD où le photodétecteur est préférentiellement éclairé par la face arrière, cette lentille pose un problème pour éclairer directement le photodétecteur. Une solution consiste toutefois à reporter l'UTC-PD [4] ou à déposer une couche réfléchissante sur la face arrière du substrat avant de placer la lentille [fig. 4.4], [5].

Antennes large bande

Dans le cas du photomélangement, deux familles d'antennes sont utilisées. Les antennes à bande étroite favorisent le rayonnement dans une bande de fréquence définie par la géo-

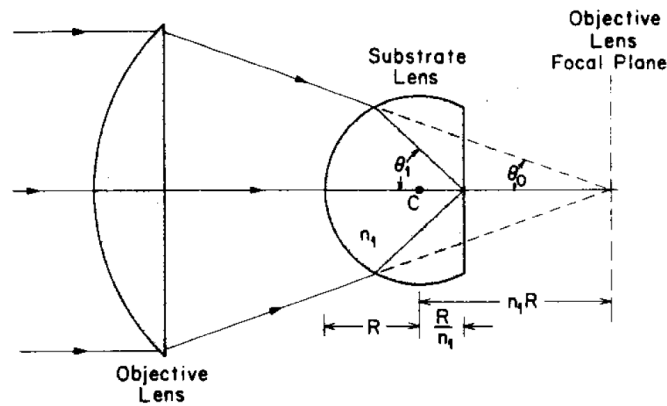


FIG. 4.3 – Lentille hyperhémisphérique combinée à une lentille plan-convexe permettant d’avoir un faisceau collimaté en sortie du système [3]

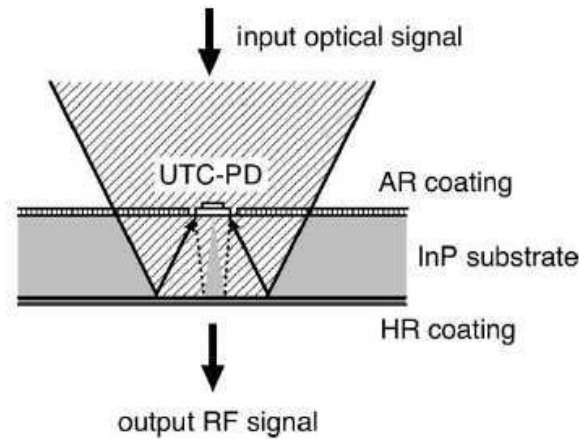


FIG. 4.4 – Eclairage par la face arrière d’une photodiode UTC d’un photomélangeur avec une antenne planaire

métrie de l’antenne. Toutefois pour profiter de l’accordabilité d’un photomélangeur qui est facilement obtenue en faisant varier la longueur d’onde d’un des 2 lasers, il est préférable d’avoir recours à une antenne large bande. Le caractère large bande, c’est-à-dire indépendant de la fréquence, peut être obtenu de deux façons.

La première consiste à concevoir une antenne dont toutes les dimensions (exprimées en longueur d’onde) restent constantes quelque soit la fréquence (ex : antenne papillon, antenne spirale). Toutefois en pratique, les dimensions d’une antenne sont finies et les bornes de la bande de fréquence de fonctionnement sont limitées par les plus petites et plus grandes dimensions de l’antenne. Si l’antenne est correctement dimensionnée, son impédance tend vers celle de l’antenne de dimension infinie sur une large plage de fréquence. Toutefois, en général, le diagramme de rayonnement de l’antenne varie avec la fréquence [6]. On peut aussi concevoir une antenne dont les propriétés électriques se répètent périodiquement avec le logarithme de la fréquence (antenne log-périodique). Dans une première partie, nous allons nous intéresser plus particulièrement à trois types d’antennes planaires large

bande : l'antenne papillon, l'antenne spirale et l'antenne log-périodique. La partie suivante sera dédiée à une approche plus originale.

Antenne papillon (ou Bow Tie) La figure 4.5 représente schématiquement une antenne Bow Tie. Dans le cas d'un antenne bow-tie infinie, celle-ci est entièrement définie par des angles. L'impédance d'entrée de l'antenne Bow-Tie infinie peut être calculée par

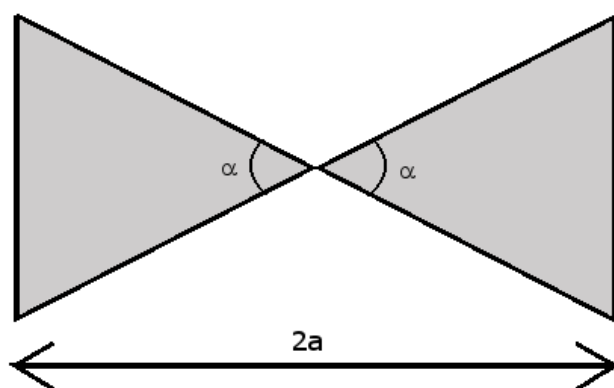


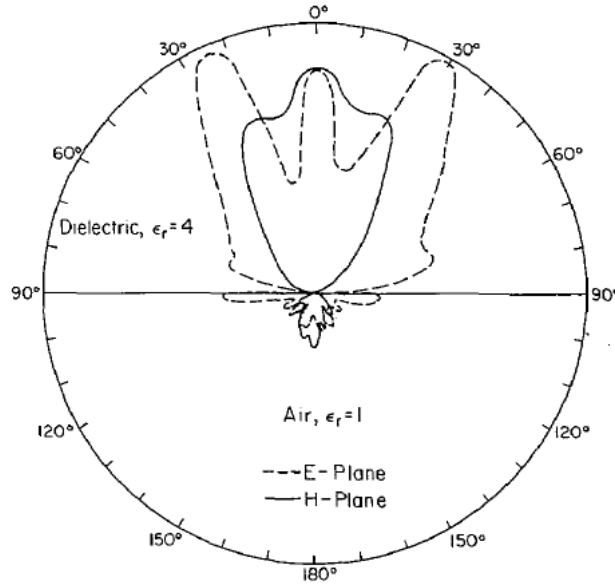
FIG. 4.5 – Géométrie d'une antenne Bow Tie

la relation :

$$Z_{Bow-Tie} = \frac{2\mu_0}{\epsilon_0(\epsilon_r + 1)} \frac{K(k)}{K'(k)}$$

où $K(k)$ et $K'(k)$ sont les intégrales elliptiques et $k = \tan^2(45^\circ - \frac{\alpha}{4})$. Cette valeur est obtenue par transformation conforme comme dans le cas de lignes de transmission [7], [8]. Cependant, un inconvénient majeur freine l'utilisation de l'antenne Bow-Tie dans les systèmes quasi-optiques. Le lobe principal du diagramme de rayonnement de l'antenne Bow-Tie ne se situe pas dans la direction perpendiculaire à l'antenne et limite donc son efficacité [fig. 4.6]. Ceci a aussi été confirmé expérimentalement à partir de détecteurs SIS quasi-optique[3].

Antenne spirale L'antenne spirale equi-angulaire est une antenne large bande dont la seule dimension limitant la bande de fréquence est la longueur du bras. La figure 4.7 présente un photomélangeur dont le signal THz est rayonné par une antenne spirale équi-angulaire. La géométrie d'une telle antenne permet d'« enrouler » le bras jusqu'à un diamètre d'une demie longueur d'onde [10]. Les limites d'un bras d'une antenne spirale


 FIG. 4.6 – Diagramme de rayonnement d'une antenne bow-tie ($f=10$ GHz) [8]

équi-angulaire, définis en coordonnées polaires, s'écrivent :

$$\begin{aligned} r_1 &= kr_0 \exp(c\theta) \\ r_2 &= r_0 \exp(c\theta) \\ 0 &< k < 1 \end{aligned}$$

Les coefficients c et r_0 sont des constantes et définissent respectivement le nombre de « tours » et la taille de la spirale au niveau de son point d'alimentation. On peut remarquer que lorsque l'on exprime r_1 ou r_2 en fonction de la longueur d'onde, ce dernier est intégralement défini par des angles :

$$\frac{r}{\lambda} = \exp(c(\theta - \theta_\lambda))$$

avec $\theta_\lambda = -\frac{1}{c} \ln\left(\frac{r_0}{\lambda}\right)$.

Une antenne spirale telle que celle présentée sur la figure 4.7 est identique à son auto-complémentaire électromagnétique (antenne fente équivalente), on peut utiliser la relation de Booker (4.1) pour calculer son impédance d'entrée [11].

$$Z_{dipole} Z_{fente} = \frac{\eta_{eff}^2}{4}, \quad \eta_{eff} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_{eff}}} \approx \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \quad (4.1)$$

Dyson a aussi montré que le diagramme de rayonnement d'une antenne spirale équi-angulaire dans le vide présentait deux lobes principaux symétriques et perpendiculaires au plan de l'antenne [10].

Antenne log-périodique Cette famille d'antennes large bande a été proposée par Duhamel et Isbell en 1957. Il s'agit d'une modification apportée à une antenne quelconque.

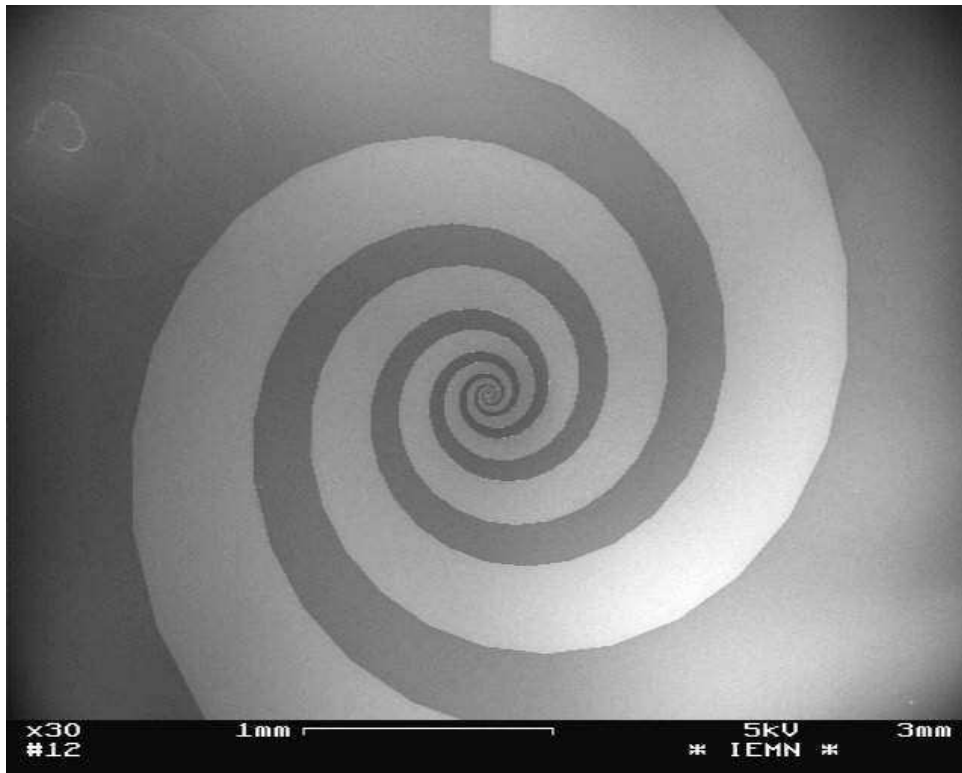


FIG. 4.7 – Exemple de photomélangeur constitué d'un photodétecteur en GaAs-BT et d'un antenne spirale [9]

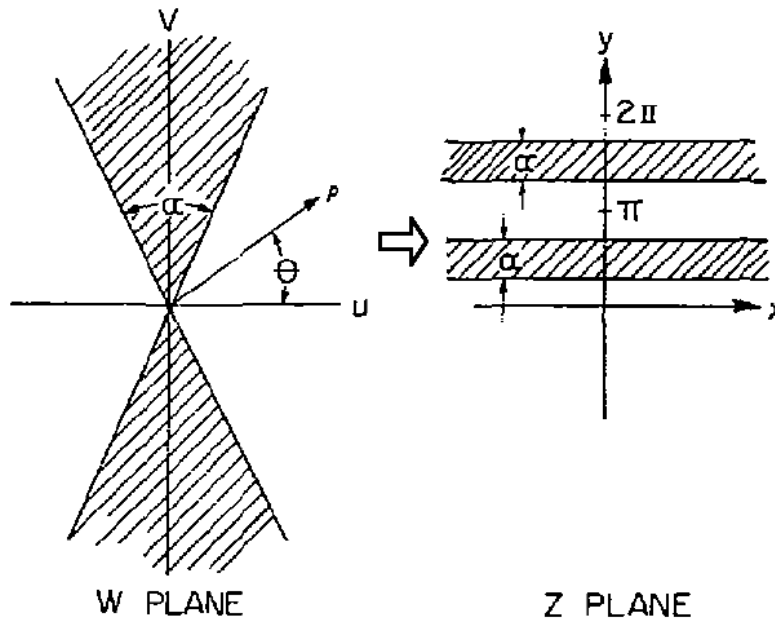
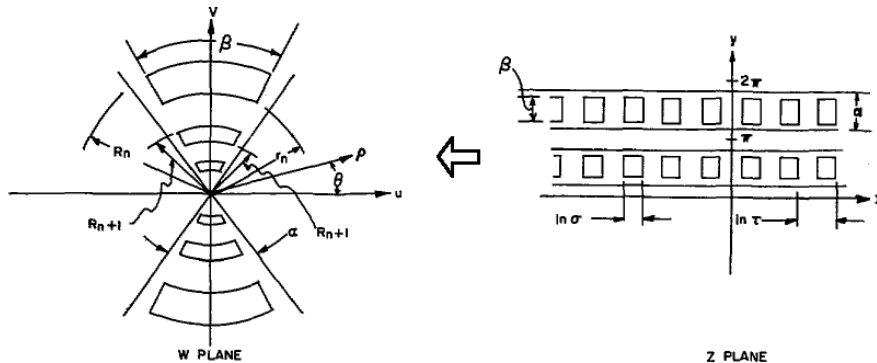
Cette modification consiste à rendre large bande une antenne par l'ajout d'un réseau d'antennes résonnant à différentes fréquences [6].

Pour comprendre les modifications à apporter à une antenne angulaire, il faut considérer la transformation suivante :

$$z = \ln w$$

avec $z = x + jy$ et $w = \rho e^{j\theta}$. Les structures angulaires sont définies dans l'espace des w et sont ensuite transposées dans l'espace des z [fig.4.8]. On ne présente, ici, que l'antenne log-périodique issue de la bow-tie. On introduit alors un motif périodique sur la structure dans l'espace des z et on effectue la transformation inverse comme présentée sur la figure 4.9.

La géométrie d'une antenne log-périodique similaire à celle de la figure 4.10 peut aussi être définie par les rayons intérieur et extérieur de chaque dent, une relation entre les rayons de la dent n et la dent $n+1$ ainsi que 2 angles α et β . Gitin *et al* ont montré expérimentalement que cette antenne est périodiquement résonnante par une méthode d'échantillonnage photoconductif [13]. Une caractérisation du même type d'antenne a été faite par Mendis *et al* en régime CW et le même type de dépendance fréquentielle a été mis en évidence [12], [fig.4.11]. Les fréquences des résonances sont définies lorsque la longueur d'un arc (en pointillé sur la figure 4.10) est égale à une demi-longueur d'onde guidée. Les


 FIG. 4.8 – Transposition d'une antenne Bow-Tie de l'espace des w dans l'espace des z [6]

 FIG. 4.9 – Exemple de la transposition de l'espace des z dans l'espace des w d'une antenne log-périodique [6]

fréquences de résonance sont alors égale à :

$$f_n = \frac{2c}{\pi(R_n + r_n)\sqrt{\epsilon_{eff}}}$$

avec R_n et r_n les rayons extérieur et intérieur de la n -ième dent [13]. Toutefois, Mendis *et al* ont constaté expérimentalement que le comportement « log-périodique » d'une antenne est limité par la géométrie de l'antenne. Dans leur cas, au-delà d'une fréquence limite caractéristique de la conception de leur antenne log-périodique, celle-ci retrouve un comportement similaire à une antenne Bow-Tie [12].

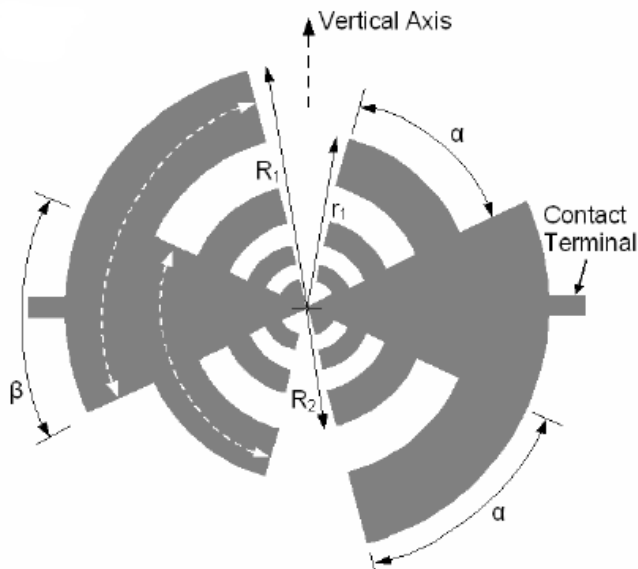


FIG. 4.10 – Dimensionnement d'une antenne log-périodique [12]

4.1.2 Antenne cornet TEM

Conception de l'antenne

Bien qu'il s'agisse d'une antenne tridimensionnelle, l'antenne cornet est une antenne couramment utilisée dans le domaine hyperfréquence du fait de sa facilité de réalisation et de son gain. L'antenne cornet utilise le principe d'ouverture rayonnante. La forme de cornet permet une adaptation progressive de l'onde électromagnétique entre un mode guidée et le rayonnement en espace libre. Parmi les différents types d'antenne cornet, l'antenne cornet transverse électromagnétique (TEM) est large bande et donc potentiellement intéressante pour le photomélange.

Dans sa forme basique, l'antenne cornet TEM s'agit d'une antenne à rayonnement longitudinal constituée de 2 triangles métalliques comme présentée sur la figure 4.12.

Dans le cas où la longueur (L) de ces deux triangles métalliques est infinie, une impédance caractéristique peut être définie pour l'antenne cornet. Dans le cas d'une longueur d'antenne finie grande devant λ , on peut considérer que l'impédance d'entrée de l'antenne est proche de son impédance caractéristique [14]. Différentes méthodes analytiques et numériques permettent d'obtenir une impédance caractéristique pour cette antenne. Dans le cas de l'antenne que nous utiliserons, la structure peut être vue comme une ligne micro-ruban. L'impédance de l'antenne est approximée par l'impédance caractéristique d'une ligne micro-ruban dont le diélectrique serait de l'air. L'impédance d'une ligne micro-ruban est définie en fonction du rapport entre la largeur du ruban (w) et l'épaisseur du diélectrique (h). Ce rapport peut s'exprimer uniquement en fonction des angles définissant l'antenne cornet :

$$\frac{w}{h} = \frac{\tan \alpha}{\sin \beta}$$

Il existe différentes méthodes analytiques pour calculer l'impédance caractéristiques du

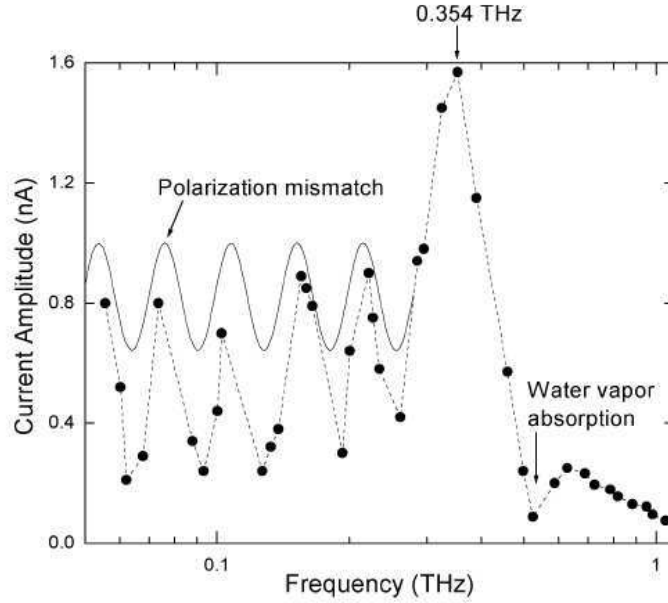


FIG. 4.11 – Réponse fréquentielle d’une antenne log-périodique déterminée par une mesure de photomélange à détection homodyne [12]

mode TEM d’une ligne micro-ruban. Lee et Smith ont comparé l’impédance caractéristique d’une antenne cornet et l’impédance caractéristique du mode TEM d’une ligne micro-ruban obtenue à partir des relations (4.2), [15]. Leurs résultats présentés sur la figure 4.13 montrent que l’approximation est valable pour $\alpha, \beta < 30^\circ$.

$$\begin{aligned} Z_c &= A \frac{\eta_0}{\pi} \\ \frac{w}{h} &= \frac{8}{(\exp(A) - 2 \exp(-A))}, \quad \frac{w}{h} < 2 \\ \frac{w}{h} &= \frac{2}{\pi} \left[\frac{\pi^2}{A} - 1 - \ln \left(\frac{2\pi^2}{A} - 1 \right) \right], \quad \frac{w}{h} > 2 \end{aligned} \quad (4.2)$$

Afin de rendre compatible la fabrication de l’antenne avec les technologies de réalisation de l’UTC-PD, l’antenne cornet TEM utilisée dans nos photomélangeurs est constituée d’un triangle métallique et d’un plan de masse placé dans le plan de symétrie de l’antenne [fig.4.14]. Du point de vue de l’impédance de l’antenne, cela revient à diviser par 2 l’impédance de l’antenne cornet équivalente constituée de 2 triangles métalliques [15]. En utilisant l’approximation d’une ligne micro-ruban, l’impédance de l’antenne cornet TEM est de 65Ω . Toutefois, pour des raisons pratiques, le triangle repose sur une cale de polytétrafluoroéthylène¹(PTFE)[fig.4.15].

La figure 4.16 présente le coefficient S_{11} d’une antenne cornet TEM obtenues par technique d’intégration finie à l’aide du logiciel Microwave Studio de CST. La figure 4.17 présente des diagrammes de rayonnement à 500 GHz de l’antenne cornet TEM. Ces simulations ont été réalisées par T. Akalin. Le lobe principal du rayonnement se situe dans la direction longitudinale (z dans notre cas), ce qui signifie que les faisceaux optiques à $1,55 \mu\text{m}$ et THz seront perpendiculaires contrairement au cas où le signal THz est rayonné par

¹connu sous le nom commercial de Téflon®

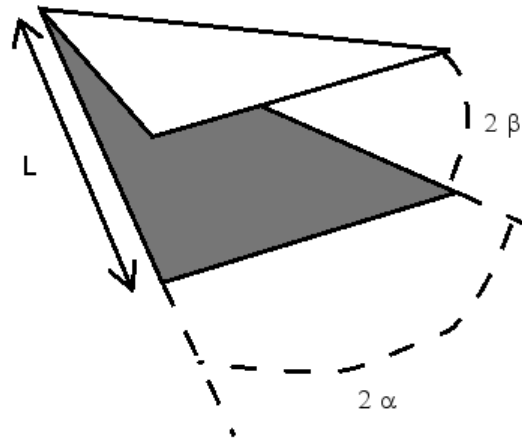


FIG. 4.12 – Géométrie d'une antenne cornet TEM basique

une antenne planaire. De plus, le rayonnement THz ne pénètre pas dans le substrat, ceci est dû au « blindage » constitué par le plan de masse. Toutefois, le diagramme de rayonnement varie avec la fréquence. Des diagrammes de rayonnement dans le plan longitudinal de l'antenne cornet TEM (xOz), obtenus pour différentes fréquences sont présentés sur la figure 4.18. On peut voir sur ces simulations qu'à basse fréquence (200 GHz), le rayonnement de l'antenne cornet est peu directif et que la direction de rayonnement maximal est fortement inclinée par rapport au plan de masse. Puis lorsque la fréquence augmente, le lobe principal se situe dans la direction longitudinale. Cette évolution du rayonnement avec la fréquence a aussi été observée expérimentalement sur des photomélangeurs constitués d'une antenne cornet TEM et d'un photodétecteur en GaAs-BT et sur des modèles « à l'échelle » (5 –70 GHz). Pour une fréquence de rayonnement inférieure à 700 GHz, la puissance THz détectée varie selon l'ouverture de l'optique de collection tandis que pour des fréquences supérieures, cette puissance devient indépendante de l'ouverture de l'optique de collection[16]. On peut aussi noter le lobe principal se scinde en deux. dans le plan yOz pour des fréquences supérieures à 850 GHz [fig.4.19].

Réalisation de photomélangeurs

Les photomélangeurs que nous avons réalisés sont constitués d'une photodiode UTC, une ligne CPW de 60 μm de long et d'une antenne cornet TEM intégrées de façon monolithique. La photodiode UTC est fabriquée à partir de l'épitaxie G060304 par lithographie électronique et gravure hybride [2.3.3]. Elle est connectée à la ligne CPW par un pont à air comme décrit dans le chapitre précédent [3.1.2]. Le procédé de réalisation de l'antenne cornet TEM, mis au point par E. Peytavit, a été adapté à la réalisation de photomélangeurs à base d'UTC-PD. C'est à ce procédé que nous allons maintenant nous intéresser. Les schémas de la figure 4.20 résument les différentes étapes du procédé technologique

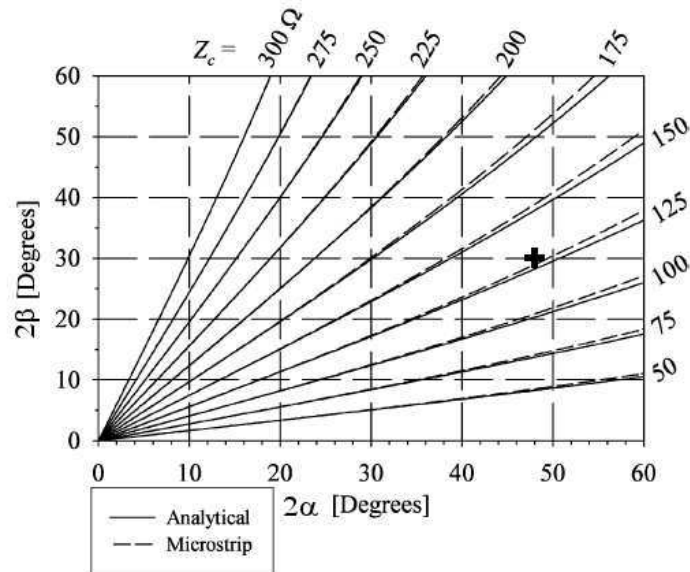


FIG. 4.13 – Comparaison entre l'impédance caractéristique d'une antenne cornet TEM déterminée par une méthode analytique et par une approximation ligne micro-ruban

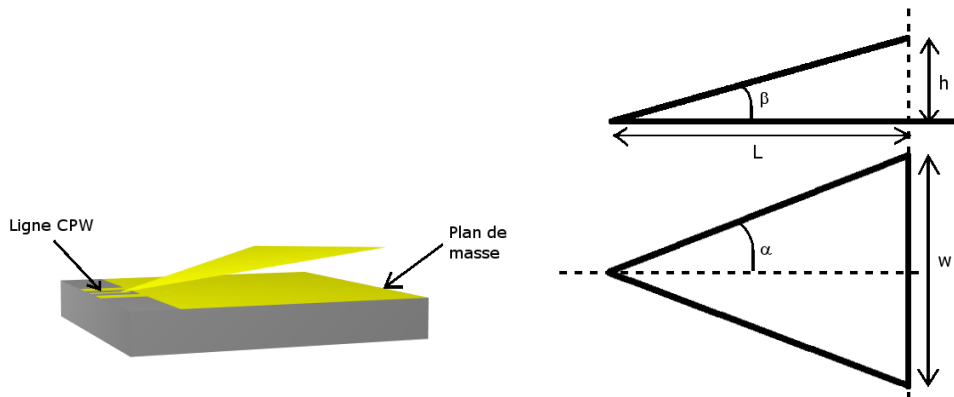


FIG. 4.14 – Vue schématique de l'antenne cornet TEM utilisée dans nos photomélangeurs et dimensions de l'antenne cornet ($L=3$ mm, $\alpha \approx 24^\circ$, $\beta \approx 15^\circ$)

de réalisation de l'antenne cornet TEM. Le plan de masse de l'antenne est déposé par évaporation sous vide en même temps que les ponts à air et la ligne CPW. La séquence métallique déposée est la suivante : Ti (3000 Å) / Au (7000 Å). Une épaisseur d'environ 2 μm de résine PMGI-SF11 est ensuite déposée, elle servira de couche sacrificielle pour la libération du triangle métallique. Une étape de lithographie permet d'ouvrir localement cette résine puis l'échantillon est placé sur une plaque chauffante afin de faire fluer la résine. Le triangle est fabriqué en quatre étapes : une métallisation (Ti/Au) pleine plaque est déposée en deux temps (par évaporation puis par pulvérisation cathodique), elle est suivie d'une lithographie optique définissant le motif triangulaire puis la métallisation est gravée par une solution d'iodure de potassium (KI) et diiode (I_2) diluée dans de l'eau (pour l'or) et d'acide fluorhydrique (pour le titane). La face avant de l'échantillon est ensuite protégée par une résine afin de polir la face arrière du substrat d'InP. La couche sacrificielle sur laquelle repose le triangle est dissoute dans son solvant puis l'échantillon

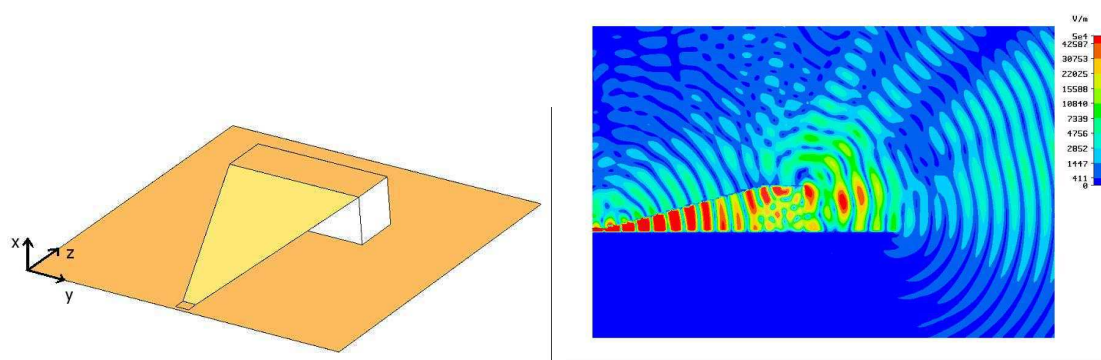


FIG. 4.15 – Vue schématique de l'antenne cornet TEM avec une cale de PTFE (à gauche) et carte du champ électrique rayonné par l'antenne à une fréquence de 500 GHz

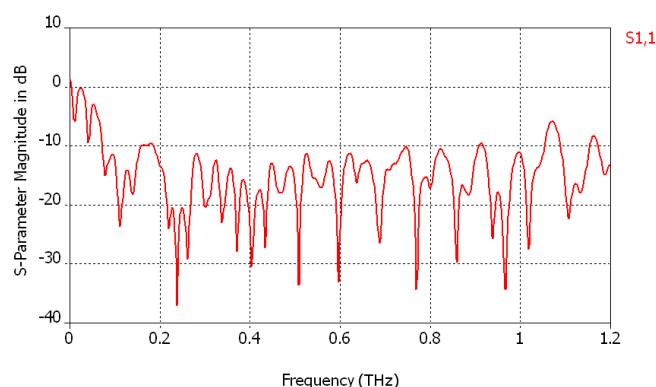


FIG. 4.16 – Coefficient S11 de l'antenne cornet TEM déterminé par simulation

est placé dans un sécheur CO₂ supercritique afin d'éviter le « collage » du triangle sur le plan de masse. Le triangle est ensuite stabilisé à l'aide d'une câle en PTFE cuivré. La câle est maintenue au plan de masse par de la cire tandis que le triangle est brasé avec un alliage SnPb sur celle-ci. La polarisation de l'UTC-PD est amenée par de fins fils d'or (20 μm de diamètre) reliés respectivement au plan de masse et à l'extrémité du triangle. Le photomélangeur est ensuite collé sur un circuit imprimé afin d'être plus facilement placé dans le dispositif expérimental de mesure [fig.4.21].

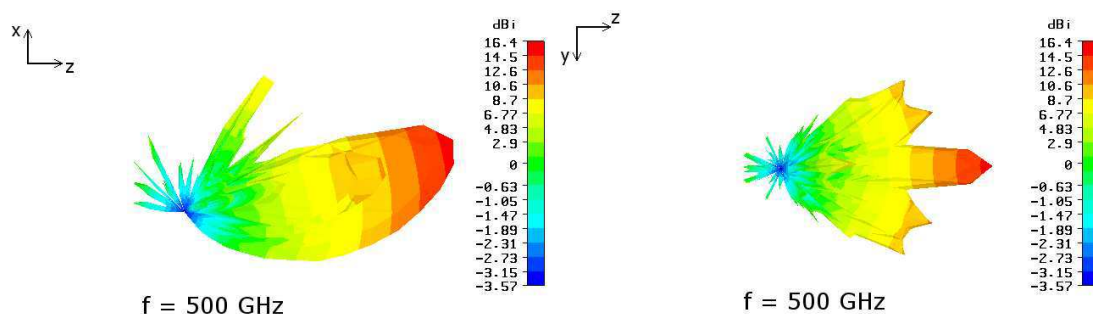


FIG. 4.17 – Diagrammes de rayonnement de l'antenne cornet TEM à 500 GHz dans un plan parallèle au plan de masse (à gauche) et vu de côté (à droite)

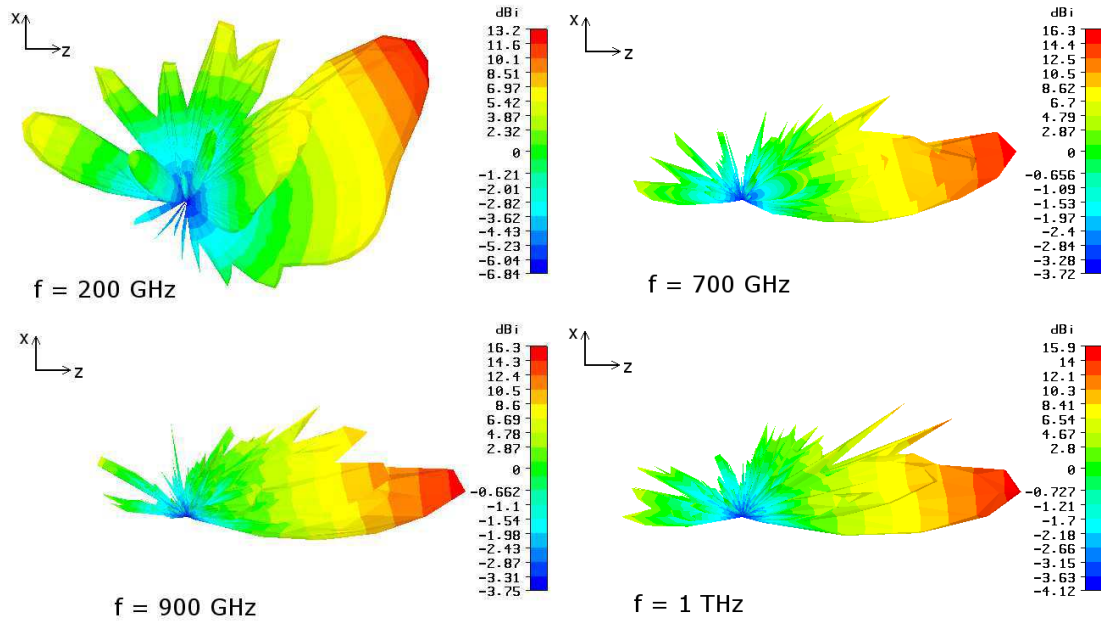


FIG. 4.18 – Diagrammes de rayonnement de l'antenne cornet TEM pour différentes fréquences (200 GHz, 700 GHz, 900 GHz et 1 THz)

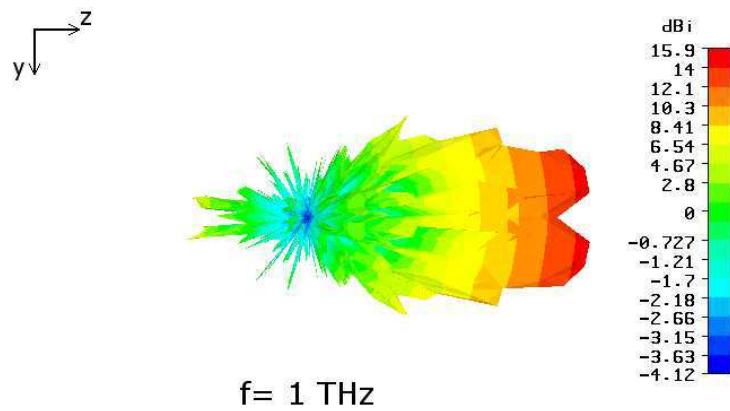
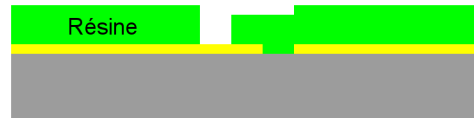


FIG. 4.19 – Diagramme de rayonnement dans le plan de l'antenne cornet TEM à 1 THz)

1. Dépôt plan de masse



2. Dépôt résine sacrificielle et ouverture pour contact



3. Métallisation pleine plaque



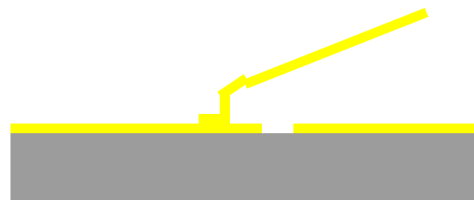
4. Gravure de la métallisation



5. Libération et séchage CO₂ supercritique



6. Mise en place de l'antenne



7. Stabilisation du triangle

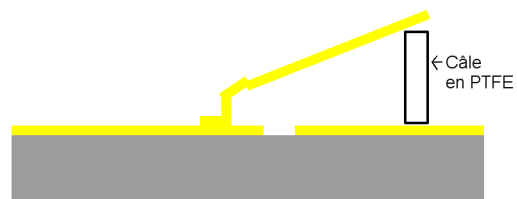


FIG. 4.20 – Réalisation schématique d'une antenne cornet TEM

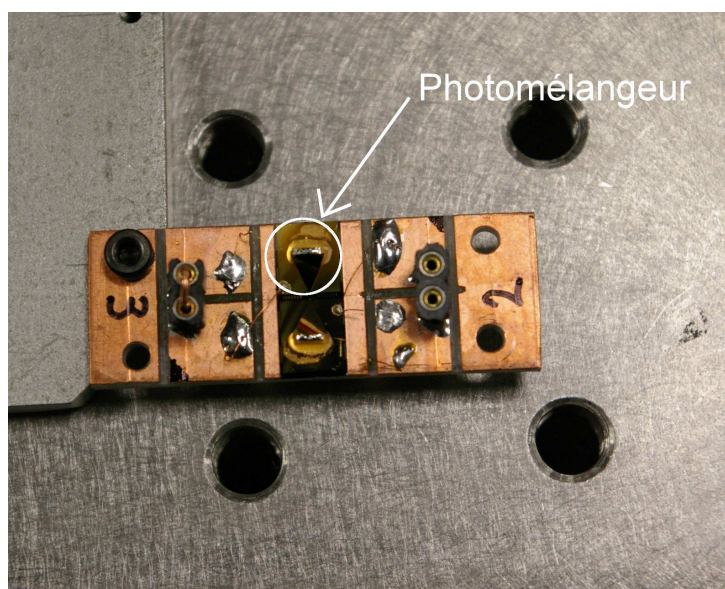


FIG. 4.21 – Photographie de photomélangeurs réalisés et montés sur un circuit imprimé

4.2 Photomélangement à base d'UTC-PD

4.2.1 Principe théorique du photomélangement

Le photomélangement est basé sur la détection d'un battement de deux faisceaux laser dans un photodétecteur. Nous allons donc, à présent, voir quels principes physiques sont mis en jeu dans un photomélangement.

Le battement de fréquences

Le battement de fréquences est un phénomène qui permet d'exciter un photodétecteur à une fréquence f_b à partir de deux faisceaux laser de longueur d'onde λ_1 (pulsation ω_1) et λ_2 (pulsation ω_2).

Considérons deux ondes planes TEM colinéaires ($\mathbf{k}_1 \parallel \mathbf{k}_2$), de même amplitude et parfaitement superposées spatialement :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) &= E_0 \cos(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \phi_1) \cdot \mathbf{u}_1 \\
 \mathbf{H}_1(\mathbf{r}, t) &= H_0 \cos(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \phi_1) \cdot \mathbf{u}_2 \\
 \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) &= E_0 \cos(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \phi_2) \cdot \mathbf{u}_1 \\
 \mathbf{H}_2(\mathbf{r}, t) &= H_0 \cos(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \phi_2) \cdot \mathbf{u}_2
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

Les phases à $t = 0$ et $\mathbf{r} = \mathbf{0}$ sont respectivement ϕ_1 et ϕ_2 . Afin d'alléger les notations, ϕ_1 et ϕ_2 seront considérées comme étant nulles. Le champ électrique à l'instant t et en $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0$ (la position du photodétecteur) s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}(\mathbf{r}_0, t) &= E_0 \left(\cos(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_0) + \cos(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_0) \right) \mathbf{u}_1 \\
 &= 2E_0 \cos\left(\frac{(\omega_1 + \omega_2)t - (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}_0}{2}\right) \cos\left(\frac{(\omega_1 - \omega_2)t - (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}_0}{2}\right) \mathbf{u}_1
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

De même, le champ magnétique s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{H}(\mathbf{r}_0, t) &= H_0 \left(\cos(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_0) + \cos(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_0) \right) \mathbf{u}_2 \\
 &= 2H_0 \cos\left(\frac{(\omega_1 + \omega_2)t - (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}_0}{2}\right) \cos\left(\frac{(\omega_1 - \omega_2)t - (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}_0}{2}\right) \mathbf{u}_2
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

Le vecteur de Poynting de cette onde électromagnétique s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{p}(\mathbf{r}_0, t) &= \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{H} \\
 &= \frac{E_0 H_0}{4\mu_0} \left(\exp\left(j \frac{(\omega_1 + \omega_2)t - (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}_0}{2}\right) \right) \left(\exp\left(j \frac{(\omega_1 - \omega_2)t - (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}_0}{2}\right) \right) \mathbf{u}_1 \times \mathbf{u}_2
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

La densité de puissance optique en \mathbf{r}_0 moyennée sur une période optique ($\tau \approx \frac{2\pi}{\omega_{1,2}}$) est égale à :

$$\begin{aligned} D_{opt}(\mathbf{r}_0, t) &= \frac{1}{\tau} \int_0^\tau |\mathbf{P}(\mathbf{t})| dt \\ &= \frac{E_0 H_0}{4\tau \mu_0} \int_0^\tau \left(\exp(j \frac{(\omega_1 + \omega_2)t - (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}_0}{2}) \right)^2 \left(\exp(j \frac{(\omega_1 - \omega_2)t - (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}_0}{2}) \right)^2 dt \end{aligned} \quad (4.7)$$

Le terme en $\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}$ ($\tau_{\omega_1 - \omega_2} \approx 1$ ps pour $\omega_1 - \omega_2 \approx \omega_{1THz}$) dans l'intégrale peut être considéré comme étant constant sur l'intervalle d'intégration (≈ 5 fs pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$). L'équation (4.7) devient alors :

$$\begin{aligned} D_{opt}(\mathbf{r}_0, t) &= \frac{E_0 H_0}{\mu_0} \frac{1}{2} \left(\exp(j \frac{(\omega_1 - \omega_2)t - (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}_0}{2}) \right)^2 \\ &= D_0 \left(1 + \cos \left((\omega_1 - \omega_2)t - (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}_0 \right) \right) \end{aligned} \quad (4.8)$$

avec D_0 , la densité de puissance optique du faisceau bi-fréquence « non modulée ».

Photodétection du terme de battement ou photomélangement

L'équation (4.8) montre que la puissance optique vue par le photomélangement est équivalente à celle émise par un laser modulé en amplitude de façon sinusoïdale à la fréquence $f_b = \frac{|\omega_1 - \omega_2|}{2\pi}$. Le photocourant étant proportionnel à la puissance optique incidente, on retrouve cette modulation sur le photocourant. C'est donc le contrôle de la différence des fréquences optiques qui permet d'obtenir l'accordabilité du signal en sortie du photomélangement. Cette différence de fréquence optique peut aussi s'exprimer comme une différence de longueur d'onde :

$$f_{batt} = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2\pi} = \frac{c}{\lambda_1} - \frac{c}{\lambda_2} = \frac{c(\lambda_2 - \lambda_1)}{\lambda_1 \lambda_2} \quad (4.9)$$

Supposons que l'on désire une fréquence de 1 THz et que l'on travaille à une longueur d'onde optique de $1,55 \mu\text{m}$, il faut une différence de longueur d'onde d'environ 8 nm.

Dans le cas où l'antenne est parfaite, la puissance THz rayonnée est de la forme :

$$P_{THz} = R_a I_{efficace}^2 = \frac{1}{2} R_a I_{crête}^2 \quad (4.10)$$

En calculant le courant efficace généré par une UTC-PD et en le remplaçant dans l'équation ci-dessus, on retrouve l'équation (chapitre 2, 2.53) obtenue au chapitre 2 et rappelée ici :

$$P_{THz}(\omega) = \frac{1}{2} R_a I_0^2 \frac{1}{1 + (\omega \tau_a)^2} \frac{1}{1 + (\omega \tau_c)^2} \left| \frac{\sin(\frac{\omega \tau_t}{2})}{\omega \frac{\tau_t}{2}} \right|^2, \text{ avec } I_0 = S e G W_a \quad (4.11)$$

4.2.2 Dispositif expérimental

Après nous être intéressés aux principes physiques mis en oeuvre dans une expérience de photomélange, nous allons décrire les divers éléments nécessaires à la génération d'un signal THz CW par photomélange. Ces expériences ont, en majeure partie, été réalisées en collaboration avec le Laboratoire de Physico-Chimie de l'Atmosphère de l'Université du Littoral.

Un schéma du dispositif expérimental, développé par G. Ducournau, est présenté sur la figure 4.22. Deux diodes lasers à cavité étendues continues et accordables (Agilent 81642A)

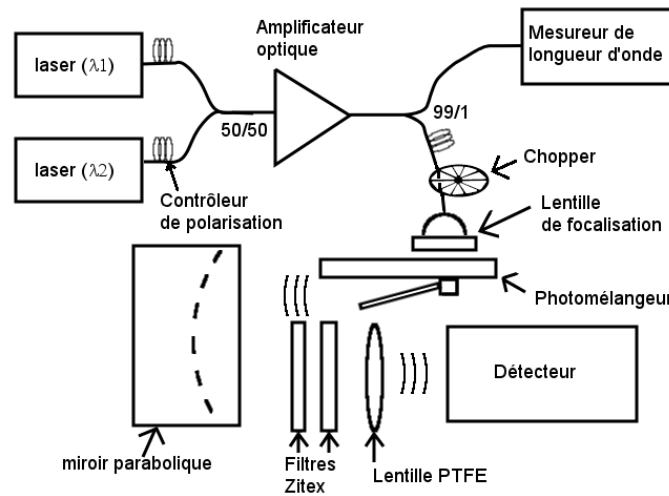


FIG. 4.22 – Dispositif expérimental

gènèrent les faisceaux optiques à une longueur d'onde d'environ $1,55 \mu\text{m}$ (réglables sur la bande $[1,51 \mu\text{m} ; 1,64 \mu\text{m}]$) sur une sortie fibrée. Dans les expériences de photomélange que nous avons réalisées, la longueur d'onde d'une des deux diodes laser reste fixe tandis la fréquence de battement sera obtenue en faisant varier la longueur d'onde de la seconde diode laser. Le fait de travailler à une longueur d'onde optique de $1,55 \mu\text{m}$ nous permet l'utilisation de fibres optiques monomodes à faibles pertes ce qui facilite grandement la superposition spatiale des deux faisceaux ainsi que sa stabilité mécanique. Deux contrôleurs de polarisation sont placés en sortie des lasers puis les deux faisceaux sont superposés spatialement grâce à un coupleur fibré 50/50. Le faisceau bi-fréquence est injecté dans un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) à maintien de polarisation et disposant d'un filtre aplatisseur de gain. Après l'amplificateur, le faisceau est éventuellement choppé mécaniquement en fonction du détecteur employé. Un mesureur de longueur d'onde en sortie de l'EDFA permet de mesurer le spectre en sortie de l'EDFA via un coupleur 99/1. Le faisceau en sortie de fibre et focalisé sur la face arrière du photomélangeur à l'aide d'un collimateur et d'une lentille asphérique de focale $\approx 3,5 \text{ mm}$. Tous ces éléments optiques introduisent des pertes. Ces pertes ont été mesurées et sont de 2,6 dB entre la puissance affichée par l'EDFA et la puissance mesurée en sortie de fibre après la collimation.

La photodiode UTC sur laquelle est focalisé le faisceau bi-fréquence transforme le

terme de battement en courant oscillant à la fréquence $f \approx \frac{c\Delta\lambda}{\lambda^2}$. Celle-ci est polarisée à l'aide d'un potentiomètre alimenté par batterie pour limiter le bruit et est connectée en série à un ampèremètre permettant de mesurer le courant moyen circulant dans la photodiode. Le signal THz photogénéré est ensuite rayonné par l'antenne cornet TEM.

Le rayonnement émis par l'antenne est collimaté à l'aide d'un miroir parabolique de grande ouverture et de focale 20 mm puis focalisé dans le détecteur à l'aide d'une lentille en PTFE. Un avantage de l'antenne cornet TEM est le fait que les chemins du faisceau infrarouge ($1,55 \mu\text{m}$) et du faisceau THz sont quasiment perpendiculaires l'un à l'autre. Toutefois, nous avons constaté qu'une partie du faisceau infrarouge pouvait être diffusée puis détectée par le détecteur THz. Afin d'atténuer ce faisceau diffusé, deux membranes en PTFE poreux (Zitex®) sont placées dans le trajet du faisceau THz [17]. Nous avons eu recours à différents détecteurs lors des diverses expériences : calorimètre (Erickson PM4), bolomètre silicium (QMC - QSiB/X) [fig.4.23], bolomètre InSb (QMC - QFI/XBI) et détecteur pyroélectrique. Excepté pour les mesures avec le calorimètre, le signal en sortie du détecteur est injecté en entrée d'une détection synchrone. Dans ces cas, le faisceau bi-fréquence a préalablement été choppé.

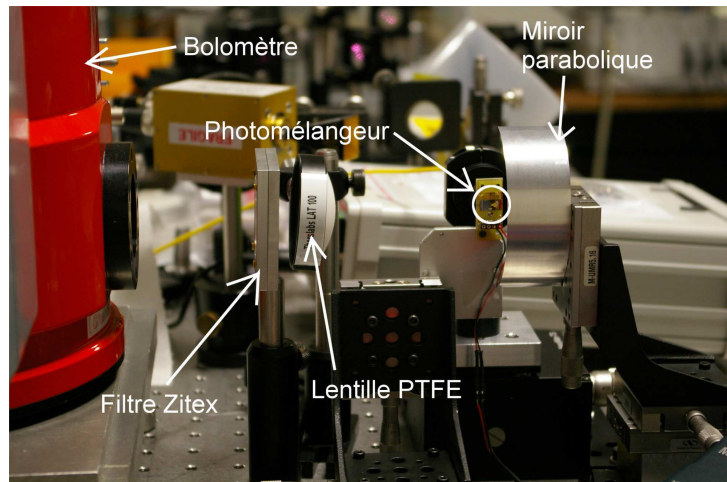


FIG. 4.23 – Photographie du dispositif expérimental

4.2.3 Caractérisation de photomélangeurs à base d'UTC-PD

Dans cette partie, nous présentons les différents résultats expérimentaux obtenus sur des photomélangeurs à base d'UTC-PD. La section de la photodiode UTC du photomélangeur varie de 4 à $2 \mu\text{m}$. Nous vérifierons dans un premier temps la dépendance de la puissance détectée en fonction du photocourant, l'évolution fréquentielle de la puissance rayonnée selon la fréquence. Nous nous intéresserons ensuite à l'effet de la polarisation ainsi qu'à celui d'une réduction de la section de l'UTC-PD. Enfin, nous discuterons des différents effets thermiques limitant la puissance rayonnée.

Mesure du photocourant

Les courbes de la figure 4.24 présentent la dépendance du photocourant moyen en fonction de la puissance optique moyenne incidente pour une section de 4 et 3 μm . Les

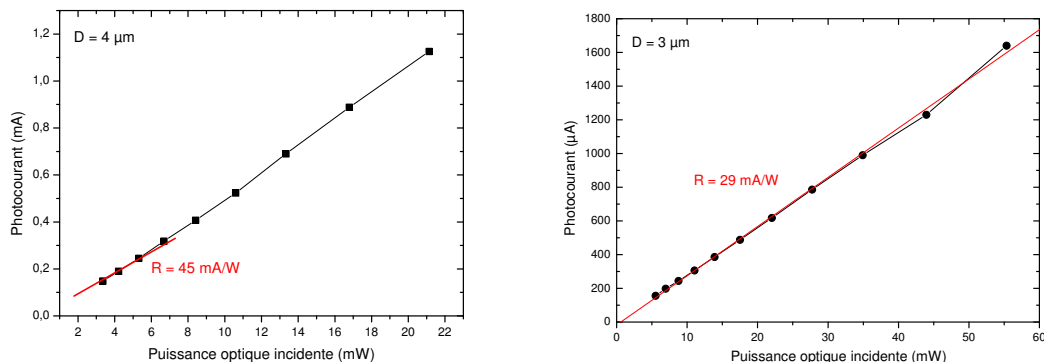


FIG. 4.24 – Coefficient de réponse pour une photodiode UTC de 4 μm de diamètre (à gauche) et de 3 μm de diamètre (à droite)

coefficients de réponse des photodiodes UTC de 4, 3, 2 μm sont respectivement de 46, 29 et 14 mA/W. On remarque une différence entre les coefficients de réponse des trois photodiodes. Les deux composants provenant de la même épitaxie, la même valeur de photocourant devrait être obtenue pour un même éclairement si l'on néglige l'inhomogénéité de l'épaisseur de couche ($\approx 10\%$). Cependant, le diamètre en $1/e^2$ du faisceau focalisé est d'environ 3 μm . Cela est probablement dû aux aberrations provoquées par la traversée du substrat d'InP. L'intégralité de la puissance optique incidente n'est donc pas injectée dans la photodiode ce qui explique la différence entre les coefficients de réponse de différentes photodiodes. Ceci pourrait être vérifié à l'aide d'une optique permettant d'obtenir une taille de spot identique à la section de la photodiode.

Nous avons vu précédemment que la puissance THz et le photocourant moyen sont reliés par une relation quadratique :

$$P_{THz} \propto I^2$$

Il faut noter que cette relation reste valable au-delà de la fréquence de coupure à -3 dB de la photodiode. On peut voir sur la figure 4.25 que la relation entre la puissance THz détectée et le photocourant est bien quadratique. Cette relation a aussi été vérifiée sur les photomélangeurs de 4 et 2 μm de diamètre. Une modélisation de la courbe obtenue pour la photodiode de 3 μm par une fonction de la forme $y = I^\alpha$ nous donne un coefficient α égal à 2,03.

Effet de la polarisation

Une différence fondamentale entre les photoconducteurs à base de matériau à temps de vie court et l'UTC-PD réside dans le fait qu'à polarisation nulle, le photocourant et donc

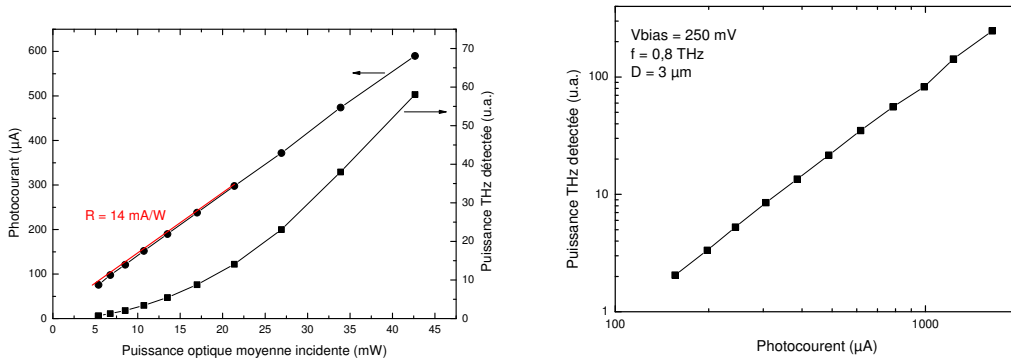


FIG. 4.25 – Réponse d'une photodiode de diamètre $2 \mu\text{m}$ et puissance THz détectée pour une fréquence de battement de 1040 GHz (à gauche) et dépendance de la puissance THz détectée en fonction du photocourant moyen (à droite) pour une fréquence de battement de 800 GHz

la puissance THz rayonnée sont non nuls. La courbe de la figure 4.26 illustre la possibilité de générer un signal THz à polarisation nulle. En effet, dans le collecteur d'une UTC-PD, il y a un champ électrique issu de la jonction $p-n$ y compris à polarisation nulle.

On constate aussi sur la figure 4.26 une augmentation puis une diminution de la puis-

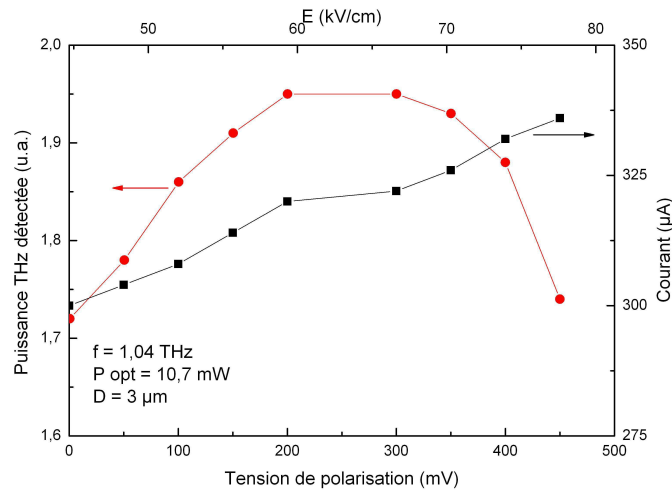


FIG. 4.26 – Photocourant et puissance rayonnée en fonction de la tension inverse appliquée à l'UTC-PD ($f_b = 1,04 \text{ THz}$)

sance rayonnée avec la tension de polarisation. Toutefois, la valeur du courant augmente continuellement avec la tension de polarisation. Cette augmentation du courant est attribuée à une augmentation du courant d'obscurité de la photodiode. La photodiode UTC n'ayant pas subi d'étape de passivation, nous attribuons ce courant d'obscurité à des courants de périphérie au niveau du collecteur en InP. Ito *et al* ont aussi observé le même comportement de la puissance THz rayonnée en fonction de la tension de polarisation et l'ont attribué à un régime de survitesse des électrons[18]. Les électrons se déplacent alors dans tout ou partie du collecteur avec une vitesse supérieure à leur vitesse de saturation.

Ishibashi s'est intéressé au cas où une partie du transit des électrons dans le collecteur d'un HBT se fait en régime de survitesse. Dans ce cas, on peut définir une vitesse effective moyenne des électrons dans le collecteur et le pôle attribué au temps de transit des électrons est repoussé plus haut en fréquence [19]. Toutefois, cette décroissance au delà de 300 mV ($E \approx 66\text{kV.cm}^{-1}$) peut aussi s'expliquer par un transfert intervallée des électrons, comme cela peut aussi se produire dans le collecteur d'un DHBT [20]. Ce transfert intervallée se traduit par une augmentation de la masse effective des électrons et donc une diminution de leur vitesse. Dans les deux cas, on observe une diminution de la vitesse des électrons dans le collecteur. Le pôle associé au temps de transit des électrons dans le collecteur est repoussé vers les plus basses fréquences, ce qui entraîne une diminution de l'efficacité de la photodiode.

Comportement fréquentiel des photomélanges

Nous avons vu au chapitre 2 que l'expression de la puissance rayonnée comportait trois pôles : un premier attribué au temps de diffusion des électrons dans la ZA, un second associé au temps de transit des électrons dans le collecteur et un troisième dû à la constante de temps RC . Trois photomélanges dont la section de l'UTC-PD est différente pour chacun ont été caractérisés. On s'attend à avoir pour les trois photomélanges une décroissance de la puissance rayonnée au delà du premier pôle.

Les pôles associés au « déplacement » des électrons sont identiques puisque les photomélanges sont issus de la même épitaxie. La constante de temps RC diminuant avec la section, le photomélanges de plus petite section doit, à photocourant égal, rayonner une puissance THz plus élevée. Le tableau 4.1 recense la position théorique des différents pôles pour les trois photomélanges. Les courbes de la figure 4.27 montrent l'évolution

Section	$f_{c,a}$	$f_{c,tr}$	$f_{c,RC}$	f_{-3dB}
4 μm	796 GHz	647 GHz	243 GHz	≈ 205 GHz
3 μm	796 GHz	647 GHz	432 GHz	≈ 310 GHz
2 μm	796 GHz	647 GHz	970 GHz	≈ 450 GHz

TAB. 4.1 – Position fréquentielle théorique des pôles des différents photomélanges

de la puissance THz rayonnée par chaque photomélanges en fonction de la fréquence ainsi que le comportement théorique attendu déterminé par une expression analytique du photocourant. Les courbes de la figure 4.28 présentent une comparaison de la mesure de la puissance rayonnée avec différents détecteurs.

Une comparaison entre la puissance rayonnée par deux photomélanges est présentée sur la figure 4.29. Si l'on travaille à photocourant identique et que l'on se place au-delà du pôle associé à la constante de temps RC , on doit théoriquement trouver un écart de 3 dB sur la puissance rayonnée que l'on retrouve expérimentalement. La courbe de la figure 4.30 présente l'évolution de la puissance rayonnée par un photomélanges de 2 μm de

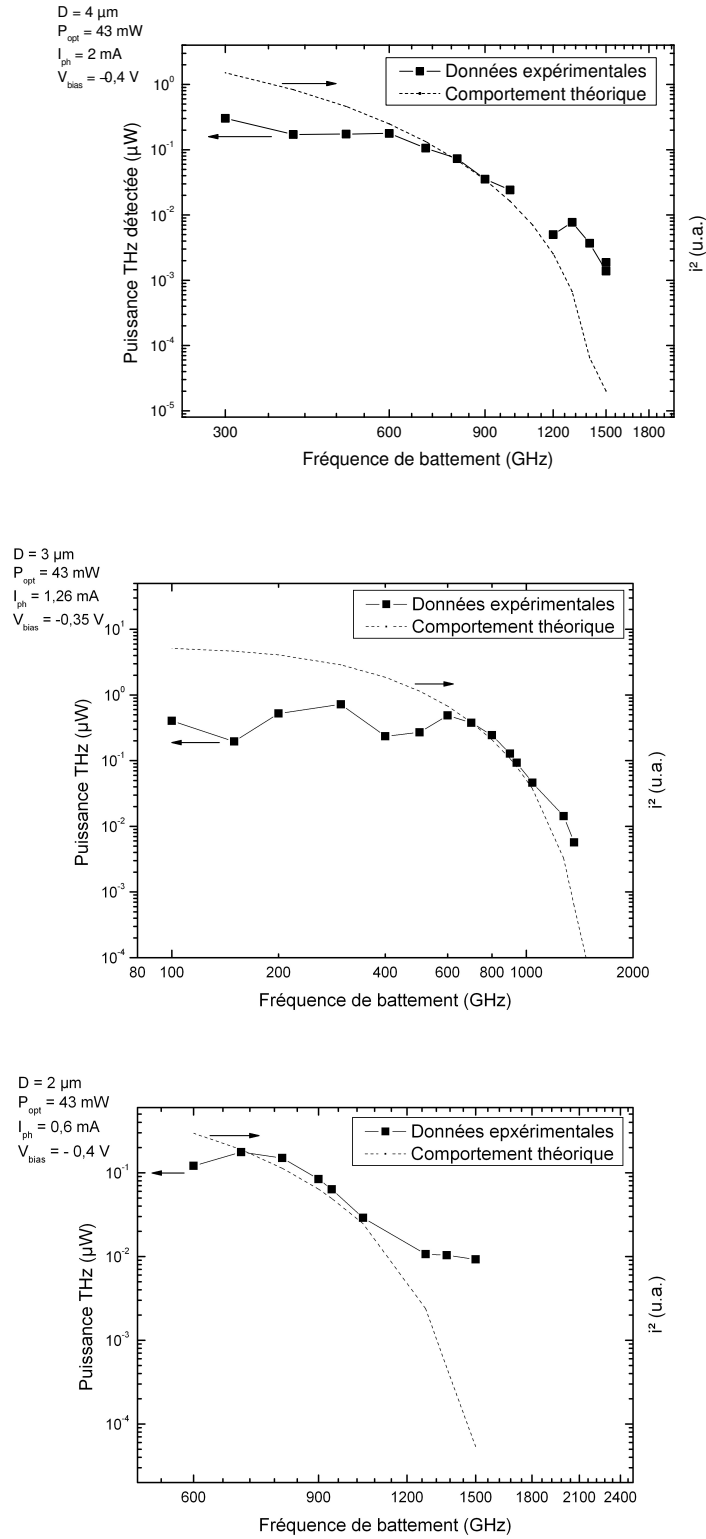


FIG. 4.27 – Evolution fréquentielle des différents photomélangeurs

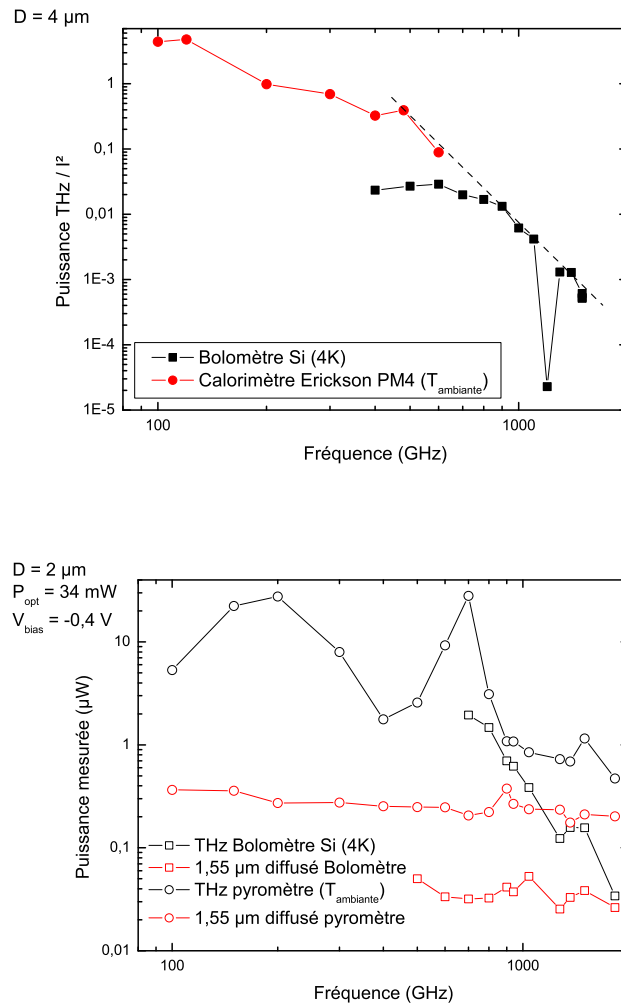


FIG. 4.28 – Puissance THz mesurée par un calorimètre (Erickson PM4) et par un bolomètre silicium refroidi à l’hélium liquide pour une photodiode de $4 \mu\text{m}$ de diamètre et comparaison entre le même bolomètre et un détecteur pyroélectrique (calibré à 500 GHz par un photomélangeur à base d’UTC-PD) pour une photodiode de $3 \mu\text{m}$ de diamètre

diamètre ainsi que les pentes de décroissance théorique.

Ainsi, la diminution de la section de la photodiode UTC permet de repousser le pôle « capacitif » à des fréquences proches de celles des deux autres pôles. Au delà des fréquences de coupure, la puissance décroît avec une pente de -18 dB/octave soit 6 dB de plus que les photoconducteurs à base de matériaux à temps de vie court traditionnellement utilisés. Il convient donc de minimiser la capacité de la photodiode UTC en réduisant sa surface, toutefois cela conduit à injecter une densité optique plus élevée et à dégrader le composant pour une puissance optique moindre.

Rendement de conversion

A présent, nous allons nous intéresser au rendement de conversion des photomélangeurs. Ce rendement est défini comme étant le rapport entre la puissance THz rayonnée

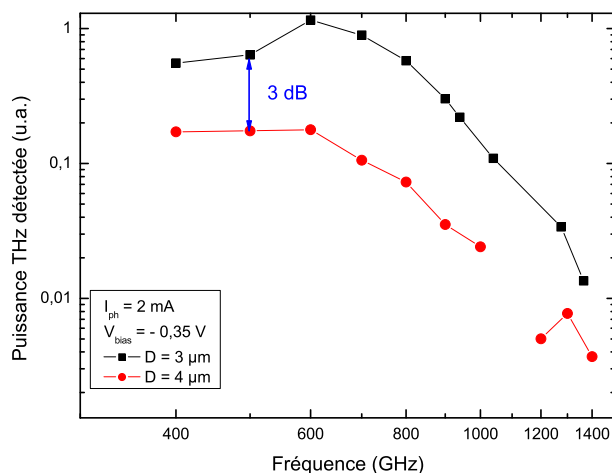


FIG. 4.29 – Evolution fréquentielle des différents photomélangeurs

et la puissance optique fournie au photomélangeur. Nous avons vu précédemment que le coefficient de réponse des photodiodes dépendait de leur section. Ceci est attribué au fait que l'intégralité de la puissance optique en sortie de la lentille n'est pas injectée dans la photodiode pour les sections les plus petites. Nous définissons donc une puissance optique utile.

Il nous faut à présent estimer les pertes dues au couplage partiel de la puissance optique en sortie de lentille de focalisation dans la photodiode. Nous supposons que l'intégralité de la puissance optique incidente est couplée dans la photodiode de $4 \mu\text{m}$ de diamètre. Le coefficient de réponse de l'épitaxie est donc de 46 mA/W tandis que celui de la photodiode de $2 \mu\text{m}$ de diamètre est de 14 mA/W soit une perte de $5,1 \text{ dB}$ [fig.4.31]. Ainsi, les pertes « optiques » entre la puissance affichée par l'EDFA et la puissance réellement utile, on a une perte de $7,8 \text{ dB}$ pour la photodiode de $2 \mu\text{m}$ de diamètre et $4,6 \text{ dB}$ pour la photodiode de diamètre $3 \mu\text{m}$.

De plus, nous observons une variation de 10 à 20% du photocourant avec la fréquence [fig.4.32]. Ces variations peuvent s'expliquer d'une part par des effets de cavité Fabry-Pérot dans le substrat d'InP ainsi que par des petites dérives mécaniques de l'optique de focalisation. Les courbes de la figure 4.33 indiquent les puissances THz mesurées ($f = 940 \text{ GHz}$, $f = 1365 \text{ GHz}$) en fonction de la puissance optique utile. Ces puissances ont été obtenues avec un photocourant de $2,75 \text{ mA}$ ($P_{opt} \text{ utile} = 50 \text{ mW}$). Des photomélangeurs à base d'UTC-PD ont été reportés par Ito *et al* [18], pour un même photocourant les puissances mesurées sont de l'ordre de 50 nW à $1,04 \text{ THz}$. Toutefois, la structure utilisée ne comportait pas de gradient de composition. Cette amélioration du rendement de conversion (un ordre de grandeur) est attribuée à un temps de diffusion des électrons plus court, une capacité de jonction plus faible ainsi qu'une meilleure efficacité de l'antenne.

A basse fréquence (120 GHz), nous avons mesuré un rendement de conversion de $\eta = 0,15/120 = 0,12 \%$. Il faut remarquer que ce rendement est supérieur d'un facteur 2

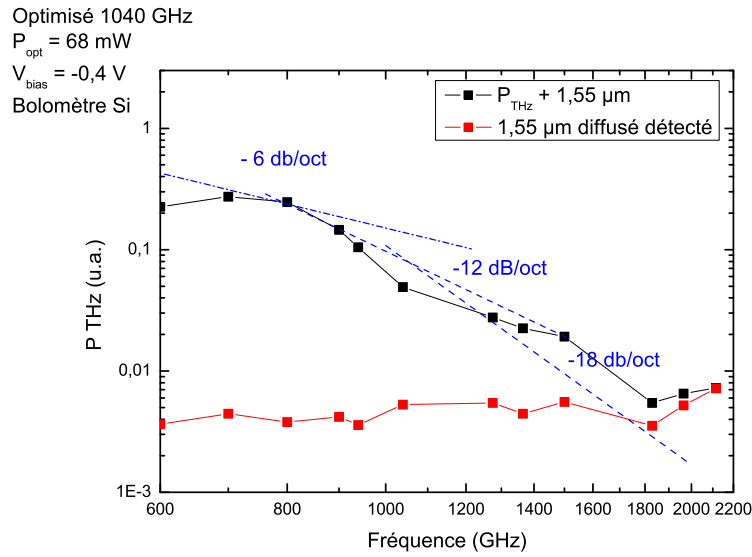


FIG. 4.30 – Puissance THz rayonnée par un photomélangeur à base d’UTC-PD ($D = 2 \mu\text{m}$)

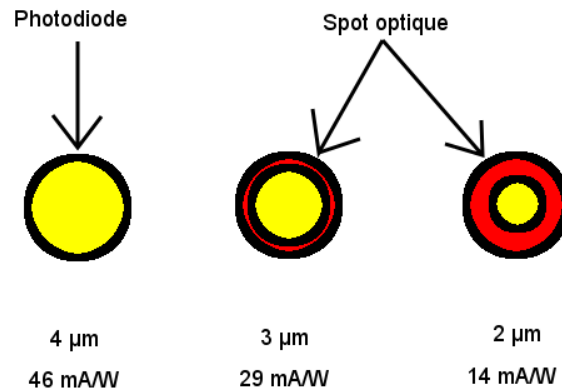


FIG. 4.31 – « Pertes » dues au diamètre de la photodiode

à ce que donne la loi de Manley-Rowe : $\eta_{MR} = f_{batt} / f_{opt} = 0,12/194 = 0,06 \%$. Cette approche est donc plus efficace que ne pourrait l’être l’optique non-linéaire dans la gamme des basses fréquences THz.

Seuil de destruction

Pour les photomélangeurs, la principale limite à la puissance THz rayonnée est fixée par la puissance optique incidente maximale que peut supporter le dispositif. Deux de nos photomélangeurs ont « claqué » durant les mesures (diamètre UTC-PD : 4 et 2 μm). Le tableau 4.2 recense les conditions sous lesquelles ces dispositifs ont été détruits et la figure 4.34 présente une vue au microscope à balayage électronique du photomélangeur (4 μm) après destruction. Sur cette figure, on remarque clairement que la zone endommagée se situe à l’interface entre le semiconducteur et l’anode de la photodiode.

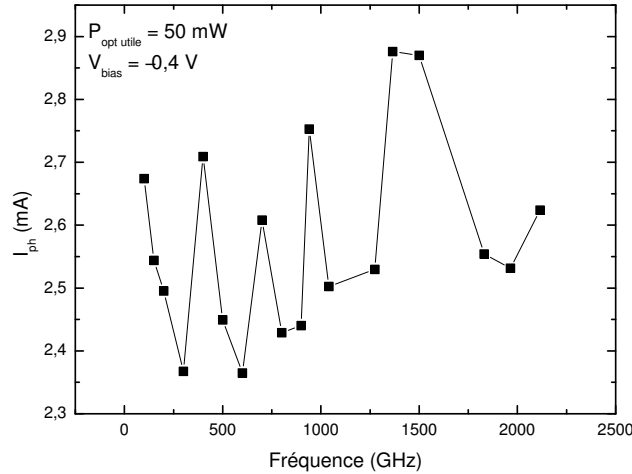


FIG. 4.32 – Variation du photocourant en fonction de la fréquence

Afin de comprendre l'origine de cette dégradation, nous allons nous intéresser plus par-

Diamètre UTC-PD	P_{opt} utile	V_{bias}	densité de courant
4 μm	≈ 220 mW	-0,85 V	≈ 82 kA.cm $^{-2}$
2 μm	50 mW	-0,4 V	≈ 100 kA.cm $^{-2}$

TAB. 4.2 – Conditions expérimentales de claquage

ticulièrement à l'interface entre le semiconducteur et la séquence métallique Ti/Pt/Au (200Å/400Å/6400Å). Afin de simplifier les différents calculs, nous considérerons que l'épaisseur de titane est semi-infinie. A 1,55 μm , l'épaisseur de peau du titane est d'environ 120 Å, le faisceau infrarouge transmis à l'interface semiconducteur/titane est donc absorbé dans la couche d'accroche en titane. Donc, on peut supposer en première approximation que l'intégralité de ce qui est transmis ne sera pas réfléchi par les autres couches métalliques.

L'indice n_{Ti} du titane est de $4,4 + j3,82$ à une longueur d'onde de 1,55 μm et de $3,43 + j0,2$ pour InGaAs, on obtient donc un coefficient de réflexion pour l'interface In $_{0.53}$ Ga $_{0.47}$ As d'environ 20 %. On peut ainsi dire que 80 % de la lumière incidente à l'interface In $_{0.53}$ Ga $_{0.47}$ As/Ti est absorbée par le métal et est donc perdue. Environ 4% de la puissance optique incidente est absorbée par la ZA de la photodiode UTC et sert effectivement à la génération du battement des deux lasers tandis qu'environ 75% de cette puissance incidente est perdue et, plus important encore, entraîne un échauffement qui contribue à la destruction de la photodiode.

Application à la spectroscopie THz

La qualité de l'air est une préoccupation assez importante dans nos sociétés actuelles. Cependant, nombre de polluants sont présents à l'état de traces dans l'atmosphère. De

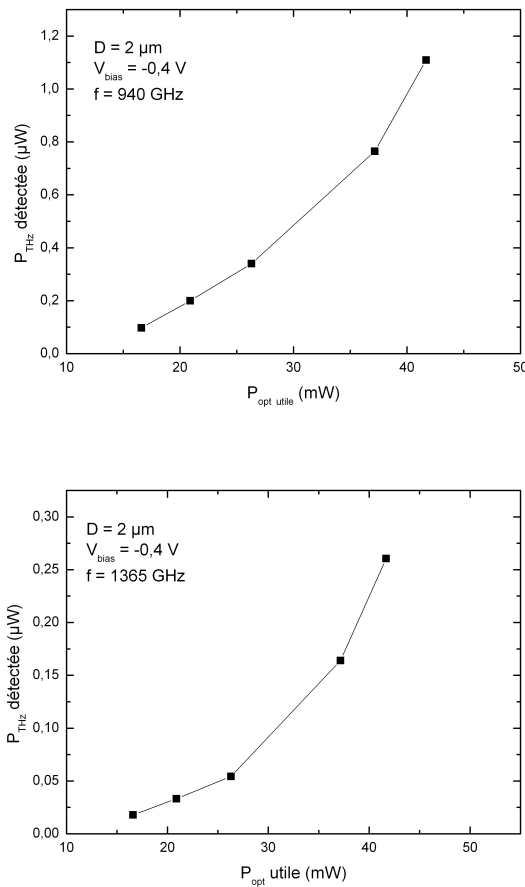


FIG. 4.33 – Dépendance de la puissance THz rayonnée en fonction de la puissance optique utile injectée

nombreuses molécules d'intérêt atmosphérique possèdent un spectre d'absorption ayant de fortes raies d'absorption dans le domaine THz. De plus, il est possible de déterminer la composition d'un mélange de différents gaz grâce au spectre d'absorption du mélange dans le domaine THz contrairement au spectre infrarouge où les largeurs Doppler sont beaucoup plus importantes et peuvent diminuer la sélectivité de la méthode d'analyse. Un autre avantage du rayonnement THz est qu'il doit permettre de détecter des gaz dans des milieux hostiles et diffusants tels que le brouillard, la fumée, ... À titre d'exemple de spectroscopie d'absorption THz, on peut citer l'analyse de la fumée de cigarette [21]. Dans l'idée de la réalisation d'un spectromètre THz, la source, en plus de rayonner une puissance suffisante, présente d'autres contraintes : une accordabilité en fréquence la plus large possible, une pureté spectrale inférieure à la largeur de la raie d'absorption à observer ainsi qu'une stabilité fréquentielle. Les photomélanges THz semblent être la source toute désignée pour une application en spectroscopie d'absorption THz. En effet, ce type de source est continuellement accordable en fréquence (en faisant varier la longueur d'onde d'un des deux lasers) et sa pureté spectrale est principalement limitée par la jigue fréquentielle des lasers infrarouge (typiquement quelques dizaines à quelques centaines de MHz). La stabilité fréquentielle est quant à elle aussi limitée par les lasers infrarouges.

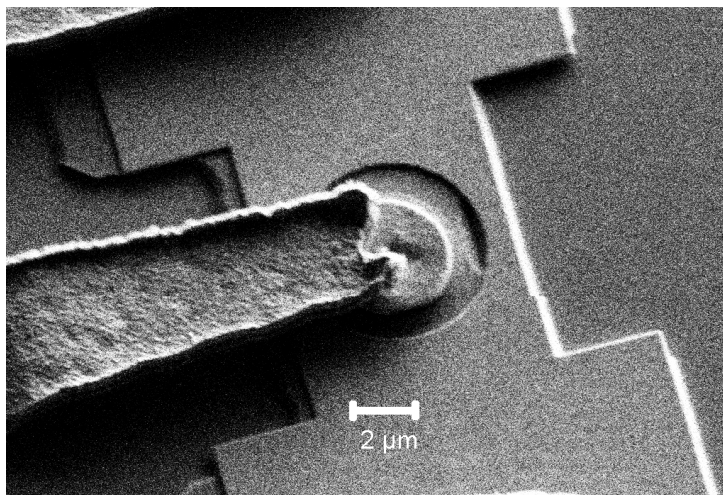


FIG. 4.34 – Vue MEB d'un photomélangeur après destruction

Nous avons utilisé un photomélangeur à base d'UTC-PD pour obtenir différents spectres d'absorption. Une molécule connue pour fortement absorber un rayonnement THz est la molécule d'eau (H_2O). Le spectre de la figure 4.35 correspond au spectre transmis après un trajet d'approximativement 15 cm d'air ambiant tandis que celui de la figure 4.36 correspond à un trajet de l'onde THz de 25 cm dans l'atmosphère ambiante. Le spectre

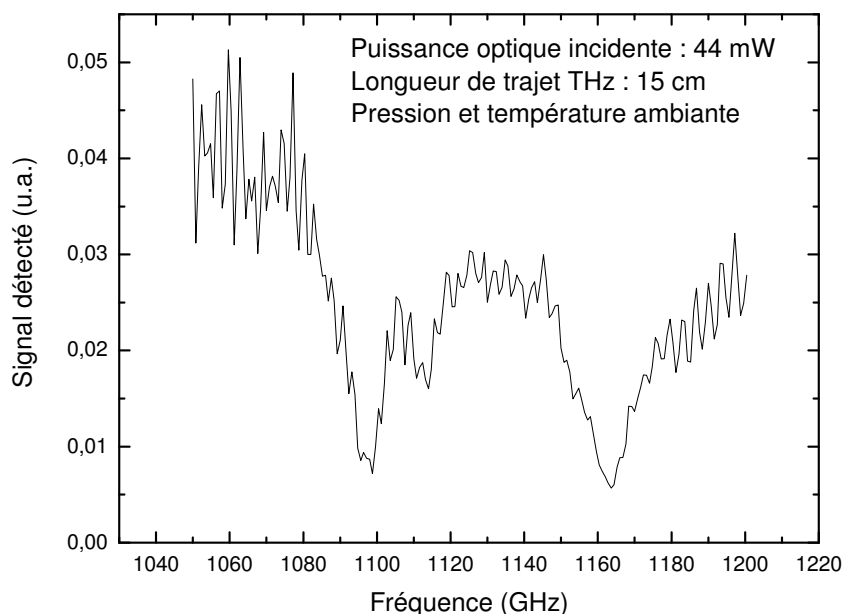


FIG. 4.35 – Spectre brut non normalisé de la vapeur d'eau contenu dans l'air ambiant dans la bande 1050 GHz – 1200 GHz mesuré avec un photomélangeur à base d'UTC-PD

d'absorption du cyanure d'hydrogène (HCN) contenu dans une cellule et pour différentes pressions a aussi été relevé [fig.4.37]. Ce spectre met en valeur une diminution de la largeur de la raie en fonction de la diminution de la pression du gaz et donc la nécessité

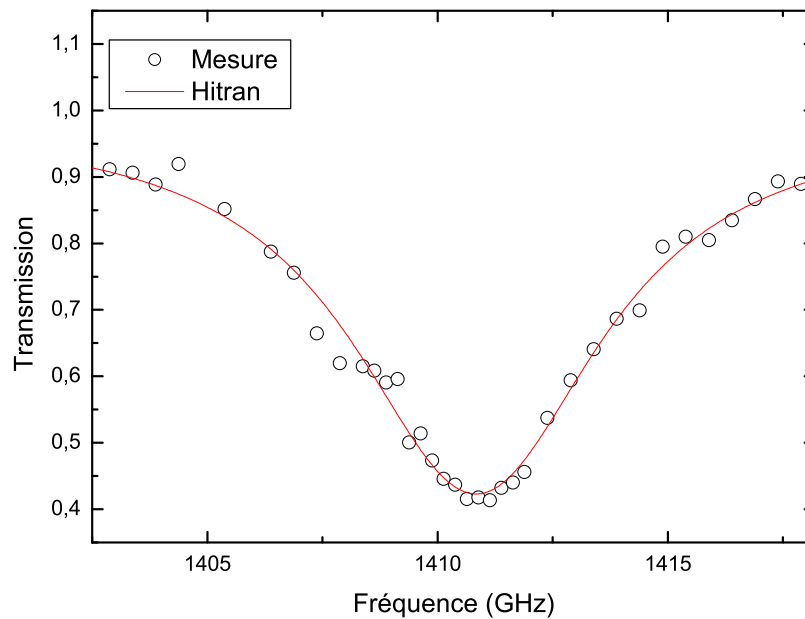


FIG. 4.36 – Raie d'absorption de la vapeur d'eau contenue dans l'air ambiant pour un trajet de 25 cm. La courbe en trait plein correspond à la raie d'absorption simulée à partir de la base de données HITRAN pour un taux d'humidité de 40%

d'une très bonne résolution spectrale pour la détection de molécules en faible quantité à basse pression. De plus, lorsque la raie est saturée, comme c'est le cas ici pour HCN, cela permet de confirmer que le rayonnement détecté correspond bien au signal de battement et non du 1,55 μm diffusé ou du rayonnement incohérent (émission type corps noir).

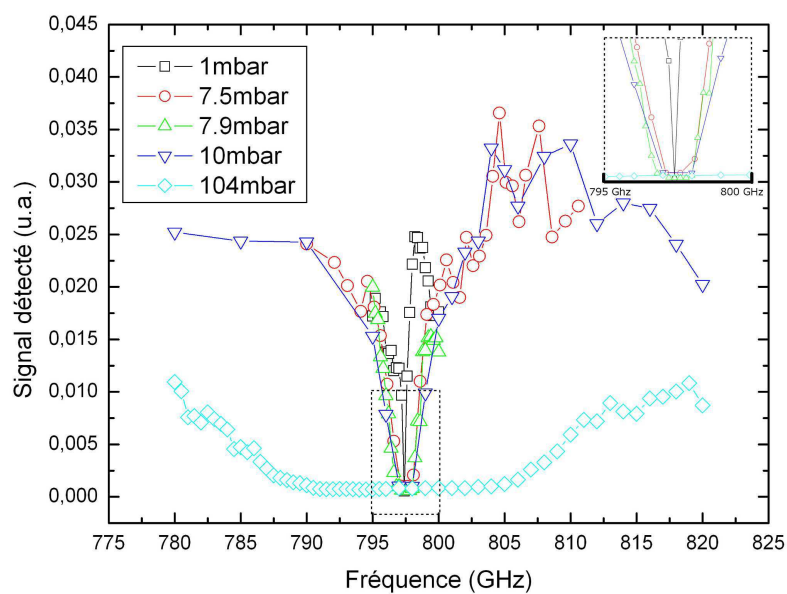


FIG. 4.37 – Spectre du cyanure d'hydrogène pour différentes pressions dans la bande 775 GHz – 825 GHz mesuré avec un photomélangeur à base d'UTC-PD

4.3 Fabrication de photomélangeur à base d'UTC-PD reporté sur substrat de silicium

Comme nous l'avons vu à la fin de la section précédente, si l'on désire une puissance rayonnée plus importante, il faut augmenter la puissance optique incidente. L'aspect thermique du dispositif est relativement important de façon à ce qu'il puisse supporter la puissance optique incidente. Nous pouvons dans un premier temps changer de métal pour l'anode. Toutefois, pour améliorer la dissipation thermique, il est possible d'utiliser un substrat présentant une meilleure conductivité thermique comme le silicium ($1,5 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$) au lieu de l'InP ($0,7 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$). Nous présentons ici une méthode de report pouvant, a priori, s'appliquer à tout type de photomélangeurs. Cette méthode consiste en la réalisation d'une membrane de zone active (ou « patch ») du photodétecteur suivie d'un report localisé sur un substrat hôte de silicium. Ce type de réalisation présente un coût moindre du fait de deux avantages : le premier concerne le substrat qui est en silicium donc moins cher et le second permet de réduire la surface de matériaux « actifs » utilisés pour la réalisation d'un photomélangeur. Les résultats présentés par la suite sont issus d'un premier essai de cette technologie qui a été fait à partir d'une épitaxie déjà existante (G041002) afin de vérifier la faisabilité du procédé.

4.3.1 Réalisation de patch

Lorsque l'on s'intéresse à une structure épitaxiale d'un point de vue de fabrication de composant, le substrat ne sert que de « support mécanique ». L'idée est alors de ne conserver que la zone active de la structure afin de procéder à la réalisation du composant par la suite. Cette méthode est également utilisée pour la réalisation des patches nécessaires à l'échantillonnage par effet Franz-Keldysh. Le procédé de réalisation est présenté dans la figure 4.38 et décrit ci-après.

Gravure des mesas et du substrat de croissance La première étape consiste à graver les couches actives afin de définir des mesas qui deviendront par la suite les patches. L'épitaxie n'étant pas dédiée, il n'y avait pas réellement de couche dédiée à l'arrêt de la gravure. Les solutions de gravures utilisées sont identiques à celles utilisées pour la fabrication d'UTC-PD (chapitre 2, 2.3.2). Dans notre cas, nous nous arrêtons sur la couche en InGaAs située juste après la couche tampon. Pour la réalisation de ces patches, nous avons utilisé un quart de substrat 2". Celui-ci a été résiné, après gravure des mesas, puis collé sur un substrat de silicium par de la résine standard (type AZ158). Le substrat de croissance est ensuite gravé chimiquement par de l'acide chlorhydrique fumant (37% en masse). Les photographies de la figure 4.39 présentent des vues au microscope optique du substrat de croissance en InP durant sa gravure.

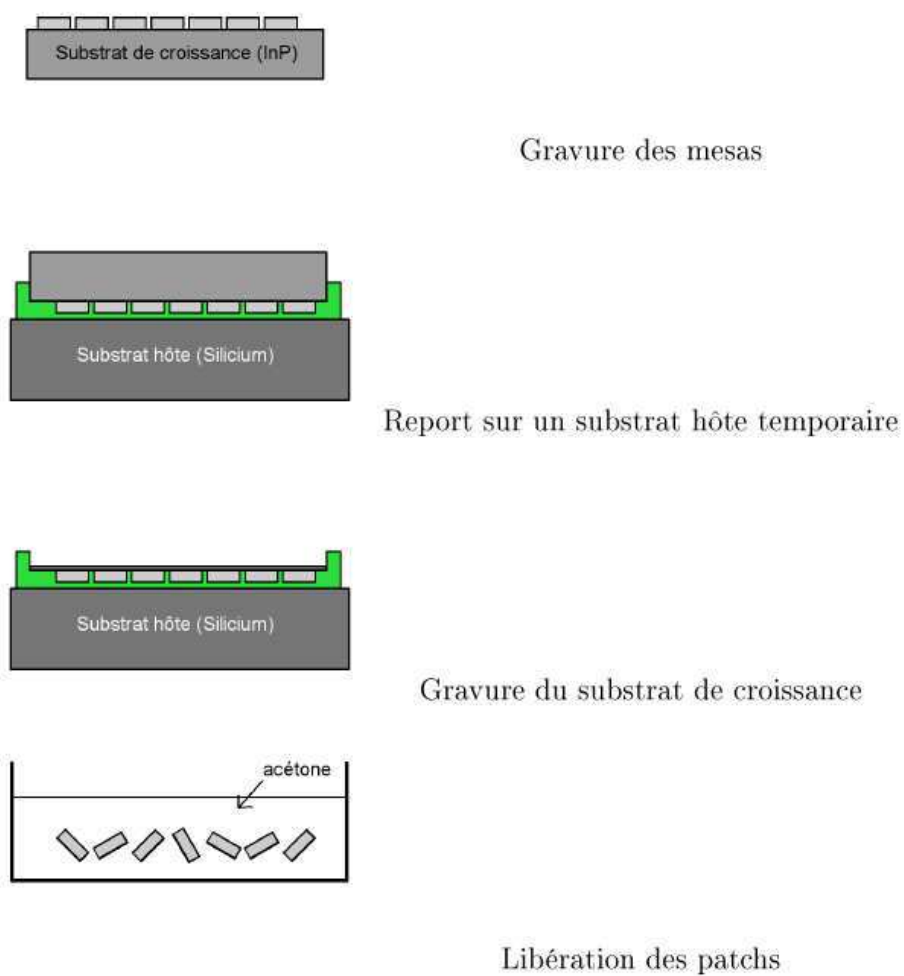


FIG. 4.38 – Etapes de fabrication des patches

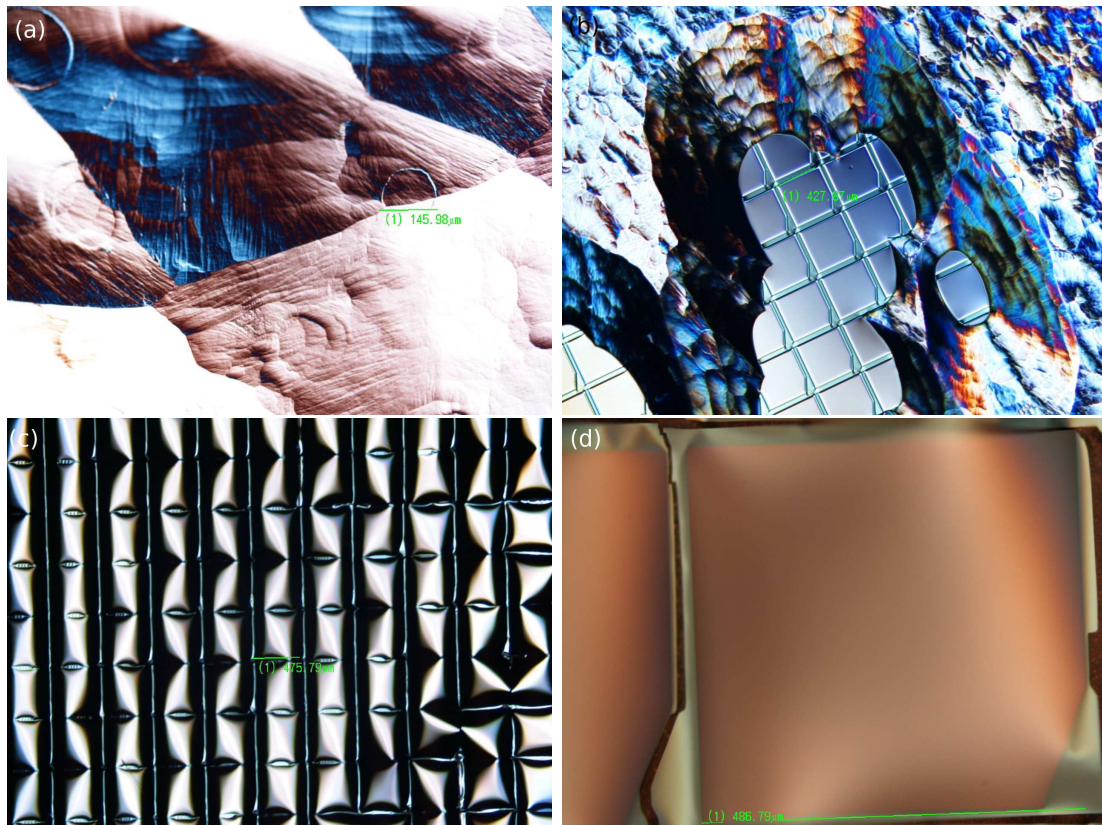


FIG. 4.39 – (a) Substrat d'InP semi-isolant en cours de gravure, (b) Substrat localement gravé, (c) Substrat complètement gravé et (d) vue de détail d'un patch

Libération des patches Une fois l'ensemble du substrat gravé, il ne reste plus que les patches UTC-PD collés par de la résine au substrat de silicium. L'ensemble est alors plongé dans de l'acétone afin de dissoudre la résine. La solution d'acétone contenant les patches est filtrée puis les patches récupérés dans le filtre sont rincés dans de l'alcool isopropylique. Ceux-ci sont ensuite aspirés à l'aide d'une pipette et conservés dans une autre solution d'alcool isopropylique.

4.3.2 Report localisé de patch

Il existe diverses techniques permettant le report de composants ou des structures actives sur des substrats hôtes différents du substrat de croissance. On peut citer par exemple la technique dite « smart-cut »² ou la technique d'« Epitaxial Lift-off » proposée par Yablonovitch *et al* qui consiste à séparer la couche épitaxiale de son substrat de croissance par gravure chimique sélective d'une couche sacrificielle et à la reporter ensuite par l'intermédiaire d'un support en cire sur un substrat hôte [22]. Cette technique s'apparente à celle développée au sein du groupe Epiphy de l'IEMN durant la thèse de Ludovic Desplanque que nous avons en partie reprise [23]. La méthode de report que nous utilisons s'appuie sur une adhésion entre le patch et le substrat par force de Van der Waals, le patch adhère donc par des forces d'origine électrostatique et non des liaisons chimiques.

²Brevet déposé par le CEA-Leti

Une goutte d'eau déionisée très pure ($\approx 18 \text{ M } \Omega \cdot \text{cm}$) est déposée à l'endroit où l'on désire déposer le patch. Le substrat hôte doit être hydrophile. Le patch est ensuite placé sur la goutte d'eau et après évaporation de l'eau, le patch se trouve en contact avec le substrat hôte et adhère.

Le procédé de report localisé consiste à maîtriser l'endroit où la membrane de la zone active doit être reportée afin de permettre la suite du procédé technologique. Le substrat hôte devant être hydrophile à l'endroit du report, l'idée consiste à obtenir un contraste d'hydrophilie assez fort entre la zone où l'on souhaite reporter le patch (zone hydrophile) et le reste du substrat (zone hydrophobe).

Ce procédé nécessite d'utiliser un substrat de silicium et se décompose en six étapes. Nous avons utilisé un substrat de silicium haute résistivité ($> 10000 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$). La première étape consiste à déposer des marques d'alignement et de repérage pour faciliter le report. Il s'agit ici de diverses marques métalliques nécessaires à l'alignement pour les étapes de lithographies par faisceau d'électrons et optiques. Une fois ces marques déposées, le substrat est rendu hydrophobe par le greffage de molécules telles que l'octadécyltrichlorosilane ou le pentafluorophenylpropyltrichlorosilane ($\text{C}_9\text{H}_6\text{F}_5\text{Cl}_3\text{Si}$). Le greffage de ces molécules a été fait par S. Lenfant et D. Guérin du groupe électronique moléculaire (NCM) de l'IEMN. La réalisation s'est faite sur deux demis substrats de 2" et nous avons utilisé une molécule différente pour chacune des plaquettes. Ce greffage nécessite que le silicium en surface soit oxydé, toutefois l'oxyde natif suffit. Afin de d'obtenir des zones hydrophiles, une lithographie est nécessaire. La principale difficulté réside dans le fait que le substrat est maintenant hydrophobe et cela entraîne une faible adhérence de la résine. Afin de minimiser ces problèmes d'adhérence, nous avons recours à une résine visqueuse (AZ9260). Des ouvertures de même dimensions que celles des patch ($500 \times 500 \text{ } \mu\text{m}^2$) sont ensuite réalisées dans la résine puis la couche hydrophobe est retirée grâce à un plasma d'oxygène. Enfin, la résine est dissoute dans de l'acétone puis l'échantillon est rincé dans un bain d'alcool isopropylique.

Une goutte d'eau est déposée à l'aide d'une micro-seringue sur une zone hydrophile puis le patch est apporté dans la goutte d'eau à l'aide d'une pointe métallique recouverte d'une fine couche de BCB^3 polymérisé [fig.4.40]. Lors de l'évaporation de la goutte d'eau, le

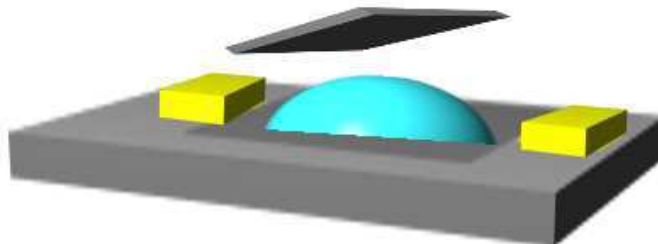


FIG. 4.40 – Vue schématique d'un report de patch

³BenzoCycloButène

patch se place de façon à épouser au maximum la zone hydrophile. Les photographies de la figure 4.41 présentent un substrat de silicium après reports des patchs UTC-PD. Une fois tous les patchs reportés, l'échantillon subit un recuit thermique à 110 °C sur

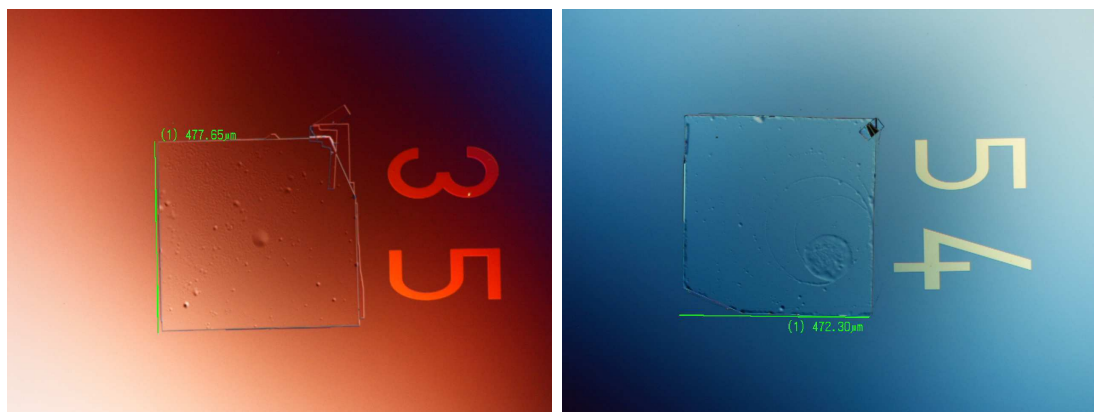


FIG. 4.41 – Photographies prises au microscope optique après le report de patchs UTC-PD

plaque chauffante pendant 5 minutes. Enfin, la couche de molécules greffées est retirée par un plasma d'oxygène puis la surface est désoxydée par un bain d'acide chlorhydrique dilué. La suite de la réalisation est similaire à celle présentée précédemment à l'exception de la gravure de l'InP du collecteur qui a été gravé par voie humide par une solution $\text{HCl}/\text{H}_3\text{PO}_4$. La figure 4.42 présente des vues au microscope à balayage électronique et au microscope optique de différentes étapes de réalisation de photodiodes UTC sur substrat de silicium.

4.3.3 Mesures de la caractéristique $I(V)$ d'UTC-PD reportées

Le rendement de ce procédé de fabrication a été relativement faible. Cela est essentiellement dû à la difficulté de reporter à coup sûr le patch UTC-PD avec le collecteur côté substrat. Toutefois, nous avons pu relever quelques caractéristiques $I(V)$ en régime statique. Deux photodiodes, respectivement de diamètre 5 et 4 μm , ont présenté une caractéristique $I(V)$ correcte. Pour les autres photodiodes de plus petites sections, il est apparu que leur caractéristique était celle d'un circuit ouvert. Cependant, pour certaines, au-delà d'une tension appliquée de quelques volts, les photodiodes présentaient une courbe $I(V)$ correcte [fig.4.43]. On peut noter que ces photodiodes ont un comportement plus résistif que les autres dans leur zone de conduction. Le nombre de photodiodes testées (une de diamètre 5 et 4 μm et deux de diamètre 3 et 2 μm) ne permet pas de tirer de conclusion sur l'influence des dimensions du composant sur la caractéristique électrique des photodiodes. Il semblerait qu'il y ait présence d'un isolant qui serait « percé » par l'application d'un champ électrique supérieur à son champ de claquage et serait en partie à l'origine de l'augmentation de la résistivité.

Il est clair que le procédé n'est pas encore optimal. Néanmoins, le relevé de ces caractéristiques statiques démontre la faisabilité de la réalisation de photomélangeurs à base

4.3. Fabrication de photomélangeur à base d'UTC-PD reporté sur substrat de silicium

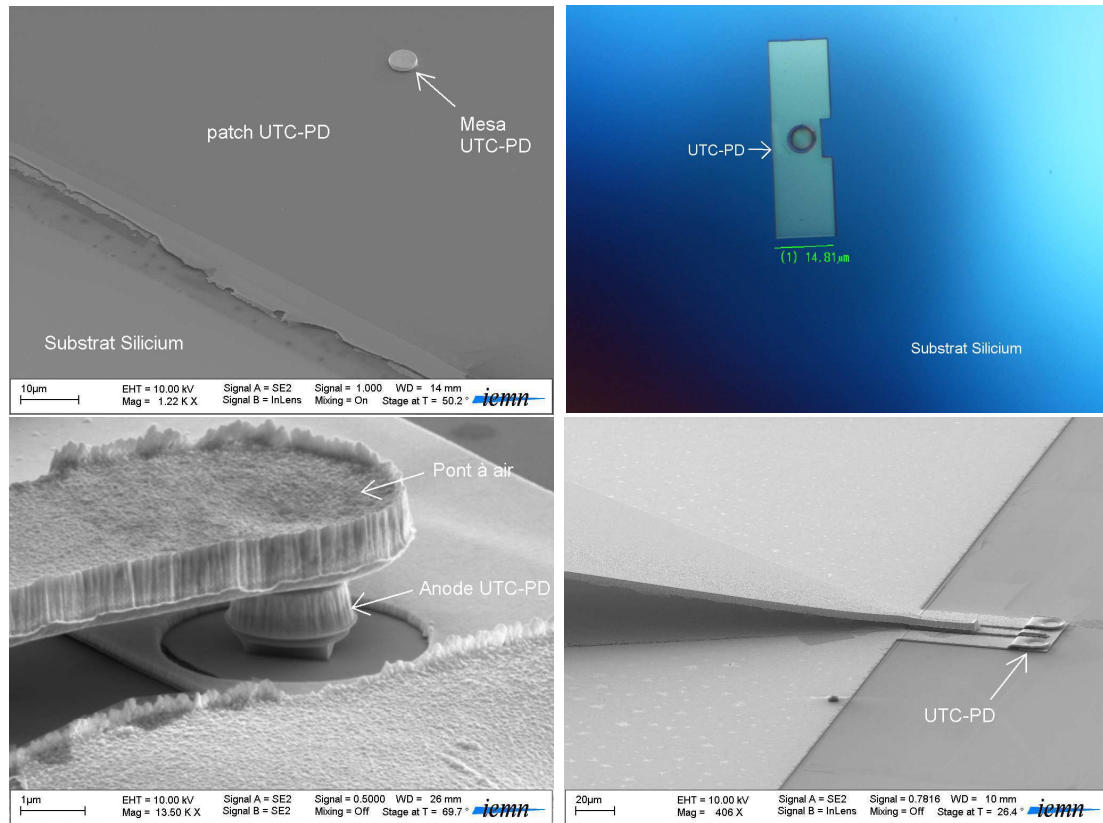


FIG. 4.42 – Photodiode UTC sur substrat de silicium à différentes étapes du procédé de fabrication

d'UTC-PD sur silicium et laissent envisager la possibilité de fabriquer de tels photomélangeurs mais avec une épitaxie dédiée comportant une couche de contact et un sous-collecteur pour la métallisation inférieure ainsi qu'une couche d'arrêt de gravure pour la réalisation des patches.

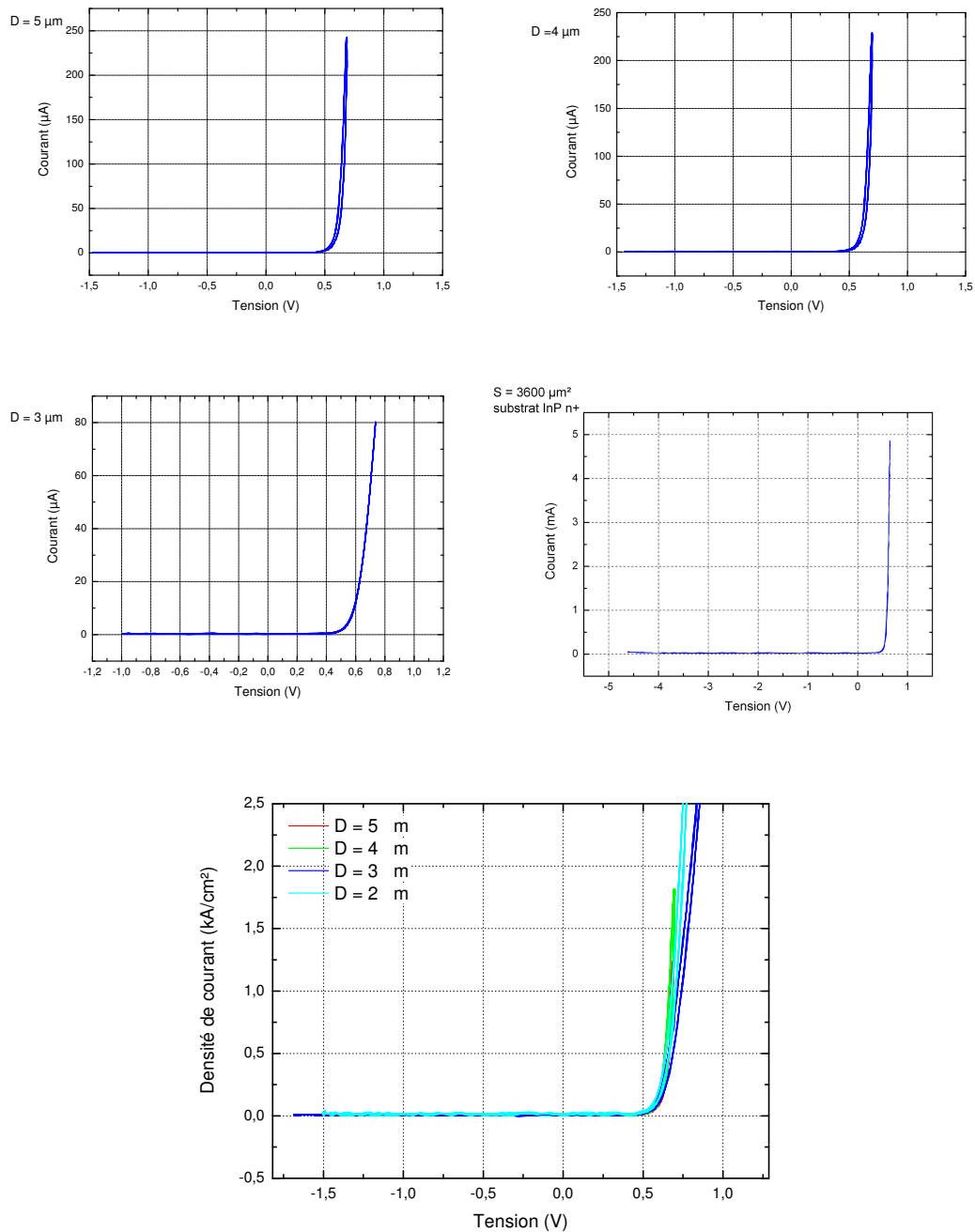


FIG. 4.43 – Caractéristique courant-tension en régime statique de différentes UTC-PD sur Silicium et caractéristique $J(V)$ de différentes UTC-PD

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différents éléments d'un photomélangeur à base d'UTC-PD. Nous nous sommes tout d'abord intéressés à la réalisation de ces photomélangeurs et surtout à l'intégration d'une antenne tridimensionnelle avec une photodiode UTC. Les résultats obtenus en photomélange ont aussi été présentés, une puissance de $1,1 \mu\text{W}$ a été détectée à 940 GHz pour un photocourant de $2,75 \text{ mA}$. Le rendement de conversion à 1040 GHz et à même photocourant est supérieur d'un ordre de grandeur par rapport à l'état de l'art. Le fait d'incorporer un pseudo-champ dans la zone d'absorption et de réduire la surface de jonction des photodiodes tout en réduisant l'épaisseur de collecteur est à l'origine de cette amélioration [24]. Nous avons aussi utilisé ces photomélangeurs pour relever différents spectres d'absorption. Pour la première fois à notre connaissance une utilisation pratique d'un photomélangeur à base d'UTC-PD a été démontrée à une fréquence supérieure à 1 THz (raie d'absorption à 1411 GHz). Néanmoins, la densité de puissance optique incidente que peut supporter la photodiode UTC réalisée peut encore être augmentée en améliorant les aspects de dissipation thermique. Une métallisation d'anode plus réfléchissante devrait permettre un échauffement moindre tout en augmentant le coefficient de réponse de l'UTC-PD. Un autre moyen d'améliorer la dissipation thermique est la réalisation de photomélangeurs sur un substrat présentant une meilleure conductivité thermique que l'InP. Un premier essai de fabrication laisse apercevoir la faisabilité de tels photomélangeurs sur substrat de silicium.

Bibliographie

- [1] E. Peytavit, J.-F. Lampin, T. Akalin, and L. Desplanque. Integrated terahertz TEM horn antenna. *Electronics Letters*, 43(2) :73–75, January 18 2007.
- [2] D. B. Rutledge, D. P. Neirik, and Kasilingam D. P. *Infrared and millimeter waves*, volume 10. Academic Press, New York, 1983.
- [3] G.M. Rebeiz. Millimeter-wave and terahertz integrated circuit antennas. *Proceedings of the IEEE*, 80(11) :1748–1770, Nov 1992.
- [4] T. Nagatsuma, A. Hirata, Y. Royter, M. Shinagawa, T. Furuta, T. Ishibashi, and H. Ito. A 120-GHz integrated photonic transmitter. *Microwave Photonics, 2000. MWP 2000. International Topical Meeting on*, pages 225–228, 2000.
- [5] H. Ito, T. Furuta, Y. Hirota, T. Ishibashi, A. Hirata, T. Nagatsuma, H. Matsuo, T. Noguchi, and M. Ishiguro. Photonic millimetre-wave emission at 300 GHz using an antenna-integrated uni-travelling-carrier photodiode. *Electronics Letters*, 38(17) : 989–990, 2002.
- [6] R. DuHamel and D. Isbell. Broadband logarithmically periodic antenna structures. *IRE International Convention Record*, 5, 1957.
- [7] R. Compton, R. McPhedran, Z. Popovic, G. Rebeiz, P. Tong, and D. Rutledge. Bow-tie antennas on a dielectric half-space : Theory and experiment. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 35(6) :622–631, 1987.
- [8] D. Rutledge and M. Muha. Imaging antenna arrays. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 30(4) :535–540, 1982.
- [9] E. Peytavit, S. Arscott, D. Lippens, G. Mouret, S. Matton, P. Masselin, R. Bocquet, JF Lampin, L. Desplanque, and F. Mollot. Terahertz frequency difference from vertically integrated low-temperature-grown GaAs photodetector. *Applied Physics Letters*, 81 :1174, 2002.
- [10] J. Dyson. The equiangular spiral antenna. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 7(2) :181–187, 1959.
- [11] E. Peytavit. *Génération et propagation aux fréquences térahertz*. Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2002.
- [12] R. Mendis, C. Sydlo, J. Sigmund, M. Feiginov, P. Meissner, and HL Hartnagel. Spectral characterization of broadband THz antennas by photoconductive mixing : toward optimal antenna design. *Antennas and Wireless Propagation Letters*, 4, 2005.
- [13] MM Gitin, FW Wise, G. Arjavalasingam, Y. Pastol, and RC Compton. Broad-band characterization of millimeter-wave log-periodic antennas by photoconductive sampling. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 42(3) :335–339, 1994.
- [14] RT Lee and GS Smith. A design study for the basic TEM horn antenna. *Antennas and Propagation Magazine, IEEE*, 46(1) :86–92, 2004.

-
- [15] RT Lee and GS Smith. On the Characteristic impedance of the TEM horn antenna. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 52(1) :315–318, 2004.
- [16] E. Peytavit, A. Beck, T. Akalin, JF Lampin, F. Hindle, C. Yang, and G. Mouret. Continuous terahertz-wave generation using a monolithically integrated horn antenna. *Applied Physics Letters*, 93 :111108, 2008.
- [17] D.J. Benford, M.C. Gaidis, and J.W. Kooi. Optical properties of Zitex in the infrared to submillimeter. *APPLIED OPTICS*, 42(25) :5118–5122, 2003.
- [18] H. Ito, T. Furuta, F. Nakajima, K. Yoshino, and T. Ishibashi. Photonic generation of continuous THz wave using uni-traveling-carrier photodiode. *Lightwave Technology, Journal of*, 23(12) :4016–4021, Dec. 2005. ISSN 0733-8724.
- [19] T. Ishibashi. Influence of electron velocity overshoot on collector transit times of HBTs. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 37(9) :2103–2105, 1990.
- [20] D. Sicault. *Physique du transport balistique dans le Transistor Bipolaire à Hétérojonction sur substrat InP : étude et application à des structures innovantes ultra-rapides*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2001.
- [21] D. Bigourd, A. Cuisset, F. Hindle, S. Matton, E. Fertein, R. Bocquet, and G. Mouret. Detection and quantification of multiple molecular species in mainstream cigarette smoke by continuous-wave terahertz spectroscopy. *Optics Letters*, 31(15) :2356–2358, 2006.
- [22] E. Yablonovitch, DM Hwang, TJ Gmitter, LT Florez, and JP Harbison. Van der Waals bonding of GaAs epitaxial liftoff films onto arbitrary substrates. *Applied Physics Letters*, 56 :2419, 1990.
- [23] L. Desplanque, JF Lampin, and F. Mollot. Generation and detection of terahertz pulses using post-process bonding of low-temperature-grown GaAs and AlGaAs. *Applied Physics Letters*, 84 :2049, 2004.
- [24] A. Beck, G. Ducournau, M. Zaknoune, E. Peytavit, T. Akalin, Lampin J.-F., F. Mollot, F. Hindle, C. Yang, and G. Mouret. High efficiency uni-travelling-carrier photo-mixer at 1.55 μm and spectroscopy application up to 1.4 thz. *Electronics Letters*, 44 (22), 2008.

Conclusion générale

Dans le cadre de cette thèse, nous avons étudié les potentialités de la photodiode à transport unipolaire pour la génération d'ondes térahertz. Aujourd'hui, les principales sources THz qui semblent potentiellement pouvoir s'imposer sont les QCL pour des fréquences d'utilisation au delà de 1 THz et les chaînes électroniques de multiplication de fréquences.

D'un côté, bien que les niveaux de puissance rayonnés soient de l'ordre du milliwatt, les QCL nécessitent un refroidissement cryogénique, ne fonctionnent qu'à des fréquences supérieures à 1 THz et souffrent d'une faible accordabilité. De l'autre, les chaînes de multiplication qui, bien que présentant de bonnes performances pour des fréquences inférieures à 2 THz, souffrent encore de la complexité et du coût de leur réalisation ainsi que d'une faible accordabilité.

Une méthode alternative est la génération d'ondes THz par voie optoélectronique, et plus particulièrement le photomélangé dans le cas d'une génération d'ondes continues THz. Bien qu'actuellement la puissance de sortie reste de l'ordre du microwatt à 1 THz, le photomélangé permet la réalisation d'une source CW THz fonctionnant à température ambiante, facilement accordable sur une large plage de fréquences et pouvant potentiellement avoir une très bonne résolution spectrale. Traditionnellement, les photodétecteurs constituant les photomélangeurs sont des photoconducteurs à base d'arséniure de gallium épitaxié à basse température. La longueur d'onde d'émission des lasers produisant le battement optique est d'environ 800 nm. Afin de bénéficier d'une meilleure mobilité des porteurs dans le photodétecteur et de la technologie optique développée aux longueurs d'onde « télécom » (fibre, amplificateur à fibre dopée erbium), de nombreux travaux de recherche sont en cours pour développer un photodétecteur ultra-rapide et sensible à une longueur d'onde de 1,55 μm . C'est la recherche d'un tel photodétecteur qui a motivé ce travail de thèse. Nous avons choisi de nous intéresser à la photodiode à transport unipolaire dont les performances fréquentielles sont déterminées par les électrons.

Dans un premier temps, les principales différences entre la photodiode UTC et les photoconducteurs à base de matériau à temps de vie court sont mises en évidence de façon analytique, et notamment la présence de trois pôles dans l'expression du photocourant en régime dynamique contrairement aux photoconducteurs qui ne présentent que deux pôles. Nous avons conçu et réalisé différentes structures de photodiodes UTC, structures qui ont nécessitées quelques études concernant la gravure de matériaux comme l'InP et le $\text{GaAs}_{0,51}\text{Sb}_{0,49}$. Parmi ces structures, nous avons réalisé, à notre connaissance, les premières photodiodes UTC à zone absorbante à gradient de composition. Ce gradient introduit un pseudo-champ électrique dans la zone absorbante, ce qui permet de repousser le pôle associé à la zone absorbante plus haut en fréquence.

Afin de caractériser les photodiodes UTC, celles-ci doivent être connectées à des lignes de transmission. Pour connecter la photodiode UTC, qui est un composant à transport vertical, nous avons mis au point un procédé de réalisation de pont à air, fabriqué par arasement d'une couche sacrificielle en résine copolymère. Des mesures dans le domaine

temporel, par échantillonnage par effet Franz-Keldysh, ont été faites sur une photodiode UTC à base homogène. Cette caractérisation nous a permis d'observer divers effets de saturation (effet Kirk, saturation de la zone absorbante) pouvant avoir lieu dans une photodiode UTC. De ces mesures, nous en avons déduit que la photodiode UTC n'est pas le photodétecteur le plus adapté à la génération d'impulsions électrique sub-picoseconde. Nous nous sommes alors intéressés à la génération d'ondes THz CW.

Nous avons présenté la fabrication et la caractérisation des premiers photomélangeurs à base de photodiode UTC réalisés à l'IEMN. Ces photomélangeurs ont été réalisés à partir de structures à zone absorbante à gradient de composition sur substrat d'InP. Les photodiodes UTC sont connectées à une antenne cornet TEM, développée au sein du groupe *Epiphy* qui s'adapte particulièrement bien à un éclairage par le substrat. Une puissance de $1,1 \mu\text{W}$ a été rayonnée à une fréquence de 940 GHz pour un photocourant de seulement 2,75 mA ($P_{opt} = 60 \text{ mW}$), ce qui constitue une amélioration du rendement par rapport à l'état de l'art. Afin de confirmer les applications potentielles de ces composants à la spectroscopie de gaz, des relevés de spectres du cyanure d'hydrogène autour de 800 GHz et de la vapeur d'eau jusqu'à 1400 GHz ont été faits. Toutefois s'agissant des premiers photomélangeurs à base de photodiodes UTC, des voies d'amélioration sont encore nécessaires. En effet, le principal facteur limitant la puissance rayonnée reste la dissipation thermique. Nous avons montré qu'une grande partie du faisceau $1,55 \mu\text{m}$ était absorbée dans la métallisation supérieure. Une étude sur la séquence métallique à déposer afin de bénéficier d'un meilleur effet miroir de la métallisation permettrait de réduire la puissance optique absorbée et donc la puissance que le photomélangeur doit dissiper. Une autre voie consiste à reporter le photodétecteur sur un substrat ayant une meilleure conductivité thermique. Une première réalisation de photomélangeur à base de photodiodes UTC sur substrat de silicium a démontré la faisabilité. L'emploi d'une structure épitaxiale dédiée devraient permettre d'aboutir à une meilleure tenue en puissance des photomélangeurs. Nous avons pour l'instant une densité de courant de l'ordre de 100 kA/cm^2 . Des densités proches du MA/cm^2 ont déjà été démontrées pour des HBTs InGaAs/InP. Si une photodiode UTC convenablement « refroidie » est un jour capable de supporter la puissance optique nécessaire à la génération d'une telle densité de courant, on obtiendrait une puissance rayonnée cent fois supérieure soit $100 \mu\text{W}$. Ce qui ferait de la photodiode UTC une source de tout premier plan pour la génération d'ondes térahertz.

Annexe – Les détecteurs « incohérents » de rayonnement THz

Quelques détecteurs « incohérents » de rayonnement THz

Une caractéristique importante de toute source de rayonnement est sa puissance de sortie. La puissance correspond à l'énergie fournie par la source par unité de temps et est exprimée en Watt (W) dans le système international (SI). Une puissance de 1 W correspond à l'échange d'une énergie de 1 Joule par seconde. Le Watt est défini à partir des trois unités de base du SI : le kilogramme, le mètre et la seconde. Ce trois unités sont basées sur des étalons « conservés » par le bureau international de poids et mesures⁴. Il existe différentes méthodes pour quantifier une puissance. Dans le domaine THz, la mesure des puissances rayonnées est souvent basée sur la conversion de l'échauffement d'un élément sensible en courant ou en tension. Ces types de détecteurs sont dits « incohérents » car ils mesurent l'énergie du rayonnement et ne donnent pas directement accès à la phase de celui-ci. Trois paramètres principaux permettent de caractériser un détecteur : sa réponse en V/W ou A/W, la puissance équivalente de bruit (NEP) en W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ (caractérisant le seuil de détection) et son temps de réponse.

Bolomètre composite à silicium refroidi à l'hélium liquide (QMC-QSiB/X)[1]

Un bolomètre (du grec *bole*, radiation et *metron*, mesure) quantifie l'énergie électromagnétique qu'il reçoit en la convertissant en un signal électrique. Il est constitué des trois éléments : un élément sensible qui s'échauffe en absorbant le rayonnement incident, un thermomètre (généralement une thermorésistance ou un circuit supraconducteur) permettant de mesurer l'élévation de température de l'élément sensible et d'un pont thermique entre l'élément sensible et un radiateur assurant le refroidissement de l'élément sensible. Le rayonnement à mesurer est collecté par un cône de Winston puis filtré (type « passe-bas ») et focalisé sur le détecteur.

L'élément actif est monté sur un absorbant suspendu dans une cavité. La variation de température de l'élément sensible induit alors une variation de l'impédance électrique de celui-ci, on génère alors un signal de détection. La réponse du bolomètre s'écrit :

$$R_{elec} = -\frac{I_0}{2} \frac{(Z_0 - R_0)}{R_0}$$

avec $R_0 = \frac{V_0}{I_0}$ et où I_0 est le courant de polarisation au point de fonctionnement, V_0 la tension aux bornes de l'élément actif au point de fonctionnement et Z_0 la pente de la courbe $V(I)$ autour du point de fonctionnement. Il faut noter qu'il s'agit ici de la réponse idéale qui est, généralement différente de la réponse réelle.

Le bruit intrinsèque du détecteur est dominé par le bruit thermique (V_{th}) et le bruit phononique. Pour un bolomètre optimisé, le bruit intrinsèque est égal à $1,2V_{th}$ soit :

$$V_{total} = 1,2\sqrt{4K_B T_{détecteur} R_0 \Delta f}$$

⁴www.bipm.org

où K_B est la constante de Boltzmann et Δf la bande de fréquence dans laquelle est effectuée la mesure. Le NEP est alors donné par :

$$NEP = \frac{V_{total}}{R_{elec}}$$

C'est un détecteur qui permet de mesurer de très faibles puissances, son NEP est de l'ordre de 10^{-12} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$, et présentant un temps de réponse correct (300 ms). Cependant, il est sensible à l'environnement extérieur ce qui nécessite une modulation du signal à mesurer (besoin d'un chopper). De plus, la variation de la résistance avec la température étant beaucoup plus forte près d'une température proche du zéro absolu, celui-ci doit être refroidi à l'hélium liquide (4 K).

Comme quasiment tous les détecteurs, il convient de calibrer le bolomètre. Dans le cas du QSiB/X de QMC, il est calibré à une fréquence de 275 GHz. La puissance incidente de calibration est fournie par un corps noir dont le rayonnement passe au travers d'un filtre passe-bande à 275 GHz.

Détecteur calorimétrique (Erickson PM4)[2] Ce détecteur calorimétrique permet une mesure de la puissance rayonnée dans une très large bande de fréquence (≈ 100 GHz au visible) et fonctionne à température ambiante sans nécessité de chopper le signal à mesurer. Le principe repose sur l'augmentation de la température d'un absorbant large bande due à la puissance injectée dans un guide d'onde métallique rectangulaire. Cette augmentation de la température est ensuite comparée à une augmentation de température pour une puissance DC connue. Ce type de détecteur présente une dérive due à la température, une méthode pour réduire cette dérive consiste à intégrer deux détecteurs dans un environnement thermique identique où un seul des deux détecteurs est soumis au rayonnement.

La principale difficulté est de réaliser un détecteur avec un temps de réponse rapide, présentant un échauffement uniforme tout en maintenant une bonne sensibilité. Le temps de réponse est donné par la relation suivante :

$$\tau = C \times \rho$$

où C est la capacité thermique du détecteur et ρ , la résistance thermique du pont entre le détecteur et la masse thermique. La variation de température est égale à :

$$\Delta T = \rho \times P$$

avec P la puissance absorbée par le détecteur.

De ces deux équations, on remarque qu'un compromis est nécessaire entre la sensibilité et le temps de réponse. La seule possibilité pour diminuer le temps de réponse serait de diminuer la taille et donc la masse du détecteur. Cependant, cela pose alors d'autres

problèmes comme une dégradation du caractère large bande du détecteur calorimétrique et une absorption partielle de la puissance incidente.

La calibration du détecteur calorimétrique se fait en envoyant une puissance DC connue et en déterminant l'augmentation de température résultante. Toutefois, il existe une certaine imprécision sur la calibration due entre autre au fait que l'élément absorbant n'est pas parfaitement isotherme : la distribution de la température n'est pas exactement la même à basse et à haute fréquence. De plus, une partie de la puissance incidente peut être perdue dans le guide d'onde d'entrée. La calibration se fait en général vers une centaine de GHz. Pour un détecteur calorimétrique Erickson PM4, l'erreur sur la valeur affichée est de 3 % au maximum. Typiquement, 90 % de la valeur est atteinte en 16 secondes sur le plus faible calibre (200 μW) et une puissance de 0,5 μW est détectable avec une précision de 10 à 20 %. Néanmoins, due au manque de sources étalonnées au delà de la centaine de GHz, le fabricant précise qu'il n'y a aucun moyen de certifier la précision de la mesure pour des fréquences supérieures à 75 GHz.

Cellule de Golay Inventée en 1947, la cellule de Golay est constituée d'une enceinte de gaz dont la paroi d'entrée est absorbante. L'absorption d'un rayonnement électromagnétique provoque un échauffement de la paroi et donc une dilatation du gaz. Le gaz se dilatant, il y a une expansion de l'enceinte contenant le gaz. Cette expansion est généralement mesurée par voie optoélectronique. Un miroir déformable est placé sur l'enceinte et suivant sa déformation, la réflexion d'un faisceau lumineux incident est plus ou moins intense. On obtient donc un photocourant (ou phototension) proportionnel à la puissance du rayonnement incident. Ce type de détecteur présente une réponse de l'ordre de 10^4 à 10^5 V/W et un NEP inférieur à 10^{-10} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ avec un temps de réponse de quelques dizaines de millisecondes. Il s'agit d'un détecteur fragile dont le principal avantage est de travailler à température ambiante avec une très bonne sensibilité.

Détecteur pyroélectrique [3] Un détecteur pyroélectrique est basé sur un élément sensible constitué d'un matériau ferroélectrique (polarisation permanente) qui présente un effet pyroélectrique c'est-à-dire que sa polarisation instantanée dépend de la température du matériau. Il s'agit d'un détecteur compact et peu onéreux. Le dépôt d'une couche absorbante (« black coating ») permet de maximiser l'absorption du rayonnement incident. Des électrodes sont déposées sur le cristal ferroélectrique, par exemple du Tantalate de Lithium, il y a alors établissement d'un courant dont les variations permettent de déterminer la puissance incidente. Il faut noter qu'il est nécessaire de chopper le signal à mesurer. Un détecteur pyroélectrique présente typiquement une réponse de l'ordre de 10^4 à 10^5 V/W, un NEP d'environ 10^{-10} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ dans le visible et un temps de réponse dans la gamme μs – ms. Toutefois, en gamme THz, on considère qu'il présente une détectivité inférieure à celle d'une cellule de Golay.

Bibliographie

- [1] QMC Instruments. *Cryogenic Composite Bolometer System Operating Manual*. Disponible sur www.terahertz.co.uk.
- [2] Erickson. *PM4 Millimeter-Submillimeter Power Meter operating manual*. Disponible sur <http://www.ericksoninstruments.com>.
- [3] Don Dooley. Application note 1011. Technical report, Spectrum Detector Inc., 2008. Disponible sur <http://www.spectrumdetector.com/>.

Résumé

Situé entre la lumière visible et les micro-ondes, le domaine de fréquence térahertz (THz) est une zone du spectre électromagnétique encore peu exploitée. Il existe pourtant de nombreuses applications : détection de polluants, contrôle de qualité, imagerie médicale, télécommunications à très haut débit... Cependant, à ce jour, il n'existe pas de sources accordables, compactes, efficaces, fonctionnant à température ambiante et de faible coût. L'opto-électronique répond en partie à ces besoins grâce aux photodétecteurs sensibles à une longueur d'onde de 800 nm. L'utilisation d'une longueur d'onde de 1550 nm permettrait de bénéficier de la disponibilité de sources optiques relativement peu onéreuses et compactes et d'un système fibré. Dans ce contexte, nous nous sommes intéressés à un photodétecteur prometteur avec une fréquence de coupure potentiellement élevée et de bonnes caractéristiques en régime de saturation : la photodiode à transport unipolaire (UTC-PD).

La première partie de ce travail a consisté à développer un procédé de réalisation technologique d'UTC-PDs intégrées de façon monolithique à des guides d'ondes coplanaires pour la génération d'impulsions picosecondes. Ces dispositifs ont été caractérisés par échantillonnage électro-optique et ont généré des impulsions électriques de quelques picosecondes de largeur à mi-hauteur.

Dans un second temps, l'intégration monolithique d'UTC-PD avec une nouvelle antenne THz large bande a permis la génération d'ondes THz monochromatiques ($1,1 \mu\text{W}$ à 940 GHz) par mélange hétérodyne de deux sources lasers continues de longueur d'onde autour de 1550 nm. Des mesures de spectroscopie de gaz à 1,4 THz ont aussi été réalisées.

Summary

Lying between visible light and microwaves range, the terahertz (THz) frequency domain is still remaining unexploited. Many practical application exist yet such as : pollutants sensing, quality control, medical imaging, high speed telecommunications, ... However, to date there have been no easy frequency tuning, compact, efficient, low-cost and room temperature working sources. Optoelectronic could satisfy these requirements in part thanks to photodetectors sensitive to a wavelength of 800 nm. A 1550 nm based photodetector would permit the use of the abundant and cheaper optical components that exist at this wavelength.

In this situation, we focus our attention on a promising photodetector with both a potentially high cutoff frequency and good saturation behaviour : the uni-travelling-carrier photodiode (UTC-PD). The first part of this work consists in developing a technological process for UTC-PD's monolithically integrated with coplanar waveguides in order to generate picosecond pulses. These devices have been characterized by electro-optic sampling and pulses with full width at half maximum of few picoseconds have been achieved. Then, the integration of UTC-PD's with a new broadband antenna allows the radiation of continuous THz-waves ($1.1 \mu\text{W}$ at 940 GHz) by means of optical frequencies beating in the photodetector at wavelengths of about 1550 nm. Spectroscopic measurements of gas at 1.4 THz was also done.