

École doctorale n° 364 : Sciences Pour l'Ingénieur



Doctorat IEMN

THÈSE

Pour obtenir le grade de docteur délivré par :

**L'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de
Nanotechnologies**

Spécialité doctorale "Electronique, microélectronique, nanoélectronique et micro-ondes"

Photodétecteurs rapides à la longueur d'onde de 1550 nm pour la génération et la détection d'ondes sub-THz et THz

Maximilien BILLET

Soutenue devant le jury le 16 mars 2018

Composition du jury :

Jean-Pierre Vilcot	IEMN	Président
Juliette Mangeney	LPA	Rapporteur
Alfredo de Rossi	Thales	Rapporteur
Bart Kuyken	Univ. de Gent	Examineur
Rose-Marie Sauvage	DGA	Invitée
Jean-François Lampin	IEMN	Directeur de thèse
Emilien Peytavit	IEMN	Encadrant de thèse

« Nul doute que la situation aura encore changé lorsque vous lirez ces lignes. Les choses bougent plus vite en physique que dans le monde de l'édition. »

Extrait de *Lumière et matière. Une étrange histoire*, Richard Feynman

Photodétecteurs rapides à la longueur d'onde de 1550 nm pour la génération et la détection d'ondes sub-THz et THz

Les photodétecteurs rapides sont des composants optoélectroniques qui permettent de générer et de détecter des ondes de fréquences sub-THz et THz. Cette thèse présente la conception, la fabrication et la caractérisation de photodétecteurs rapides à semiconducteurs III-V. L'objectif est de proposer des systèmes fonctionnant à la longueur d'onde de 1550 nm, et donc compatibles avec les technologies des télécommunications. Nous étudions en détail des photoconducteurs en AsGa-BT pour le sous-échantillonnage, des photodétecteurs de type MSM-InAlAs/InGaAs pour le sous-échantillonnage et le photomélange et des photodiodes UTC en InGaAs/InP pour le photomélange.

Mots clés : sub-THz et THz , sous-échantillonnage, photomélange, photodétecteurs rapides, AsGa-BT, InGaAs

Abstract

Fast photodetectors at 1550 nm wavelength for generation and detection of sub-THz and THz waves

Fast photodetectors are optoelectronic devices which allow to generate and to detect electromagnetic waves at sub-THz and THz frequencies. This thesis presents the design, the fabrication and the characterization of fast photodetectors made using III-V semiconductors. The objective is to develop systems working at a wavelength of 1550 nm, compatibles with the telecommunication technologies. We will study in detail LT-GaAs photoconductors for sub-sampling, InAlAs/InGaAs-MSM photodetectors for sub-sampling and photomixing and InGaAs/InP UTC-photodiodes for photomixing.

Keywords : sub-THz and THz, fast photodetectors, LT-GaAs, InGaAs, sub-sampling, photomixing

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier l'université de Lille 1 et la DGA pour m'avoir accordé un financement doctoral.

Je souhaite également remercier les membres du Jury qui ont accepté d'évaluer mon travail de thèse et de s'être déplacé à Lille le jour de la soutenance.

Je tiens grandement à remercier mes deux directeurs de thèse, Jean-François et Emilien, pour la qualité de l'encadrement et leurs qualités humaines qui m'ont énormément facilité la tâche suffisamment compliquée de réaliser une thèse. Je souhaite aussi remercier Guillaume, Mathias, Stefano et les autres membres du groupe pour m'avoir si bien accueilli au sein de l'équipe photonique THz, pour toutes les discussions intéressantes que nous avons partagées et les bons moments que nous avons passé en conférence et au laboratoire.

Je tiens à remercier tous les amis thésards qui ont partagé cette expérience avec moi et qui ont subi les mêmes galères, en particulier Yann, Sara, Thomas, Martin et les plus récemment arrivés dans l'équipe.

Je tiens aussi à montrer ma gratitude envers tous les ingénieurs et techniciens de salle blanche et de caractérisation qui sont des piliers du laboratoire. Je pense notamment à Sylvie, Etienne, Vannessa, Fuanki, François, Marc, Pascal, Annie, Garrett ... et bien sur tous les autres.

Je tiens à remercier les collègues de bureau, Khadim, Joao, Simon, Marina, qui ont contribué à une ambiance quotidienne particulièrement agréable et toujours dans la bonne humeur.

Je voudrais aussi remercier tous les membres et le personnel de l'IEMN.

Je tiens bien sûr à remercier tous mes amis et ma famille qui m'ont toujours supporté dans mes choix.

Enfin je tiens à remercier Charlotte qui m'a supporté dans les bons jours et les moments plus difficiles.

Table des matières

Résumé de la thèse	i
Table des matières	v
Liste des figures	ix
Liste des tableaux	xix
Introduction et contexte de l'étude	1
1 Présentation des domaines sub-THz et THz	5
1.1 Présentation des fréquences sub-THz et THz	7
1.1.1 Systèmes pour la physique des phénomènes "rapides"	7
1.1.2 Les fréquences sub-THz et THz	7
1.2 Les sources d'ondes sub-THz et THz	8
1.2.1 Les sources d'ondes continues	9
1.2.2 Les sources d'impulsions sub-picosecondes	16
1.2.3 Bilan des sources	18
1.3 Les détecteurs d'ondes sub-THz et THz	20
1.3.1 Les détecteurs cohérents	20
1.3.2 Les détecteurs incohérents	23
1.3.3 Bilan des détecteurs	26
1.4 Les applications potentielles des ondes sub-THz et THz	26
1.4.1 La spectroscopie dans le domaine temporel	28
1.4.2 Applications pour la sécurité et la défense	29
1.4.3 Observations en astrophysique	30
1.4.4 Les télécommunications en espace libre	31
1.5 Les objectifs de la thèse	32
1.5.1 Le contexte	32

1.5.2	Les objectifs	33
1.6	Références	35
2	Génération et détection à l'aide de photodétecteurs	43
2.1	Matériaux adaptés à la réalisation de photodétecteurs rapides	44
2.1.1	Matériaux dérivés de l'AsGa	45
2.1.2	Matériaux dérivés de l'InGaAs	46
2.1.3	Autres matériaux	48
2.2	Génération d'ondes sub-THz et THz continues	49
2.2.1	Photomélangeurs en AsGa-BT	50
2.2.2	Photodiodes pin et UTC	55
2.2.3	Photodétecteurs de type MSM-InAlAs/InGaAs	60
2.2.4	État de l'art du photomélange	64
2.3	Sous-échantillonnage photoconductif d'ondes sub-THz continues	65
2.3.1	Principe du sous-échantillonnage optoélectronique	66
2.3.2	Photoconducteurs pour le sous-échantillonnage	70
2.3.3	Conversion analogique-numérique par voie optoélectronique	72
2.4	Bilan des photodétecteurs rapides fonctionnant à 1550 nm	74
2.5	Références	79
3	Photodétecteurs en cavités résonantes	87
3.1	Étude de cavités optiques résonantes	88
3.1.1	Modèle analytique du résonateur Fabry-Pérot à pertes	89
3.1.2	Méthode des matrices de transfert	95
3.1.3	Propriétés optiques d'un réseau métallique sub-longueur d'onde	99
3.1.4	Cavités résonantes à réseaux de diffraction	107
3.2	Photoconducteurs en AsGa-BT en cavités résonantes	112
3.2.1	L'AsGa-BT à une longueur d'onde de 1550 nm	112
3.2.2	Bilan sur les cavités résonantes en AsGa-BT	114
3.3	MSM-InAlAs/InGaAs en cavités résonantes	116
3.3.1	Présentation des MSM-InAlAs/InGaAs	116
3.3.2	Conception des MSM-InAlAs/InGaAs en cavités résonantes	120
3.4	Photodiodes-UTC à base d'InGaAs-InP en cavités résonantes	121
3.4.1	Présentation de la photodiode	121
3.4.2	Conception de photodiodes UTC à base d'InGaAs-InP en cavités	122
3.5	Références	125
4	Technologie pour la réalisation de photodétecteurs	129
4.1	Présentation des photodétecteurs	130
4.1.1	Photodétecteurs intégrés à des guides d'ondes	130

4.1.2	Épitaxie par jets moléculaires et préparation de l'échantillon	132
4.2	La technique du report	135
4.2.1	Dépôts métalliques pour la réalisation de photodétecteurs	135
4.2.2	Le collage Au/Au par thermocompression	136
4.2.3	Gravure chimique de semiconducteurs	138
4.3	La lithographie électronique	140
4.3.1	Présentation de la technique de lithographie électronique	140
4.3.2	Fabrication de miroirs semi-transparentes	142
4.3.3	Fabrication des ponts à air	144
4.4	Gravures physico-chimiques	145
4.4.1	Gravures physico-chimiques de semiconducteurs	145
4.4.2	Gravures physico-chimiques de diélectriques	150
4.5	Discussion	152
4.6	Références	155
5	Caractérisation de photodétecteurs sous un éclairement à 1550 nm	159
5.1	Mesures préliminaires	160
5.1.1	Autocorrélation d'impulsions optiques	160
5.1.2	Caractérisation des lignes millimétriques	164
5.1.3	Mesure du temps de vie de l'AsGa-BT	167
5.2	Mesures de photocourant en régime continu (dc)	169
5.2.1	Montage expérimental	169
5.2.2	Photoconducteurs en AsGa-BT	170
5.2.3	Photodétecteurs de type MSM-InGaAs	177
5.3	Génération de peignes de photocourant	181
5.3.1	Montage expérimental	181
5.3.2	Mesure des peignes de fréquences générés	182
5.4	Sous-échantillonnage d'ondes de fréquences sub-THz et THz	184
5.4.1	Montage expérimental	184
5.4.2	Photoconducteurs en AsGa-BT	186
5.4.3	Photodétecteurs de type MSM-InGaAs	192
5.5	Génération d'ondes de fréquences sub-THz par Photomélangement	196
5.5.1	Montage expérimental	196
5.5.2	Photomélangement de type MSM-InGaAs	197
5.6	Références	200
	Conclusions et perspectives	203
	Communications scientifiques	207

Liste des figures

1.1	Évolution du nombre d'articles de revues scientifiques comportant le terme THz en fonction des années. La figure est issue de la référence [Fan et al., 2014]	6
1.2	Spectre électromagnétique. Figure issue de la référence [Golio, 2003]	8
1.3	Représentation schématique du synchrotron SOLEIL. La figure est issue du site officiel du synchrotron SOLEIL	10
1.4	Diagramme des bandes d'énergie d'un laser p-Ge. La figure est issue de la référence [Lee, 2009]	12
1.5	a) Bande de conduction d'une hétérostructure GaAs/Al _{0.15} Ga _{0.85} As. b) Guide d'onde métal-métal fabriqué à l'aide d'une thermocompression Cu-Cu et d'une gravure sèche. c) Simulation de l'intensité du mode THz dans un guide d'onde métal-métal. La figure est issue de la référence [Williams, 2007]	13
1.6	Intégration d'une photodiode à transport unipolaire à un guide d'onde ou à une antenne large bande. La figure est issue de la référence [Rouvalis et al., 2012]	14
1.7	Chaîne de multiplication (2×2×3) pour obtenir une fréquence de 1.2 THz. Ce système sert d'oscillateur local pour des observations spatiales sur l'observatoire Hershel. La figure est issue de la référence [Maiwald, 2003]	16
1.8	Principe de génération d'impulsions de photocourant sous éclairage impulsionnel dans un photodétecteur sur ligne coplanaire interrompue par une zone interdigitée (a) Le même principe est illustré dans le cas d'une onde rayonnée par un photodétecteur intégré à une antenne dipôle	17
1.9	État de l'art des sources d'ondes millimétriques et THz. La figure a) provient des références [Chattopadhyay, 2011; Tonouchi, 2007]. La majorité des puissances indiquées correspondent au régime cw sauf pour les QCL, les lasers III-V, la rectification optique et le laser p-Ge. Les puissances pour les QCL-THz et le laser p-Ge sont données à température cryogénique	19

1.10 (a) Exemple de système de détection hétérodyne électronique utilisant des diodes Schottky. La mise en boîtier permet d'amener l'onde THz et l'oscillateur local sur le mélangeur par des guides d'onde métalliques afin de récupérer le signal de fréquence intermédiaire. La figure est issue de la référence [Thomas et al., 2010]	21
1.11 Système de détection électro-optique d'ondes THz utilisant un cristal de ZnTe. La figure est issue de la référence [Maysonnave, 2014]	23
1.12 Exemple de photodétecteur à puits quantiques THz en GaAs/Al _{0.25} Ga _{0.75} As. La figure est issue de la référence [Palaferri et al., 2015]	25
1.13 Les applications des ondes de fréquences sub-THz et THz. Les figures montrant des exemples d'applications sont issues des références [R. Tribe et al., 2004], [Zimdars and White, 2004], [Nagatsuma et al., 2016], du site web de l'European Spatial Agency (ESA), du site web de la société TeraView et du site web de l'observatoire Herschel	27
1.14 Représentation schématique d'un système de spectroscopie temporelle THz	28
2.1 Hétérostructures multicouche en InGaAs/InAlAs-BT dopé au Béryllium. (a) Structure plane (b) Structure en méso. Figures issues de la référence [Roehle et al., 2010]	47
2.2 Principe de génération d'ondes électromagnétiques par photomélange d'un battement optique dans un photoconducteur intégré à une antenne	49
2.3 Géométrie simplifiée d'un photoconducteur plane	52
2.4 Photoconducteur polarisé par une tension dc et chargé par une conductance.	53
2.5 Puissance générée par un photomélangeur en AsGa-BT a) Influence du temps de vie pour un photomélangeur parfait ($C=0$ F). b) Influence de la capacité sur la fréquence de coupure pour $\tau = 500$ fs et $R_L=50$ Ω	54
2.6 Capacité électrique en fonction de la surface du composant pour l'AsGa et l'InGaAs, pour différentes distances inter-électrode (l)	55
2.7 Absorption optique et fréquence de coupure en fonction de l'épaisseur de la zone intrinsèque d'une photodiode p-i-n. Dans cet exemple $C = 0$ F, $\alpha = 9.7 \times 10^3$ cm ⁻¹ et $\bar{v} = 5.3 \times 10^6$ cm.s ⁻¹	56
2.8 Diagramme des bandes d'énergie d'une photodiode UTC, figure issue de la référence Nagatsuma [2009]	57
2.9 Fréquences de coupure en fonction de l'épaisseur de la zone absorbante pour fc, abs et de l'épaisseur du collecteur pour fc, col . La vitesse thermique est $v_{th} = 1 \times 10^5$ m/s dans l'InGaAs et la vitesse de saturation des électrons est $v_d = 2 \times 10^5$ m/s dans l'InP	59

2.10 Photodétecteur de type MSM en AsGa. Les espacements entre les doigts métalliques sont de 300 nm et de 600 nm respectivement. Le composant fonctionne à la longueur d'onde de 800 nm. La figure est issue de la référence [Yu et al., 1999]	60
2.11 Représentation schématique d'un MSM-InGaAs interdigité (a) Diagramme des bandes d'énergie avec et sans barrière d'InAlAs dans un MSM-InGaAs (b) Figures issues de la référence Aissat et al. [2014]	61
2.12 Schéma d'un MSM-InGaAs et lignes de champ électrique. Modèle équivalent en 1 dimension	61
2.13 Réponse en fréquence d'un MSM-InGaAs $ J(j\omega_B)/J(0) $. a) Influence du rapport $R_t = \tau_{rh}/\tau_{re}$ en fonction de $\omega_B\tau_{re}$. b) Influence des paramètres géométriques sur la réponse en fonction de la fréquence	64
2.14 Etat de l'art de la puissance obtenue par photomélangement en régime continu : AsGa-BT MIT [Duffy et al., 2001], AsGa-BT IEMN [Peytavit et al., 2011, 2013], UTC PD NTT [Ito et al., 2004; Nakajima et al., 2004; Wakatsuki et al., 2008], TW PD UCL [Rouvalis et al., 2010, 2012], UTC PD IEMN [Latzel et al., 2017], MSM-InGaAs [Chau et al., 2000]	65
2.15 (a) Principe du sous-échantillonnage par voie optoélectronique d'un signal RF (b) Spectres du signal RF et du train d'impulsions optiques détecté (c) Spectre du signal échantillonné	68
2.16 Pertes de conversion en fonction de la fréquence pour différents rapport cyclique τ_{frep}	69
2.17 Schéma électrique simplifié d'un système de sous-échantillonnage photoconductif. Le photoconducteur est modélisé par une résistance paramétrique en parallèle avec une capacité électrique. La ligne possède une impédance caractéristique Z_0	70
2.18 a) Pertes introduites par le circuit de sous-échantillonnage en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de R_{off} et pour $C=50$ fF b) Fréquence de coupure en fonction de la capacité électrique pour $R_{off} \rightarrow \infty$	72
2.19 État de l'art de la conversion analogique-numérique. Figure issue de la référence Khilo et al. [2012]	73
2.20 a) Système THz cw qui utilise un photoconducteur en InGaAs-BT comme source (photomélangement) et détecteur (détection homodyne). b) Photoconducteur en hétérostructure InGaAs/InAlAs couplé à une antenne dipôle	75
2.21 Bilan des photodétecteurs rapides fonctionnant à une longueur d'onde de 1550 nm pour la génération et la détection d'ondes sub-THz et THz continues	77
3.1 Représentation schématique d'une cavité Fabry-Pérot à pertes	90

3.2	a) Transmission, réflexion et absorption calculées par le modèle analytique pour l'AsGa-BT pour une longueur d'onde de 1550 nm. b) Comparaison du rendement quantique pour une structure planaire et pour une structure en cavité Fabry-Pérot (AsGa-BT dans les deux cas). c) Transmission, réflexion et rendement quantique calculés par le modèle analytique pour l'InGaAs pour une longueur d'onde de 1550 nm. Le rendement quantique d'une structure planaire est également tracé pour comparaison.	93
3.3	Représentation schématique de la méthode des matrices de transfert	95
3.4	a) Transmission, réflexion, et absorption (du système et de l'AsGa-BT) d'une cavité Fabry-Pérot en AsGa-BT pour un éclairage à une longueur d'onde de 1550 nm. b) Comparaison du rendement quantique pour une structure planaire et une cavité Fabry-Pérot en AsGa-BT pour une longueur d'onde de 1550 nm. c) Réflexion , pertes métalliques et rendement quantique d'un Fabry-Pérot en InGaAs pour une longueur d'onde de 1550 nm	98
3.5	Représentation schématique de la cavité Fabry-Pérot à miroirs métalliques	99
3.6	a) Exemple de structure périodique pouvant être traitée par la méthode des modes couplés. b) Processus optiques aux interfaces de l'ouverture	101
3.7	Représentation schématique d'un réseau métallique nanostructuré	102
3.8	Transmission totale d'un réseau périodique 1D conducteur parfait placé dans l'air pour différentes valeurs de l'épaisseur h en fonction de la longueur d'onde pour $a=0.2p$. Ce calcul est effectué dans l'approximation monomode	104
3.9	Transmission optique d'un réseau périodique d'or sur un substrat semi-infini d'AsGa-BT non-absorbant ($n = 3.37$) en fonction de la période et de la hauteur pour différentes ouvertures a . La figure est réalisée pour une longueur d'onde de 1550 nm. Les lignes bleues correspondent aux anomalies de Rayleigh	106
3.10	Représentation schématique d'une cavité résonante à réseau de diffraction	107
3.11	Représentation des phénomènes optiques dans une FPC (a) et une DGC (b)	108
3.12	a) Calcul des lignes $L_{ m,l }$ prédisant les maximums d'absorption dans une DGC en AsGa-BT via l'équation 3.46 pour une longueur d'onde de 1550 nm. b) Absorption dans une DGC en AsGa-BT en fonction de la période p et de l'épaisseur t_c avec $h=300$ nm et $a=0.5p$ calculée avec la méthode des modes couplés modifiée pour une longueur d'onde de 1550 nm. Le métal est considéré parfait	109

3.13 a) Comparaison entre le rendement quantique d'une structure planaire et d'une DGC en AsGa-BT de paramètres $p = 900$ nm, $a = 500$ nm et $h = 300$ nm pour une longueur d'onde de 1550 nm. b) Comparaison entre le rendement quantique d'une structure planaire et d'une DGC en InGaAs de paramètres $p = 900$ nm, $a = 500$ nm et $h = 300$ nm pour une longueur d'onde de 1550 nm	110
3.14 Rendement quantique d'une DGC en AsGa-BT de paramètres $p = 900$ nm, $a = 500$ nm et $h = 300$ nm pour une longueur d'onde de 1550 nm calculé avec la méthode des modes couplés modifiée, la méthode rigoureuse des ondes couplées modifiée et la méthode par éléments finis	111
3.15 Diagramme d'énergie de l'AsGa-BT et processus d'excitation et de recombinaison considérés dans les équations de populations. Figure issue de la référence Tani et al. [2000]	112
3.16 Dépendance non-linéaire du photocourant dans un photoconducteur en AsGa-BT en fonction de la puissance optique incidente pour une longueur d'onde de 1550 nm. La figure est issue de la référence [Tani et al., 2000] . . .	115
3.17 Absorption dans les différentes couches d'une FPC a) et d'une DGC b) en fonction de l'épaisseur d'AsGa-BT pour une longueur d'onde de 1550 nm. L'absorption dans l'AsGa-BT est multipliée par 10 par souci de clarté	115
3.18 Évolution de l'épaisseur de résonance d'une DGC en AsGa-BT en fonction de la période du réseau pour $a = 500$ nm et $h = 300$ nm pour une longueur d'onde de 1550 nm	116
3.19 Détail de la composition du gradient d'InAlAs-InGaAs	117
3.20 Bande de conduction et bande de valence de la structure présentée dans le tableau 3.2. La couche d'InGaAs absorbant possède une épaisseur de 80 nm. Les pics proviennent d'un artefact numérique relié aux petites dimensions de la structure	118
3.21 Comparaison entre un MSM planaire et un MSM vertical	119
3.22 a) Rendement quantique pour un MSM planaire en InGaAs. b) Comparaison de la réponse en fréquence d'un photodétecteur en structure planaire (SP) et d'un photodétecteur en structure verticale (SV) pour différentes distances entre les électrodes s_f	119
3.23 Absorption optique dans un MSM-InGaAs en cavité DGC à une longueur d'onde de 1550 nm en fonction de l'épaisseur d'InGaAs et pour différentes électrodes nanostructurées. a) Structure S1 et b) Structure S2	120
3.24 Influence de l'épaisseur de la couche d'InAlAs et du gradient de composition sur le rendement quantique d'un MSM en cavité (S1). Les paramètres du miroir nanostructuré sont $p=600$ nm $a = 0.3p=180$ nm et $h=300$ nm	121

3.25	Rendement quantique de la photodiode UTC en fonction de l'épaisseur d'InGaAs absorbant pour différents miroirs nanostructurés de paramètres $a = 500$ nm et $h = 300$ nm à une longueur d'onde de 1550 nm	123
4.1	Représentation schématique d'un photodétecteur en cavité résonante intégré à une ligne microruban. Les accès coplanaires permettent de réaliser des mesures sous pointes hyperfréquences. L'électrode supérieure du composant est une électrode nanostructurée. Les composants sont reliés à un guide d'ondes (a) ou deux guides d'ondes (b)	131
4.2	Énergie de la bande interdite en fonction du paramètre de maille	132
4.3	Illustration de la technique du report de couches semiconductrices sur un wafer de silicium métallisé. a) Silicium métallisé b) Échantillon semiconducteur métallisé et c) Structure après report	136
4.4	Schéma explicatif du fonctionnement d'un bâti de thermocompression. L'échantillon est recouvert d'une feuille de graphite puis d'un disque de verre de borosilicate. L'empilement est inséré dans le bâti en position chargement qui passe alors en position de collage. La membrane se gonfle ce qui résulte en une force appliquée sur l'échantillon.	137
4.5	a) Photographie des MSM reportés sur un wafer de silicium préalablement métallisé. b) Vue en coupe d'un report d'AsGa-BT au microscope électronique	138
4.6	Illustration de la gravure du substrat et de la couche de gravure sélective. a) Structure reportée b) Gravure du substrat d'épitaxie et c) Gravure de la couche d'arrêt	139
4.7	Photographies des gravures de substrats et de couches d'arrêt. a) Gravure du substrat d'AsGa. b) Gravure du GaInP. c) Début de gravure du substrat d'InP. d) Fin de gravure du substrat d'InP	139
4.8	Présentation des deux principales méthodes de lithographie électronique. La lithographie avec résinage monocouche et la lithographie avec résinage bicouche.	141
4.9	a) Lithographie électronique b) Dépôt métallique et c) "lift-off" pour la réalisation de miroirs nanostructurés	142
4.10	Lithographie électronique pour la réalisation de miroirs nanostructurés. a) Masque en PMMA sur un MSM-InAlAs/InGaAs. b) et c) Grille sur de l'AsGa-BT	143
4.11	Ouverture mesurée en fonction de la période pour une ouverture attendue de $0.5 \mu\text{m}$ sur une couche d'AsGa-BT	143
4.12	Lithographie électronique en deux étapes pour la réalisation de ponts à air .	144
4.13	Exemple de fabrication d'un pont à air. a) Première couche de résine . b) Deuxième couche de résine. c) Ponts à air terminés	145

4.14 Représentation schématique d'un bâti de gravure sèche par plasma. a) Bâti équipé d'une source RIE et b) Bâti équipé d'une source RIE et d'une source ICP. Ces figures sont issues du site de la société Oxford Instruments	146
4.15 Méthode de la gravure d'un matériau à l'aide d'un masque de protection en résine	147
4.16 Illustration de la technique de gravure plasma à source RIE/ICP appliquée à la gravure d'un photodétecteur en AsGa-BT avec BCl_3	148
4.17 Essais de gravure plasma des MSM-InAlAs/InGaAs par RIE/ICP. a) Illustration du problème de redépôt avec BCl_3 . b) Illustration du problème de surgravure avec Cl_2/Ar . c) Gravure d'une FPC avec Cl_2/Ar . d) Gravure d'une DGC avec Cl_2/Ar	150
4.18 Illustration de la technique de gravure par plasma à source RIE appliquée à la gravure d'une couche de SiO_2 pour la fabrication d'un guide d'ondes (vue en coupe)	151
4.19 Image MEB d'une couche de SiO_2 gravée par RIE pour la réalisation d'un guide d'ondes	151
4.20 Photodétecteurs intégrés à des guides d'onde fabriqués dans la salle blanche de l'IEMN lors de cette thèse. a) Photoconducteur en AsGa-BT relié à une ligne. b) Photoconducteur en AsGa-BT relié à deux lignes. c) Agrandissement de (a). d) Agrandissement de (b). e) MSM-InAlAs/InGaAs relié à une ligne. d) Agrandissement de (e)	153
5.1 Illustration du principe de la méthode d'autocorrélation d'une impulsion optique permettant de mesurer la durée d'une impulsion optique	161
5.2 Mesures d'autocorrélation d'impulsions optiques brèves issues du laser 3 avant et après dispersion dans une fibre optique 1550 nm standard de 1 m de longueur	164
5.3 Topologie du guide d'onde utilisé pour la mesure des paramètres S. a) Vue 3D de la ligne (les grandeurs indiquées correspondent aux épaisseurs de couches) et b) vue de dessus de la ligne	165
5.4 Caractérisation du guide d'ondes millimétriques pour des fréquences allant jusque 110 GHz a) Module des paramètres S et b) Abaque de Smith	166
5.5 Illustration du principe de mesure de photoréfectance résolue temporellement	167
5.6 Mesure pompe-sonde de la photoréfectance de la couche d'AsGa-BT utilisée pour la fabrication des photoconducteurs permettant de connaître le temps de vie des porteurs	168
5.7 Représentation schématique du montage expérimental pour les mesures de photocourant dc	169

5.8	Cavité Fabry-Pérot (FPC), cavité à réseau de diffraction (DGC) et échantillon d'AsGa-BT à épaisseur variable pour la mesure de photocourant en régime continu (dc) généré par les cavités photoconductrices	170
5.9	(a) Mesures de photoréponses en régime continu (dc) sous éclairage continu (laser 1) pour la cavité Fabry-Pérot (FPC) et pour la cavité à réseau de diffraction (DGC). La photoréponse théorique, basée sur un calcul d'absorption par RCWA est ajoutée pour la DGC. (b) Caractéristique dc courant-tension mesurée pour la DGC d'épaisseur 450 nm pour différentes puissances optiques	171
5.10	Comparaison de la photoréponse de la DGC mesurée et obtenue par simulation numérique en fonction de la longueur d'onde	172
5.11	Photoréponse en fonction de la tension pour une FPC et une DGC sous un éclairage à 1320 nm et à 1024 nm	173
5.12	Photocourant dc sous illumination en régime impulsionnel à une longueur d'onde de 1550 nm pour une tension $V_b = 1V$ en fonction de la puissance optique moyenne incidente	175
5.13	Schéma électrique simplifié d'un système de sous-échantillonnage photoconductif	176
5.14	a) Densité de courant d'obscurité en fonction de la tension normalisée à la distance inter-électrodes b) Courant d'obscurité calculé pour un échantillon S1 de petite surface	177
5.15	Mesures de la photoréponse en fonction de la longueur d'onde pour les structures S1 et S2 pour une puissance optique de 1 mW	178
5.16	Calcul du rendement quantique des MSM-InGaAs réalisé avec le logiciel de calcul par éléments finis COMSOL multiphysics en fonction de la longueur d'onde. L'indice optique de l'InGaAs est considéré constant sur cette plage de calcul	179
5.17	Mesures de la caractéristique photocourant-tension pour les structures S1 et S2 pour différentes puissances optiques. Les grilles sont sélectionnées à l'aide des figures 5.15 et 5.16 pour obtenir une résonance à 1550 nm, soit $p=1\ \mu\text{m}$, $a=300\ \text{nm}$ et $h=300\ \text{nm}$ pour S1 et $p=600\ \text{nm}$, $a=300\ \text{nm}$ et $h=300\ \text{nm}$ pour S2	180
5.18	Dépendance de la vitesse de dérive des électrons et des trous dans l'InGaAs avec le champ électrique. La figure est issue de la référence [Soole and Schumacher, 1990]	181
5.19	Représentation schématique du montage expérimental utilisé pour la génération de peignes de fréquences	182

5.20 Résultats de la mesure pour des photodétecteurs en AsGa-BT et des MSM-InGaAs polarisés par une tension de 4 V . La puissance optique moyenne est comprise entre 5 mW et 0.3 mW. Les mesures sont réalisées pour des fréquences autour de 10 GHz et de 50 GHz	183
5.21 Montage expérimental pour le sous-échantillonnage d'ondes de fréquences sub-THz et THz	185
5.22 Puissance mesurée des harmoniques H1, H2 et H3 en fonction de la puissance RF incidente sur l'échantillon d'AsGa-BT de 450 nm d'épaisseur (DGC)	187
5.23 a) Puissance de l'onde IF après amplification d'un gain de 37 dB en fonction de la fréquence RF. Les pertes du câble coaxial et de la pointe coplanaire en entrée du système sont mesurées et retranchées aux mesures b) Pertes de conversion dans le plan du photoconducteur mesurées et théoriques en fonction de la fréquence RF	188
5.24 Puissance de l'onde IF en fonction de la puissance de l'onde RF pour différentes puissances optiques	189
5.25 Spectres IF autour de 270 MHz correspondant à une onde de fréquence $f_{RF} = 300$ GHz pour différentes puissances optiques	190
5.26 Puissance de l'onde IF en fonction de la fréquence RF (a) Pertes de conversion mesurées en fonction de la fréquence RF (b)	192
5.27 Puissance IF correspondant à une onde de fréquence $f_{RF} = 67$ GHz en fonction de la puissance optique moyenne pour différentes tensions dc V_b . . .	193
5.28 Puissance IF mesurée correspondant à une onde de fréquence $f_{RF} = 67$ GHz. a) En fonction de la puissance RF pour différentes puissances optiques moyenne. b) En fonction de la puissance optique moyenne pour différentes puissances RF	194
5.29 Spectres IF (autour de 270 MHz) correspondant à une onde de fréquence $f_{RF} = 300$ GHz pour différentes puissances optiques	195
5.30 Montage expérimental pour la génération d'ondes continues de fréquences sub-THz par photomélangé d'un battement optique dans un photodétecteur de type MSM-InGaAs.	196
5.31 Puissance RF, mesurée et calculée, générée par photomélangé dans un MSM InGaAs en fonction de la fréquence pour une tension $V_b = 3V$ et pour une puissance optique de 17 mW.	198

Liste des tableaux

1.1	Exemples de transmissions de données sur une porteuse THz	31
2.1	Matériaux à temps de vie des porteurs de charge court pour la réalisation de photodétecteurs rapides. Les références associées sont indiquées dans le texte. Le signe "#" signifie que la grandeur n'est pas renseignée	48
3.1	Valeur minimale de la période pour l'apparition d'un ordre de diffraction pour un réseau dans l'air ou déposé sur un matériau et pour une longueur d'onde $\lambda_0 = 1550$ nm.	105
3.2	Épitaxie pour la réalisation d'un photodétecteur de type MSM-InAlAs/InGaAs en cavité. Le gradient de composition et la barrière Schottky "entourent" la couche d'InAlAs. L'épaisseur de la couche absorbante est choisie pour exciter une résonance de cavité DGC	117
3.3	Structure de photodiode UTC InGaAs-InP fonctionnant à la longueur d'onde de 1550 nm développée à l'IEMN dans le cadre des thèses de Alexandre Beck, de Fabio Pavanello, et de Phillip Latzel	122
4.1	Épitaxie pour la réalisation d'un photoconducteur en AsGa-BT en cavité. Le signe "#" indique que la grandeur n'est pas renseignée	134
4.2	Épitaxie pour la réalisation d'un photodétecteur de type MSM-InAlAs/InGaAs en cavité. Le gradient de composition est décrit sur la figure 3.19 du chapitre 3. Le signe "#" indique que la grandeur n'est pas renseignée	134
5.1	Mesures de photocourant sous une illumination en régime impulsionnel à 1550 nm et paramètres expérimentaux associés issus de la littérature	177
5.2	Fréquences calculées et mesurées pour H1 H2 et H3 avec $f_{rep}=89.821$ MHz	187

5.3 État de l'art du sous-échantillonnage photoconductif utilisant l'AsGa-BT. Les acronymes suivant sont utilisés dans le tableau : Interdigité (i.d), résonant vertical nanostructuré (r.v.nano). Les données sont issues des références suivantes : [1] Urata et al. [2002], [2] Delord et al. [2007, 2009], [3] Formont et al. [2011], [4] Tripon-Canseliet et al. [2016], [5] : Ce travail. Le signe # signifie que la grandeur n'est pas renseignée. Nous pouvons noter que le SNR dépend fortement du RBW utilisé 191

Introduction et contexte de l'étude

L'exploration du spectre électromagnétique constitue depuis plus d'un siècle un sujet actif de recherche et les travaux de nombreux scientifiques ont contribué à la compréhension des propriétés de ces ondes. La diversité des bandes de fréquences actuellement accessibles permet d'imaginer un grand nombre d'applications dans des domaines variés tels que les télécommunications, la métrologie, la médecine... L'électronique et la photonique qui sont deux disciplines largement ancrées dans notre quotidien reposent par exemple sur la manipulation d'ondes dont les fréquences se situent entre quelques centaines de kHz et quelques centaines de THz. Les ondes dont les fréquences sont de l'ordre du THz qui présentent des propriétés uniques d'interactions avec la matière restent cependant peu exploitées à cause de la difficulté d'obtenir des sources et des détecteurs efficaces dans les conditions d'utilisations imposées par les applications potentielles.

Ce manuscrit de thèse porte sur l'étude d'ondes dont les fréquences sont situées à la limite entre les ondes sub-THz (< 300 GHz) et THz (de 300 GHz à 3 THz), soit autour de 300 GHz. L'objectif de ce travail est de développer des composants rapides, présentant une dynamique à des échelles de temps de l'ordre de la picoseconde, qui permettent de générer et de détecter ces ondes électromagnétiques. Pour cela nous étudierons les photodétecteurs rapides à semiconducteurs III-V qui sont des composants optoélectroniques dont la fréquence de coupure peut atteindre plusieurs THz. Les propriétés électriques d'un photodétecteur dépendent de la densité de porteurs libres générés dans un semiconducteur à un instant donné par l'absorption de photons provenant d'un faisceau laser. Nous choisissons alors de nous concentrer sur des dispositifs compatibles avec la longueur d'onde de 1550 nm, longueur d'onde de prédilection des composants photoniques modernes développés dans le cadre des télécommunications à fibres optiques.

Il n'est pas nouveau d'exploiter les photodétecteurs pour générer et détecter des ondes dans la gamme du sub-THz et du THz. Le développement de l'arséniure de gallium épitaxié à basse température (AsGa-BT) dans les années 1990 qui est un matériau à temps de vie court (de l'ordre de la picoseconde) a permis par exemple de relancer l'intérêt pour l'étude de la génération d'ondes par photomélange d'un battement optique dans un photodétecteur, appelé ici photomélangeur, ce qui a permis d'aboutir en 1995 à la généra-

tion d'ondes de fréquences allant de quelques centaines de GHz à plusieurs THz par E.R. Brown *et al.* Aujourd'hui, les photodétecteurs en AsGa-BT sont encore largement utilisés comme photomélangeurs, comme sources et détecteurs d'ondes impulsionnelles de durées brèves ($< \text{ps}$), comme détecteurs hétérodynes et comme photo-interrupteurs dans des systèmes d'échantillonnage. Un autre matériau largement utilisé pour fabriquer des photodétecteurs rapides est l'InGaAs. Les composants en InGaAs servent alors, comme pour les composants en AsGa-BT, de photomélangeurs, de détecteurs hétérodynes, de photo-interrupteurs et de sources et détecteurs d'ondes de durées brèves. Parallèlement aux progrès réalisés sur les composants photoconducteurs en AsGa-BT et en InGaAs, T. Ishibashi *et al* ont développé une photodiode à transport de charges unipolaire (UTC pour "Uni-Travelling Carrier" en anglais) en InGaAs/InP permettant de générer des ondes sub-THz et THz par photomélange. L'étude menée au cours de cette thèse s'inscrit alors dans ce contexte et repose principalement sur 3 principaux axes de recherches :

-Le premier axe s'intéresse à l'étude d'un système de sous-échantillonnage d'ondes de fréquences sub-THz qui repose sur l'utilisation d'un photoconducteur en AsGa-BT, compatible avec les technologies de télécommunications à fibres optiques. A plus long terme, ce dispositif pourrait alors être intégré dans un système de conversion analogique-numérique qui utilise un laser impulsionnel comme horloge de contrôle. La faible gigue des lasers ($< 10 \text{ fs}$) permettrait alors en théorie d'échantillonner le signal sur un plus grand nombre de bits que pour les systèmes électroniques actuels.

-Le deuxième axe porte sur l'étude de photodétecteurs de type métal-semiconducteur-métal, également appelés photodétecteurs Schottky, en InGaAs/InAlAs. L'objectif est de repousser la fréquence de coupure de ces composants pour pouvoir réaliser de la génération et de la détection d'ondes sub-THz.

-Le troisième axe s'intéresse à l'étude de la génération d'ondes de fréquences sub-THz et THz par photomélange d'un battement optique dans une photodiode UTC en InGaAs/InP. Ces sources pourraient alors être intégrées dans un système de télécommunications qui utilise une porteuse modulée de fréquence sub-THz pour transmettre de l'information en espace libre.

Nous présenterons dans le premier chapitre le domaine des ondes sub-THz et THz et un état de l'art des différents types de sources et de détecteurs existants, ainsi que leurs

avantages et leurs inconvénients. Nous montrerons ensuite les applications potentielles de ces ondes.

Dans le deuxième chapitre, nous expliquerons plus en détail les méthodes optoélectroniques, qui utilisent des photodétecteurs rapides, pour la génération et la détection d'ondes THz. Dans un premier temps nous passerons en revue les différents matériaux à temps de vie des porteurs de charge courts étudiés dans la littérature. Nous reviendrons alors sur la technique de photomélangement d'un battement optique puis sur la technique de sous-échantillonnage par voie photoconductrice. Nous dresserons alors un bilan des photodétecteurs rapides existants fonctionnant à 1550 nm.

Nous montrerons dans le troisième chapitre une étude sur les photodétecteurs placés en cavités optiques verticales résonantes. Nous verrons que cette géométrie permet de lever les principaux verrous en terme d'efficacité des composants. Dans un premier temps nous expliquerons comment nous pouvons utiliser des cavités Fabry-Pérot pour augmenter la photoréponse des photodétecteurs, tout en conservant des couches de matériaux fines. Nous introduirons alors le concept de cavité optique à réseau de diffraction métallique, qui est une amélioration de la cavité Fabry-Pérot à miroir semi-transparent formé par une couche mince métallique. Des simulations numériques permettront de concevoir des photoconducteurs en AsGa-BT, des photodiodes UTC en InGaAs/InP et des photodétecteurs MSM-InGaAs/InAlAs efficaces à 1550 nm.

Nous présenterons dans le quatrième chapitre les procédés technologiques de nano et micro-fabrication à l'état de l'art. Nous expliquerons alors le principe de ces procédés et nous verrons comment il est possible de les adapter pour fabriquer un photodétecteur en cavité optique résonante. Les procédés seront détaillés pour la fabrication des photoconducteurs en AsGa-BT et des photodétecteurs de type MSM-InGaAs/InAlAs.

Enfin dans le dernier chapitre une caractérisation des composants fabriqués sera montrée pour une longueur d'onde d'éclairement de 1550 nm. Des mesures de photocourant en régime continu seront tout d'abord présentées. Ensuite nous montrerons la génération de peignes de photocourant par un photodétecteur éclairé par un laser impulsionnel. Les dispositifs seront alors utilisés comme photo-interrupteurs dans une expérience de sous-échantillonnage d'ondes de fréquences allant jusqu'à 300 GHz. Des mesures préliminaires de photomélangement dans un MSM-InGaAs/InAlAs seront également présentées.

Présentation des domaines sub-THz et THz

Sommaire

1.1	Présentation des fréquences sub-THz et THz	7
1.1.1	Systèmes pour la physique des phénomènes "rapides"	7
1.1.2	Les fréquences sub-THz et THz	7
1.2	Les sources d'ondes sub-THz et THz	8
1.2.1	Les sources d'ondes continues	9
1.2.2	Les sources d'impulsions sub-picosecondes	16
1.2.3	Bilan des sources	18
1.3	Les détecteurs d'ondes sub-THz et THz	20
1.3.1	Les détecteurs cohérents	20
1.3.2	Les détecteurs incohérents	23
1.3.3	Bilan des détecteurs	26
1.4	Les applications potentielles des ondes sub-THz et THz	26
1.4.1	La spectroscopie dans le domaine temporel	28
1.4.2	Applications pour la sécurité et la défense	29
1.4.3	Observations en astrophysique	30
1.4.4	Les télécommunications en espace libre	31
1.5	Les objectifs de la thèse	32
1.5.1	Le contexte	32
1.5.2	Les objectifs	33
1.6	Références	35

Introduction

Depuis une trentaine d'années, l'intérêt pour les ondes de fréquences sub-téraherz (sub-THz) et téraherz (THz) est devenu de plus en plus important. La figure 1.1 montre l'évolution du nombre d'articles de revues scientifiques comportant le terme THz en fonction des années. Au cours de l'année 2013 par exemple, environ 1 000 articles ont été publiés à ce sujet. De nombreuses applications qui exploitent les propriétés de ces ondes

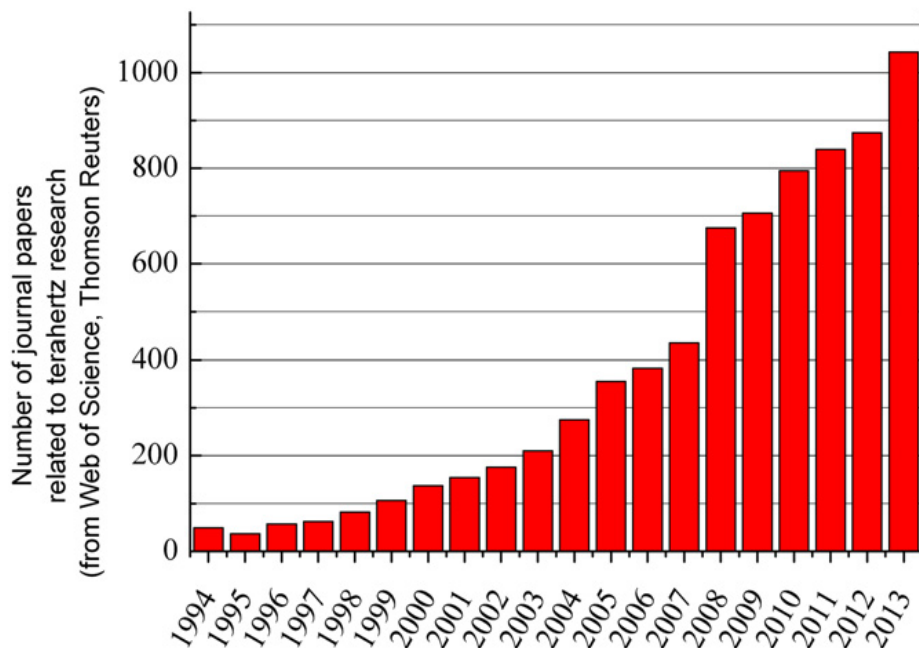


FIGURE 1.1 – Évolution du nombre d'articles de revues scientifiques comportant le terme THz en fonction des années. La figure est issue de la référence [Fan et al., 2014]

ont été mises au point et il existe potentiellement encore un grand nombre d'applications nouvelles qui pourraient voir le jour. Ces applications ont en commun de requérir des sources et des détecteurs qui possèdent des propriétés tel que la fiabilité, l'accordabilité, le fonctionnement à température ambiante, la compacité, un faible coût de production... Nous présenterons dans ce chapitre les domaines des ondes sub-THz et THz. Ensuite nous présenterons les différents types de sources d'ondes continues et d'impulsions sub-picosecondes ainsi que les détecteurs cohérents et incohérents. Nous présenterons aussi les applications potentielles qui se servent de ces ondes électromagnétiques. Pour finir les objectifs de la thèse seront détaillés.

1.1 Présentation des fréquences sub-THz et THz

1.1.1 Systèmes pour la physique des phénomènes "rapides"

L'étude des phénomènes rapides (de l'ordre de la picoseconde) est poussée par deux technologies majeures, l'électronique et la photonique.

Le siècle dernier, l'essor de l'électronique n'a fait que s'accroître au fil des années. L'invention du transistor en 1947 par les Américains J. Bardeen, W. Shockley et W. Brattain fut un tournant et permit la réalisation de circuits intégrés performants de dimensions réduites ce qui poussa naturellement les industriels à considérer l'électronique comme une filière majeure à développer. Au fil du temps, les techniques de fabrication ont gagné en maturité et les composants se sont miniaturisés. La fréquence de fonctionnement de ces composants a sans cesse été repoussée pour atteindre aujourd'hui les fréquences THz, ce qui correspond à des variations du champ électromagnétique à des échelles de temps de l'ordre de la picoseconde.

Parallèlement, depuis 1917, A. Einstein a compris le principe d'émission stimulée [Einstein, 1917] ce qui a conduit en 1953 à la première démonstration expérimentale de l'amplification micro-onde par émission stimulée (MASER) par C. Townes *et al* [Gordon et al., 1955]. Ce principe fut rapidement adapté, dès 1960 par T. Maiman à l'émission d'une onde laser émise dans le rouge à l'aide d'un cristal de rubis [Maiman, 1960]. Dans les années 1990, la commercialisation de sources lasers impulsionnelles a alors permis à de nombreux laboratoires d'explorer des phénomènes de dynamique rapide.

Ces deux technologies majeures, permettent actuellement d'exploiter une zone très vaste du spectre électromagnétique. Les interactions et les croisements entre l'électronique et la photonique ont donné naissance à la photonique micro-onde puis à l'opto-électronique rapide qui est une des voies possible pour envisager de générer et détecter des ondes de fréquences sub-THz et THz.

1.1.2 Les fréquences sub-THz et THz

La bande de fréquences, comprise entre les micro-ondes et les infrarouges, soit entre 300 GHz et 30 THz reste peu exploitée, de part la difficulté d'obtenir des sources com-

factes, fiables et puissantes ainsi que des détecteurs compacts et sensibles. Cette partie du spectre est appelée bande térahertz ou sub-millimétrique ($\lambda < 1$ mm) et fait l'objet de nombreuses études depuis 1990. Pour les ondes de fréquences autour de la centaine de GHz, on parle plutôt de fréquences sub-THz ou d'ondes millimétriques ($\lambda \approx 3$ mm). Le terme hyperfréquences est également parfois employé. La figure 1.2 montre la partie du

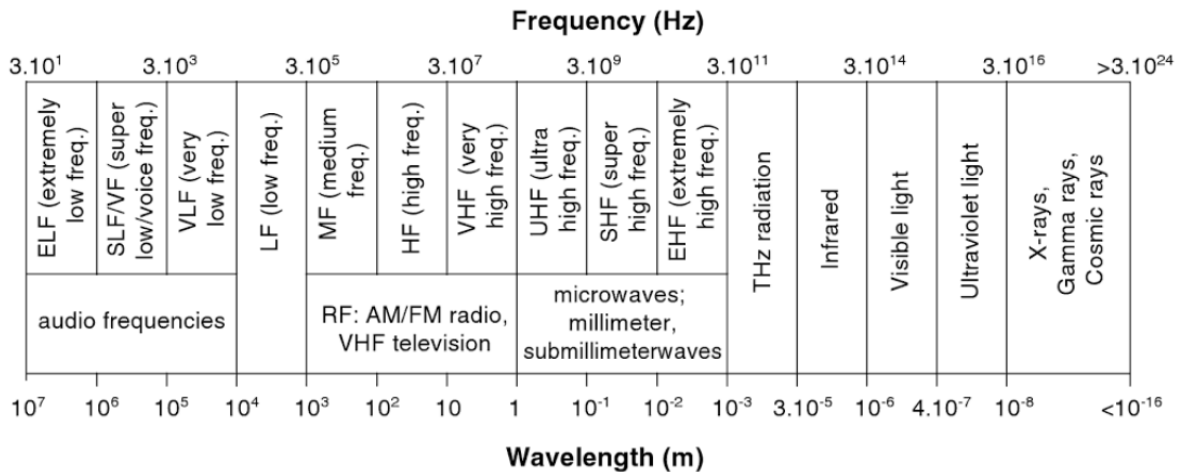


FIGURE 1.2 – Spectre électromagnétique. Figure issue de la référence [Golio, 2003]

spectre électromagnétique qui contient les ondes millimétriques et THz. Il faut rappeler que les frontières entre les différents domaines du spectre électromagnétique n'ont pas d'origine physique et ne sont pas positionnées de manière stricte. Nous nous intéresserons dans cette thèse à l'étude des ondes dont la fréquence est à la limite entre les domaines sub-THz et THz, soit à des fréquences autour de 300 GHz.

1.2 Les sources d'ondes sub-THz et THz

Pour générer un rayonnement de fréquence sub-THz ou THz, plusieurs approches sont possibles : la génération par voie directe, la montée en fréquence à partir d'une onde produite par une source électronique, la conversion optoélectronique de fréquences infrarouges et l'optique non-linéaire pour le mélange d'ondes. Chaque méthode présente ses avantages et ses inconvénients et les ondes générées peuvent être des impulsions courtes ($< \text{ps}$) ou des ondes continues. Dans cette partie les principales sources d'ondes de fréquences sub-THz et THz sont présentées. Cette liste est non exhaustive.

1.2.1 Les sources d'ondes continues

Les sources électroniques à l'état solide : les composants présentés ici sont des diodes électroniques à l'état solide qui présentent une résistance différentielle négative. La résistance différentielle négative impose que le courant diminue quand la tension augmente, soit :

$$\frac{dI}{dV} < 0 \quad (1.1)$$

Ces composants permettent de réaliser une oscillation qui génère des fréquences sub-THz et THz. Les performances sont bonnes dans la gamme millimétrique, la puissance émise étant de l'ordre de la centaine de mW, mais se dégradent pour les fréquences proches de 1 THz, la puissance émise étant de l'ordre de la dizaine de μ W.

- La diode Gunn repose sur le transfert d'électrons entre les minimums des bandes de conduction des semiconducteurs multi-vallées. La masse effective de l'électron est alors modifiée par l'interaction avec le réseau atomique ce qui provoque une diminution de la mobilité et affecte les propriétés de transport. La vitesse des électrons est plus faible. Le courant, proportionnel à la vitesse des électrons, diminue et on observe un effet de résistance différentielle négative. Le temps caractéristique de transfert est de l'ordre de la picoseconde pour des matériaux comme l'arséniure de gallium (AsGa) et le phosphore d'indium (InP). Ces diodes sont limitées en fréquence par ce temps de transfert imposé par la nature du matériau [Eisele, 2001]. Les diodes Gunn génèrent des puissances de l'ordre de 100 mW pour une fréquence de 100 GHz et de 1 mW pour une fréquence de 300 GHz.

- Les diodes à injection et temps de transit (IMPATT) sont composées d'une jonction p-n suivie d'une zone intrinsèque (zone de dérive). Sous une forte polarisation inverse, le champ électrique dans la jonction est très élevé ce qui provoque un effet d'avalanche. Ces diodes sont des sources d'ondes millimétriques puissantes et peuvent générer jusque 1 W à une fréquence de 100 GHz.

- Les diodes à effet tunnel résonnant (RTD) sont composées d'une hétérostructure formant un puits de potentiel et deux barrières. La bande de conduction de l'émetteur est proche d'un niveau d'énergie quantifié du puits ce qui permet le passage d'électrons par effet tunnel résonnant. La caractéristique $I(V)$ du dipôle présente alors une résistance dif-

férentielle négative. L'objectif est d'entretenir une oscillation dans cette zone de fonctionnement. Les hétérojonctions en InAs/AlSb ou encore en InGaAs/AlAs sont utilisées pour réaliser des RTD [Orihashi et al., 2005]. Les RTD fonctionnent à température ambiante à des fréquences allant jusque 2 THz. Une puissance de $10 \mu\text{W}$ est atteinte dans la référence [Suzuki et al., 2010] pour une fréquence de 1.04 THz, et une puissance de $0.4 \mu\text{W}$ pour une fréquence de 1.92 THz est mesurée dans la référence [Maekawa T. et al., 2016] .

Les sources à faisceau d'électrons : le rayonnement synchrotron repose sur la déviation d'un faisceau d'électrons dans le vide par un champ magnétique intense. Le synchrotron SOLEIL utilise par exemple un canon à électrons comme source. Un accélérateur linéaire (LINAC) permet aux électrons d'atteindre une énergie d'environ 100 MeV avant d'être injectés dans un anneau de 157 m (Booster) ce qui permet d'augmenter leur énergie à environ 2.75 GeV. Les électrons sont ensuite injectés dans l'anneau de stockage de 354 m puis des éléments magnétiques sont utilisés pour courber leur trajectoire. Ces différents éléments sont illustrés dans la figure 1.3. A chaque courbure l'électron perd une partie de son énergie sous forme d'un rayonnement synchrotron [Barros, 2012]. Un rayonnement

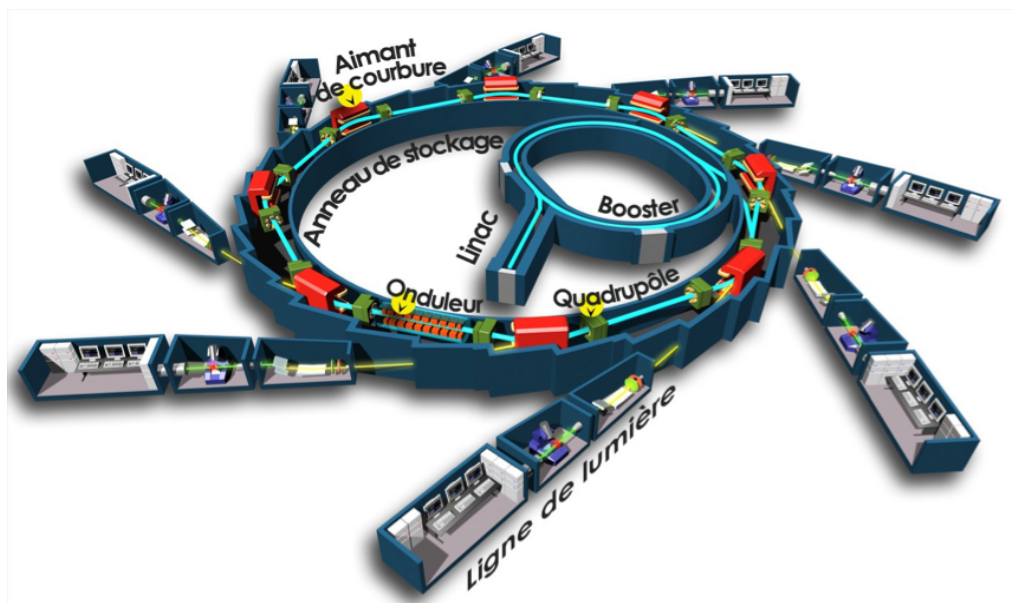


FIGURE 1.3 – Représentation schématique du synchrotron SOLEIL. La figure est issue du site officiel du synchrotron SOLEIL

THz de puissance élevée est alors produit. La ligne AILES du synchrotron SOLEIL est étudiée pour obtenir des fréquences entre 100 GHz et 100 THz. L'anneau d'un synchrotron, situé au Jefferson Lab aux États-Unis permet de générer des rayonnements entre 0.1 THz

et 3 THz [Williams, 2004]. L'Australian Synchrotron permet également de générer des fréquences THz. Ces sources sont cependant extrêmement volumineuses et engendrent un coût de fabrication et de maintenance énorme [Murphy and Krinsky, 1994].

Les tubes à ondes contra-progressives : les tubes à ondes contra-progressives, "Backward Wave Oscillator" en anglais (BWO) sont des sources qui s'apparentent aux tubes à ondes progressives. On les appelle également des carcinotrons. Le principe repose sur l'interaction (l'échange d'énergie) entre un faisceau d'électrons et une onde électromagnétique guidée par une structure métallique périodique, le tout dans un tube à vide. L'interaction se fait quand la vitesse des électrons est proche de la vitesse de phase de l'onde. Dans les BWO, une électrode est chauffée pour émettre des électrons qui sont ensuite accélérés puis focalisés par des éléments magnétiques vers l'anode. Ces sources génèrent des puissances de la centaine de mW pour des fréquences inférieures à 200 GHz [Coutaz et al., 2008]. Une puissance de 15 mW est obtenue à une fréquence de 600 GHz dans la référence [Dobroiu et al., 2004].

Les lasers moléculaires : les lasers moléculaires sont constitués d'un milieu à l'état gazeux généralement pompé par un laser infrarouge puissant à CO₂. Ils mettent en jeu des transitions énergétiques associées aux rotations et vibrations des molécules donnant naissance à des photons THz. De nombreux milieux actifs sont utilisés comme l'acide formique et le méthanol. Des milliers de raies d'émission sont connues entre 500 GHz et 4.4 THz [Lin et al., 2008] dont les plus intenses possèdent une puissance de quelques dizaines de mW (voire une centaine de mW). Ce sont évidemment des sources cohérentes. Ces sources sont cependant très volumineuses et sont difficiles à sortir d'un laboratoire [Dodel, 1999; Xu et al., 1996]. Nous pouvons noter que notre équipe travaille sur un laser moléculaire dont le milieu actif est l'ammoniac, pompé par un laser à cascade quantique dans l'infrarouge moyen ($\lambda = 10.3\mu\text{m}$) [Pagies et al., 2016]. Ce laser présente des raies d'émission autour de 1 THz.

Les lasers p-Ge : les lasers à Germanium dopé p sont des sources qui utilisent ce semi-conducteur comme milieu à gain [Bründermann et al., 1999]. Les dopants les plus couramment rencontrés sont le béryllium, le gallium, l'aluminium, le zinc et le cuivre [Bergner et al., 2005]. Le principe de fonctionnement du laser repose sur l'inversion de population et la diffusion de charges dans un cristal de p-Ge soumis à des champ électriques et

magnétiques croisés. La figure 1.4 montre le diagramme des bandes d'énergie d'un cristal

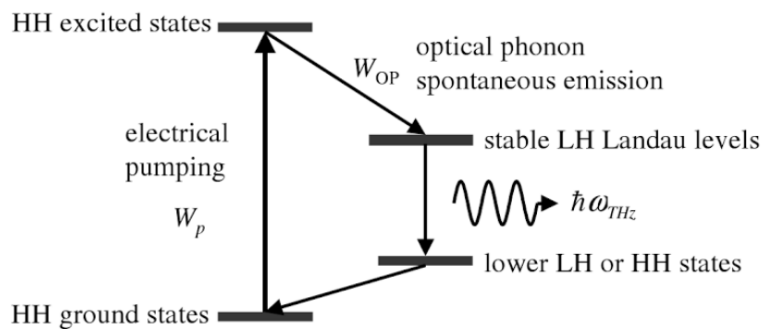


FIGURE 1.4 – Diagramme des bandes d'énergie d'un laser p-Ge. La figure est issue de la référence [Lee, 2009]

de p-Ge. Le milieu est pompé électriquement. Les trous du niveau excité de type "heavy-hole" retombent sur le niveau stable de Landau (les niveaux de Landau apparaissent par le confinement spatial des charges sous champ magnétique) par émission d'un phonon (ce phénomène est prépondérant à des températures cryogéniques) ce qui permet de réaliser l'inversion de population. Une transition stimulée entre le niveau excité et le niveau bas de Landau permet de générer les photons THz [Hübbers et al., 2005]. Les lasers p-Ge fonctionnent en régime quasi-cw pour éviter une surchauffe.

Les lasers à cascade quantique : dans les lasers à semiconducteurs conventionnels, l'émission des photons provient de la recombinaison d'une paire électron-trou ce qui libère une énergie égale à la bande interdite du semiconducteur. Les lasers à cascade quantique (QCL) sont des composants unipolaires et l'émission des photons provient de la transition des électrons entre deux sous-bandes énergétiques (transition inter-sous-bande) à l'intérieur d'un puits quantique. Le choix de la longueur d'onde d'émission dépend donc de l'épaisseur des matériaux utilisés pour réaliser les puits quantiques. De plus les QCL sont des hétérostructures composées d'un grand nombre de puits formés par l'alternance périodique d'un assemblage de couches semiconductrices "épaisses" (~10 nm) et fines (~2 nm). Un électron émet donc plusieurs photons par effet de cascade. La structure semiconductrice est polarisée ce qui permet d'aligner le niveau inférieur d'une période avec le niveau supérieur de la période suivante. Ainsi, un électron est injecté dans une période par effet tunnel, émet un photon par transition inter-sous-bande puis relaxe par une transition non-radiative dans un niveau inférieur qui est aligné avec le niveau

d'injection de la période suivante.

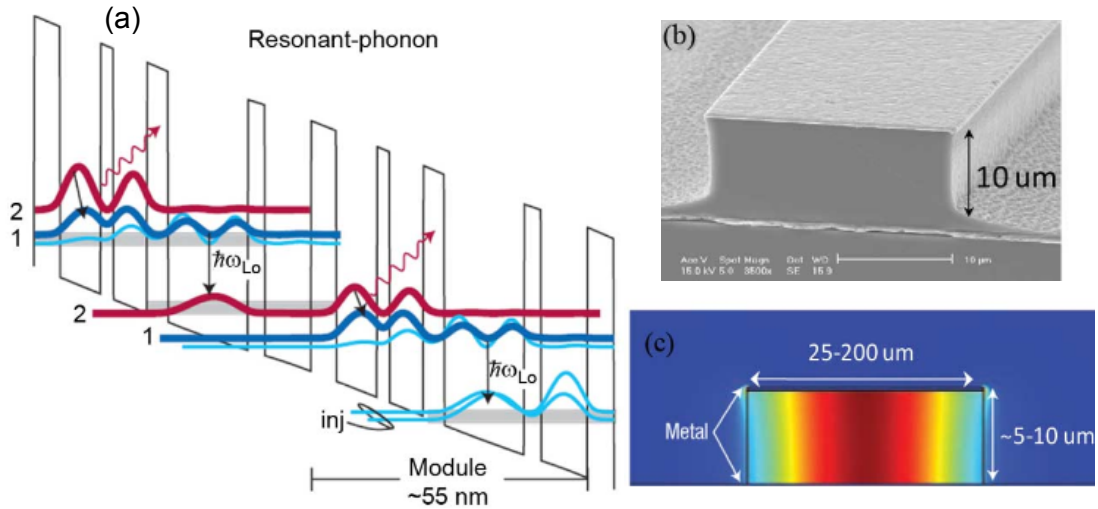


FIGURE 1.5 – a) Bande de conduction d'une hétérostructure GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As. b) Guide d'onde métal-métal fabriqué à l'aide d'une thermocompression Cu-Cu et d'une gravure sèche. c) Simulation de l'intensité du mode THz dans un guide d'onde métal-métal. La figure est issue de la référence [Williams, 2007]

Le premier laser à cascade quantique opérait dans la gamme du moyen-infrarouge ($\lambda=4.2 \mu\text{m}$ ce qui correspond à une fréquence de 71 THz) en régime impulsif [Faist et al., 1994] et en 2002 un laser fonctionnant dans la bande THz (4.4 THz) à été montré [Köhler, 2002]. Cette technologie nécessite la croissance d'un empilement semiconducteur très complexe et une ingénierie des transitions inter-sous-bandes poussée comme on peut le voir sur la figure 1.5.a. Les figures 1.5.b et c. montrent un guide d'onde métal-métal dans lequel se forme le mode THz. Ces lasers fonctionnent uniquement à basse température (de 60 K à 180 K) dans la gamme THz pour s'affranchir de l'agitation thermique (qui a pour effet de diminuer l'inversion de population en remplissant les niveaux bas par voie thermique) et nécessitent un refroidissement cryogénique [Williams, 2007]. En effet l'énergie d'un photon dans la gamme THz ($h\nu = 4.1 \text{ meV}$ pour 1 THz) est inférieure à l'énergie des phonons longitudinaux du matériau actif ($h\nu = 36 \text{ meV}$ pour le GaAs par exemple) ce qui dégrade l'effet d'inversion de population [Scalari et al., 2009]. De plus les lasers à cascade quantique sont difficilement accordables sur une très large bande à cause du caractère discret des transitions énergétiques associées à la génération des photons. Un des challenges actuel est de réaliser un laser à cascade quantique THz qui pourrait fonctionner à température ambiante.

Le photomélange : le photomélange est une méthode de génération optoélectronique qui consiste à redresser le battement optique provenant de la superposition spatiale de deux lasers de fréquences différentes et de même polarisation. La fréquence générée est donc égale à la différence de fréquence entre les deux lasers. Les caractéristiques spectrales du laser, qui sont des sources cohérentes, avec une bonne résolution spectrale et facilement accordables, se retrouvent dans le signal généré par photomélange. Les photoconducteurs en AsGa épitaxiés à basse température [Brown, 1999; Peytavit et al., 2013a] et les photodiodes à transport unipolaire en InGaAs-InP [Nagatsuma et al., 2009; Rouvalis et al., 2010] sont des composants qui permettent de convertir le battement optique en signal sub-THz ou THz. Les photomélangeurs sont limités en fréquence par la dynamique des charges libres photogénérées dans le semiconducteur actif et par le circuit extérieur. Les photomélangeurs sont en général intégrés à des guides d'onde ou des antennes larges bandes.

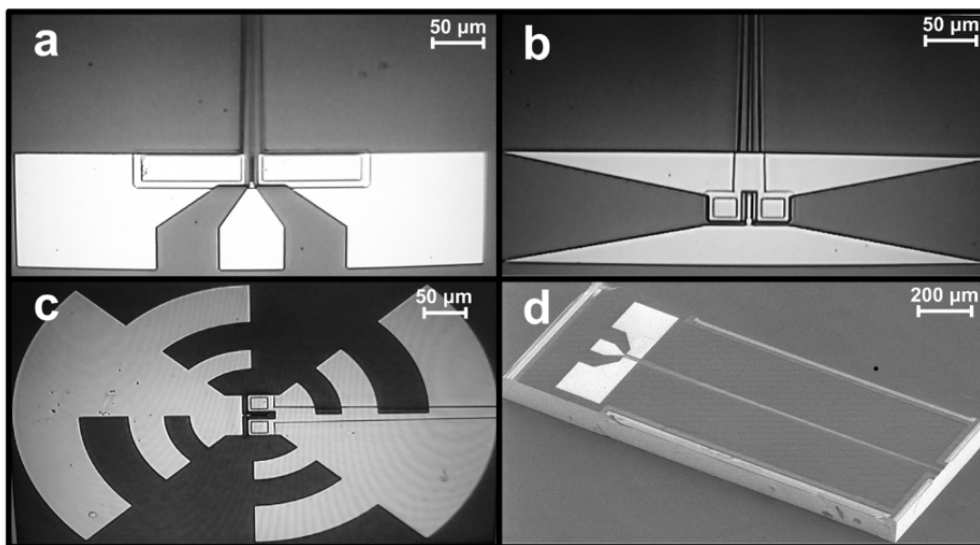


FIGURE 1.6 – Intégration d'une photodiode à transport unipolaire à un guide d'onde ou à une antenne large bande. La figure est issue de la référence [Rouvalis et al., 2012]

Les figures 1.6.a et 1.6.d présentent des photodiodes à transport unipolaire intégrées à des lignes coplanaires pour réaliser des mesures sous pointes jusque 220 GHz. La figure 1.6.b montre une photodiode intégrée à une antenne "Bow-Tie" et la figure 1.6.c montre une photodiode intégrée à une antenne log-périodique. Les photomélangeurs peuvent générer des puissances de l'ordre du mW à 300 GHz et du μ W à 1 THz. Ils seront étudiés

plus en détail dans la suite du manuscrit.

Génération par différence de fréquence (DFG) : le processus de mélange à trois ondes permet d'obtenir une onde continue dans la gamme THz à partir de deux ondes lasers infrarouges. Comme dans le cas du photomélange, l'onde résultante possède une fréquence qui est égale à la différence entre les fréquences infrarouges. Le processus de génération par différence de fréquence (DFG) est un effet fondamentalement non-linéaire d'ordre 2 qui demande des puissances optiques élevées [Boyd, 2003]. Dans la référence [Paul et al., 2013], les auteurs utilisent par exemple des lasers à cavités externes étendues comme sources de rayonnements infrarouges qui sont alors injectés dans un cristal de LiNbO₃ placé dans une cavité résonante. Une puissance émise de 100 μ W pour une fréquence de 1.9 THz est mesurée à température ambiante.

La multiplication de fréquence : la multiplication de fréquence consiste à utiliser un composant électronique non-linéaire afin de générer des harmoniques à partir d'une fréquence fondamentale. Les systèmes de multiplication nécessitent un oscillateur externe, comme une diode IMPATT, une diode Gunn, un BWO ou un synthétiseur de fréquences micro-ondes. Les diodes Schottky en AsGa sont principalement utilisées comme multiplieurs de fréquences [Maestrini et al., 2010a]. Les chaînes de multiplication de fréquence sont montées en cascade. Il est possible d'atteindre des puissances de l'ordre de la dizaine de μ W à des fréquences jusque 2.7 THz.

Un exemple de chaîne de multiplication est montré sur la figure 1.7. L'oscillateur initial est un synthétiseur (non montré sur la figure) qui génère un signal RF dont la fréquence est triplée pour obtenir une onde de fréquence égale à 100 GHz. Ensuite deux doubleurs permettent de générer une fréquence de 400 GHz qui est finalement triplée pour obtenir le signal à 1.2 THz. La puissance générée est de 80 μ W à température ambiante et est de 140 μ W à 113 K pour une fréquence de 1.2 THz. La puissance est supérieure à 50 μ W pour des fréquences comprises entre 1.12 THz et 2.26 THz [Maiwald, 2003]. Plus récemment une puissance de l'ordre du milliwatt pour une fréquence de 1 THz a été obtenue [Chattopadhyay, 2011; Maestrini et al., 2010a].

Les chaînes de multiplication sont des systèmes très performants qui permettent d'atteindre des puissances élevées. Cependant elles ne sont pas très largement accordables et le rendement de conversion est assez faible.

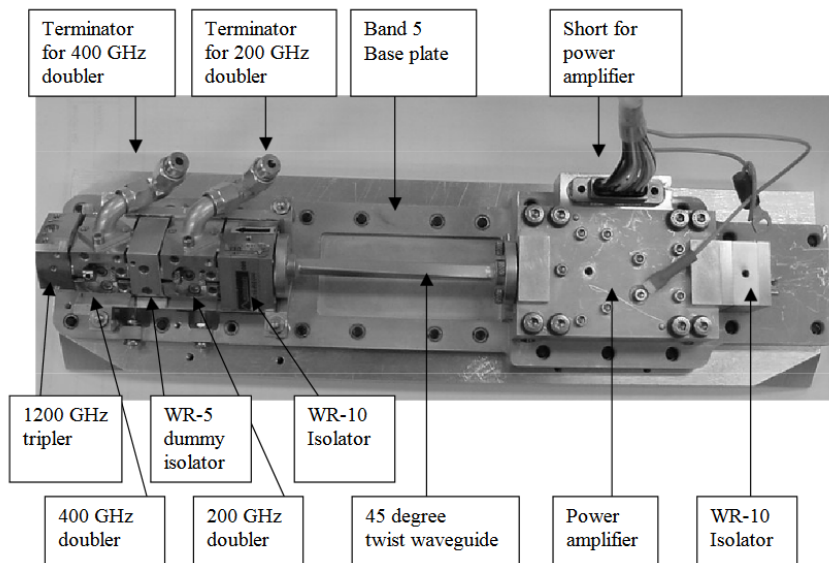


FIGURE 1.7 – Chaîne de multiplication ($2 \times 2 \times 3$) pour obtenir une fréquence de 1.2 THz. Ce système sert d'oscillateur local pour des observations spatiales sur l'observatoire Hershel. La figure est issue de la référence [Maiwald, 2003]

1.2.2 Les sources d'impulsions sub-picosecondes

Les photoconducteurs : les photoconducteurs sont des composants à semiconducteur qui exploitent la génération de charges libres à partir de l'absorption d'un flux de photons. Les photoconducteurs permettent de convertir des impulsions optiques brèves ($< ps$) issues d'un laser à blocage de mode en transitoires de photocourant qui présentent un spectre composé de fréquences sub-THz et THz [Castro-Camus and Alfaro, 2016]. Les photoconducteurs rapides utilisent des matériaux à temps de vie court obtenus par l'incorporation de défauts dans un semiconducteur, comme par exemple l'AsGa épitaxié à basse température [Harmon et al., 1993]. Les photoconducteurs rapides sont le plus souvent intégrés à des guides d'ondes millimétriques ou à des antennes larges bandes qui servent également d'électrodes pour polariser le composant (on parle alors d'antenne photoconductrice). La figure 1.8.a présente un exemple de ligne coplanaire, déposée sur un matériau photoconducteur, interrompue par un espace interdigité. A chaque impulsion optique correspond un transitoire rapide de photocourant. La figure 1.8.b montre un photoconducteur intégré à une antenne dipôle qui permet de rayonner des impulsions THz. Pour une onde rayonnée le champ électrique est proportionnel à la dérivée

temporelle du photocourant [Kohlhaas et al., 2017] :

$$E_{THz}(t) \propto \frac{\partial I_{ph}(t)}{\partial t} \quad (1.2)$$

De plus les impulsions sont générées de façon périodique ce qui permet d'utiliser des techniques d'échantillonnage en temps équivalent pour mesurer le profil temporel de ces ondes. La résolution spectrale n'est par contre pas très élevée et est de quelques GHz dans la bande de fréquences comprise entre 1 THz et 10 THz.

Conversion optoélectronique d'impulsions optiques en impulsions THz à base de photodétecteurs

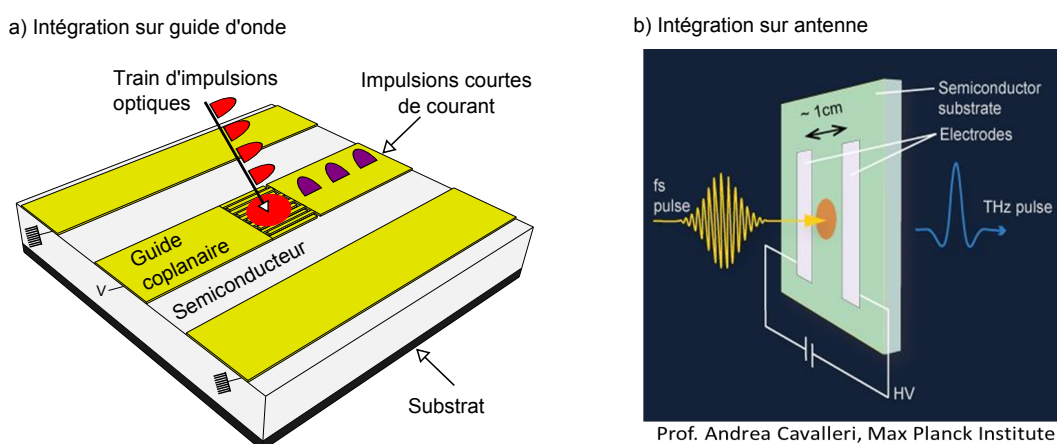


FIGURE 1.8 – Principe de génération d'impulsions de photocourant sous éclairage impulsionnel dans un photodétecteur sur ligne coplanaire interrompue par une zone interdigitée (a) Le même principe est illustré dans le cas d'une onde rayonnée par un photodétecteur intégré à une antenne dipôle

La rectification optique : la réponse non-linéaire d'un cristal électro-optique non centro-symétrique provoque une oscillation des électrons à une fréquence différente des composantes fréquentielles de l'enveloppe d'une impulsion optique éclairant le cristal. Des cristaux de ZnTe ou de GaP peuvent être utilisés. Cet effet non-linéaire d'ordre 2 demande une puissance optique importante réalisée à l'aide d'une illumination en régime impulsionnel. Les impulsions brèves optiques comportent une bande de fréquences large qui peuvent se mélanger entre elles pour donner naissance à des fréquences THz [Avestiyan et al., 2012]. La polarisation non-linéaire d'ordre 2 induite dans un cristal non centro-symétrique s'écrit [Boyd, 2003] :

$$\vec{P}^{(2)}(\omega_3) = \int \chi^{(2)}(\omega_3; \omega_1, \omega_2) E(\omega_1) E^*(\omega_2) d\omega_1 \quad (1.3)$$

Avec $\chi^{(2)}$ la susceptibilité d'ordre 2 du cristal et $E(\omega_i)$ la valeur du champ électrique de pulsation ω_i . Cette polarisation non-linéaire introduit un terme de pulsation $\omega_3 = \omega_2 - \omega_1$, dans l'équation de propagation du champ électrique. Plusieurs conditions sont à respecter pour générer une onde par rectification optique de manière efficace. Le cristal doit avoir un seuil de dommage élevé pour ne pas se dégrader sous l'effet des impulsions optiques puissantes, il doit posséder une susceptibilité d'ordre 2 élevée pour que le rendement de conversion soit bon, le coefficient d'absorption du cristal doit être faible et l'accord de phase entre l'onde THz et l'impulsion optique doit être respecté pour que les ondes THz générées à différents endroits du cristal interfèrent constructivement. La rectification optique permet de générer des impulsions dont la puissance crête est de l'ordre du watt pour des fréquences entre 1 et 10 THz. Comme pour les photoconducteurs, les impulsions sont générées de manière périodique ce qui permet de détecter les ondes produites par échantillonnage en temps équivalent.

1.2.3 Bilan des sources

Nous avons vu que les possibilités sont nombreuses pour générer des ondes sub-THz et THz, en régime continu ou impulsionnel. Chaque source est différente et présente des caractéristiques uniques.

Les sources électroniques à l'état solide permettent de générer des puissances élevées dans la bande millimétrique mais atteignent difficilement des fréquences de l'ordre du THz (sauf pour les RTD qui atteignent une puissance de l'ordre du μW à cette fréquence). Les systèmes de multiplication de fréquence permettent d'atteindre des fréquences jusque 3 THz avec une puissance relativement élevée mais ils nécessitent une source externe, de nombreux étages de multiplications et sont peu accordables. Les photomélangeurs sont des composants larges bandes qui peuvent atteindre le THz mais ils nécessitent l'utilisation de lasers et la puissance générée reste faible pour des fréquences supérieures à 300 GHz. Les lasers à cascade quantique sont des sources prometteuses mais demandent une ingénierie des transitions inter-sous-bandes poussée, fonctionnent à température cryogénique et sont inefficaces pour des fréquences < 1 THz. Les lasers p-Ge génèrent des puissances élevées mais demandent un champ magnétique intense et ne fonctionnent pas à température ambiante. La rectification optique permet de générer des

impulsions dont la puissance est élevée mais l'accord de phase et les phonons limitent la bande passante. Les tubes à onde contra-progressives sont des sources de fréquences < 1 THz efficaces qui demandent cependant un champ magnétique et un refroidissement liquide. Les lasers moléculaires sont stables et performants mais ils sont encombrants et sont difficiles à sortir d'un laboratoire. Enfin le synchrotron est une source puissante et large bande mais le coût et l'encombrement limitent fortement les possibilités pour les applications, bien que ce sont des outils extrêmement intéressants pour réaliser des expériences de physique plus fondamentale dans la gamme THz.

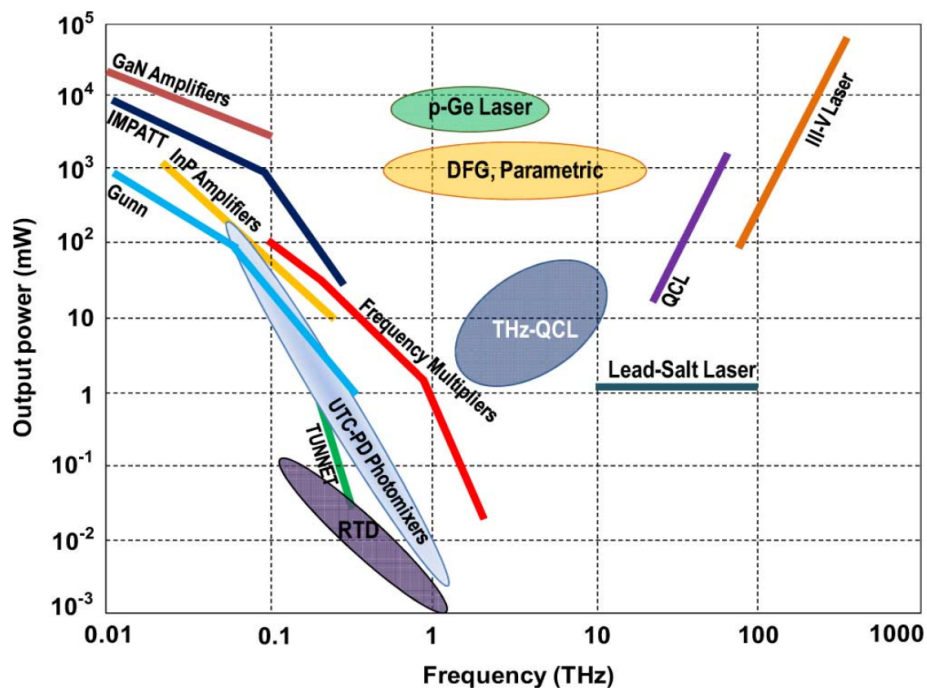


FIGURE 1.9 – État de l'art des sources d'ondes millimétriques et THz. La figure a) provient des références [Chattopadhyay, 2011; Tonouchi, 2007]. La majorité des puissances indiquées correspondent au régime cw sauf pour les QCL, les lasers III-V, la rectification optique et le laser p-Ge. Les puissances pour les QCL-THz et le laser p-Ge sont données à température cryogénique

La figure 1.9 présente un résumé de la puissance des sources sub-THz et THz en fonction de la fréquence. De nombreuses équipes de recherche travaillent actuellement à l'élaboration de sources fiables, compactes, puissantes, accordables, qui fonctionnent à température ambiante, à faible coût... Cependant il n'existe toujours pas à l'heure actuelle de source d'ondes THz qui réunisse toutes ces propriétés même si des progrès récents sont à noter.

1.3 Les détecteurs d'ondes sub-THz et THz

Nous présentons ici les principaux types de détecteurs d'ondes sub-THz et THz cohérents et incohérents. Cette liste est non exhaustive.

1.3.1 Les détecteurs cohérents

Les détecteurs cohérents sont des dispositifs qui permettent de mesurer une grandeur physique dépendante de la valeur du champ électrique ou magnétique de l'onde électromagnétique à détecter, ici de fréquence sub-THz ou THz. Ces détecteurs permettent donc d'obtenir une information sur le module et sur la phase de l'onde mesurée.

La détection homodyne et hétérodyne électronique : Le mélange homodyne ou hétérodyne consiste à multiplier dans le domaine temporel un signal à détecter avec un signal extérieur appelé oscillateur local à l'aide d'un composant électronique non-linéaire. Un signal de fréquence intermédiaire est alors produit. Si le signal à détecter et l'oscillateur local ont une fréquence identique, le signal intermédiaire est un signal dc et on parle de détection homodyne. Si l'oscillateur local a une fréquence proche mais différente de celle du signal à détecter, le signal intermédiaire possède une fréquence peu élevée et on parle de détection hétérodyne. Les détecteurs à mélangeurs électroniques adoptent ce principe. Les diodes Schottky en AsGa (voir multiplication de fréquence) sont des composants électroniques qui permettent de mélanger un signal et un oscillateur local de part leur caractéristique courant-tension non-linéaire. Ces diodes représentent un élément essentiel des systèmes de détection d'ondes millimétriques ou THz par mélange homodyne et hétérodyne. Cette méthode de détection nécessite cependant une source externe qui sert d'oscillateur local, qui doit être choisie en fonction de la fréquence à détecter ainsi qu'un système de guide d'onde qui permet de coupler les différentes ondes sur le composant.

On peut trouver dans la référence [Thomas et al., 2005] un exemple de mélangeur hétérodyne utilisant des diodes Schottky montées en tête bêche qui fonctionne pour des fréquences dans la bande 300-360 GHz. Les pertes de conversion sont de 6.3 dB à température ambiante. Ce système demande tout de même une puissance élevée pour l'oscillateur local (quelques mW) fournie par une diode Gunn doublée en fréquence. La figure 1.10 montre un autre mélangeur hétérodyne issue de la référence [Thomas et al., 2010].

Ce système fonctionne à température ambiante pour des fréquences entre 835 GHz et 900 GHz et présente des pertes de conversion inférieures à 10 dB. Cette fois-ci l'oscillateur local est formé par un synthétiseur commercial et deux tripleurs de fréquence à diodes Schottky [Maestrini et al., 2010b].

Exemple de système électronique de détection hétérodyne

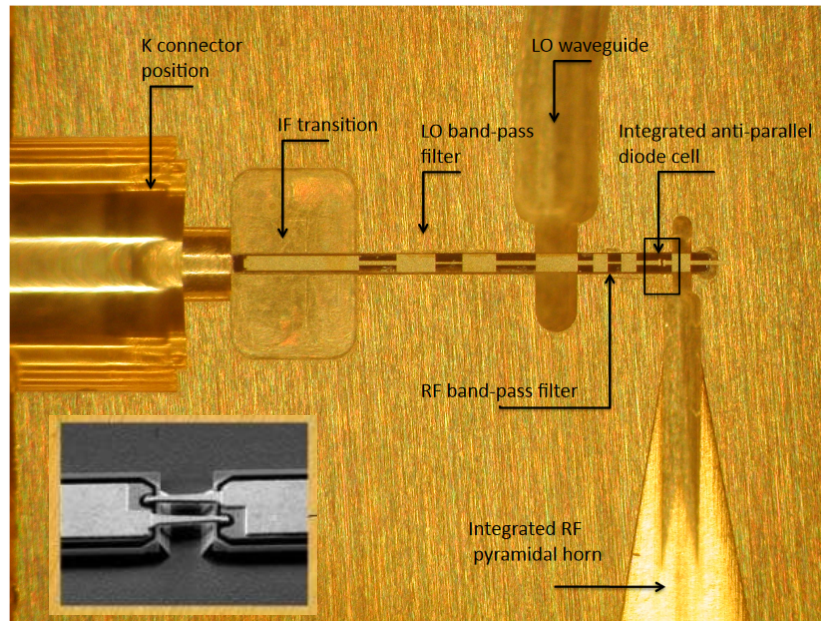


FIGURE 1.10 – (a) Exemple de système de détection hétérodyne électronique utilisant des diodes Schottky. La mise en boîtier permet d'amener l'onde THz et l'oscillateur local sur le mélangeur par des guides d'onde métalliques afin de récupérer le signal de fréquence intermédiaire. La figure est issue de la référence [Thomas et al., 2010]

Les mélangeurs hétérodynes et homodynes électroniques sont très performants et fonctionnent à température ambiante pour des fréquences jusque quelques THz. De plus l'oscillateur local peut lui-même être réalisé à partir d'une chaîne de multiplication à diodes.

La détection photoconductrice : Les photoconducteurs permettent de détecter des ondes impulsionnelles et continues. Le principe de détection repose sur la photogénération de charges libres à partir d'une onde optique qui éclaire un semiconducteur. Ces charges libres sont alors mises en mouvement par un champ électrique incident sur le détecteur. Le photocourant produit est proportionnel (en régime petit signal) à la valeur du champ électrique sub-THz ou THz et à la puissance optique (en régime linéaire). Les photoconducteurs peuvent servir de mélangeurs homodynes ou hétérodynes entre un si-

gnal sub-THz ou THz et un battement optique continu [Nellen et al., 2017; Peytavit et al., 2013b] et comme photo-interrupteurs dans des systèmes de sous-échantillonnage [Delord et al., 2007]. La détection en temps équivalent qui utilise une ligne à retard optique pour décaler la sonde permet de reconstruire le profil d'impulsions répétées périodiquement, provenant d'un photoconducteur en régime impulsionnel ou d'un banc de rectification optique. Les photoconducteurs en matériaux à temps de vie court comme l'AsGa épitaxié à basse température permettent par exemple de détecter en régime impulsionnel des ondes dont le spectre s'étend jusque 20 THz [Kono et al., 2000]. La puissance équivalente de bruit (NEP) est de l'ordre de $3 \times 10^{-10} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour les systèmes de détection en temps équivalent à photoconducteurs [Coutaz et al., 2008]. La détection hétérodyne et le sous-échantillonnage utilisant des photoconducteurs seront détaillés dans la suite du manuscrit. Nous pouvons noter les similitudes entre les principes physiques mis en jeu lors de la génération d'ondes par photomélange, la génération d'impulsions avec des photoconducteurs, et la détection photoconductrice qui prennent leurs origines dans la photogénération de charges libres dans un photodétecteur rapide.

La détection électro-optique : La détection électro-optique exploite la modification de la valeur des indices de réfraction d'un cristal induite par un champ électrique THz. Les cristaux présentés pour la rectification optique comme le ZnTe, le LiTaO₃ ou le GaP [Winnewisser et al., 1997] sont aussi employés pour la détection. Un système de détection électro-optique est montré sur la figure 1.11. En l'absence de champ THz, un faisceau optique infrarouge polarisé linéairement traverse le cristal. Le faisceau traverse une lame quart d'onde alignée de telle sorte qu'il ressorte polarisé circulairement. Un prisme de Wollaston permet alors de séparer les deux composantes du faisceau et de mesurer la différence entre les intensités avec des photodiodes. La différence d'intensité est nulle pour une polarisation circulaire. Sous l'effet d'un champ électrique sub-THz ou THz incident, l'effet Pockels induit une biréfringence dans le cristal. La sonde optique infrarouge ressort alors du cristal et de la lame quart d'onde avec une polarisation elliptique et une différence d'intensité ΔI proportionnelle au champ THz est mesurée par les photodiodes. La détection électro-optique est utilisée pour sonder des impulsions électromagnétiques courtes par échantillonnage en temps équivalent. La bande passante est limitée par la différence de la vitesse de groupe de l'onde infrarouge et de la vitesse de phase de l'onde THz

et aussi par l'absorption dans le cristal par couplage à des phonons. La bande passante pour le ZnTe est d'environ 5.3 THz [Wu et al., 1996].

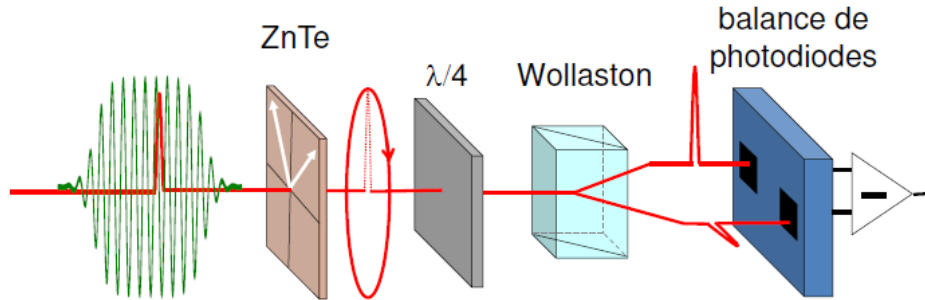


FIGURE 1.11 – Système de détection électro-optique d'ondes THz utilisant un cristal de ZnTe. La figure est issue de la référence [Maysonnave, 2014]

1.3.2 Les détecteurs incohérents

Les détecteurs incohérents sont des dispositifs qui permettent de mesurer une grandeur physique dépendante de la valeur de la puissance ou de l'énergie d'une onde électromagnétique, ici de fréquence sub-THz ou THz, incidente sur le détecteur. Ces détecteurs permettent donc d'obtenir une information uniquement sur le module de l'onde mesurée, mais ne renseignent pas sur sa phase.

Les photoconducteurs THz : Les photoconducteurs THz sont constitués de semiconducteurs dont la bande interdite est adaptée à l'absorption d'un photon THz. Le plus souvent il s'agit de semiconducteurs extrinsèques, dans lesquels l'ajout d'impuretés crée une bande d'énergie située entre la bande de conduction et la bande de valence. Une transition énergétique accessible aux photons THz est alors créée. Quand le photoconducteur reçoit un rayonnement THz, des charges libres sont générées dans le semiconducteur. Sous l'effet d'une tension, la mise en mouvement des porteurs de charge permet de détecter un courant proportionnel à la puissance THz incidente. Pour diminuer le bruit thermique, les photoconducteurs THz sont refroidis à des températures cryogéniques. Les matériaux utilisés sont le Germanium dopé Gallium (Ge : Ga) [Beeman and Haller, 1994] qui absorbe des photons de longueur d'onde comprise entre 30 et 160 μm ou encore le Si : As pour la bande 100-500 μm [H. Rieke, 2015]. Les photoconducteurs en AsGa extrinsèque sont performants dans la bande 100-350 μm . Les fréquences accessibles aux

photoconducteurs THz sont donc comprises entre 600 GHz et 10 THz et le NEP est compris entre $4 \times 10^{-14} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ (pour Si : As) et $10^{-11} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ (pour Ge : Ga et AsGa).

Les bolomètres : Les bolomètres permettent également de détecter des ondes sub-THz et THz. L'absorption d'une onde électromagnétique par un milieu provoque un échauffement proportionnel à la puissance absorbée. La différence de température est mesurée ce qui permet de connaître la puissance sub-THz ou THz incidente [Richards, 1994]. La zone absorbante est constituée d'un semiconducteur, comme par exemple le germanium ou le silicium. L'élévation de température est mesurée par la variation de résistance du matériau induite par la variation de température. Les bolomètres opèrent sur une large bande de fréquences. Le silicium permet en effet de mesurer un rayonnement pour des fréquences comprises entre 150 GHz et 150 THz avec un NEP de $2 \times 10^{-12} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour une température de fonctionnement de 4.2 K. Le temps de réponse est en général de l'ordre de la milliseconde et la réponse est d'environ 10^4 V/W après amplification. Les matrices micro-bolométriques non refroidies utilisent une fine membrane métallique (en TiN par exemple) qui sert d'absorbant thermique couplé à un thermomètre en silicium amorphe suspendu dans l'air [Simoens et al., 2010]. Les micro-bolomètres à membrane fonctionnent à température ambiante mais le temps de réponse est de l'ordre de la dizaine de millisecondes.

Les cellules de Golay : Les cellules de Golay utilisent une enceinte, fermée par deux membranes, contenant un gaz. La membrane face avant est métallisée par une fine couche et absorbe l'onde sub-THz ou THz incidente sur le détecteur. L'énergie absorbée est transmise au gaz qui se réchauffe et se dilate, provoquant la déformation de la membrane arrière de l'enceinte. La déformation de la membrane arrière est mesurée par un système de réflexion optique (la paroi possède une face métallisée servant de miroir déformable). Le temps de réponse est limité par la thermique du système et est de quelques dizaines de ms. Les cellules de Golay sont cependant larges bandes et le NEP est de l'ordre de $10^{-10} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$. La réponse du détecteur est de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-5} V/W . Les cellules de Golay fonctionnent à température ambiante.

Photodétecteurs THz à puits quantiques : Les photodétecteurs infrarouges à puits quantiques (QWIP), développés initialement pour les systèmes d'imagerie thermique, sont très utilisés pour détecter les rayonnements dont la longueur d'onde se situe entre 5

μm et $20 \mu\text{m}$. Ces détecteurs extrinsèques unipolaires sont constitués d'électrodes métalliques et d'une hétérostructure composée d'un nombre élevé de puits quantiques formés par l'alternance périodique d'un assemblage de couches semiconductrices. L'absorption des photons infrarouges permet aux électrons de réaliser une transition inter-sous-bande qui se traduit par la création d'un courant quand le dispositif est polarisé par une tension continue (dc). La référence [Nga Chen et al., 2014] présente par exemple une structure dont chaque période est formée par un assemblage en GaAs/ $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ dont les épaisseurs respectives sont de 6.5 nm et 20 nm . La transition inter-sous-bande corres-

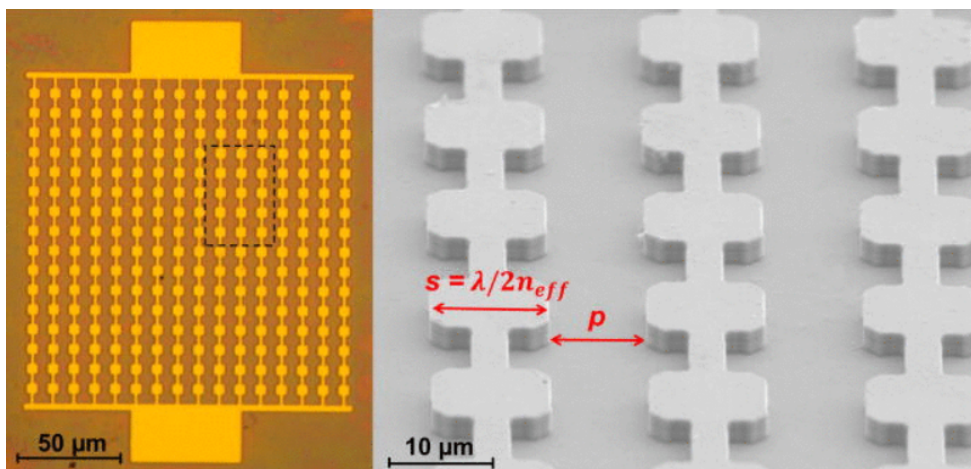


FIGURE 1.12 – Exemple de photodétecteur à puits quantiques THz en GaAs/ $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$. La figure est issue de la référence [Palaferrri et al., 2015]

pond alors à une longueur d'onde de $9 \mu\text{m}$, soit à une fréquence de 33 THz . Un réseau d'antennes "patch" permet de coupler la lumière sur le détecteur. De plus la structure est équivalente à une cavité résonante qui a pour effet d'améliorer le rapport entre le photocourant et le courant d'obscurité provenant de l'agitation thermique des électrons. Pour réduire le courant d'obscurité, les détecteurs sont refroidis à une température de 77 K . Les QWIP THz utilisent une transition inter-sous-bande de plus faible énergie. La référence [Palaferrri et al., 2015] montre un système en GaAs/AlGaAs adapté à l'absorption de photons dont la longueur d'onde est de $9 \mu\text{m}$, ce qui correspond à une onde de fréquence égale à 5 THz . Cette fois ci le détecteur doit être placé à une température inférieure à 20 K pour minimiser l'agitation thermique. De plus le caractère discret des transitions énergétiques ne permet pas d'obtenir de dispositifs larges bandes.

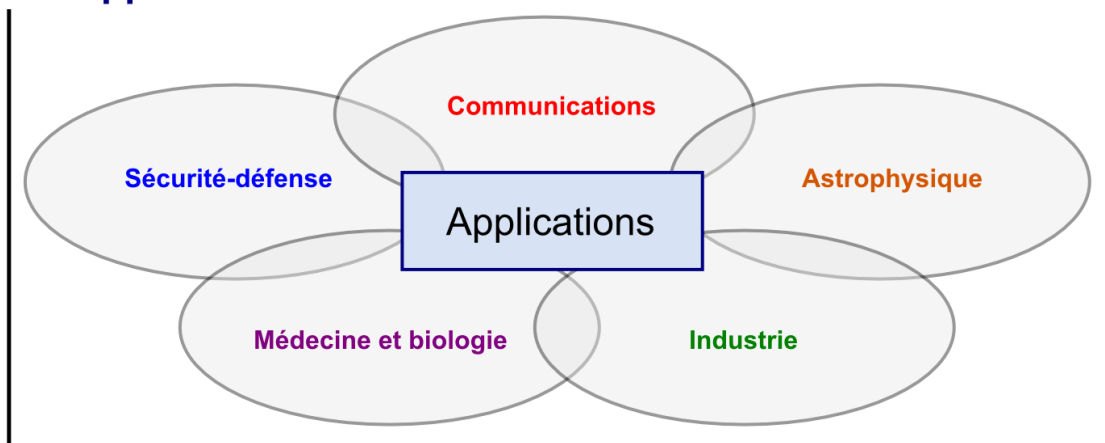
1.3.3 Bilan des détecteurs

Nous avons vu qu'il existe plusieurs méthodes pour détecter des ondes de fréquences sub-THz et THz. Les bolomètres et matrices bolométriques, les cellules de Golay, les photoconducteurs THz sont des systèmes larges bandes mais le mécanisme de fonctionnement de ces détecteurs imposent une mesure incohérente, qui ne permet pas de remonter à la phase de l'onde, ce qui est rédhibitoire pour beaucoup d'applications. La détection cohérente est principalement réalisée à l'aide de détecteurs hétérodynes électroniques ou optoélectroniques, et par échantillonnage en temps équivalent. Les détecteurs optoélectroniques tels que les photoconducteurs rapides permettent d'exploiter un battement optique comme oscillateur local, dont l'accordabilité est grande. Les mélangeurs hétérodynes électroniques utilisent plutôt une chaîne de multiplication puissante comme oscillateur local, complexe à réaliser pour des fréquences de l'ordre du THz, contrairement à un battement optique qui atteint facilement 1 THz. Pour détecter des impulsions brèves de manière cohérente, la détection utilisant des photoconducteurs ou des cristaux non-linéaires permet d'utiliser un train d'impulsions optiques unique pour générer et détecter l'onde, ce qui évite des problèmes de synchronisation et permet d'obtenir un ratio signal sur bruit élevé pour de larges bandes de fréquences.

1.4 Les applications potentielles des ondes sub-THz et THz

Les applications basées sur l'utilisation des ondes de fréquence sub-THz et THz sont nombreuses et existent dans des domaines variés comme la sécurité, la défense, les télécommunications en espace libre, la médecine et la biologie, l'observation en astrophysique, ou encore l'industrie et le contrôle non destructif. La figure 1.13 montre un aperçu des applications potentielles existantes dans les domaines des ondes sub-THz et THz. Nous présentons ci-dessous plus en détail quelques exemples d'applications potentielles faisant intervenir ces ondes.

Les applications sub-THz et THz



Quelques exemples d'applications

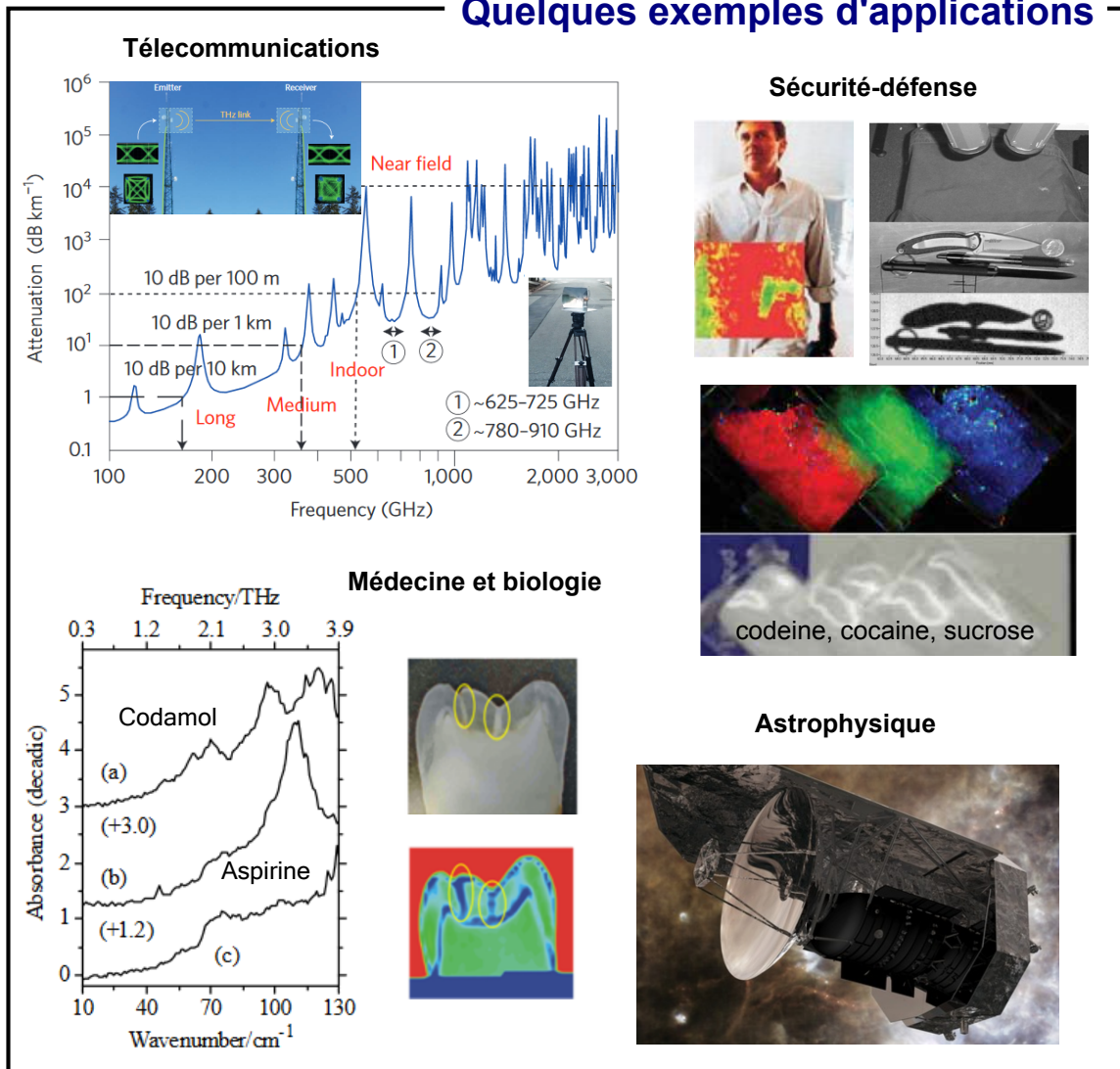


FIGURE 1.13 – Les applications des ondes de fréquences sub-THz et THz. Les figures montrant des exemples d'applications sont issues des références [R. Tribe et al., 2004], [Zimdars and White, 2004], [Nagatsuma et al., 2016], du site web de l'European Spatial Agency (ESA), du site web de la société TeraView et du site web de l'observatoire Herschel

1.4.1 La spectroscopie dans le domaine temporel

La spectroscopie dans le domaine temporel (TDS) consiste à soumettre un échantillon à des impulsions THz et à mesurer les modifications induites par l'interaction lumière-matière sur la forme temporelle des impulsions [Jepsen et al., 2011]. Cette mesure peut être effectuée en transmission ou en réflexion et apporte des informations sur la nature du milieu. La détection des ondes THz étant faite par échantillonnage en temps équivalent, il est possible de mesurer un signal de faible puissance avec un bon ratio signal sur bruit à des échelles de temps correspondant à une bande passante de plusieurs THz avec un système qui fonctionne entièrement à température ambiante.

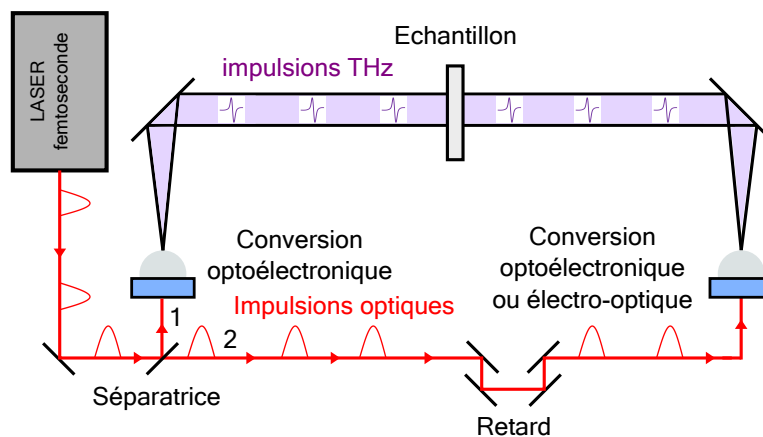


FIGURE 1.14 – Représentation schématique d'un système de spectroscopie temporelle THz

Les systèmes de TDS utilisent une source d'onde THz impulsionnelle comme un photoconducteur intégré à une antenne dipôle. Le photoconducteur, placé sous tension, convertit un train d'impulsions optiques brèves (< 1 ps) en impulsions électromagnétiques qui possèdent un spectre large, typiquement de plusieurs THz. L'onde est rayonnée par une antenne et est focalisée par une lentille sur l'échantillon. Le même train d'impulsions optiques est utilisé pour activer le détecteur de l'onde THz qui est un photoconducteur intégré à une antenne ou un système à cristal électro-optique. La valeur du champ THz est alors connue pour un retard donné entre l'onde THz et la sonde optique. La mesure du profil temporel du champ THz se fait en temps équivalent. Cette technique consiste à mesurer un nombre N de fois la valeur du champ pour un retard fixé, ce qui permet de moyennner le signal pour améliorer le rapport signal/bruit, puis à modifier le retard

d'un temps très court (quelques fs) dans le but de reconstruire point par point le profil de l'onde. Une condition importante est que la phase et l'amplitude du champ THz restent identiques pendant les N mesures. On parle alors de signal synchronisé avec les impulsions optiques. Le spectre du signal est calculé par transformée de Fourier du signal temporel. Les raies d'absorption observées donnent des informations sur la structure des niveaux d'énergie de l'espèce étudiée ce qui permet de connaître sa composition chimique, son indice de réfraction, son coefficient d'absorption...

La TDS est un outil utilisé dans de nombreuses disciplines. La référence [Fischer et al., 2002] présente par exemple la mesure de la fonction diélectrique de 4 nucléobases (composés organiques azotés présents dans l'ADN) pour des fréquences entre 0.5 et 4 THz. L'indice de réfraction et le coefficient d'absorption du C-4 (explosif) sont mesurés pour des fréquences entre 150 GHz et 2.7 THz dans la référence [Yamamoto et al., 2004]. Dans la référence [Tsai et al., 2003], les auteurs mesurent les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire d'une cellule de cristaux liquides en phase nématique (le 5CB) sur la bande 0.3-1.4 THz. Ces exemples montrent bien que la spectroscopie temporelle est un domaine vaste qui permet de caractériser de nombreux matériaux dans la gamme THz.

1.4.2 Applications pour la sécurité et la défense

Dans la gamme spectrale sub-THz et THz, les matériaux présentent des propriétés de transparence et de réflectivité différentes de celles observées à d'autres fréquences (visible, rayons x...). Ces propriétés amènent la possibilité d'imaginer des systèmes de contrôle et de détection non-destructifs pour la sécurité-défense complémentaires des systèmes actuellement en service. Par exemple un système d'imagerie THz peut distinguer sous un vêtement, milieu transparent pour l'onde, une arme métallique ou en céramique dissimulée qui réfléchit l'onde. De tels systèmes d'imagerie trouveraient naturellement leur place dans des portiques de surveillance dans les aéroports et les gares.

Beaucoup de systèmes de surveillance et de détection existent déjà en gamme centimétrique/millimétrique. Nous pouvons citer l'exemple du RADAR qui permet de déterminer l'existence et la position d'un objet. Une onde dans la gamme millimétrique est envoyée vers l'espace libre. Si un objet se trouve sur le trajet de l'onde (un bateau par exemple), une partie de l'onde est réfléchi (écho). En mesurant le temps que met l'écho

pour revenir à la position de la source de départ, on peut connaître la position de l'objet. Pour savoir si un ennemi nous observe à l'aide de la technologie RADAR, il suffit donc de détecter les signaux millimétriques envoyés par l'ennemi. On parle alors de guerre électronique. Des convertisseurs analogique-numérique d'ondes millimétriques sont utiles pour le traitement et l'exploitation de ces signaux RADAR.

La TDS, que nous venons de présenter dans le paragraphe précédent est un outil puissant qui permet d'identifier beaucoup de drogues et de substances toxiques et explosives tel que le C-4, le TNT ou encore la méthamphétamine, qui possèdent toutes des raies d'absorption entre 1 et 10 THz [Federici et al., 2005].

1.4.3 Observations en astrophysique

La spectroscopie moléculaire appliquée à l'observation astrophysique dans la gamme millimétrique et sub-millimétrique permet de connaître des informations sur le milieu interstellaire ou sur l'atmosphère des planètes et des comètes [Phillips and Keene, 1992]. Dans ce cas la source de l'onde provient de l'émission d'un corps noir qui peut directement être la molécule à observer (émission) ou une source placée derrière la molécule à observer (absorption). Les détecteurs sont constitués le plus souvent par un système de mélange hétérodyne électronique qui utilise une chaîne de multiplication comme oscillateur local. Les matrices de caméras bolométriques sont aussi utilisées pour fournir des images de l'énergie de rayonnements millimétriques et THz d'origine astronomique. Ces observations permettent d'obtenir des informations sur la distribution de la densité de pression, la température et la composition chimique du milieu observé. De plus, beaucoup de corps spatiaux sont placés derrière des nuages de gaz et de poussières qui absorbent les rayonnements infrarouges et visibles mais qui sont relativement transparents dans le millimétrique. Ces dernières années l'observation spatiale de ces longueurs d'ondes est de plus en plus développée. Les détecteurs peuvent être placés au sol à condition de les coupler à de larges surfaces collectrices de télescopes mais certaines bandes de fréquences sont cependant absorbées par l'atmosphère par interaction des photons avec les molécules qui la compose et en particulier avec la molécule d'eau. Il vaut mieux s'affranchir de ces pertes en plaçant le détecteur en altitude ou dans l'espace mais cette condition amène un coût financier supplémentaire [Leclercq, 2004]. Nous pouvons citer

le projet SOFIA (Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy, 2005) qui est un observatoire spatial en vol dans la stratosphère pouvant mesurer des ondes de fréquences comprises entre 500 GHz et 4.7 THz et le projet Herschel Space Observatory (2007) qui permet d'observer des fréquences comprises entre 500 GHz et 5 THz. L'instrument haute fréquence (HFI) de la mission Planck (2009-2012) est placé en orbite et comporte des matrices bolométriques refroidies à 0.1 K pour mesurer le rayonnement cosmique fossile entre 100 GHz et 847 GHz.

1.4.4 Les télécommunications en espace libre

La transmission de données sans fil connaît un essor important depuis une vingtaine d'années. Les débits demandés et le nombre d'objets connectés sont toujours plus importants. Par exemple, la 4G prévoit en théorie un débit supérieur à 100 Mbit/s et est transmise sur des porteuses autour de quelques GHz. Afin de résoudre le problème de saturation du débit de la technologie wifi, une des voies envisageables est d'utiliser la transmission de données sur une porteuse THz modulée [Ducournau et al., 2014]. Cependant

TABLEAU 1.1 – Exemples de transmissions de données sur une porteuse THz

Référence	Débit (Gbit/s)	Porteuse (GHz)	Distance (m)
Ducournau et al. [2014]	46	400	2
Koenig et al. [2013]	100	237	20
Kanno et al. [2014]	64	240	850
Moeller et al. [2011]	2.5	625	3
Li et al. [2013]	200	100	0.5

la transmission d'un signal dans cette bande de fréquences dans l'air peut subir des atténuations assez élevées à certaines fréquences, à cause de la vapeur d'eau. Une plage de fréquences intéressante est la bande 200-300 GHz puisque l'atténuation de l'air y est de l'ordre de 10 dB/km [Nagatsuma et al., 2016]. L'objectif des télécommunications THz n'est évidemment pas de remplacer les fibres optiques qui opèrent sur de très longues distances, les pertes de la silice étant seulement de 0.2 dB/km pour une longueur d'onde de 1550 nm, mais plutôt de servir de relais entre deux antennes proches ou encore entre un objet connecté et une station relai. Le plus souvent, la porteuse sub-THz ou THz est gé-

née à l'aide d'un photodétecteur rapide ou d'une chaîne de multiplication électronique et la détection se fait à l'aide du mélange hétérodyne électronique. Le tableau 1.1 montre des exemples de liens en espace libre trouvés dans la littérature pour des distances entre émetteur et récepteur allant de 0.5 m à 850 m. La fréquence de la porteuse est choisie pour minimiser l'atténuation dans l'air. Les débits transportés sont compris entre 2.5 Gbit/s et 200 Gbit/s. Ces valeurs montrent clairement le potentiel de la technologie THz pour les télécommunications.

1.5 Les objectifs de la thèse

1.5.1 Le contexte

Nous avons passé en revue dans ce chapitre les différents types de sources et détecteurs qui existent pour des ondes de fréquences sub-THz et THz. Le sujet de la thèse est d'étudier des sources et des détecteurs d'ondes innovants en utilisant les méthodes opto-électroniques :

-En génération, ces méthodes reposent sur le redressement d'une fréquence (onde impulsionnelle ou battement optique) infrarouge très élevée (~ 300 THz), vers une fréquence plus basse de l'ordre du GHz jusqu'au THz. L'avantage principal de cette approche réside en l'utilisation d'une source laser unique (2 dans le cas du photomélange) pour couvrir cette bande ce qui lui confère un caractère intrinsèquement large bande.

-En détection, ces méthodes reposent sur l'utilisation d'une fréquence infrarouge (onde impulsionnelle ou battement optique) comme oscillateur local. Dans le cas de la détection d'impulsions, le même train d'impulsions optiques sert pour contrôler la source et le détecteur ce qui permet d'obtenir un système synchronisé réalisant l'échantillonnage en temps équivalent de l'impulsion THz. Dans le cas de la détection homodyne et hétérodyne, le battement optique est facilement accordable ce qui permet de couvrir une large bande de fréquences. Dans le cas du sous-échantillonnage, l'utilisation d'un train d'impulsions optiques comme actionneur d'un commutateur permet de profiter de la faible gigue des lasers femtosecondes pour diminuer la contribution de cette grandeur dans le ratio signal sur bruit.

Nous choisissons dans ce cadre de nous intéresser aux photodétecteurs rapides à semi-conducteurs qui sont des composants adaptés à la mise en pratique de ces méthodes optoélectroniques. En effet ces composants présentent une dynamique à des échelles de temps de l'ordre de la picoseconde nécessaire pour travailler avec des ondes de fréquences sub-THz et THz. Notre étude se limitera à la génération et à la détection d'ondes continues. Nous avons tenu à respecter une contrainte supplémentaire lors de ce travail, qui consiste à proposer des systèmes compatibles avec la longueur d'onde de 1550 nm, longueur d'onde de prédilection des télécommunications à fibre optique. A cette longueur d'onde, les sources lasers et les amplificateurs sont fiables, compacts et de plus faible coût. Les systèmes de génération et de détection proposés étant fortement liés aux aspects photoniques, il serait extrêmement intéressant de disposer de photodétecteurs rapides efficaces à cette longueur d'onde.

1.5.2 Les objectifs

Mon travail de thèse a donc porté sur le développement, la fabrication et la caractérisation haute fréquence de photodétecteurs rapides compatibles avec une longueur d'onde de 1550 nm pour la génération et la détection d'ondes continues de fréquences sub-THz et THz. Pour cela j'ai travaillé sur 3 types de composants :

-L'objectif principal fixé par la Direction Générale de l'Armement (DGA), qui à en partie financé la thèse était de proposer un système de sous-échantillonnage d'ondes de fréquences autour de 50 GHz. L'objectif serait à plus long terme d'utiliser l'échantillonneur dans un système de conversion analogique-numérique de signaux RADAR. Pour cela j'ai travaillé sur un photoconducteur en AsGa épitaxié à basse température (AsGa-BT), qui sert de photo-interrupteur, en m'inspirant des travaux pré-existants dans ce domaine pour des photoconducteurs en AsGa-BT fonctionnant à la longueur d'onde de 800 nm. Cette partie de mon travail a grandement reposé sur l'obtention d'une structure en AsGa-BT présentant une photoréponse suffisante à la longueur d'onde de 1550 nm ce qui est loin d'être évident car les photons ont normalement une énergie insuffisante pour créer une paire électron-trou dans ce matériau.

-Au cours de la thèse j'ai mis en place avec mon encadrant, E. Peytavit, le projet de développer un photodétecteur de type métal-semiconducteur-métal (MSM) en InAlAs-InGaAs.

L'utilisation de l'InGaAs permet d'obtenir des photoréponses élevées à la longueur d'onde de 1550 nm, mais ces composants présentent une fréquence de coupure limitée à quelques dizaines de GHz. Mon travail a consisté à développer une version du composant possédant des électrodes suffisamment rapprochées pour augmenter la fréquence de coupure au delà de 50 GHz, tout en conservant une photoréponse élevée. Ce photodétecteur pourrait potentiellement servir de photomélangeur, de détecteur homodyne ou hétérodyne et de sous-échantillonneur.

-J'ai également contribué à l'étude de photodiodes à transport unipolaire (UTC) en InGaAs-InP qui sont des photomélangeurs efficaces. Mon travail a consisté à optimiser les paramètres qui permettent de maximiser la photoréponse des composants. Les photodiodes sont développées pour des applications de télécommunications THz utilisant des fréquences autour de 300 GHz.

1.6 Références

- Y. Avestisyan, C. Zhang, I. Kawayama, H. Murakami, T. Somekawa, H. Chosrowjan, M. Fujita, and M. Tonouchi. Terahertz generation by optical rectification in lithium niobate crystal using a shadow mask. *Optics Express*, 20(23) :25752–25757, Nov. 2012. ISSN 1094-4087. doi : 10.1364/OE.20.025752. 17
- J. Barros. *Optimisation de la source synchrotron cohérente dans le domaine des TéraHertz pour la spectroscopie à haute résolution de molécules d'intérêt astrophysique*. phdthesis, Université Paris Sud - Paris XI, Dec. 2012. 10
- J. W. Beeman and E. E. Haller. GeGa photoconductor arrays : Design considerations and quantitative analysis of prototype single pixels. *Infrared Physics & Technology*, 35(7) : 827–836, Dec. 1994. ISSN 1350-4495. doi : 10.1016/1350-4495(94)90048-5. 23
- A. Bergner, U. Heugen, E. Bründermann, G. Schwaab, M. Havenith, D. R. Chamberlin, and E. E. Haller. New p-Ge THz laser spectrometer for the study of solutions : THz absorption spectroscopy of water. *Review of Scientific Instruments*, 76(6) :063110, May 2005. ISSN 0034-6748. doi : 10.1063/1.1928427. 11
- R. W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 2003. ISBN 978-0-12-121682-5. Google-Books-ID : 30t9VmOmOGsC. 15, 17
- E. R. Brown. A photoconductive model for superior GaAs THz photomixers. *Applied Physics Letters*, 75(6) :769–771, Aug. 1999. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.124507. 14
- E. Bründermann, D. R. Chamberlin, and E. E. Haller. Novel design concepts of widely tunable germanium terahertz lasers. *Infrared Physics & Technology*, 40(3) :141–151, June 1999. ISSN 1350-4495. doi : 10.1016/S1350-4495(99)00006-7. 11
- E. Castro-Camus and M. Alfaro. Photoconductive devices for terahertz pulsed spectroscopy : a review [Invited]. *Photonics Research*, 4(3) :A36–A42, June 2016. ISSN 2327-9125. doi : 10.1364/PRJ.4.000A36. 16
- G. Chattopadhyay. Technology, Capabilities, and Performance of Low Power Terahertz Sources. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 1(1) :33–53, Sept. 2011. ISSN 2156-342X. doi : 10.1109/TTHZ.2011.2159561. ix, 15, 19
- J.-L. Coutaz, L. Chusseau, J. Demaison, and Collectif. *Optoélectronique térahertz*. EDP Sciences, Les Ulis, France, May 2008. ISBN 978-2-86883-975-6. 11, 22
- J. M. Delord, J. F. Roux, J. L. Coutaz, C. Canseliet, A. Krotkus, S. Formont, and J. Chazelas. Sampling of RF signals with LTG-GaAs based MSM structures. In *2007 European Confe-*

- rence on Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference, pages 1–1, June 2007. doi : 10.1109/CLEOE-IQEC.2007.4386466. 22
- A. Dobroiu, M. Yamashita, Y. N. Ohshima, Y. Morita, C. Otani, and K. Kawase. Terahertz imaging system based on a backward-wave oscillator. *Applied Optics*, 43(30) :5637–5646, Oct. 2004. ISSN 2155-3165. doi : 10.1364/AO.43.005637. 11
- 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, June 1999. ISSN 1350-4495. doi : 10.1016/S1350-4495(99)00005-5. 11
- G. Ducournau, P. Szriftgiser, A. Beck, D. Bacquet, F. Pavanello, E. Peytavit, M. Zaknoute, T. Akalin, and J. F. Lampin. Ultrawide-Bandwidth Single-Channel 0.4-THz Wireless Link Combining Broadband Quasi-Optic Photomixer and Coherent Detection. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 4(3) :328–337, May 2014. ISSN 2156-342X. doi : 10.1109/TTHZ.2014.2309006. 31
- A. Einstein. The Quantum Theory of Radiation. *Physikalische Zeitschrift*, 1917. 7
- H. Eisele. Active Two-Terminal Devices for Terahertz Power Generation by Multiplication. In R. E. Miles, P. Harrison, and D. Lippens, editors, *Terahertz Sources and Systems*, number 27 in NATO Science Series, pages 69–86. Springer Netherlands, 2001. ISBN 978-0-7923-7097-0 978-94-010-0824-2. DOI : 10.1007/978-94-010-0824-2_5. 9
- J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho. Quantum Cascade Laser. *Science*, 264(5158) :553–556, Apr. 1994. ISSN 0036-8075, 1095-9203. doi : 10.1126/science.264.5158.553. 13
- S. Fan, Y. He, B. S. Ung, and E. Pickwell-MacPherson. The growth of biomedical terahertz research. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 47(37) :374009, 2014. ISSN 0022-3727. doi : 10.1088/0022-3727/47/37/374009. ix, 6
- J. F. Federici, B. Schulkin, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira, and D. Zimdars. THz imaging and sensing for security applications—explosives, weapons and drugs. *Semiconductor Science and Technology*, 20(7) :S266, 2005. ISSN 0268-1242. doi : 10.1088/0268-1242/20/7/018. 30
- B. M. Fischer, M. Walther, and P. U. Jepsen. Far-infrared vibrational modes of DNA components studied by terahertz time-domain spectroscopy. *Physics in Medicine & Biology*, 47(21) :3807, 2002. ISSN 0031-9155. doi : 10.1088/0031-9155/47/21/319. 29
- M. Golio. *Microwave and RF Product Applications*. CRC Press, June 2003. ISBN 978-0-203-50374-4. Google-Books-ID : 1yu3mqPdpBwC. ix, 8

- J. P. Gordon, H. J. Zeiger, and C. H. Townes. The Maser-New Type of Microwave Amplifier, Frequency Standard, and Spectrometer. *Physical Review*, 99(4) :1264–1274, Aug. 1955. doi : 10.1103/PhysRev.99.1264. 7
- G. H. Rieke. The mid-infrared instrument for the James Webb Space telescope, VII : The MIRI detectors. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 127, Aug. 2015. doi : 10.1086/682257. 23
- E. S. Harmon, M. R. Melloch, J. M. Woodall, D. D. Nolte, N. Otsuka, and C. L. Chang. Carrier lifetime versus anneal in low temperature growth GaAs. *Applied Physics Letters*, 63(16) : 2248–2250, Oct. 1993. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.110542. 16
- H.-W. Hübers, S. G. Pavlov, and V. N. Shastin. Terahertz lasers based on germanium and silicon. *Semiconductor Science and Technology*, 20(7) :S211, 2005. ISSN 0268-1242. doi : 10.1088/0268-1242/20/7/011. 12
- P. Jepsen, D. Cooke, and M. Koch. Terahertz spectroscopy and imaging - Modern techniques and applications. *Laser & Photonics Reviews*, 5(1) :124–166, Jan. 2011. ISSN 18638880. doi : 10.1002/lpor.201000011. 28
- A. Kanno, T. Kuri, I. Morohashi, I. Hosako, T. Kawanishi, Y. Yoshida, and K.-i. Kitayama. Coherent Terahertz Wireless Signal Transmission Using Advanced Optical Fiber Communication Technology. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 36(2) : 180–197, Dec. 2014. ISSN 1866-6892, 1866-6906. doi : 10.1007/s10762-014-0132-6. 31
- S. Koenig, D. Lopez-Diaz, J. Antes, F. Boes, R. Henneberger, A. Leuther, A. Tessmann, R. Schmogrow, D. Hillerkuss, R. Palmer, T. Zwick, C. Koos, W. Freude, O. Ambacher, J. Leuthold, and I. Kallfass. Wireless sub-THz communication system with high data rate. *Nature Photonics*, 7(12) :977–981, Dec. 2013. ISSN 1749-4885. doi : 10.1038/nphoton.2013.275. 31
- R. B. Kohlhaas, A. Rehn, S. Nellen, M. Koch, M. Schell, R. J. B. Dietz, and J. C. Balzer. Terahertz quasi time-domain spectroscopy based on telecom technology for 1550 nm. *Optics Express*, 25(11) :12851–12859, May 2017. ISSN 1094-4087. doi : 10.1364/OE.25.012851. 17
- S. Kono, M. Tani, P. Gu, and K. Sakai. Detection of up to 20 THz with a low-temperature-grown GaAs photoconductive antenna gated with 15 fs light pulses. *Applied Physics Letters*, 77(25) :4104–4106, Dec. 2000. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.1333403. 22
- R. Köhler. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature*, 417(6885) :156–159, May 2002. ISSN 0028-0836. doi : 10.1038/417156a. 13

- S. Leclercq. *Conception d'une caméra bolométrique pour la radioastronomie millimétrique à grand champ*. phdthesis, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, Mar. 2004. 30
- J. W. Lee, H. Shichijo, H. L. Tsai, and R. J. Matyi. Defect reduction by thermal annealing of GaAs layers grown by molecular beam epitaxy on Si substrates. *Applied Physics Letters*, 50(1) :31–33, Jan. 1987. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.98117.
- Y.-S. Lee. *Principles of Terahertz Science and Technology*. Springer Science & Business Media, Mar. 2009. ISBN 978-0-387-09540-0. Google-Books-ID : 4ZqkuUURxFcC. ix, 12
- X. Li, J. Yu, J. Zhang, Z. Dong, F. Li, and N. Chi. A 400g optical wireless integration delivery system. *Optics Express*, 21(16) :18812–18819, Aug. 2013. ISSN 1094-4087. doi : 10.1364/OE.21.018812. 31
- W. Lin, J.-X. Han, L. K. Takahashi, H. A. Harker, F. N. Keutsch, and R. J. Saykally. Terahertz vibration-rotation-tunneling spectroscopy of the water tetramer-d8 : Combined analysis of vibrational bands at 4.1 and 2.0thz. *The Journal of Chemical Physics*, 128(9) : 094302, Mar. 2008. ISSN 0021-9606. doi : 10.1063/1.2837466. 11
- Maekawa T., Kanaya H., Suzuki S., and Asada M. Oscillation up to 1.92 THz in resonant tunneling diode by reduced conduction loss. *Applied Physics Express*, 9(2) :024101, Jan. 2016. ISSN 1882-0786. doi : 10.7567/APEX.9.024101. 10
- A. Maestrini, B. Thomas, H. Wang, C. Jung, J. Treuttel, Y. Jin, G. Chattopadhyay, I. Mehdi, and G. Beaudin. Schottky diode-based terahertz frequency multipliers and mixers. *Comptes Rendus Physique*, 11(7) :480–495, Aug. 2010a. ISSN 1631-0705. doi : 10.1016/j.crhy.2010.05.002. 15
- A. Maestrini, J. S. Ward, J. J. Gill, C. Lee, B. Thomas, R. H. Lin, G. Chattopadhyay, and I. Mehdi. A Frequency-Multiplied Source With More Than 1 mW of Power Across the 840-900-GHz Band. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 58(7) : 1925–1932, July 2010b. ISSN 0018-9480. doi : 10.1109/TMTT.2010.2050171. 21
- T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187(4736) :493, Aug. 1960. ISSN 1476-4687. doi : 10.1038/187493a0. 7
- F. Maiwald. THz frequency multiplier chains based on planar Schottky diodes. volume 4855, pages 447–458, Feb. 2003. doi : 10.1117/12.459355. ix, 15, 16
- J. Maysonnave. *Dynamique ultrarapide de lasers à cascade quantique Terahertz - le graphène comme émetteur Terahertz*. phdthesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, June 2014. x, 23

- L. Moeller, J. Federici, and K. Su. 2.5 Gbit/s duobinary signalling with narrow bandwidth 0.625 terahertz source. *Electronics Letters*, 47(15) :856–858, July 2011. ISSN 0013-5194. doi : 10.1049/el.2011.1451. 31
- J. B. Murphy and S. Krinsky. Millimeter wave coherent synchrotron radiation in the SXLS phase I electron storage ring. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 346(3) :571–577, Aug. 1994. ISSN 0168-9002. doi : 10.1016/0168-9002(94)90594-0. 11
- T. Nagatsuma, H. Ito, and T. Ishibashi. High-power RF photodiodes and their applications. *Laser & Photonics Reviews*, 3(1-2) :123–137, Feb. 2009. ISSN 1863-8899. doi : 10.1002/lpor.200810024. 14
- T. Nagatsuma, G. Ducournau, and C. C. Renaud. Advances in terahertz communications accelerated by photonics. *Nature Photonics*, 10(6) :371–379, June 2016. ISSN 1749-4885. doi : 10.1038/nphoton.2016.65. x, 27, 31
- S. Nellen, B. Globisch, R. Kohlhaas, D. Stanze, T. Göbel, J. O. Gorman, L. Barry, and M. Schell. Fiber-Coupled, Photoconductive Heterodyne Receiver Operating at Frequencies up to 1 THz. In *Conference on Lasers and Electro-Optics (2017), paper SM3J.7*, page SM3J.7. Optical Society of America, May 2017. doi : 10.1364/CLEO_SI.2017.SM3J.7. 22
- Y. Nga Chen, Y. Todorov, B. Askenazi, A. Vasanelli, G. Biasiol, R. Colombelli, and C. Sirtori. Antenna-coupled microcavities for enhanced infrared photo-detection. *Applied Physics Letters*, 104(3) :031113, Jan. 2014. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.4862750. 25
- N. Orihashi, S. Suzuki, and M. Asada. One THz harmonic oscillation of resonant tunneling diodes. *Applied Physics Letters*, 87(23) :233501, Nov. 2005. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.2139850. 10
- A. Pagies, G. Ducournau, and J.-F. Lampin. Low-threshold terahertz molecular laser optically pumped by a quantum cascade laser. *APL Photonics*, 1(3) :031302, June 2016. doi : 10.1063/1.4945355. 11
- D. Palaferri, Y. Todorov, Y. N. Chen, J. Madeo, A. Vasanelli, L. H. Li, A. G. Davies, E. H. Linfield, and C. Sirtori. Patch antenna terahertz photodetectors. *Applied Physics Letters*, 106(16) :161102, Apr. 2015. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.4918983. x, 25
- J. R. Paul, M. Scheller, A. Laurain, A. Young, S. W. Koch, and J. Moloney. Narrow linewidth single-frequency terahertz source based on difference frequency generation of vertical-external-cavity source-emitting lasers in an external resonance cavity. *Optics Letters*, 38(18) :3654–3657, Sept. 2013. ISSN 1539-4794. doi : 10.1364/OL.38.003654. 15

- E. Peytavit, P. Latzel, F. Pavanello, G. Ducournau, and J.-F. Lampin. CW Source Based on Photomixing With Output Power Reaching 1.8 mW at 250 GHz. *IEEE Electron Device Letters*, 34(10) :1277–1279, Oct. 2013a. ISSN 0741-3106. doi : 10.1109/LED.2013.2277574. 14
- E. Peytavit, F. Pavanello, G. Ducournau, and J.-F. Lampin. Highly efficient terahertz detection by optical mixing in a GaAs photoconductor. *Applied Physics Letters*, 103(20) : 201107, Nov. 2013b. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.4830360. 22
- T. G. Phillips and J. Keene. Submillimeter astronomy [heterodyne spectroscopy]. *Proceedings of the IEEE*, 80(11) :1662–1678, Nov. 1992. ISSN 0018-9219. doi : 10.1109/5.175248. 30
- W. R. Tribe, D. Newnham, P. Taday, and M. C. Kemp. *Hidden object detection : Security applications of terahertz technology*, volume 5354. Apr. 2004. DOI : 10.1117/12.543049. x, 27
- P. L. Richards. Bolometers for infrared and millimeter waves. *Journal of Applied Physics*, 76(1) :1–24, July 1994. ISSN 0021-8979. doi : 10.1063/1.357128. 24
- E. Rouvalis, C. C. Renaud, D. G. Moodie, M. J. Robertson, and A. J. Seeds. Traveling-wave Uni-Traveling Carrier Photodiodes for continuous wave THz generation. *Optics Express*, 18(11) :11105, May 2010. ISSN 1094-4087. doi : 10.1364/OE.18.011105. 14
- E. Rouvalis, C. C. Renaud, D. G. Moodie, M. J. Robertson, and A. J. Seeds. Continuous Wave Terahertz Generation From Ultra-Fast InP-Based Photodiodes. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 60(3) :509–517, Mar. 2012. ISSN 0018-9480. doi : 10.1109/TMTT.2011.2178858. ix, 14
- G. Scalari, C. Walther, M. Fischer, R. Terazzi, H. Beere, D. Ritchie, and J. Faist. THz and sub-THz quantum cascade lasers. *Laser & Photonics Reviews*, 3(1-2) :45–66, Feb. 2009. ISSN 1863-8899. doi : 10.1002/lpor.200810030. 13
- F. Simoens, J. Meilhan, S. Pocas, J. L. Ouvrier-Buffet, T. Maillou, P. Gellie, and S. Barbieri. THz uncooled microbolometer array development for active imaging and spectroscopy applications. In *35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, pages 1–2, Sept. 2010. doi : 10.1109/ICIMW.2010.5612553. 24
- S. Suzuki, M. Asada, A. Teranishi, H. Sugiyama, and H. Yokoyama. Fundamental oscillation of resonant tunneling diodes above 1 THz at room temperature. *Applied Physics Letters*, 97(24) :242102, Dec. 2010. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.3525834. 10

- B. Thomas, A. Maestrini, and G. Beaudin. A low-noise fixed-tuned 300-360-GHz sub-harmonic mixer using planar Schottky diodes. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 15(12) :865–867, Dec. 2005. ISSN 1531-1309. doi : 10.1109/LMWC.2005.859992. 20
- B. Thomas, A. Maestrini, J. Gill, C. Lee, R. Lin, I. Mehdi, and P. d. Maagt. A Broadband 835-900-GHz Fundamental Balanced Mixer Based on Monolithic GaAs Membrane Schottky Diodes. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 58(7) :1917–1924, July 2010. ISSN 0018-9480. doi : 10.1109/TMTT.2010.2050181. x, 20, 21
- M. Tonouchi. Cutting-edge THz technology. *Nat. Photonics*, 1(2) :97–105, 2007. ISSN 1749-4885. doi : 10.1038/nphoton.2007.3. ix, 19
- T.-R. Tsai, C.-Y. Chen, C.-L. Pan, R.-P. Pan, and X.-C. Zhang. Terahertz time-domain spectroscopy studies of the optical constants of the nematic liquid crystal 5cb. *Applied Optics*, 42(13) :2372–2376, May 2003. ISSN 2155-3165. doi : 10.1364/AO.42.002372. 29
- B. S. Williams. Terahertz quantum-cascade lasers. *Nature Photonics*, 1(9) :517–525, Sept. 2007. ISSN 1749-4885. doi : 10.1038/nphoton.2007.166. ix, 13
- G. P. Williams. High-Power Terahertz Synchrotron Sources. *Philosophical Transactions : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 362(1815) :403–414, 2004. ISSN 1364-503X. 11
- C. Winnewisser, P. U. Jepsen, M. Schall, V. Schyja, and H. Helm. Electro-optic detection of THz radiation in LiTaO₃, LiNbO₃ and ZnTe. *Applied Physics Letters*, 70(23) :3069–3071, June 1997. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.119093. 22
- M. Y. Wong, G. D. Sims, and I. M. Stephenson. Operation of the Backward-Wave Oscillator. *Nature*, 188(4753) :803–804, Dec. 1960. ISSN 0028-0836. doi : 10.1038/188803b0.
- Q. Wu, M. Litz, and X. Zhang. Broadband detection capability of ZnTe electro-optic field detectors. *Applied Physics Letters*, 68(21) :2924–2926, May 1996. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.116356. 23
- L.-H. Xu, R. M. Lees, E. C. C. Vasconcellos, S. C. Zerbetto, L. R. Zink, and K. M. Evenson. Methanol and the optically pumped far-infrared laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 32(3) :392–399, Mar. 1996. ISSN 0018-9197. doi : 10.1109/3.485389. 11
- K. Yamamoto, M. Yamaguchi, F. Miyamaru, M. Tani, M. Hangyo, T. Ikeda, A. Matsushita, K. Koide, M. Tatsuno, and Y. Minami. Noninvasive Inspection of C-4 Explosive in Mails by Terahertz Time-Domain Spectroscopy. *Japanese Journal of Applied Physics*, 43(3B) :L414, Mar. 2004. ISSN 1347-4065. doi : 10.1143/JJAP.43.L414. 29

D. Zimdars and J. S. White. Terahertz reflection imaging for package and personnel inspection. volume 5411, pages 78–84. International Society for Optics and Photonics, Sept. 2004. doi : 10.1117/12.562216. x, 27

Génération et détection d'ondes sub-THz et THz continues à l'aide de photodétecteurs rapides

Sommaire

2.1	Matériaux adaptés à la réalisation de photodétecteurs rapides	44
2.1.1	Matériaux dérivés de l'AsGa	45
2.1.2	Matériaux dérivés de l'InGaAs	46
2.1.3	Autres matériaux	48
2.2	Génération d'ondes sub-THz et THz continues	49
2.2.1	Photomélangeurs en AsGa-BT	50
2.2.2	Photodiodes pin et UTC	55
2.2.3	Photodétecteurs de type MSM-InAlAs/InGaAs	60
2.2.4	État de l'art du photomélangement	64
2.3	Sous-échantillonnage photoconductif d'ondes sub-THz continues . . .	65
2.3.1	Principe du sous-échantillonnage optoélectronique	66
2.3.2	Photoconducteurs pour le sous-échantillonnage	70
2.3.3	Conversion analogique-numérique par voie optoélectronique . . .	72
2.4	Bilan des photodétecteurs rapides fonctionnant à 1550 nm	74
2.5	Références	79

Introduction

Deux principaux axes sont étudiés dans cette thèse comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, à savoir : la génération d'ondes par photomélangement et la détection d'ondes par sous-échantillonnage. Ces deux applications demandent de développer un photodétecteur rapide efficace dont la fréquence de coupure est élevée, c'est à dire supérieure à 100 GHz dans le cas du photomélangement et supérieure à 50 GHz dans le cas du sous-échantillonnage. De plus ces composants devront fonctionner à une longueur d'onde de 1550 nm. Dans un premier temps nous passerons en revue les différents matériaux étudiés dans la littérature pour la réalisation de photodétecteurs rapides. Nous présenterons alors un modèle simplifié du photomélangement et nous verrons l'influence du photodétecteur sur la fréquence de coupure du système. Un état de l'art sera également présenté. Ensuite nous détaillerons la détection par sous-échantillonnage photoconductif et la conversion analogique-numérique optoélectronique. Enfin nous dresserons un bilan des performances pour les photodétecteurs rapides compatibles avec un éclairage à la longueur d'onde de 1550 nm.

2.1 Matériaux adaptés à la réalisation de photodétecteurs rapides

Pour réaliser un photodétecteur rapide performant, plusieurs paramètres sont à prendre en compte dans le choix du matériau. Tout d'abord, le matériau doit posséder un coefficient d'absorption élevé à la longueur d'onde de travail pour que la conversion optoélectronique soit efficace. La résistivité d'obscurité doit être grande pour obtenir un bon contraste entre les réponses sous obscurité et sous éclairage. Pour obtenir un photodétecteur qui possède une fréquence de coupure élevée, il faut de plus minimiser les constantes de temps liées aux phénomènes de recombinaison, de diffusion et de dérive des charges libres. Pour cela il est préférable de choisir un matériau à temps de vie court et avec une mobilité élevée.

2.1.1 Matériaux dérivés de l'AsGa

L'AsGa épitaxié à basse température

Le matériau de référence dans le domaine des photodétecteurs rapides pour l'opto-électronique THz est l'AsGa-BT, dont les propriétés ont été largement étudiées au cours des années 1990 par de nombreux auteurs [Gupta et al., 1991; Harmon et al., 1993; Liliental-Weber et al., 1993; Look, 1993; Némec et al., 2001]. Sa croissance se fait par épitaxie par jets moléculaires à une température de l'ordre de 200 °C. La stœchiométrie du matériau n'est plus vérifiée dans ces conditions et le surplus d'Arsenic peut atteindre 1%. Les défauts introduits par l'excès d'Arsenic sont présents sous plusieurs formes : des antisites d'Arsenic, de l'Arsenic en site interstitiel et des lacunes de Gallium. Ces défauts forment des centres de recombinaison de type Shockley-Read-Hall (SRH) par la création d'un niveau d'énergie de type EL2 situé vers le milieu de la bande interdite. Le temps de vie des porteurs dans le matériau est alors fortement réduit (\sim ps). La concentration des défauts est de l'ordre de 10^{20}cm^{-3} mais le matériau obtenu n'est pas stable et nécessite un recuit rapide d'environ 1 min à 600 °C pour ramener le paramètre de maille de l'AsGa-BT vers celui du matériau stœchiométrique tout en conservant l'excès d'Arsenic. Il est montré que la concentration des défauts devient inférieure à 10^{18}cm^{-3} pour une température autour de 600 °C car le recuit a également pour effet de former des agrégats d'Arsenic à partir des défauts d'Arsenic en sites interstitiels ce qui contribue à augmenter la résistivité du matériau. La mobilité du matériau est relativement élevée malgré la quantité importante de défauts. Le tableau 2.1 présente les caractéristiques du matériau et met en évidence les excellentes propriétés électriques de l'AsGa-BT pour réaliser un photodétecteur rapide.

Implantation de l'AsGa

Une autre possibilité pour obtenir un matériau à temps de vie court est d'implanter l'AsGa avec des ions dans l'objectif de créer des défauts dans le semiconducteur qui agissent comme des centres de recombinaison. L'AsGa implanté aux ions Arsenic a par exemple fait l'objet de beaucoup d'études. L'AsGa est bombardé par des ions As^+ à une énergie de 200 keV avec une dose de l'ordre de 10^{13} ions/cm². L'excès d'Arsenic atteint alors les 1 à 2 % dans les 100 premiers nm d'épaisseur. Le temps de vie du matériau est

de 0.3 ps et un recuit de 30 min à 600 °C permet d'augmenter la résistivité d'obscurité [Ganikhanov et al., 1995; Lin and Pan, 1997; Lin et al., 1996]. L'implantation d'ions N⁺ [Martin Mikulics, 2006; Mikulics et al., 2005] dans de l'AsGa est effectuée à une énergie de 800 keV et la dose est de 3×10^{13} ions/cm². Les ions sont implantés sur une profondeur de 1 µm. La résistivité d'obscurité devient alors comparable à celle de l'AsGa-BT. Le temps de vie des porteurs est inférieur à 1 ps et la mobilité est élevée [Krotkus et al., 1995]. Des essais d'implantation aux ions Hydrogène [Lin and Pan, 2000] ont été menés pour une énergie de 200 keV avec une dose de 3×10^{16} ions/cm². La profondeur atteinte par les ions est alors de 2 µm. Le temps de vie peut être aussi faible que de 0.3 ps et des mécanismes de recombinaison de type SRH assistée par un niveau de type EL2 sont observés comme dans l'AsGa-BT. La résistivité est élevée mais la mobilité est de seulement $1 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$.

2.1.2 Matériaux dérivés de l'InGaAs

Irradiation, dopage et implantation de l'InGaAs

L'InGaAs est aussi un matériau qui est largement utilisé pour fabriquer des photodétecteurs rapides puisque la bande interdite de 0.75 eV (In_{0.53}Ga_{0.47}As accordé en maille sur l'InP) correspond à une longueur d'onde de 1550 nm compatible avec les technologies de télécommunications fibrées. Le matériau intrinsèque présente cependant un temps de vie de l'ordre de la nanoseconde et une résistivité inférieure à 1 Ω.cm. En se basant sur les observations faites pour l'AsGa-BT, la croissance de l'InGaAs épitaxié à basse température (InGaAs-BT) a été étudiée. L'excès d'Arsenic induit des défauts qui agissent comme des pièges pour les porteurs. Le temps de vie est alors réduit et devient inférieur à 1 ps [Takazato et al., 2007]. Un dopage au Béryllium permet d'augmenter la résistivité d'obscurité mais cette dernière reste tout de même faible en comparaison avec de l'AsGa-BT. La mobilité des porteurs observée est élevée malgré la quantité importante de défauts. Dans le cas de l'InGaAs épitaxié en phase vapeur (MOCVD) dopé aux ions Fer, des défauts formant des niveaux profonds d'accepteur sont incorporés de façon homogène dans le matériau [Hattem et al., 2011]. Le temps de vie est de 0.3 ps [Brown et al., 2005] et la résistivité dépend de la concentration du dopage et peut atteindre 2200 Ω.cm. Les ions Fer peuvent aussi être incorporés à de l'InGaAs lors de la MBE ou par implantation post-croissance

mais la résistivité est alors environ 10 fois moins importante [C. Carmody, 2003; Suzuki and Tonouchi, 2005]. De meilleurs résultats sont obtenus en réalisant l'implantation à une température de 77 K [Subramaniam and Rezazadeh, 2006]. L'irradiation de l'InGaAs par des ions lourds tel que le Brome [Chimot et al., 2005] ou l'Or [Mangeny et al., 2003] a été essayée. Le bombardement de ces espèces crée des défauts dans la structure cristalline. Cependant les défauts ne sont pas suffisamment profonds pour obtenir une résistivité idéalement élevée mais des composants ont tout de même été réalisés. En résumé l'InGaAs présente des propriétés intéressantes pour réaliser un photodétecteur rapide mais la faible valeur de la bande interdite impose que les défauts ne sont jamais très profonds (au maximum $E_g/2 = 0.35$ eV) ce qui se traduit par une faible résistivité d'obscurité.

Hétérostructures multicouches InGaAs/InAlAs

Pour essayer d'améliorer les caractéristiques des couches d'InGaAs, des hétérostructures multicouches InGaAs/InAlAs ont été proposées. Elles sont composées d'un empilement de couches d'InGaAs dopées au Béryllium de 12 nm d'épaisseur et de couches d'InAlAs de 8 nm d'épaisseur. Le motif est reproduit 100 fois. La croissance des semiconducteurs se fait par épitaxie par jets moléculaires à basse température [Sartorius et al., 2008]. L'InGaAs permet d'absorber les photons à 1550 nm pour générer des porteurs et l'InAlAs agit comme un centre de piégeage ce qui a pour effet d'augmenter la résistivité ($\sim 200-2000 \Omega \cdot \text{cm}$) et de réduire le temps de vie du matériau (0.2-1.5 ps). La mobilité est relativement bonne ($\sim 1000 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$) [Kuenzel et al., 2008]. La figure 2.1 montre une représentation schématique d'une hétérostructure multicouche en InGaAs/InAlAs [Roehle et al., 2010].

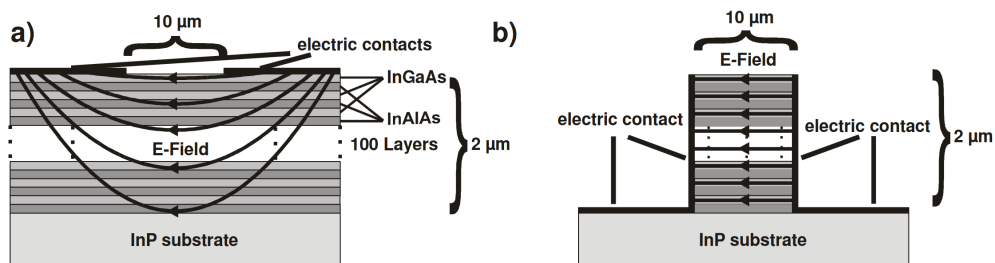


FIGURE 2.1 – Hétérostructures multicouche en InGaAs/InAlAs-BT dopé au Béryllium. (a) Structure planeaire (b) Structure en méso. Figures issues de la référence [Roehle et al., 2010]

2.1.3 Autres matériaux

D'autres matériaux sont bien entendu étudiés pour réaliser des photodétecteurs rapides. L'InGaAsP en est un exemple. Ce matériau absorbe des photons de longueur d'onde 1550 nm mais suivant sa composition la valeur de la bande interdite est légèrement plus élevée que pour l'InGaAs (par exemple 0,79 eV au lieu de 0,74 eV) ce qui lui procure une résistivité deux à trois fois plus élevée. Ce matériau a été implanté par des ions Fer à froid (83 K) puis recuit [Fekecs et al., 2011]. L'AsGaBi épitaxié à basse température est un autre matériau à temps de vie court. La concentration de Bismuth définit la valeur de la bande interdite du semiconducteur qui est de 0.7 eV pour une concentration d'environ 10 %. La mobilité et la résistivité de ce matériau ne sont cependant pas très élevées [Pačebutas et al., 2009]. Le GaAsSb-BT est aussi un alliage qui peut aussi être épitaxié à basse température [Sigmund and Hartnagel, 2005]. Ce matériau peut absorber des photons dont la longueur d'onde se situe autour de 1 μm et le temps de vie des porteurs est de l'ordre de la picoseconde mais encore une fois la résistivité est peu élevée [Offranc, 2010].

TABLEAU 2.1 – Matériaux à temps de vie des porteurs de charge court pour la réalisation de photodétecteurs rapides. Les références associées sont indiquées dans le texte. Le signe "#" signifie que la grandeur n'est pas renseignée

Matériau	τ (ps)	ρ ($\Omega\cdot\text{cm}$)	μ ($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)	λ (nm)
AsGa-BT	0.2-1	$10^6 - 10^8$	1000	800
AsGa implanté N^+	0.4-0.5	$10^6 - 10^8$	1000-2000	800
AsGa implanté As^+	0.2-3	#	#	800
AsGa implanté H^+	0.3	#	1	800
InGaAs-BT dopé Be	0.35	100-700	100	1550
InGaAs implanté Fe^+ (T° ambiante)	0.3	80	de 50 à 100	1550
InGaAs implanté Fe^+ ($T^\circ=77$ K)	#	400	#	1550
MOCVD InGaAs dopé Fe	0.3	100-2200	#	1550
InGaAs irradié Br^+	0.2	3	490	1550
InGaAs irradié Au^+	0.9	0.65	1360	1550
InGaAs/InAlAs-BT dopé Be^+	0.2-1.5	200-2000	1000	1550
InGaAsP implanté Fe^+ ($T^\circ=83$ K)	0.3-3	1200-2500	400	1550
AsGaBi-BT	<1	60	200	1550
AsGaSb-BT	2	200	1000	1000

Le tableau 2.1 regroupe les propriétés des différents matériaux évoqués précédem-

ment. En résumé il existe plusieurs techniques pour obtenir un matériau à temps de vie court comme la croissance à basse température, l'irradiation, l'implantation ou encore le dopage. L'incorporation de défauts a cependant tendance à diminuer la mobilité des porteurs du matériau. De plus, les matériaux dérivés de l'InGaAs, adaptés à la réalisation de photodétecteurs rapides fonctionnant à une longueur d'onde de 1550 nm présentent une faible résistivité. Les hétérostructures InGaAs-InAlAs sont meilleures de ce point de vue mais la croissance est difficile à contrôler ce qui peut engendrer des problèmes de reproductibilité. Les performances de photodétecteurs utilisant ces matériaux seront présentées dans la suite du manuscrit.

2.2 Génération d'ondes sub-THz et THz continues

La première expérience de photomélangement a été réalisée en 1955 à partir du battement entre deux raies obtenues par effet Zeeman émises par des atomes de mercure et détecté par une photocathode [Forrester et al., 1955]. Ce n'est que 40 ans plus tard que la génération d'une onde dans le domaine du THz est réalisée. Pour cela un battement optique provenant de la superposition de deux lasers Ti : Sa est détecté par un photoconducteur en AsGa-BT couplé à une antenne large bande et une puissance de $1 \mu\text{W}$ est atteinte à 800 GHz [Brown et al., 1995]. Plus récemment, en 2004 les laboratoires NTT ont développé des photodiodes à transport unipolaire en InGaAs-InP pour le photomélangement de fréquences entre 300 GHz et 1 THz [Ito et al., 2004].

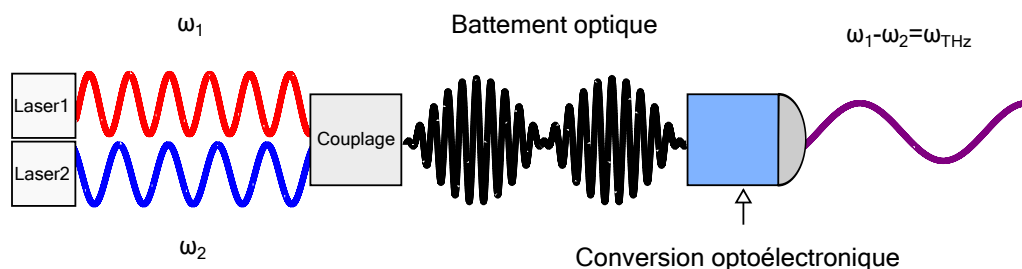


FIGURE 2.2 – Principe de génération d'ondes électromagnétiques par photomélangement d'un battement optique dans un photoconducteur intégré à une antenne

Nous décrivons ici le principe de la création d'un battement optique par la superposition de deux lasers. Pour simplifier l'étude nous décrivons ce principe dans le cas de

la superposition d'ondes planes. Le champ électrique \vec{E}_i d'une onde plane polarisée linéairement suivant un axe x , de vecteur d'onde \vec{k}_i et de pulsation ω_i se propage dans la direction z sous la forme :

$$\vec{E}_i(z, t) = E_i \cos(\omega_i t - k_i z + \phi_i) \vec{e}_x \quad (2.1)$$

Avec ϕ_i le déphasage à l'origine de l'onde. En superposant spatialement deux ondes planes de même polarisation, qui se propagent dans la même direction, le module du vecteur de Poynting associé à la somme des deux ondes électromagnétiques s'écrit :

$$\begin{aligned} |\vec{\Pi}(z, t)| &= |\vec{E}(z, t) \times \vec{H}(z, t)| = y_0 |\vec{E}_1(z, t) + \vec{E}_2(z, t)|^2 \\ &= y_0 E_1^2 \cos^2(\omega_1 t - k_1 z + \phi_1) + y_0 E_2^2 \cos^2(\omega_2 t - k_2 z + \phi_2) \\ &\quad + y_0 E_1 E_2 \cos((\omega_1 + \omega_2)t - (k_1 + k_2)z + \phi_1 + \phi_2) \\ &\quad + y_0 E_1 E_2 \cos((\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)z + \phi_1 - \phi_2) \end{aligned} \quad (2.2)$$

Avec $y_0 = \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}$ l'admittance du vide. Le battement est alors converti par un composant optoélectronique rapide. Les contributions de pulsations ω_1 , ω_2 et $\omega_1 + \omega_2$, sont bien supérieures à la fréquence de coupure du composant et sont donc moyennées. Le module du vecteur de Poynting perçu par le photomélangeur devient donc :

$$|\vec{\Pi}(z, t)| = \frac{y_0}{2} (E_1^2 + E_2^2) + y_0 E_1 E_2 \cos((\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)z + \phi_1 - \phi_2) \quad (2.3)$$

2.2.1 Photomélangeurs en AsGa-BT

Les photoconducteurs en AsGa-BT peuvent servir de photomélangeur. Le battement optique éclaire le photoconducteur avec une intensité $I(z, t)$ qui va décroître, au cours de la propagation de l'onde dans le semiconducteur, par absorption des photons de la façon suivante :

$$I(z, t) = I_0(t)(1 - R) \exp(-\alpha z) \quad (2.4)$$

Avec $I_0(t) = I(z = 0, t) = |\vec{\Pi}(z = 0, t)|$ l'intensité initiale, R le coefficient de réflexion de l'interface air-semiconducteur et α le coefficient d'absorption. Nous supposons que la puissance optique $P_{opt}(t)$ incidente est distribuée sur une surface S de semiconducteur

ce qui donne $I_0(t) = P_{opt}(t)/S$. Le taux de génération des porteurs provenant de la création de paires électron-trou par absorption des photons dans le semiconducteur s'écrit :

$$g(z, t) = -\frac{1}{h\nu} \frac{\partial I(z)}{\partial z} = A(z) + B(z) \cos(\omega_B t + \phi_1 - \phi_2) \quad (2.5)$$

Avec ω_B la pulsation de battement, $h\nu$ l'énergie d'un photon, $A(z) = y_0(E_1^2 + E_2^2)\alpha(1 - R) \exp(-\alpha z)/(2h\nu)$ et $B(z) = y_0 E_1 E_2 \alpha(1 - R) \exp(-\alpha z)/(h\nu)$. L'équation de continuité pour les électrons (les trous suivent une équation analogue), pour une concentration de porteurs sous obscurité considérée négligeable, en régime petit signal et en considérant la contribution des phénomènes de diffusion négligeable devant les phénomènes de recombinaison se note :

$$\frac{\partial n(z, t)}{\partial t} + \frac{n(z, t)}{\tau} = A(z) + B(z) \sin(\omega_B t) \quad (2.6)$$

La solution de cette équation différentielle est de la forme [Rosencher, 2002] :

$$n(z, t) = A(z)\tau + \frac{B(z)\tau}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} \sin(\omega_B t - \arctan(\omega_B\tau)) + C_0 \exp(-t/\tau) \quad (2.7)$$

En régime stationnaire, pour $t \gg \tau$, le terme $C_0 \exp(-t/\tau)$ tend vers 0. La densité de courant en régime de mobilité constante, est calculée par $j = nqv$. Le courant qui traverse la surface $s = wd$ dans le photoconducteur s'exprime alors par :

$$I_{ph} = \int \int j ds = \int \int nqv ds \quad (2.8)$$

Avec q la charge élémentaire, et $v = \mu E$ la vitesse des électrons en régime de mobilité constante. Finalement le photocourant généré par le photoconducteur est donné par :

$$I_{ph} = \frac{q}{h\nu} \frac{\tau}{\tau_{tr}} \eta P_{opt} \left(1 + m \frac{\sin(\omega_B t - \arctan(\omega_B\tau))}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} \right) \quad (2.9)$$

Avec $m = 2E_1 E_2 / (E_1^2 + E_2^2)$ et $\tau_{tr} = l/(\mu E)$ le temps de dérive des charges. La grandeur $(1 - R)(1 - \exp(-\alpha z))$ correspond au rendement quantique η du photoconducteur.

Nous pouvons retrouver l'expression de la photoréponse [Rosencher, 2002] en posant $E_2 = 0$. La photoréponse correspond au photocourant dc normalisé par la puissance op-

tique incidente :

$$Rep = \eta \frac{\mu\tau}{l} \frac{E}{(h\nu)/q} = \eta g \frac{q}{h\nu} \quad (2.10)$$

Le produit $\mu\tau$ est appelé facteur de mérite du photoconducteur et la grandeur g est le gain photoconductif qui correspond au rapport entre le temps de vie τ et le temps de dérive τ_{tr} .

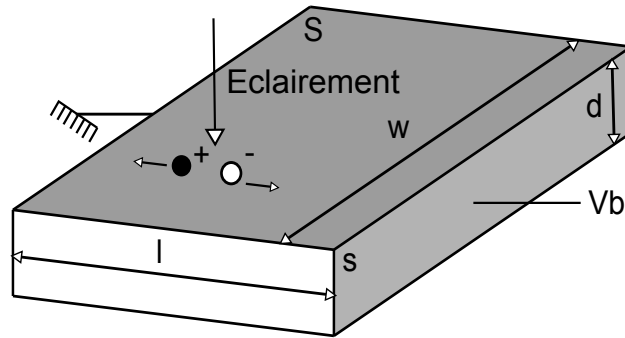


FIGURE 2.3 – Géométrie simplifiée d'un photoconducteur planaire

Les photomélangeurs en AsGa-BT requièrent d'être polarisé pour générer du photocourant comme nous pouvons le voir dans l'équation 2.10. En pratique, dans une expérience de photomélangage cette condition est respectée en connectant un "bias-Tee" relié à une source de tension au composant. Le circuit électrique décrivant une expérience de photomélangage est montré sur la figure 2.4 [Coleman et al., 1964]. Le photomélangeur est modélisé comme une conductance paramétrique $G(t)$, dont la valeur dépend de la puissance optique modulée dans le temps. Nous ajoutons dans le modèle une capacité électrique C en parallèle avec la conductance paramétrique. Le photoconducteur est polarisé par une tension V_b et est chargé par une conductance G_L . Un filtre LC est ajouté dans le circuit pour simplifier l'étude et ne pas prendre en compte les non-linéarités. Ce filtre possède une impédance infinie pour $\omega = \omega_B$ et une impédance nulle pour toute autre ω . La conductance est de la forme $G(t) = G_0 + G_1 \sin(\omega_B t)$. On peut montrer d'après l'équation 2.9 que :

$$G_1 = \frac{mG_0}{\sqrt{1 + \omega_B^2 \tau^2}} \quad (2.11)$$

La combinaison de la source de tension dc et du filtre impose que la tension $V(t)$ aux bornes du photoconducteur est de la forme $V(t) = V_b + V_1 \sin(\omega_B t)$. Nous pouvons calcu-

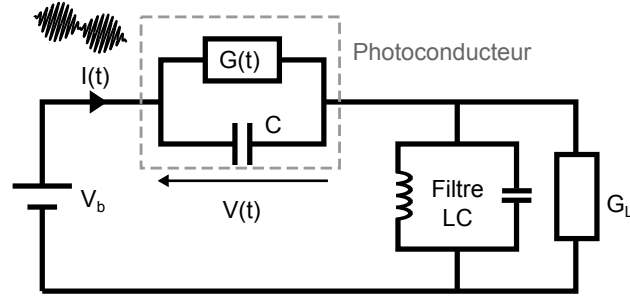


FIGURE 2.4 – Photoconducteur polarisé par une tension dc et chargé par une conductance.

ler le courant qui circule dans le photoconducteur :

$$I(t) = (G(t) + i\omega_B C)V(t) = (G_0 + G_1 \sin(\omega_B t) + i\omega_B C)(V_b + V_1 \sin(\omega_B t)) \quad (2.12)$$

Que nous mettons sous la forme :

$$I(t) = I_0 + I_1 \sin(\omega_B t) + I_2 \sin(2\omega_B t) \quad (2.13)$$

Avec $I_0 = V_b(G_0 + i\omega_B C) + V_1 G_1/2$, $I_1 = V_b G_1 + V_1(G_0 + i\omega_B C)$ et $I_2 = V_1 G_1/2$. La composante V_1 est trouvée par la loi des mailles à la fréquence ω_B .

$$\frac{I_1}{G_L} + V_1 = 0 \quad (2.14)$$

Ce qui donne finalement :

$$V_1 = -V_0 \frac{G_1}{G_0 + i\omega_B C + G_L} \quad (2.15)$$

La puissance dissipée dans la charge G_L à la fréquence ω_B est alors donnée par la relation suivante :

$$P_L(\omega_B) = \frac{1}{2} V_b^2 \frac{G_1^2 G_L}{|G_0 + G_L + i\omega_B C|^2} \quad (2.16)$$

En remplaçant dans cette expression G_1 en fonction de G_0 et en supposant que $G_0 \gg G_L$, la puissance dissipée dans la charge se note finalement [Brown, 1999; Brown et al., 1995] :

$$P_L(\omega_B) = \frac{1}{2} R_L (G_0 V_b)^2 m^2 \frac{1}{1 + (\omega_B \tau)^2} \frac{1}{1 + (\omega_B R_L C)^2} \quad (2.17)$$

Cette expression fait apparaître la limitation en fréquence du photomélangeur qui dé-

pend à la fois du temps de vie et de la constante de temps $\tau_{RC} = R_L C$. Nous pouvons remarquer que l'expression n'est plus valide quand la condition $G_0 \gg G_L$ n'est plus respectée [Peytavit et al., 2011]. La figure 2.5 présente la puissance normalisée d'un photomélangeur en fonction de la fréquence. Dans un premier temps le photoconducteur est considéré parfait ($C=0$ F) et la fréquence de coupure est alors égale à $f_c = 1/(2\pi\tau)$. Un temps de vie de 500 fs correspond dans ce cas à une fréquence de coupure de 320 GHz. En prenant en compte l'effet de la capacité, la fréquence de coupure diminue. Pour $\tau_{RC} = 500$ fs ($C = 10$ fF) la fréquence de coupure est alors de 200 GHz. Ces résultats démontrent que pour générer des ondes continues par photomélange en bande millimétrique, le temps de vie de l'AsGa-BT doit être de l'ordre de la picoseconde et la capacité électrique doit être de l'ordre de la dizaine de femto-Farad. La capacité électrique correspondant à deux plans métalliques séparés par une couche d'AsGa-BT d'épaisseur l peut être calculée par :

$$C = \frac{s\epsilon}{l} \quad (2.18)$$

Avec s la surface des plaques métalliques et $\epsilon = \epsilon_0\epsilon_r$ la constante diélectrique du semiconducteur. Nous pouvons voir sur la figure 2.6 que pour un composant dont la surface est inférieure à $100 \mu\text{m}^2$, et pour des épaisseurs de couches semiconductrices supérieures à 250 nm, la valeur de la capacité électrique est de l'ordre de quelques dizaines de femto-Farad.

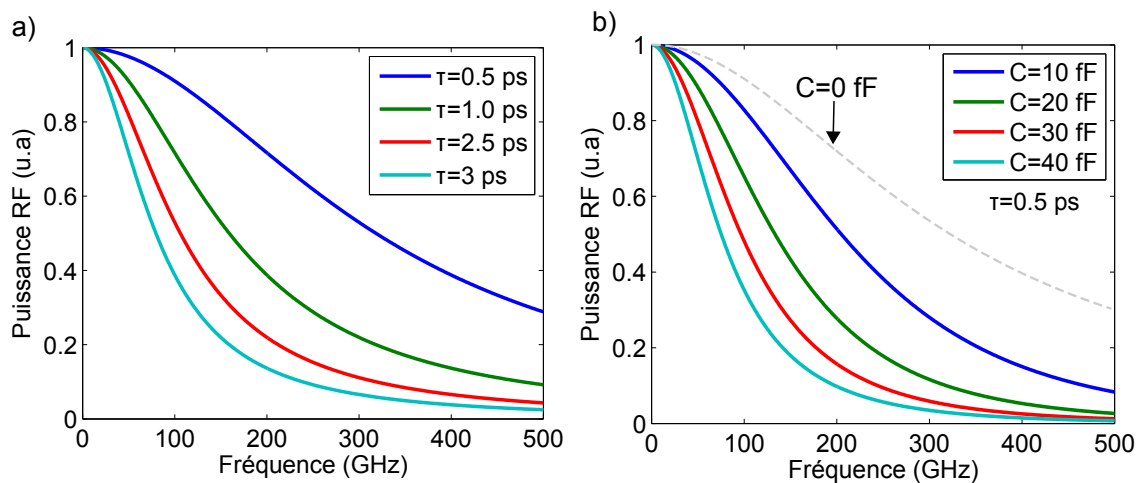


FIGURE 2.5 – Puissance générée par un photomélangeur en AsGa-BT a) Influence du temps de vie pour un photomélangeur parfait ($C=0$ F). b) Influence de la capacité sur la fréquence de coupure pour $\tau = 500$ fs et $R_L=50 \Omega$

2.2.2 Photodiodes pin et UTC

Les photodiodes les plus simples sont composées d'une jonction p-n responsable de la création d'une zone de charge d'espace (ZCE), également appelée zone de déplétion, dans laquelle se forme un champ électrique interne. Sous éclairage, des porteurs libres sont photogénérés dans le semiconducteur. Les porteurs minoritaires qui se trouvent en dehors de la zone de déplétion diffusent jusqu'à y arriver. Les porteurs qui se situent dans la ZCE dérivent sous l'effet du champ électrique interne, vers la zone n pour les électrons et p pour les trous. Le temps de réponse caractéristique de la photodiode est donc la somme du temps de diffusion et du temps de dérive. Une couche de semiconducteur intrinsèque peut alors être ajoutée entre la zone n et p. Dans les photodiodes p-i-n, tous les porteurs sont générés dans la zone intrinsèque ce qui permet de s'affranchir du temps de diffusion. Pour que l'absorption optique soit élevée, il faut cependant que la zone intrinsèque soit épaisse ce qui a pour effet d'augmenter le temps de dérive des charges. En contrepartie cela diminue la capacité électrique de la photodiode.

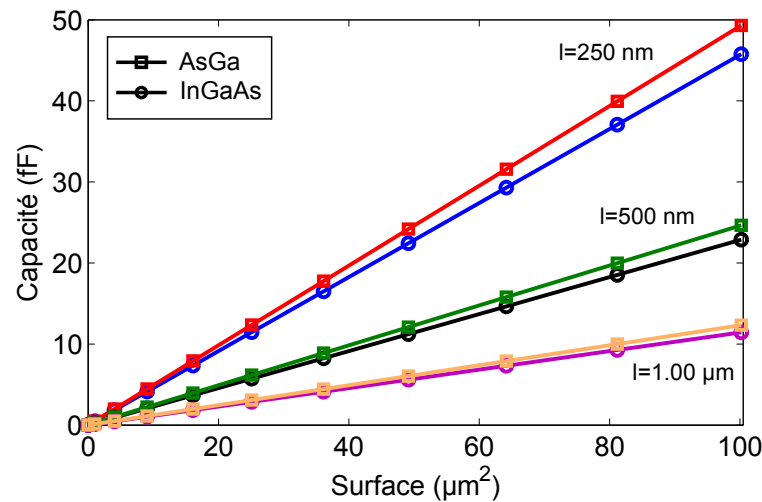


FIGURE 2.6 – Capacité électrique en fonction de la surface du composant pour l'AsGa et l'InGaAs, pour différentes distances inter-électrode (l)

La fréquence de coupure d'une photodiode p-i-n, en supposant le temps caractéristique des phénomènes de recombinaison des porteurs négligeable devant le temps de dérive, se met sous la forme [Kato, 1999] :

$$P_{RF}(f) = P_{RF}(0) \times \frac{1}{1 + (\omega_B \tau_{tr})^2} \frac{1}{1 + (\omega_B RC)^2} \quad (2.19)$$

La résistance R correspond à l'association de la résistance parasite série de la photodiode et de la charge 50Ω et C est la capacité électrique intrinsèque de la photodiode. Le temps de dérive τ_{tr} des charges dans la zone intrinsèque de largeur w se calcule par l'expression approchée :

$$\tau_{tr} = \frac{w}{3.5\bar{v}} \quad (2.20)$$

La vitesse moyenne \bar{v} se calcule en fonction de la vitesse de saturation des électrons v_e et des trous v_h :

$$\frac{1}{\bar{v}^4} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{v_e^4} + \frac{1}{v_h^4} \right) \quad (2.21)$$

L'expression 2.19 est analogue à l'expression 2.17 pour les photoconducteurs en AsGa-BT, à la différence près que cette fois-ci le temps de dérive limite la fréquence de coupure du composant. De plus pour obtenir une fréquence de coupure supérieure à 100 GHz, τ_{tr} doit être de l'ordre de la picoseconde, ce qui impose une épaisseur w de l'ordre de 200 nanomètres pour une vitesse moyenne $\bar{v} = 5.3 \times 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$. L'absorption optique n'est alors plus optimale puisque par exemple dans l'InGaAs seulement 20 % de la lumière est absorbée dans une épaisseur de 200 nm, en considérant une loi de type Beer-Lambert avec $\lambda = 1550 \text{ nm}$ et $\alpha = 9.7 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ et sans réflexion à l'interface air-photodiode. Il faut donc trouver un compromis entre la fréquence de coupure et le photoréponse désirée.

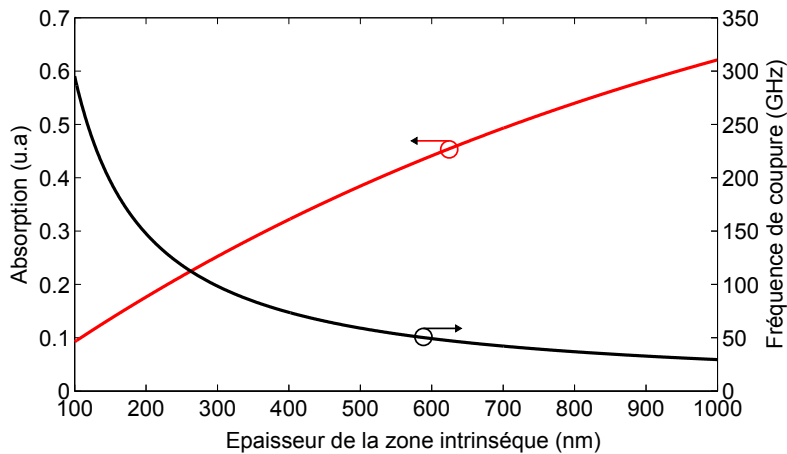


FIGURE 2.7 – Absorption optique et fréquence de coupure en fonction de l'épaisseur de la zone intrinsèque d'une photodiode p-i-n. Dans cet exemple $C = 0 \text{ F}$, $\alpha = 9.7 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ et $\bar{v} = 5.3 \times 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$

Les photodiodes à transport unipolaire (UTC) sont des photodiodes dont la structure permet de s'affranchir du phénomène de dérive des trous dans la zone de collection. Le

but est d'augmenter la rapidité de la dynamique du composant et d'éviter l'accumulation de trous, ayant une vitesse plus faible que les électrons, ce qui aurait pour effet d'écranter le champ électrique appliqué sur la photodiode. Pour cela, la zone d'absorption optique et le collecteur, insérés entre une région dopée p+ et une région dopée n+, sont séparés en deux zones distinctes. La zone absorbante dopée p est placée entre la région dopée p+ et le collecteur non dopé. Les porteurs générés diffusent dans la zone absorbante. Les trous sont collectés au contact p et les électrons entrent dans le collecteur puis dérivent jusqu'au contact n. Le photocourant total provient de la contribution des électrons et des trous dans la zone absorbante et de la contribution des électrons dans le collecteur. La figure 2.8 montre le diagramme des bandes d'énergie associé à une photodiode UTC en InGaAs/InP.

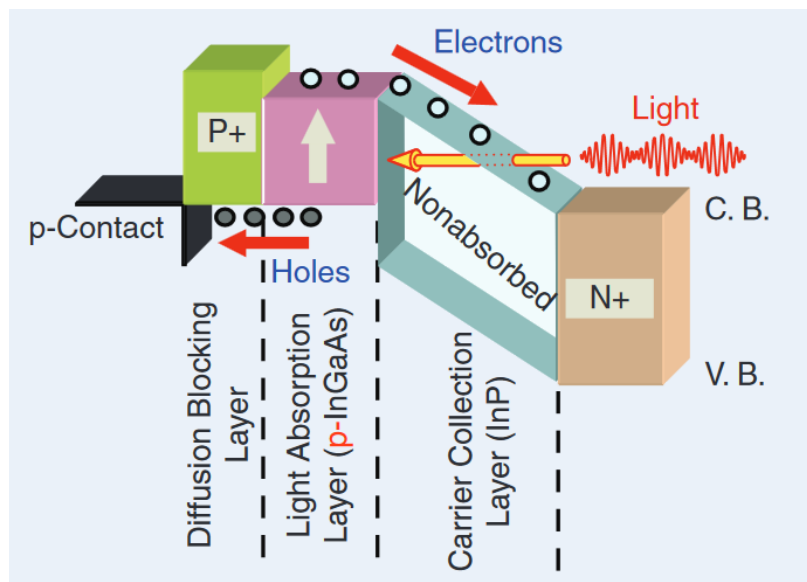


FIGURE 2.8 – Diagramme des bandes d'énergie d'une photodiode UTC, figure issue de la référence Nagatsuma [2009]

Un modèle analytique est donné dans la référence [Ishibashi et al., 1997] pour calculer le photocourant généré par une photodiode UTC. Dans ce modèle à une dimension, la longueur totale de la photodiode est $w = w_a + w_c$ avec w_a la longueur de la zone absorbante et w_c la longueur de la zone de collection. Plusieurs approximations sont faites :

- Le courant de trou est nul dans la zone de collection.
- La densité p de trous photogénérés est négligeable devant la densité de dopage p_0 .

-La photodiode est en court-circuit.

-La capacité électrique et la résistance intrinsèques de la zone absorbante sont négligés.

-Les processus de diffusion sont de nature thermoionique.

Nous pouvons exprimer le rotationnel du champ magnétique à l'aide des équations de Maxwell.

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.22)$$

La divergence d'un rotationnel étant nulle, en prenant la divergence de l'équation 2.22, on peut montrer que :

$$\vec{J} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \text{cste} \quad (2.23)$$

Le courant total dans la photodiode est donc donné par la somme des courants d'électrons, de trous, et de déplacement intégrés sur la longueur w :

$$J_{tot} = \frac{1}{w} \int_0^w \left(J_e + J_h + \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} \right) dx \quad (2.24)$$

Dans le cas ou la photodiode est en court circuit, l'intégrale du courant de déplacement est nulle. Les contributions sont scindées en deux parties, absorbante et collecteur, et puisque le courant de trous est nul entre w_a et w le courant devient :

$$J_{tot} = \frac{1}{w} \left(\int_0^{w_a} (J_e + J_h) dx + \int_{w_a}^w J_e dx \right) \quad (2.25)$$

Si la photodiode n'est pas en court-circuit mais est reliée à une charge R_L , alors le photocourant est multiplié par un facteur $1/(1+J\omega_B R_L C)$ comme dans les exemples précédents. Les densités de courant d'électron J_e et de trou J_h sont données par les relations de continuité et par l'équation de Poisson. La densité initiale de trous dans la zone absorbante est notée p_0 et les photoporteurs sont créés avec un taux de génération G en densité n et p , avec $p \ll p_0$. Les grandeurs μ et D représentent la mobilité et le coefficient de diffusion. Un pseudo-champ électrique E_0 peut également être ajouté dans la zone absorbante par un gradient de composition lors de l'épitaxie.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - \frac{n}{\tau} + \frac{1}{q} \frac{\partial J_e}{\partial x} = G - \frac{n}{\tau} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e n (E_0 + E) + D_e \frac{\partial n}{\partial x} \right) \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G - \frac{n}{\tau} - \frac{1}{q} \frac{\partial J_h}{\partial x} = G - \frac{n}{\tau} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_h (p + p_0) E - D_h \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon} (p - n) \quad (2.28)$$

La réponse en fréquence d'une photodiode UTC, est alors donnée par :

$$P_{RF}(f) = P_{RF}(0) \times \frac{1}{1 + (\omega_B \tau_a)^2} \frac{1}{1 + (\omega_B RC)^2} \frac{\sin^2(\omega_B \tau_{tr}/2)}{(\omega_B \tau_{tr}/2)^2} \quad (2.29)$$

-Pour $E_0 = 0$, $\tau_a = W_a / v_{th} + W_a^2 / (2D_e)$ correspond au temps caractéristique des processus dans la zone absorbante. La vitesse $v_{th} = \sqrt{k_B T / \pi m^*}$, avec m^* la masse effective des électrons, est la vitesse thermoionique. On peut trouver $v_{th} = 1 \times 10^5$ m/s pour l'InGaAs dans la référence [Feiginov, 2007]. Le coefficient de diffusion est calculé par : $D_e = \mu_e k_B T / q = 130$ cm²s⁻¹ pour une mobilité $\mu_e = 5000$ cm²V⁻¹s⁻¹.

-Pour $E_0 \neq 0$, un phénomène de dérive est ajouté à la diffusion des électrons dans la zone absorbante et $\tau_a = W_a / v_d$. La vitesse des électrons est alors la vitesse de saturation $v_d = 2 \times 10^5$ m/s ce qui est supérieur à v_{th} .

-La fréquence de coupure à 3 dB associée au transport des électrons dans le collecteur est donnée par $f_{tr} = 0.443 v_d / w_c$. La figure 2.9 présente la fréquence de coupure à 3 dB

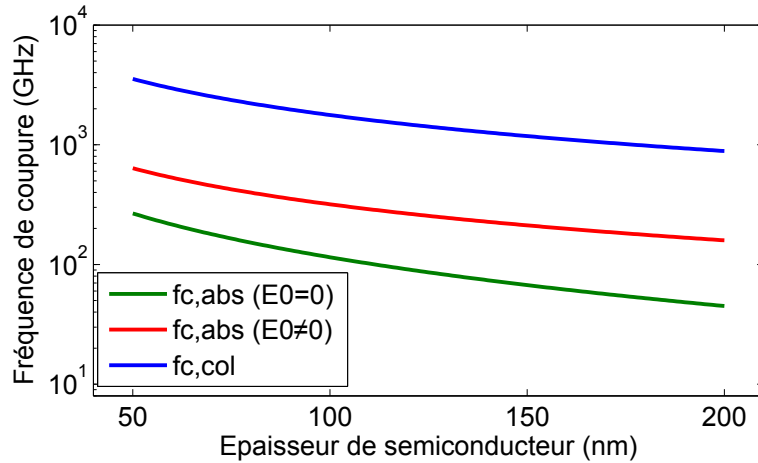


FIGURE 2.9 – Fréquences de coupure en fonction de l'épaisseur de la zone absorbante pour $f_{c,abs}$ et de l'épaisseur du collecteur pour $f_{c,col}$. La vitesse thermoionique est $v_{th} = 1 \times 10^5$ m/s dans l'InGaAs et la vitesse de saturation des électrons est $v_d = 2 \times 10^5$ m/s dans l'InP

$f_{c,abs} = 1 / (2\pi\tau_a)$ et $f_{c,col} = 0.443 / \tau_{tr}$ dans le cas d'une photodiode UTC en InGaAs-InP en fonction des épaisseurs de la zone absorbante (pour $f_{c,abs}$) et du collecteur (pour

f_c, col). Nous pouvons voir que la photodiode est limitée par f_c, abs et qu'il vaut mieux ajouter un pseudo-champ E_0 . Ainsi pour une épaisseur w_a de 200 nm on peut obtenir une fréquence de coupure d'environ 200 GHz.

2.2.3 Photodétecteurs de type MSM-InAlAs/InGaAs

Les photodétecteurs de type métal-semiconducteur-métal utilisent des contacts qui sont de type Schottky donc bloquants ce qui permet d'obtenir des composants avec une résistance d'obscurité plus élevée. Les premiers MSM étaient en AsGa. La référence [Yu et al., 1999] montre par exemple un MSM en AsGa (voir figure 2.10) qui présente un courant d'obscurité de l'ordre de la dizaines de nanoampères pour une tension appliquée de 1V.

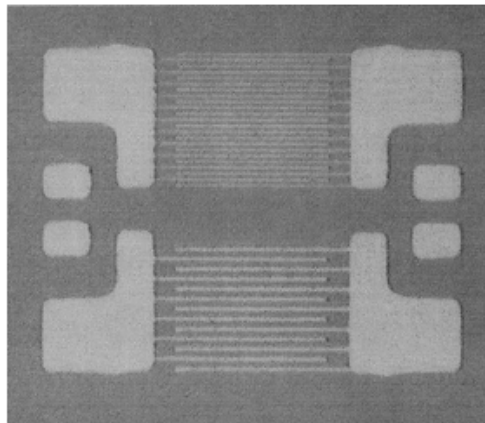


FIGURE 2.10 – Photodétecteur de type MSM en AsGa. Les espacements entre les doigts métalliques sont de 300 nm et de 600 nm respectivement. Le composant fonctionne à la longueur d'onde de 800 nm. La figure est issue de la référence [Yu et al., 1999]

L'InGaAs est un semiconducteur dont la valeur de la bande d'énergie interdite est de 0.75 eV, ce qui en fait un matériau de choix pour réaliser des photodétecteurs fonctionnant dans l'infrarouge, et particulièrement autour de 1550 nm [C. Carmody, 2003; Chिमot et al., 2005; Driscoll et al., 2005; Fekecs et al., 2011; Sartorius et al., 2008]. Le plus souvent les photodétecteurs en InGaAs sont fabriqués en technologie planaire interdigitée comme la structure présentée sur la figure 2.11.a. Cependant, la faible valeur de la barrière Schottky entre l'au et l'InGaAs ($\Phi_s \sim 0,2$ eV) implique que la résistance d'obscurité est très faible (200 $\Omega.cm$). Pour résoudre ce problème, il est préférable d'utiliser une

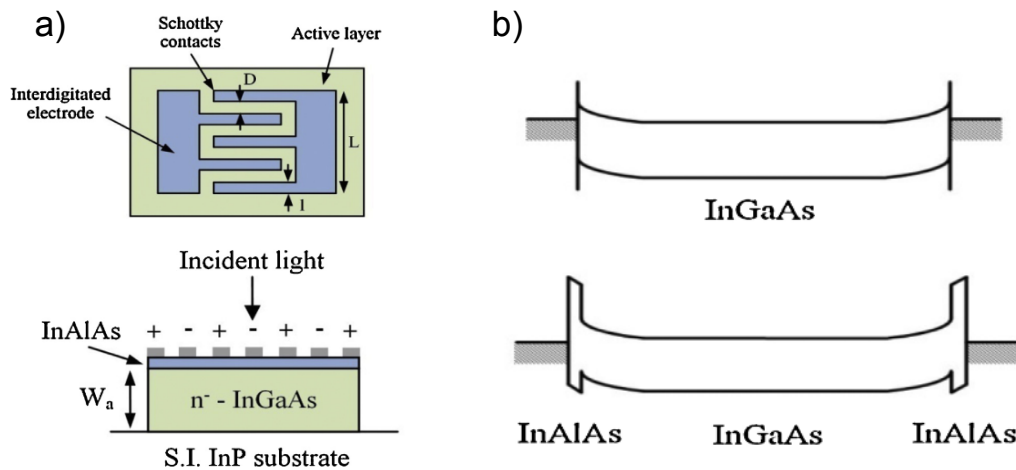


FIGURE 2.11 – Représentation schématique d'un MSM-InGaAs interdigité (a) Diagramme des bandes d'énergie avec et sans barrière d'InAlAs dans un MSM-InGaAs (b) Figures issues de la référence Aissat et al. [2014]

couche d'InAlAs entre le métal et l'InGaAs puisque la barrière Schottky de l'InGaAs/Au est de $\Phi_s \sim 0,7$ eV. Dans ce cas, l'injection des électrons du métal vers le semiconducteur est moins importante et il en résulte un courant d'obscurité réduit. La figure 2.11.b montre le diagramme des bandes d'énergie pour un composant avec et sans barrières en InAlAs. Pour éviter une jonction trop abrupte entre l'InGaAs et l'InAlAs et éviter l'apparition de puits de potentiel qui auraient pour effet de stocker les charges libres, un super-réseau à gradient de composition d'InAlAs/InGaAs est inséré entre les deux couches. Il est fréquent de trouver le terme métal-semiconducteur-métal (MSM)-InGaAs pour désigner ce type de photodétecteur dans la littérature.

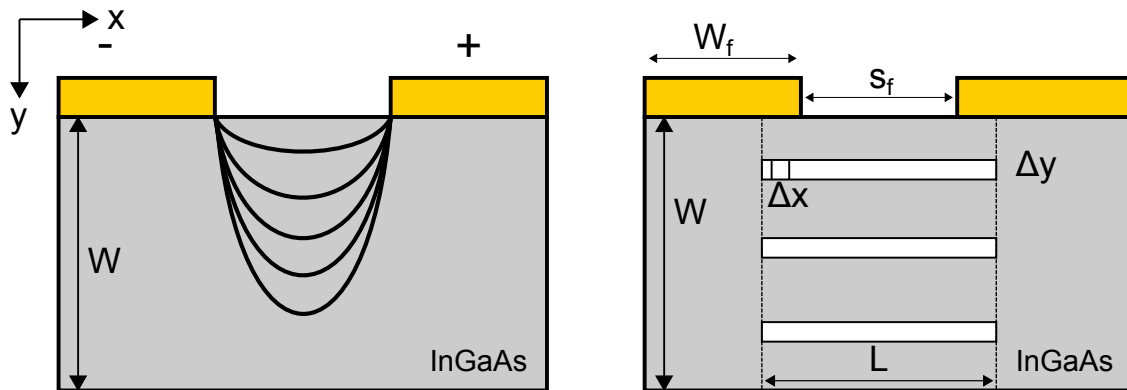


FIGURE 2.12 – Schéma d'un MSM-InGaAs et lignes de champ électrique. Modèle équivalent en 1 dimension

Un modèle analytique simplifié qui permet de trouver la réponse fréquentielle d'un photodétecteur MSM est donné dans la référence [Chen et al., 1996]. Le photodétecteur est constitué d'une couche d'InGaAs non-dopée sur laquelle des doigts métalliques interdigués sont déposés. Nous ne considérons pas la barrière Schottky augmentée en InAlAs et le gradient de composition dans ce modèle. Le photodétecteur est polarisé et dans ce cas les lignes de champ électrique ne sont pas uniformes comme le montre schématiquement la figure 2.12.a et la distance que parcourt les charges photogénérées est supérieure à la distance inter-électrode s_f . Pour simplifier l'analyse un modèle à une dimension, considérant une distance effective L pour le parcours des charges est développé. En première approximation, la distance L correspond à la demi-ellipse de rayons $s_f/2, W/2$:

$$L = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \sqrt{(s_f^2 + W^2)} \quad (2.30)$$

Dans ce modèle les charges sont collectées à des plans virtuels séparés de la distance L comme montré sur la figure 2.12.b. Le photodétecteur est éclairé par un battement optique et on considère que l'absorption optique est uniforme dans la direction x . La composante ac du taux de génération est donnée par :

$$G_{ac} = \alpha e^{-\alpha y} \tilde{\phi}_{ac} e^{j\omega_B t} \quad (2.31)$$

Avec α le coefficient d'absorption, $\tilde{\phi}_{ac}$ la composante ac du flux incident :

$$\tilde{\phi}_{ac} = \frac{\tilde{P}_{opt}(1-R)}{Sh\nu} \quad (2.32)$$

Avec \tilde{P}_{opt} la composante ac de la puissance optique incidente, R le coefficient de réflexion, et S la surface éclairée. Les composantes ac de densité de courant de trous \tilde{J}_h et d'électrons \tilde{J}_e sont égales à :

$$\tilde{J}_e = \tilde{n} q v_e \quad (2.33)$$

$$\tilde{J}_h = \tilde{p} q v_p \quad (2.34)$$

Avec \tilde{n} et \tilde{p} la composante ac des densités de porteur des électrons et des trous de vitesse v_n et v_p respectivement. Les relations de continuité donnent pour la densité de courant

d'électrons par unité de longueur :

$$\frac{\partial(\tilde{J}_e \Delta y)}{\partial x} - \left(\frac{1}{\tau_n} + j\omega_B \right) \frac{\tilde{J}_e \Delta y}{v_n} = -\alpha q e^{-\alpha y} \tilde{\phi}_{ac} \Delta y \quad (2.35)$$

Dans cette équation le courant de diffusion est négligé. La grandeur τ_n représente le temps de vie des électrons. Une équation analogue peut être écrite pour le courant de trous. En résolvant l'équation différentielle 2.35, $\tilde{J}_e \Delta y$ est donné à chaque position x par :

$$\tilde{J}_e \Delta y = -\alpha q \tilde{\phi}_{ac} e^{-\alpha y} \frac{1}{p} (e^{px} - 1) \Delta y \quad (2.36)$$

Avec dans cette expression :

$$p = \frac{1}{v_n} \left(\frac{1}{\tau_n} + j\omega_B \right) \Delta y \quad (2.37)$$

L'intégration de l'équation 2.36 et de l'équation analogue pour $\tilde{J}_h \Delta y$ entre $y = 0$ et $y = W$ donne la densité totale de courant $\tilde{J}_h(x) + \tilde{J}_e(x)$ pour chaque position x . On considère comme conditions aux limites que $J_e(0) = 0$ et $J_h(L) = 0$ puisque les électrons se déplacent vers l'anode et les trous vers la cathode. En supposant le composant en court-circuit, le courant de déplacement est nul et la densité totale de courant est alors calculée par intégration des densités de courant d'électrons et de trous :

$$\tilde{J}(j\omega_B) = \frac{1}{L} \int_0^L (\tilde{J}_h(x) + \tilde{J}_e(x)) dx \quad (2.38)$$

Nous considérons que le court-circuit pour le courant ac n'affecte pas le champ électrique dc. Finalement la réponse en fréquence $J(j\omega_B)$ est donnée en fonction des temps de dérive des électrons $\tau_{re} = L/v_n$ et des trous $\tau_{rh} = L/v_p$ et des rapports entre temps de dérive et temps de vie $a_n = \tau_{re}/\tau_n$ et $a_p = \tau_{rh}/\tau_h$.

$$\frac{J(j\omega_B)}{J(0)} = \frac{1}{A_n} \left(\frac{e^{A_n} - 1}{A_n} - 1 \right) + \frac{1}{A_p} \left(\frac{e^{A_p} - 1}{A_p} - 1 \right) \quad (2.39)$$

Avec $A_n = a_n + j\omega_B \tau_{re}$ et $A_p = a_p + j\omega_B \tau_{rh}$. De plus $\tau_{re} \ll \tau_n$ et $\tau_{rh} \ll \tau_p$ ce qui permet de négliger a_n et a_p . Le terme $J(0)$ est donné par :

$$J(0) = -q \tilde{\phi}_{ac} \frac{L}{W} (1 - e^{-\alpha W}) \quad (2.40)$$

La réponse en fréquence $|J(j\omega_B)/J(0)|$ est montrée sur la figure 2.13.a en fonction du paramètre $R_t = \tau_{rh}/\tau_{re}$. Plus le paramètre R_t est élevé et plus la bande passante du composant est limitée. La figure 2.13.b montre la réponse du MSM en InGaAs en fonction de la fréquence pour une vitesse des électrons et des trous à saturation $v_n = 0.7 \times 10^5$ m/s et $v_p = 0.5 \times 10^5$ m/s [Soole and Schumacher, 1990] et pour différentes valeurs de s_f avec $S_f = W_f$. La fréquence de coupure à 3 dB est de 115 GHz pour $s_f = 250$ nm. Un composant avec des électrodes faiblement espacées permet donc d'obtenir une fréquence de coupure élevée. Finalement les MSM-InGaAs pourraient potentiellement servir de photomélangeur tout en étant compatible avec une longueur d'onde de 1550 nm mais sont toutefois assez pénalisés par les trous.

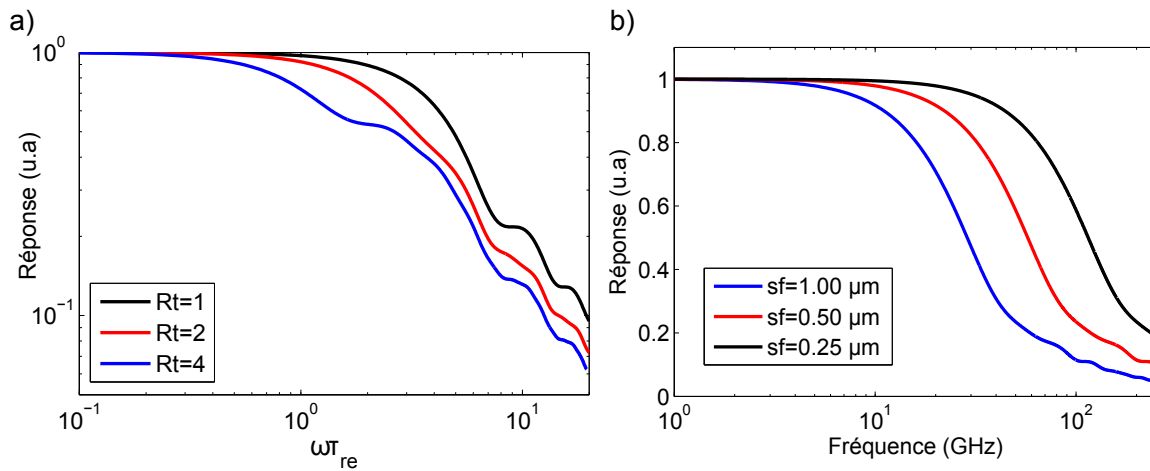


FIGURE 2.13 – Réponse en fréquence d'un MSM-InGaAs $|J(j\omega_B)/J(0)|$. a) Influence du rapport $R_t = \tau_{rh}/\tau_{re}$ en fonction de $\omega_B \tau_{re}$. b) Influence des paramètres géométriques sur la réponse en fonction de la fréquence

2.2.4 État de l'art du photomélange

Comme nous l'avons évoqué précédemment, le photomélange permet de générer des ondes continues avec une puissance significative pour des fréquences inférieures à 3 THz de manière efficace. La figure 2.14 montre l'état de l'art du photomélange. Les meilleures performances sont obtenues à l'aide de photoconducteurs en AsGa-BT et de photodiodes UTC en InGaAs-InP. Pour une fréquence autour de 300 GHz une puissance de l'ordre du mW est atteinte. Cependant les photoconducteurs en AsGa-BT ne sont pas efficaces à une longueur d'onde de 1550 nm et les photodiodes ne sont pas des détecteurs cohérents très

performants à cause de leur champ électrique interne [Rouvalis et al., 2011]. Il serait donc intéressant d'exploiter la voie des MSM en InGaAs qui pourraient potentiellement servir de photomélangeurs et de détecteurs pour une longueur d'onde de fonctionnement de 1550 nm. A notre connaissance, la seule expérience de photomélange qui utilise un MSM-InGaAs est montrée dans la référence [Chau et al., 2000]. Le photodétecteur est distribué dans un guide d'onde optique et l'épaisseur de la couche d'InGaAs absorbant est de 150 nm. Une structure métallique interdigités dont la largeur et l'espacement sont de 200 nm forment les contacts Schottky. Les performances atteintes sont faibles, la puissance mesurée étant de $7.9 \mu\text{W}$ pour une fréquence de 75 GHz, malgré une photoréponse dc de 0.25 A/W et une tension de claquage élevée d'environ 5 V pour une valeur de photocourant dc supérieure à 10 mA.

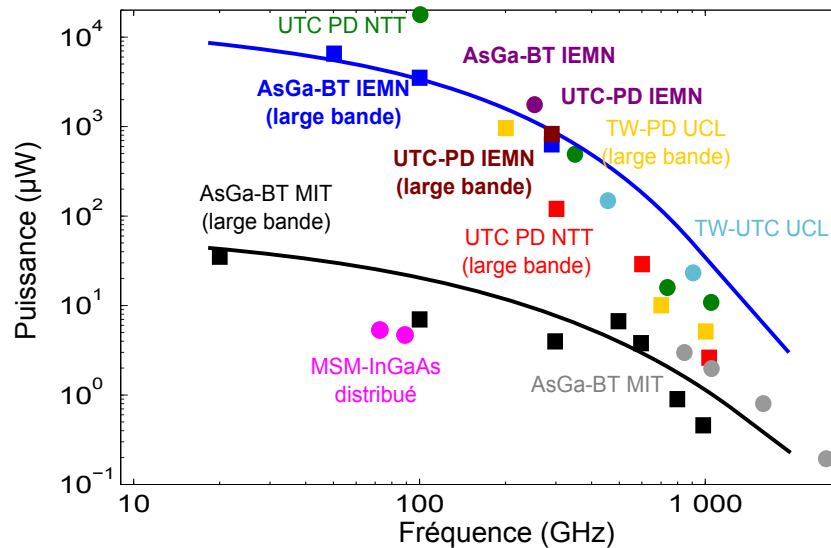


FIGURE 2.14 – Etat de l'art de la puissance obtenue par photomélange en régime continu : AsGa-BT MIT [Duffy et al., 2001], AsGa-BT IEMN [Peytavit et al., 2011, 2013], UTC PD NTT [Ito et al., 2004; Nakajima et al., 2004; Wakatsuki et al., 2008], TW PD UCL [Rouvalis et al., 2010, 2012], UTC PD IEMN [Latzel et al., 2017], MSM-InGaAs [Chau et al., 2000]

2.3 Sous-échantillonnage photoconductif d'ondes sub-THz continues

L'échantillonnage est une méthode de détection qui permet de discrétiser temporellement un signal en vue de réaliser ensuite la conversion analogique-numérique de ce si-

gnal. Le principe de Shannon indique que la fréquence de prélèvement des échantillons doit être supérieure à deux fois la composante de fréquence la plus élevée f_{max} que comporte le signal à échantillonner pour ne pas perdre d'informations, soit $f_{rep} > 2f_{max}$. Dans le cas contraire on parle de sous-échantillonnage et le signal à échantillonner doit posséder une largeur spectrale plus petite que $f_{rep}/2$. Cette condition ne pose aucun problème dans le cas de la détection d'une onde continue, donc de faible largeur spectrale, et il est alors possible de sous échantillonner une onde de fréquence élevée de l'ordre de la dizaine de GHz avec une fréquence d'échantillonnage de l'ordre de la centaine de MHz.

2.3.1 Principe du sous-échantillonnage optoélectronique

L'échantillonnage optoélectronique d'un signal analogique $s(t)$ consiste à multiplier dans le domaine temporel ce signal avec un train d'impulsions optiques noté $s_o(t)$. Chaque impulsion optique est de la forme $p_s(t)$ (fonction porte, fonction gaussienne...). La période de répétition du laser est notée $T_e = 1/f_{rep}$. Le signal échantillonné $s_e(t)$ s'écrit dans le domaine temporel [Gorisse, 2007] :

$$s_e(t) = s(t) \times s_o(t) = s(t) \times \left[p_s(t) \otimes \sum_{-\infty}^{+\infty} \delta(t - mT_e) \right] \quad (2.41)$$

Avec m un entier. La fonction $\delta(t)$ est la fonction pic de Dirac et le signe " \otimes " représente le produit de convolution. La figure 2.15.a illustre le principe du sous-échantillonnage dans le domaine temporel. En appliquant la transformée de Fourier à la relation 2.41, nous obtenons l'expression suivante :

$$S_e(f) = S(f) \otimes S_o(f) = S(f) \otimes \left[P_s(f) \times f_{rep} \sum_{-\infty}^{+\infty} \delta(f - mf_{rep}) \right] \quad (2.42)$$

Avec $S_e(f)$, $S(f)$, $S_o(f)$ et $P_s(f)$ les transformées de Fourier des fonctions $s_e(t)$, $s(t)$, $s_o(t)$ et $p_s(t)$.

Cette expression peut se réécrire sous la forme :

$$S_e(f) = f_{rep} \sum_{-\infty}^{+\infty} P_s(mf_{rep}) S(f - mf_{rep}) \quad (2.43)$$

L'expression de $S_e(f)$ donnée par la relation 2.43 correspond au spectre du signal échan-

tillonné pour un signal $s(t)$ quelconque et pour des impulsions optiques d'une forme quelconque.

Le cas le plus simple consiste à calculer la fonction $S_e(f)$ pour une fonction $s(t)$ de forme sinusoïdale :

$$s(t) = \cos(2\pi f_{RF} t) \quad (2.44)$$

Dans ce cas la transformée de Fourier $S(f)$ de la fonction $s(t)$ est donnée par la relation :

$$S(f) = \frac{1}{2} [\delta(f - f_{RF}) + \delta(f + f_{RF})] \quad (2.45)$$

De plus, les lasers à blocage de mode génèrent dans la plupart des cas un train d'impulsions Gaussiennes de largeur à mi-hauteur τ . La fonction $s_o(t)$ s'écrit donc :

$$s_o(t) = \exp\left[-4 \ln(2) \frac{t_c^2}{\tau^2}\right] \otimes \sum_{-\infty}^{+\infty} \delta(t - mT_e) \quad (2.46)$$

La transformée de Fourier de la relation 2.46 donne l'expression suivante :

$$S_o(f) = f_{rep} \tau \sqrt{\frac{\pi}{4 \ln 2}} \sum_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{\pi^2 \tau^2}{4 \ln(2)} (mf_{rep})^2\right] [\delta(f - mf_{rep})] \quad (2.47)$$

La figure 2.15.b montre une représentation des fonctions $S(f)$ (équation 2.45) et $S_o(f)$ (équation 2.47). Finalement, le spectre $S_e(f)$ du signal $s_e(t)$ échantillonné est donné par la relation :

$$S_e(f) = \frac{f_{rep} \tau}{2} \sqrt{\frac{\pi}{4 \ln 2}} \sum_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{\pi^2 \tau^2}{4 \ln(2)} (mf_{rep})^2\right] [\delta(f - f_{RF} - mf_{rep}) + \delta(f + f_{RF} - mf_{rep})] \quad (2.48)$$

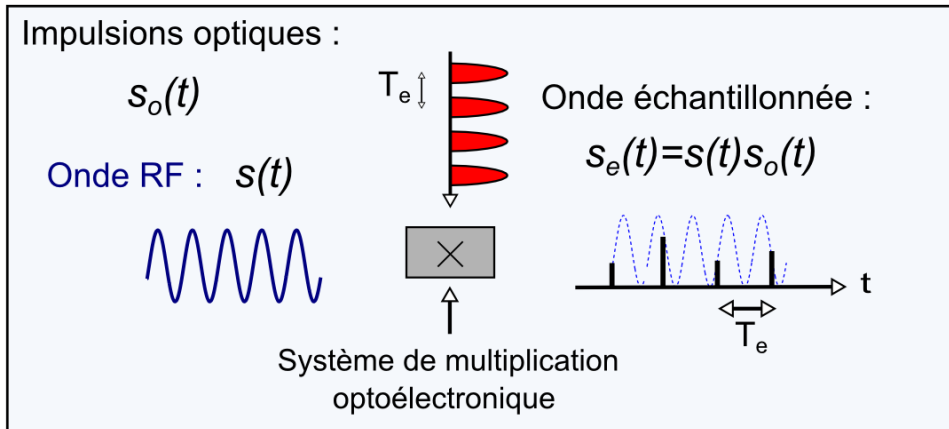
La figure 2.15.c montre une représentation de la fonctions $S_e(f)$ (équation 2.48). Les pics dupliqués existent pour des fréquences f_{IF} qui suivent une des deux relation suivante :

$$f_{IF} = f_{RF} - mf_{rep} \quad (2.49)$$

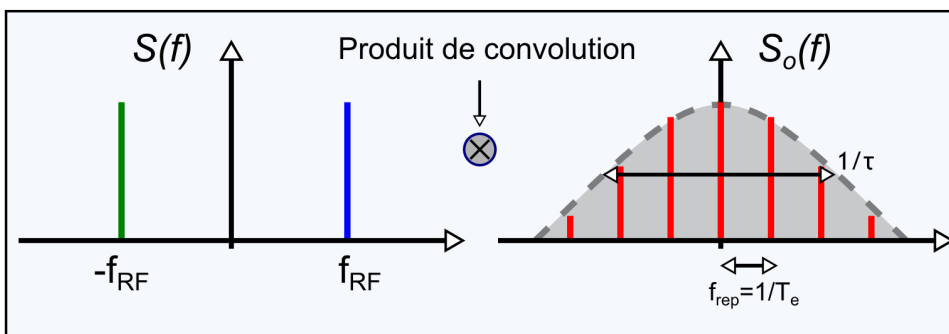
$$f_{IF} = mf_{rep} - f_{RF} \quad (2.50)$$

Les relations 2.49 et 2.50 permettent de calculer la fréquence intermédiaire qui est située en bande de base, soit la fréquence f_{IF} dont la valeur est inférieure à $f_{rep}/2$. A partir de

a) Sous-échantillonnage, principe dans le domaine temporel



b) Spectres du signal RF et du train d'impulsions optiques détecté



c) Spectre du signal échantillonné

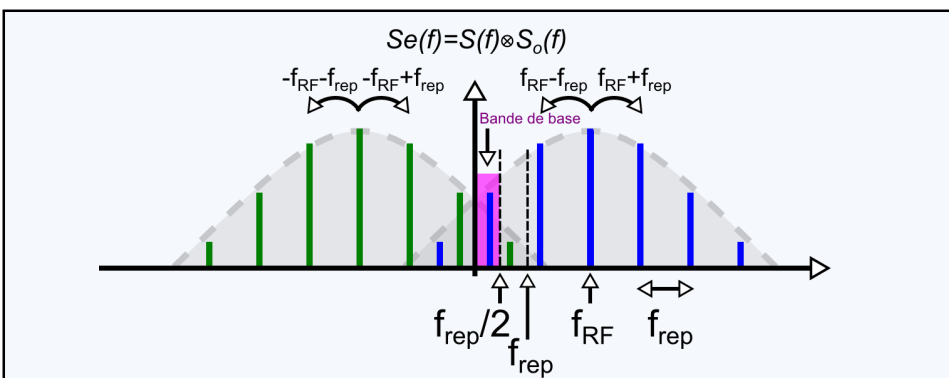


FIGURE 2.15 – (a) Principe du sous-échantillonnage par voie optoélectronique d'un signal RF (b) Spectres du signal RF et du train d'impulsions optiques détecté (c) Spectre du signal échantillonné

cette équation nous pouvons déduire deux règles sur la notion de sous-échantillonnage :

- La largeur spectrale du signal à échantillonner doit être inférieure à la moitié de la fréquence de répétition du laser pour ne pas subir de pertes d'informations par phénomène de repliement (les spectres dupliqués se recouvrent) lors de l'échantillonnage.
- Le rapport cyclique τf_{rep} doit être optimisé pour que le pic en bande de base possède une amplitude maximale ce qui permet de minimiser les pertes de conversion entre le signal RF et le signal IF qui sont définies par :

$$L_c = 10 \times \log \left(\frac{P_{RF}}{P_{IF}} \right) = P_{RF}(\text{dBm}) - P_{IF}(\text{dBm}) \quad (2.51)$$

Avec P_{RF} la puissance du signal RF et P_{IF} la puissance IF du signal converti. En considérant que les impulsions optiques sont des fonctions portes de largeur τ , nous pouvons calculer les pertes de conversion [Formont et al., 2011] :

$$L_c = -20 \times \log \left[(f_{rep}\tau\sqrt{2})\text{sinc}(\pi f_{RF}\tau) \right] \quad (2.52)$$

Les pertes de conversion sont montrées sur la figure 2.16 en fonction de la fréquence

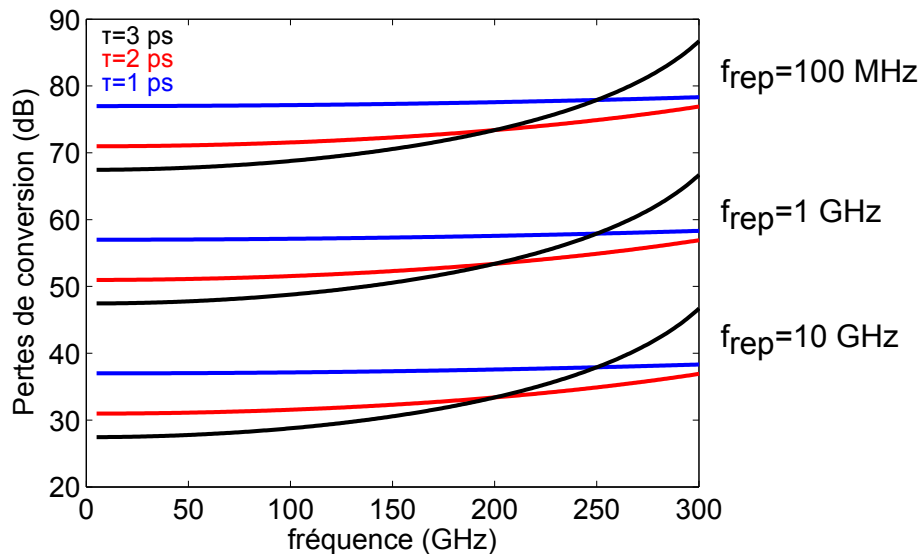


FIGURE 2.16 – Pertes de conversion en fonction de la fréquence pour différents rapport cyclique τf_{rep}

pour différent rapport cycliques τf_{rep} . La figure montre qu'il faut augmenter la fréquence

f_{rep} pour diminuer les pertes de conversion. De plus à basse fréquence il vaut mieux avoir un temps τ plus long ce qui n'est plus le cas pour des fréquences élevées. Dans la réalité, le temps τ correspond au temps total de réponse du photo-interrupteur soumis à une impulsion et c'est pourquoi il est indispensable de travailler avec un photodétecteur rapide. La figure montre qu'avec un laser de paramètres $f_{rep} = 1GHz$ et $\tau = 1$ ps on peut s'attendre à obtenir des pertes de conversion de l'ordre de 60 dB. Les pertes de conversion d'un système de sous-échantillonnage optoélectronique sont donc fortement dépendantes à la fois du laser et du photodétecteur.

2.3.2 Photoconducteurs pour le sous-échantillonnage

Un circuit électrique simplifié décrivant une expérience de sous-échantillonnage est montré sur la figure 2.17. L'impédance caractéristique de la ligne est égale à l'impédance du générateur et à l'impédance de la charge. Le photoconducteur, modélisé par une conductance paramétrique et une capacité électrique en parallèle, est éclairé par un train d'impulsions optiques. La tension aux bornes du photoconducteur dépend de l'état d'éclairage. Nous devons alors considérer deux états d'éclairage appelés "on" (photoconducteur éclairé) et état "off" (photoconducteur non-éclairé).

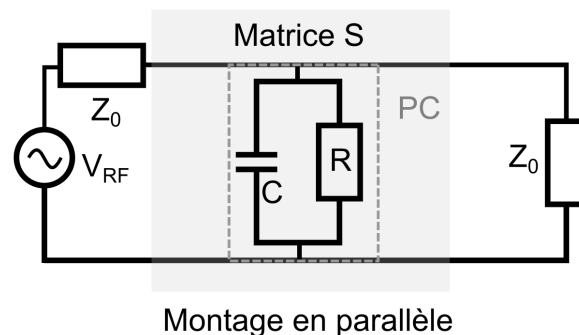


FIGURE 2.17 – Schéma électrique simplifié d'un système de sous-échantillonnage photoconductif. Le photoconducteur est modélisé par une résistance paramétrique en parallèle avec une capacité électrique. La ligne possède une impédance caractéristique Z_0

-Calcul de la tension aux bornes du photoconducteur pour l'état "on" : Le photoconducteur est éclairé pendant un temps très court (de l'ordre de la picoseconde) comparé aux variations temporelles de l'onde RF incidente, et il est possible dans ce cas de réaliser

un calcul quasi-statique de la tension aux bornes du photoconducteur. Nous considérons également que la résistance sous éclairage est nulle ce qui provoque un court-circuit. La tension aux bornes du photoconducteur est nulle dans ce cas de figure, soit $V_{on} = 0$ V.

-Calcul de la tension aux bornes du photoconducteur pour l'état "off" : Le photoconducteur est placé sous obscurité pendant un temps suffisamment long pour que le système atteigne son régime permanent. En effet une impulsion optique est envoyée sur le composant avec une période de répétition de l'ordre de 10 ns. Dans ce cas nous pouvons définir les paramètres S du système. Le paramètre S_{21} du circuit en parallèle pour un photoconducteur non éclairé est donné par l'expression suivante :

$$S_{21} = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{Z_0}{R_{off}} + jC\omega Z_0 \right)} \quad (2.53)$$

Par définition, la tension aux bornes du photoconducteur est alors directement égale à cette grandeur soit :

$$V_{off} = S_{21} V_{RF} \quad (2.54)$$

Avec V_{RF} la tension générée par le générateur.

Nous pouvons alors regarder la variation de tension entre les états "off" et "on", normalisée à la tension RF qui nous renseigne sur l'efficacité du photo-interrupteur.

$$\frac{\Delta V}{V_{RF}} = \frac{V_{off} - V_{on}}{V_{RF}} \propto S_{21} \quad (2.55)$$

Les pertes en dB introduites par le circuit sont donc de la forme :

$$L_c = 10 \log |S_{21}|^2 \quad (2.56)$$

La figure 2.18.a montre ces pertes en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de R_{off} et pour une capacité électrique $C=50$ fF. L'influence de la résistance d'obscurité est négligeable pour des valeurs de $R_{off} > 10$ k Ω , soit pour un rapport $Z_0/R_{off} < 5000$. Dans ce cas le photoconducteur peut être considéré parfait et la fréquence de coupure à -3 dB ne dépend que de la capacité électrique. La fréquence de coupure est donnée par la

relation suivante :

$$f_c = \frac{1}{2\pi Z_0 C/2} \quad (2.57)$$

La figure 2.18.b montre la fréquence de coupure d'un photoconducteur parfait en fonction de la valeur de la capacité électrique. Nous remarquerons sur cette figure que la fréquence de coupure est supérieure à 130 GHz quand la capacité électrique est inférieure à 50 fF.

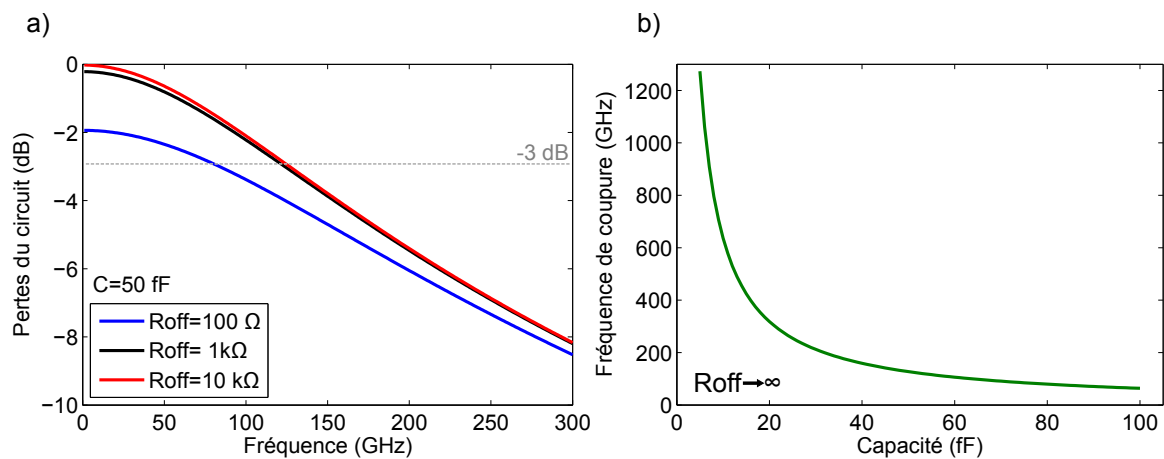


FIGURE 2.18 – a) Pertes introduites par le circuit de sous-échantillonnage en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de R_{off} et pour $C=50$ fF. b) Fréquence de coupure en fonction de la capacité électrique pour $R_{off} \rightarrow \infty$

Ce modèle simplifié ne permet pas de prendre en compte l'influence de la résistance d'éclairement R_{on} . Pour plus de détails sur la modélisation électrique des systèmes de sous-échantillonnage photoconductif, le lecteur intéressé peut se référer à la thèse de Yann Desmet.

2.3.3 Conversion analogique-numérique par voie optoélectronique

L'échantillonnage d'un signal représente la première étape de la conversion analogique-numérique. La seconde étape appelée quantification consiste à discrétiser les valeurs possibles prises par le signal à chaque échantillon. Le nombre de bits sur lequel sont codées ces valeurs indique la résolution du convertisseur. Un convertisseur de N bits possède 2^N valeurs possibles. Une grandeur importante pour caractériser la qualité d'un convertisseur est le rapport signal à bruit (SNR), qui représente la puissance maximale du signal sur les différentes sources de bruit, le plus souvent exprimé en dB. La gigue (jitter en an-

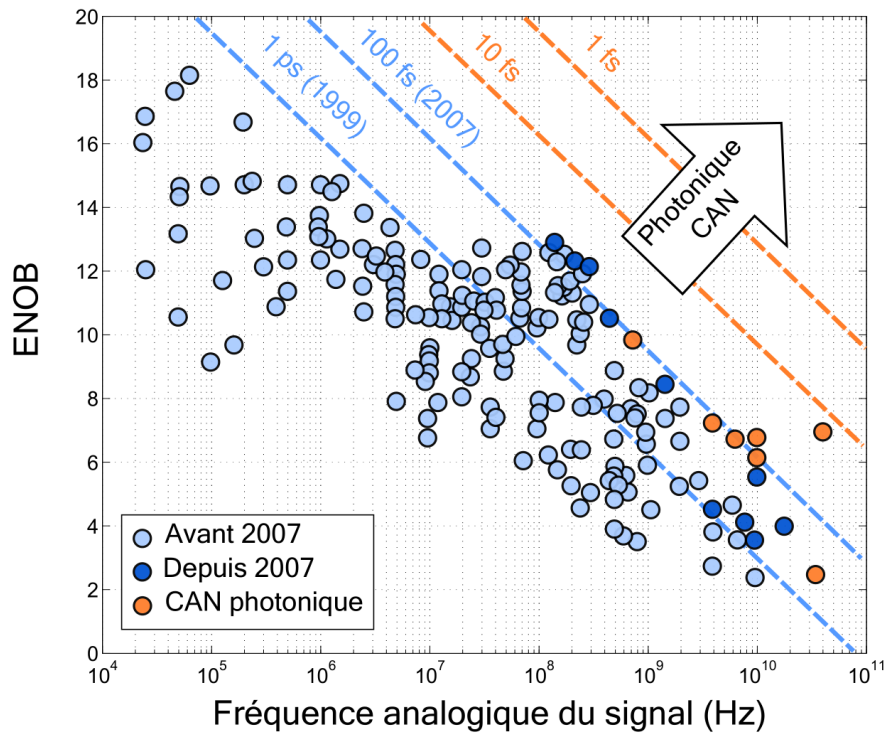


FIGURE 2.19 – État de l'art de la conversion analogique-numérique. Figure issue de la référence Khilo et al. [2012]

glais) de l'horloge qui contrôle l'échantillonneur, de temps caractéristique T_j , introduit un bruit assimilable à un bruit de phase [Kim and Kärtner, 2010]. Le SNR introduit par le jitter noté SNR_j est de la forme :

$$SNR_j = 20 \log \frac{1}{2\pi f T_j} \quad (2.58)$$

Avec f la fréquence du signal à convertir. Le nombre de bits réels que pourra utiliser le convertisseur est appelé nombre de bits effectifs (ENOB) et s'exprime par la relation :

$$ENOB = \frac{SNR - 1.76}{6.02} \quad (2.59)$$

Il dépend donc également de la gigue via le rapport signal à bruit. Pour les systèmes électroniques, l'état de l'art de la gigue est de l'ordre de 100 fs [Murmman, 2008], ce qui laisse espérer au mieux un convertisseur à 8 bits effectifs autour de 50 GHz. Il devient alors évident, que les systèmes optoélectroniques, commandés par des lasers femtosecondes qui possèdent naturellement une gigue très faible de quelques femtosecondes permettent

de réaliser des convertisseurs possédant un nombre plus élevé de bits effectifs.

La figure 2.19 issue de la référence [Khilo et al., 2012] présente un état de l'art de la conversion analogique-numérique et montre l'ENOB des convertisseurs en fonction de la fréquence analogique d'entrée. Les cercles bleus clairs sont issus de la référence [Murmman, 2008] et datent d'avant 2007. Les cercles bleus foncés et oranges (convertisseur reposant sur la photonique) représentent des convertisseurs datant d'après 2007 et sont issus de la référence [Khilo et al., 2012]. Plus de détails sont disponibles dans les références [Khilo et al., 2012; Murmann, 2008]. Les lignes pointillées représentent la limitation intrinsèque sur l'ENOB, en fonction de la fréquence, introduite par différentes valeurs de gigues. Les lignes bleues correspondent à des systèmes dont l'horloge est électronique et les lignes oranges correspondent à des systèmes dont l'horloge est photonique. Les convertisseurs à horloge photonique permettraient d'obtenir un ENOB supérieur à 8 pour des fréquences autour de 50 GHz ce qui démontre l'intérêt de réaliser un système de sous-échantillonnage photoconductif.

2.4 Bilan des photodétecteurs rapides fonctionnant à 1550 nm

Les photodétecteurs rapides dont la couche absorbante est réalisée à partir d'un matériau dérivé de l'InGaAs possèdent une photoréponse élevée à une longueur d'onde de 1550 nm ce qui permet de réaliser des sources et des détecteurs efficaces. Par exemple nous avons vu que les photodiodes UTC en InGaAs-InP sont des photomélangeurs dont les performances sont à l'état de l'art [Ito et al., 2004; Latzel et al., 2017; Nakajima et al., 2004; Rouvalis et al., 2010, 2012; Wakatsuki et al., 2008] (voir figure 2.14). L'existence du champ électrique interne dans une photodiode, provenant de la jonction entre deux semiconducteurs dopés n et p implique cependant que ces composants sont peu efficaces pour mesurer un champ électrique externe et il est difficile de les exploiter comme détecteurs car le rapport signal à bruit est défavorable. En principe, les photoconducteurs en InGaAs ne présentent pas ce problème. Il devient alors possible de développer un système THz dont la source et le détecteur sont contrôlés par le même oscillateur local (continu ou impulsionnel). La référence [Baker et al., 2005] présente un système cw THz composé

d'un émetteur et d'un récepteur en InGaAs-BT. Le photoconducteur est couplé à une antenne spirale large bande comme on peut le voir sur la figure 2.20.a. Les performances sont de 15 dB inférieures à un système identique en AsGa-BT. Un autre type de source est montré dans la référence [Mangeny et al., 2007]. Les auteurs ont étudié un photomélangeur en InGaAs irradié par des ions Br^+ et ont obtenu une puissance de 40 nW à 0.5 THz et 10 nW à 1 THz. En impulsionnel, la référence [Roehle et al., 2010] présente un système dont la source et le détecteur sont composés d'un photoconducteur en hétérostructure InGaAs/InAlAs couplé à une antenne dipôle. Une image MEB du composant est montrée sur la figure 2.20.b. Il est montré que les structures en méso permettent d'augmenter la réponse du photoconducteur tout en réduisant le courant d'obscurité. La photoréponse est de 10 mA/W en illumination continue. Cependant il n'est pas évident d'un point de vue technologique de réaliser l'épitaxie et de métalliser les flancs de la structure semiconductrice. Le système permet tout de même d'observer des fréquences jusque 4 THz avant d'atteindre le plancher de bruit. Dans la référence [Mangeny et al., 2003] les auteurs se servent plutôt d'un photoconducteur en InGaAs irradié Au^+ pour générer des impulsions de 2.2 ps et dont la fréquence de coupure à -3 dB est atteinte pour une fréquence de 120 GHz.

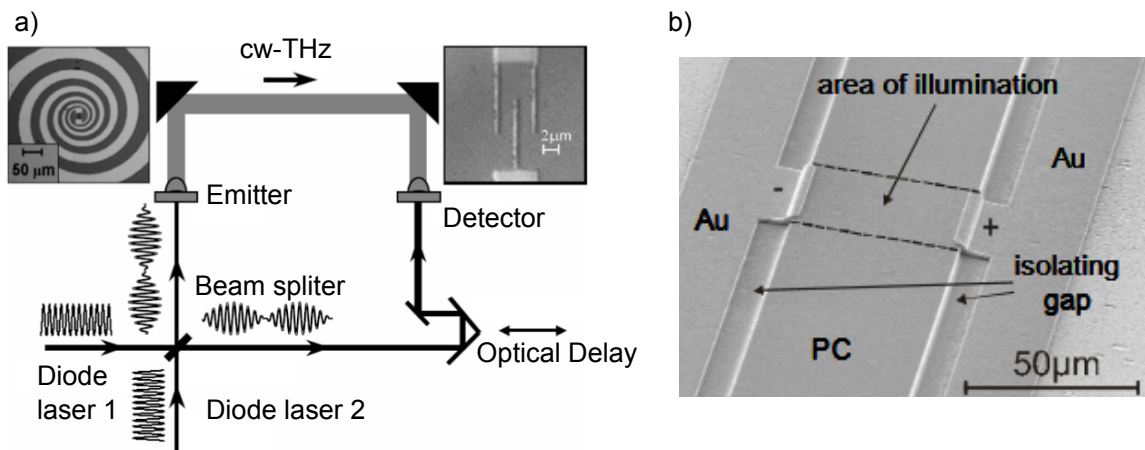


FIGURE 2.20 – a) Système THz cw qui utilise un photoconducteur en InGaAs-BT comme source (photomélange) et détecteur (détection homodyne). b) Photoconducteur en hétérostructure InGaAs/InAlAs couplé à une antenne dipôle

Malgré la valeur de la bande interdite de 1.42 eV, correspondant à une longueur d'onde de 800 nm dans l'AsGa-BT, il a été observé qu'il est possible de photogénérer des charges libres à partir de photons à 1550 nm par des processus d'absorption à deux photons, et

d'absorption assistée par le niveau de défaut EL2. Ces effets non-linéaires demandent cependant une forte puissance optique pour obtenir une photoréponse inférieure au mA/W. Plusieurs équipes ont réussi à générer et à détecter des impulsions brèves avec des systèmes à photoconducteurs en AsGa-BT à cette longueur d'onde. La référence [Erlig et al., 1999] par exemple présente un photoconducteur en AsGa-BT illuminé à 1550 nm par un laser à fibre à blocage de mode dont les impulsions ont une durée à mi-hauteur de 166 fs et avec une fréquence de répétition de 40 MHz. Le transitoire de courant photogénéré présente une fréquence de coupure (-3 dB) de 190 GHz ce qui correspond à une impulsion électrique de 451 fs. L'absorption optique est expliquée par un phénomène d'absorption à deux photons. La photoréponse de ce photoconducteur est de 0.5 mA/W pour une tension de 39 V, ce qui est peu élevé. Dans la référence [Rämer et al., 2013] les auteurs présentent une antenne dipôle photoconductrice en AsGa-BT incorporée à un système de spectroscopie THz temporelle afin de générer et détecter des ondes sous un éclairage à 1560 nm. Les impulsions optiques possèdent une durée de 70 fs et une fréquence de répétition de 80 MHz. La bande passante (définie ici comme la fréquence maximale à laquelle un SNR suffisant est conservé) du photoconducteur est alors mesurée et atteint 4.5 THz avec une dynamique de 29 dB de rapport signal à bruit. La photoréponse est de 1 mA/W pour une tension de 30 V et l'absorption optique est attribuée à un phénomène d'absorption par niveaux de défauts. Dans la référence [Tani et al., 2000], les auteurs présentent la détection d'une onde électromagnétique d'une durée de l'ordre de la ps par une antenne photoconductrice du type dipôle de Grischowsky pompée par une longueur d'onde de 1550 nm avec des impulsions optiques de 150 fs et avec une fréquence de répétition de 48 MHz. L'efficacité du photoconducteur est estimée à 10% de celle d'un photoconducteur équivalent pompé à 780 nm. La photoréponse du détecteur est de 0.5 mA/W pour une tension de 34 V et l'absorption optique présente la caractéristique d'une absorption assistée par niveau de défaut.

Sous éclairage continu, la référence [Hisatake et al., 2013] présente la détection hétérodyne d'une onde à 300 GHz à l'aide d'un photoconducteur en AsGa-BT couplé à une antenne de type "Bow-Tie" éclairé par un battement autour de 1550 nm. La conversion optoélectronique est cependant faible dans le photoconducteur et les auteurs utilisent un amplificateur sans-impédance faible bruit dont le gain n'est pas précisé pour

amplifier le signal IF. Il existe également dans la littérature quelques publications sur le sous-échantillonnage photoconductif utilisant un photo-interrupteur en AsGa-BT mais aucune de ces publications ne mentionne de système compatible avec la longueur d'onde des télécommunications fibrées. Nous pouvons cependant remarquer la publication ré-

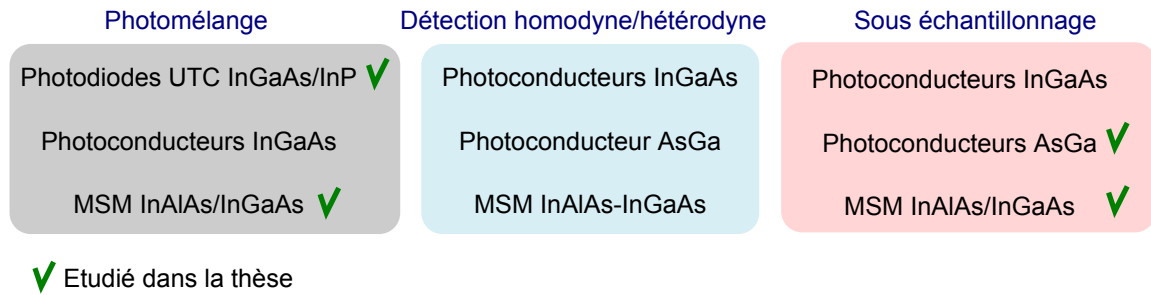


FIGURE 2.21 – Bilan des photodétecteurs rapides fonctionnant à une longueur d'onde de 1550 nm pour la génération et la détection d'ondes sub-THz et THz continues

cente de Horvat *et al.* dans laquelle les auteurs utilisent un photoconducteur implanté N^+ pour sous-échantillonner un signal dans la bande 1-67 GHz [Horvath et al., 2017]. Les pertes de conversion sont élevées et sont aux alentours de 120 dB pour une puissance optique moyenne de 4.3 mW. Les auteurs utilisent également leur dispositif pour réaliser de la détection hétérodyne et cette fois encore les pertes de conversion sont élevées et atteignent 80 dB, ce qui est bien supérieur aux valeurs mesurées avec un photoconducteur en AsGa-BT pompé par une longueur d'onde de 800 nm.

La figure 2.21 montre le bilan des applications accessibles pour chaque type de photodétecteur pour un éclairage à 1550 nm et indique dans ce contexte les sujets qui seront abordés dans la suite du manuscrit.

Conclusions

En conclusion nous avons montré dans ce chapitre les matériaux étudiés pour réaliser des photodétecteurs rapides. Nous avons présenté un modèle simplifié pour le photomélangement dans des photoconducteurs en AsGa-BT et dans des photodiodes UTC, composants qui donnent actuellement les meilleures performances pour cette application. Nous avons aussi montré un modèle de MSM-InGaAs pour calculer la réponse en fréquence du composant. Ensuite nous avons étudié le sous-échantillonnage photoconductif d'un

point de vue mathématique et électrique. Enfin nous avons dressé un bilan des photodétecteurs existants compatibles avec la longueur d'onde de 1550 nm. Ce chapitre nous a permis de repérer les paramètres importants qui devront être optimisés pour réaliser un photodétecteur rapide, à savoir une photoréponse élevée, une résistance d'obscurité élevée et une fréquence de coupure élevée.

2.5 Références

- A. Aissat, M. El Besseghi, and D. Decoster. Optimization of photoswitch constituted of a coplanar line introducing an interdigitated MSM photodetector. *Superlattices and Microstructures*, 72 :245–252, Aug. 2014. ISSN 0749-6036. doi : 10.1016/j.spmi.2014.03.020. xi, 61
- C. Baker, I. S. Gregory, M. J. Evans, W. R. Tribe, E. H. Linfield, and M. Missous. All-optoelectronic terahertz system using low-temperature-grown InGaAs photomixers. *Optics Express*, 13(23) :9639–9644, Nov. 2005. ISSN 1094-4087. doi : 10.1364/OPEX.13.009639. 74
- E. R. Brown. A photoconductive model for superior GaAs THz photomixers. *Applied Physics Letters*, 75(6) :769–771, Aug. 1999. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.124507. 53
- E. R. Brown, K. A. McIntosh, K. B. Nichols, and C. L. Dennis. Photomixing up to 3.8 THz in low-temperature-grown GaAs. *Applied Physics Letters*, 66(3) :285–287, Jan. 1995. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.113519. 49, 53
- E. R. Brown, D. C. Driscoll, and A. C. Gossard. State-of-the-art in 1.55 μm ultrafast InGaAs photoconductors, and the use of signal-processing techniques to extract the photo-carrier lifetime. *Semiconductor Science and Technology*, 20(7) :S199, July 2005. ISSN 0268-1242. doi : 10.1088/0268-1242/20/7/009. 46
- H. H. T. C. Carmody. Ion-implanted In_{0.53}Ga_{0.47}As for ultrafast optoelectronic applications. *Applied Physics Letters*, 82(22) :3913 – 3915, 2003. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.1579565. 47, 60
- T. Chau, N. Kaneda, T. Jung, A. Rollinger, S. Mathai, Y. Qian, T. Itoh, M. C. Wu, W. P. Shil-lue, and J. M. Payne. Generation of millimeter waves by photomixing at 1.55 micrometers using InGaAs-InAlAs-InP velocity-matched distributed photodetectors. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12(8) :1055–1057, Aug. 2000. ISSN 1041-1135. doi : 10.1109/68.868006. xi, 65
- J.-W. Chen, D.-K. Kim, and M. B. Das. Transit-time limited high-frequency response characteristics of MSM photodetectors. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 43(11) : 1838–1843, Nov. 1996. ISSN 0018-9383. doi : 10.1109/16.543016. 62
- 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, Nov. 2005. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.2126110. 47, 60

- P. D. Coleman, R. C. Eden, and J. N. Weaver. Mixing and detection of coherent light in a bulk photoconductor. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 11(11) :488–497, Nov. 1964. ISSN 0018-9383. doi : 10.1109/T-ED.1964.15371. 52
- D. C. Driscoll, M. P. Hanson, A. C. Gossard, and E. R. Brown. Ultrafast photoresponse at 1.55 μm in InGaAs with embedded semimetallic ErAs nanoparticles. *Applied Physics Letters*, 86(5) :051908, Jan. 2005. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.1852092. 60
- 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. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 49(6) : 1032–1038, June 2001. ISSN 0018-9480. doi : 10.1109/22.925487. xi, 65
- H. Erlig, S. Wang, T. Azfar, A. Udupa, H. Fetterman, and D. Streit. LT-GaAs detector with 451 fs response at 1.55 μm via two-photon absorption. *Electronics Letters*, 35(2) :173–174, Jan. 1999. ISSN 0013-5194. doi : 10.1049/el:19990109. 76
- M. N. Feiginov. Analysis of limitations of terahertz p-i-n uni-traveling-carrier photodiodes. *Journal of Applied Physics*, 102(8) :084510, Oct. 2007. ISSN 0021-8979. doi : 10.1063/1.2801400. 59
- A. Fekecs, M. Bernier, D. Morris, M. Chicoine, F. Schiettekatte, P. Charette, and R. Arès. Fabrication of high resistivity cold-implanted InGaAsP photoconductors for efficient pulsed terahertz devices. *Optical Materials Express*, 1(7) :1165, Nov. 2011. ISSN 2159-3930. doi : 10.1364/OME.1.001165. 48, 60
- S. Formont, L. Ménager, G. Baily, L. Morvan, and D. Rousset. Direct sampling of Ka-Band signals using a photoconductive switch approach. In *2011 International Topical Meeting on Microwave Photonics jointly held with the 2011 Asia-Pacific Microwave Photonics Conference*, pages 425–428, Oct. 2011. doi : 10.1109/MWP.2011.6088762. 69
- A. T. Forrester, R. A. Gudmundsen, and P. O. Johnson. Photoelectric Mixing of Incoherent Light. *Physical Review*, 99 :1691–1700, Sept. 1955. ISSN 1536-6065. doi : 10.1103/PhysRev.99.1691. 49
- F. Ganikhanov, G.-R. Lin, W.-C. Chen, C.-S. Chang, and C.-L. Pan. Subpicosecond carrier lifetimes in arsenic-ion-implanted GaAs. *Applied Physics Letters*, 67(23) :3465–3467, Dec. 1995. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.115248. 46
- B. Gorisse. *Étude d'éléments de base et de concepts pour un numériseur à très large bande passante et à haute résolution*. PhD thesis, Lille 1, Jan. 2007. 66

- S. Gupta, M. Y. Frankel, J. A. Valdmanis, J. F. Whitaker, G. A. Mourou, F. W. Smith, and A. R. Calawa. Subpicosecond carrier lifetime in GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures. *Applied Physics Letters*, 59(25) :3276–3278, Dec. 1991. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.105729. 45
- E. S. Harmon, M. R. Melloch, J. M. Woodall, D. D. Nolte, N. Otsuka, and C. L. Chang. Carrier lifetime versus anneal in low temperature growth GaAs. *Applied Physics Letters*, 63(16) : 2248–2250, Oct. 1993. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.110542. 45
- O. Hatem, J. Cunningham, E. H. Linfield, C. D. Wood, A. G. Davies, P. J. Cannard, M. J. Robertson, and D. G. Moodie. Terahertz-frequency photoconductive detectors fabricated from metal-organic chemical vapor deposition-grown Fe-doped InGaAs. *Applied Physics Letters*, 98(12) :121107, 2011. ISSN 00036951. doi : 10.1063/1.3571289. 46
- S. Hisatake, G. Kitahara, K. Ajito, Y. Fukada, N. Yoshimoto, and T. Nagatsuma. Phase-Sensitive Terahertz Self-Heterodyne System Based on Photodiode and Low-Temperature-Grown GaAs Photoconductor at 1.55 micro-meter. *IEEE Sensors Journal*, 13(1) :31–36, Jan. 2013. ISSN 1530-437X. doi : 10.1109/JSEN.2012.2218281. 76
- R. Horvath, J. F. Roux, J. L. Coutaz, J. Poëtte, B. Cabon, and C. Graham. Ultrafast InGaAs photoswitch for RF signal processing. In *2017 International Conference on Optical Network Design and Modeling (ONDM)*, pages 1–5, May 2017. 77
- T. Ishibashi, S. Kodama, N. Shimizu, and T. Furuta. High-Speed Response of Uni-Traveling-Carrier Photodiodes. *Japanese Journal of Applied Physics*, 36(10R) :6263, Oct. 1997. ISSN 1347-4065. doi : 10.1143/JJAP36.6263. 57
- H. Ito, S. Kodama, Y. Muramoto, T. Furuta, T. Nagatsuma, and T. Ishibashi. High-speed and high-output InP-InGaAs unitraveling-carrier photodiodes. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 10(4) :709–727, July 2004. ISSN 1077-260X. doi : 10.1109/JSTQE.2004.833883. xi, 49, 65, 74
- K. Kato. Ultrawide-band/high-frequency photodetectors. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 47(7) :1265–1281, July 1999. ISSN 0018-9480. doi : 10.1109/22.775466. 55
- A. Khilo, S. J. Spector, M. E. Grein, A. H. Nejadmalayeri, C. W. Holzwarth, M. Y. Sander, M. S. Dahlem, M. Y. Peng, M. W. Geis, N. A. DiLello, J. U. Yoon, A. Motamedi, J. S. Orcutt, J. P. Wang, C. M. Sorace-Agaskar, M. A. Popović, J. Sun, G.-R. Zhou, H. Byun, J. Chen, J. L. Hoyt, H. I. Smith, R. J. Ram, M. Perrott, T. M. Lyszczarz, E. P. Ippen, and F. X. Kärtner. Photonic ADC : overcoming the bottleneck of electronic jitter. *Optics Express*, 20(4) : 4454, Feb. 2012. ISSN 1094-4087. doi : 10.1364/OE.20.004454. xi, 73, 74

- J. Kim and F. Kärtner. Attosecond-precision ultrafast photonics. *Laser & Photonics Reviews*, 4(3) :432–456, Apr. 2010. ISSN 1863-8899. doi : 10.1002/lpor.200910003. 73
- A. Krotkus, S. Marcinkevicius, J. Jasinski, M. Kaminska, H. H. Tan, and C. Jagadish. Picosecond carrier lifetime in GaAs implanted with high doses of As ions : An alternative material to low-temperature GaAs for optoelectronic applications. *Applied Physics Letters*, 66(24) :3304–3306, June 1995. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.113738. 46
- H. Kuenzel, J. Boettcher, K. Biermann, H. J. Hensel, H. Roehle, and B. Sartorius. Low temperature MBE-grown In(Ga,Al)As/InP structures for 1.55 micrometer THz photoconductive antenna applications. In *2008 20th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, pages 1–4, May 2008. doi : 10.1109/ICIPRM.2008.4703017. 47
- P. Latzel, F. Pavanello, S. Bretin, M. Billet, E. Peytavit, J. F. Lampin, M. Zaknoune, and G. Ducournau. High efficiency UTC photodiodes as photonic emitters for 300 GHz high spectral efficiency wireless communications. In *2017 11th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, pages 1639–1641, Mar. 2017. doi : 10.23919/EuCAP.2017.7928278. xi, 65, 74
- Z. Liliental-Weber, H. J. Cheng, S. Gupta, J. Whitaker, K. Nichols, and F. W. Smith. Structure and carrier lifetime in LT-GaAs. *Journal of Electronic Materials*, 22(12) :1465–1469, Dec. 1993. ISSN 0361-5235, 1543-186X. doi : 10.1007/BF02650000. 45
- G.-R. Lin and C.-L. Pan. Picosecond responses of low-dosage arsenic-ion-implanted GaAs photoconductors. *Applied Physics Letters*, 71(20) :2901–2903, Nov. 1997. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.120210. 46
- G.-R. Lin and C.-L. Pan. Ultrafast response of multi-energy proton-bombarded GaAs photoconductors. *Optical and Quantum Electronics*, 32(4-5) :553–571, May 2000. ISSN 0306-8919, 1572-817X. doi : 10.1023/A:1007055918110. 46
- G.-R. Lin, G.-R. Lin, W.-C. Chen, F. Ganikhanov, C.-S. Chang, and C.-L. Pan. Effect of rapid thermal annealing on carrier lifetimes of arsenic-ion-implanted GaAs. 1996. ISSN 1077-3118. 46
- D. C. Look. Molecular beam epitaxial GaAs grown at low temperatures. *Thin Solid Films*, 231(1–2) :61–73, Aug. 1993. ISSN 0040-6090. doi : 10.1016/0040-6090(93)90703-R. 45
- J. Mangeney, L. Joulaud, P. Crozat, J.-M. Lourtioz, and J. Decobert. Ultrafast response (2.2 ps) of ion-irradiated InGaAs photoconductive switch at 1.55 micrometer. *Applied Physics Letters*, 83(26) :5551–5553, Dec. 2003. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.1633030. 47, 75

- J. Mangeney, A. Merigault, N. Zerounian, P. Crozat, K. Blary, and J. F. Lampin. Continuous wave terahertz generation up to 2thz by photomixing on ion-irradiated In_{0.53}Ga_{0.47}As at 1.55 micrometer wavelengths. *Applied Physics Letters*, 91(24) :241102, Dec. 2007. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.2817607. 75
- M. M. Martin Mikulics. GaAs photodetectors prepared by high-energy and high-dose nitrogen implantation. *Applied Physics Letters*, 89(9) :091103 – 091103–3, 2006. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.2339907. 46
- M. Mikulics, M. Marso, I. C. Mayorga, R. Güsten, S. Stanček, P. Kováč, S. Wu, X. Li, M. Khafizov, R. Sobolewski, E. A. Michael, R. Schieder, M. Wolter, D. Buca, A. Förster, P. Kordoš, and H. Lüth. Photomixers fabricated on nitrogen-ion-implanted GaAs. *Applied Physics Letters*, 87(4) :041106, 2005. ISSN 00036951. doi : 10.1063/1.2006983. 46
- B. Murmann. A/D converter trends : Power dissipation, scaling and digitally assisted architectures. In *2008 IEEE Custom Integrated Circuits Conference*, pages 105–112, Sept. 2008. doi : 10.1109/CICC.2008.4672032. 73, 74
- T. Nagatsuma. Generating millimeter and terahertz waves. *IEEE Microwave Magazine*, 10(4) :64–74, June 2009. ISSN 1527-3342. doi : 10.1109/MMM.2009.932283. x, 57
- 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, Sept. 2004. ISSN 0013-5194. doi : 10.1049/el:20046431. xi, 65, 74
- H. Němec, A. Pashkin, P. Kužel, M. Khazan, S. Schnüll, and I. Wilke. Carrier dynamics in low-temperature grown GaAs studied by terahertz emission spectroscopy. *Journal of Applied Physics*, 90(3) :1303–1306, Aug. 2001. ISSN 0021-8979, 1089-7550. doi : 10.1063/1.1380414. 45
- O. Offranc. *Composants pour la génération et la détection d'impulsion térahertz*. phd thesis, Université des Sciences et Technologie de Lille - Lille I, May 2010. 48
- V. Pačebutas, K. Bertulis, G. Aleksejenko, and A. Krotkus. Molecular-beam-epitaxy grown GaBiAs for terahertz optoelectronic applications. *Journal of Materials Science : Materials in Electronics*, 20(1) :363–366, Jan. 2009. ISSN 0957-4522, 1573-482X. doi : 10.1007/s10854-008-9625-1. 48
- E. Peytavit, S. Lepilliet, F. Hindle, C. Coinon, T. Akalin, G. Ducournau, G. Mouret, and J.-F. Lampin. Milliwatt-level output power in the sub-terahertz range generated by photomixing in a GaAs photoconductor. *Applied Physics Letters*, 99(22) :223508, Nov. 2011. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.3664635. xi, 54, 65

- E. Peytavit, P. Latzel, F. Pavanello, G. Ducournau, and J.-F. Lampin. CW Source Based on Photomixing With Output Power Reaching 1.8 mW at 250 GHz. *IEEE Electron Device Letters*, 34(10) :1277–1279, Oct. 2013. ISSN 0741-3106. doi : 10.1109/LED.2013.2277574. xi, 65
- H. Roehle, R. J. B. Dietz, H. J. Hensel, J. Böttcher, H. Künzel, D. Stanze, M. Schell, and B. Sartorius. Next generation 1.5 micrometer terahertz antennas : mesa-structuring of InGaAs/InAlAs photoconductive layers. *Optics Express*, 18(3) :2296–2301, Feb. 2010. ISSN 1094-4087. doi : 10.1364/OE.18.002296. x, 47, 75
- E. Rosencher. *Optoelectronics*. Cambridge University Press, May 2002. ISBN 978-0-521-77813-8. 51
- E. Rouvalis, C. C. Renaud, D. G. Moodie, M. J. Robertson, and A. J. Seeds. Traveling-wave Uni-Traveling Carrier Photodiodes for continuous wave THz generation. *Optics Express*, 18(11) :11105, May 2010. ISSN 1094-4087. doi : 10.1364/OE.18.011105. xi, 65, 74
- E. Rouvalis, M. J. Fice, C. C. Renaud, and A. J. Seeds. Optoelectronic detection of millimetre-wave signals with travelling-wave uni-travelling carrier photodiodes. *Optics Express*, 19(3) :2079–2084, Jan. 2011. ISSN 1094-4087. doi : 10.1364/OE.19.002079. 65
- E. Rouvalis, C. C. Renaud, D. G. Moodie, M. J. Robertson, and A. J. Seeds. Continuous Wave Terahertz Generation From Ultra-Fast InP-Based Photodiodes. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 60(3) :509–517, Mar. 2012. ISSN 0018-9480. doi : 10.1109/TMTT.2011.2178858. xi, 65, 74
- J.-M. Rämer, F. Ospald, G. v. Freymann, and R. Beigang. Generation and detection of terahertz radiation up to 4.5 THz by low-temperature grown GaAs photoconductive antennas excited at 1560 nm. *Applied Physics Letters*, 103(2) :021119, July 2013. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.4813605. 76
- B. Sartorius, H. Roehle, H. Künzel, J. Böttcher, M. Schlak, D. Stanze, H. Venghaus, and M. Schell. All-fiber terahertz time-domain spectrometer operating at 1.5 micrometer telecom wavelengths. *Optics Express*, 16(13) :9565, June 2008. ISSN 1094-4087. doi : 10.1364/OE.16.009565. 47, 60
- J. Sigmund and H. L. Hartnagel. Low-temperature growth and post-growth annealing of GaAsSb. *Journal of Crystal Growth*, 278(1) :209–213, May 2005. ISSN 0022-0248. doi : 10.1016/j.jcrysgro.2005.01.008. 48

- J. Soole and H. Schumacher. Transit-time limited frequency response of InGaAs MSM photodetectors. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 37(11) :2285–2291, Nov. 1990. ISSN 0018-9383. doi : 10.1109/16.62290. 64
- S. C. Subramaniam and A. A. Rezazadeh. The effects of thermal annealing on iron bombarded InP/InGaAs multilayer structures. *Nuclear instruments & methods in physics research. Section B, Beam interactions with materials and atoms*, 248(1) :59–66, 2006. ISSN 0168-583X. 47
- M. Suzuki and M. Tonouchi. Fe-implanted InGaAs photoconductive terahertz detectors triggered by 1.56 μm femtosecond optical pulses. *Applied Physics Letters*, 86(16) : 163504, Apr. 2005. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.1901817. 47
- A. Takazato, M. Kamakura, T. Matsui, J. Kitagawa, and Y. Kadoya. Detection of terahertz waves using low-temperature-grown InGaAs with 1.56 micrometer pulse excitation. *Applied Physics Letters*, 90(10) :101119, Mar. 2007. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.2712503. 46
- M. Tani, K.-S. Lee, and X.-C. Zhang. Detection of terahertz radiation with low-temperature-grown GaAs-based photoconductive antenna using 1.55 μm probe. *Applied Physics Letters*, 77(9) :1396–1398, Aug. 2000. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.1289914. 76
- A. Wakatsuki, T. Furuta, Y. Muramoto, T. Yoshimatsu, and H. Ito. High-power and broadband sub-terahertz wave generation using a J-band photomixer module with rectangular-waveguide output port. In *2008 33rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, pages 1–2, Sept. 2008. doi : 10.1109/ICIMW.2008.4665566. xi, 65, 74
- Z. Yu, S. J. Schablitsky, and S. Y. Chou. Nanoscale GaAs metal–semiconductor–metal photodetectors fabricated using nanoimprint lithography. *Applied Physics Letters*, 74(16) : 2381–2383, Apr. 1999. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.123858. xi, 60

Étude de structures résonantes pour la réalisation de photodétecteurs fonctionnant à 1550 nm

Sommaire

3.1 Étude de cavités optiques résonantes	88
3.1.1 Modèle analytique du résonateur Fabry-Pérot à pertes	89
3.1.2 Méthode des matrices de transfert	95
3.1.3 Propriétés optiques d'un réseau métallique sub-longueur d'onde .	99
3.1.4 Cavités résonantes à réseaux de diffraction	107
3.2 Photoconducteurs en AsGa-BT en cavités résonantes	112
3.2.1 L'AsGa-BT à une longueur d'onde de 1550 nm	112
3.2.2 Bilan sur les cavités résonantes en AsGa-BT	114
3.3 MSM-InAlAs/InGaAs en cavités résonantes	116
3.3.1 Présentation des MSM-InAlAs/InGaAs	116
3.3.2 Conception des MSM-InAlAs/InGaAs en cavités résonantes	120
3.4 Photodiodes-UTC à base d'InGaAs-InP en cavités résonantes	121
3.4.1 Présentation de la photodiode	121
3.4.2 Conception de photodiodes UTC à base d'InGaAs-InP en cavités . .	122
3.5 Références	125

Introduction

Dans un photodétecteur, la densité totale de photocourant est reliée à la concentration de porteurs libres via les contributions des densités de courant de diffusion et de courant de dérive.

$$J = J_{\text{diff}} + J_{\text{drift}} \quad (3.1)$$

Ces deux grandeurs sont directement reliées à la densité de porteurs de charge libres dans un cristal semiconducteur à un instant donné. Ainsi pour obtenir un photodétecteur efficace, il est indispensable de maximiser l'absorption optique dans la couche absorbante pour augmenter le nombre de porteurs photogénérés, sous une puissance optique donnée, et ainsi obtenir un photocourant élevé. Dans le but de développer des composants efficaces, nous étudions dans ce chapitre la possibilité de placer un photodétecteur dans une cavité optique résonante. Pour cela nous présenterons un modèle analytique du résonateur Fabry-Pérot à pertes, qui représente le point de départ de notre étude sur les résonateurs optiques. Ensuite nous détaillerons la méthode des matrices de transfert qui permet de modéliser des systèmes multicouches. Nous verrons alors qu'il est possible d'utiliser un réseau métallique nanostructuré comme un miroir semi-transparent dans une cavité Fabry-Pérot. Nous étudierons les propriétés optiques des réseaux à l'aide de la méthode des modes couplés. Une étude sur les cavités à réseaux de diffraction sera présentée. Enfin nous détaillerons la conception de photoconducteurs en AsGa-BT, de MSM-InGaAs et de photodiodes UTC en cavités résonantes.

3.1 Étude de cavités optiques résonantes

Nous avons vu que pour un photodétecteur planaire, le rendement quantique était égal à $\eta = \eta_i \eta_{op} = (1 - R)(1 - \exp(-\alpha z))$. La première limitation provient du terme η_i qui traduit le fait qu'une partie de la lumière incidente sur le composant est réfléchi et ne participe pas à la création de charges libres. Pour une interface air/semiconducteur, le coefficient de réflexion est égal à $R = (n_{sc} - 1)^2 / (n_{sc} + 1)^2$. Pour des matériaux tels que l'InGaAs et l'AsGa le coefficient de réflexion est d'environ 30% ce qui donne une valeur de η_i de l'ordre de 70%. L'ajout d'une couche antireflet permet de diminuer R et d'augmenter

η_i . La deuxième limitation vient du terme η_{op} qui traduit la quantité de lumière absorbée dans le semiconducteur :

$$\eta_{op} = 1 - \frac{I(z)}{I_0} = 1 - \exp\left(-2n_I \frac{2\pi}{\lambda_0} z\right) = 1 - \exp(-\alpha z) \quad (3.2)$$

Avec I l'intensité du champ électrique, I_0 l'intensité initiale du champ, n_I la partie imaginaire de l'indice de réfraction, λ_0 la longueur d'onde dans le vide, α le coefficient d'absorption et z la distance parcourue par l'onde dans le milieu. Pour absorber la moitié de la puissance incidente, soit $\eta_{op} = 0.5$, il faut une épaisseur de semiconducteur appelée $z_{1/2} = \ln(2)/\alpha$. Cette épaisseur est d'environ 700 nm pour une longueur d'onde de 1550 nm dans l'InGaAs ($n_I = 0.12$) et de 280 μm dans l'AsGa-BT ($n_I = 3 \times 10^{-4}$) pour cette même longueur d'onde¹. Dans ce cas le rendement quantique est alors de $\eta = 0.7 \times 0.5 = 0.35$ ce qui n'est pas optimal.

Une des possibilité qui existe pour augmenter le rendement d'un photodétecteur est de le placer dans une cavité optique résonante [Casalino et al., 2008; Han et al., 2005; Kimukin et al., 2000; Peytavit et al., 2011]. Dans la suite du chapitre nous étudierons cette voie d'optimisation et nous calculerons l'absorption optique dans une couche semiconductrice absorbante placée en cavité résonante. En considérant que chaque photon absorbé génère une paire électron-trou qui participe au photocourant, nous considérerons que le rendement quantique d'une cavité est directement égal à l'absorption dans le semiconducteur actif.

3.1.1 Modèle analytique du résonateur Fabry-Pérot à pertes

Nous proposons de développer un photodétecteur en cavité optique résonante constituée d'un empilement de semiconducteurs placé entre deux miroirs métalliques qui servent simultanément de contacts électriques. La cavité permet de générer sous éclairage des interférences constructives dans les couches de semiconducteurs ce qui a pour effet d'augmenter le rendement quantique du dispositif. La figure 3.1 montre la plus simple des géométries pour réaliser une cavité optique résonante, appelée cavité type Fabry-

1. La valeur de la partie imaginaire de l'AsGa-BT $n_I = 3 \times 10^{-4}$ est extraite d'une mesure de photocourant que nous présenterons dans le chapitre 5

Pérot, qui consiste simplement en une couche fine de semiconducteur placée dans l'air (l'épaisseur est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde).

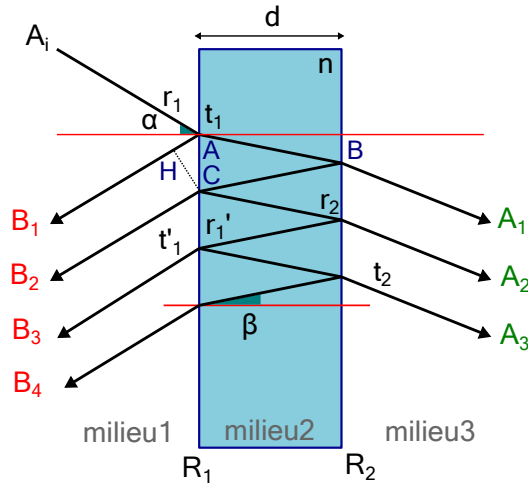


FIGURE 3.1 – Représentation schématique d'une cavité Fabry-Pérot à pertes

Ce type de résonateur, très bien connu des opticiens qui utilisent habituellement le Fabry-Pérot comme un interféromètre pour des mesures de précision, représente le point de départ de notre travail sur les cavités résonantes. Les cavités Fabry-Pérot sont souvent étudiées dans le cas de deux miroirs identiques. Dans la réalité, le plus souvent les faces avant et arrière ne sont pas les mêmes et on parle alors de cavité Fabry-Pérot asymétrique [Farhoomand and McMurray, 1991; Kocer et al., 2015; Lecourt, 2006; Shu et al., 2013]. Pour étudier analytiquement cette cavité, la première étape consiste à exprimer la différence de marche entre deux rayons successifs $\delta = [AB + BC] - [AH]$:

$$\delta = 2nd \cos \beta \quad (3.3)$$

Avec n l'indice de réfraction du matériau d'épaisseur d et β l'angle de réfraction entre le milieu 1 et le milieu 2. Le déphasage $\Delta\Phi$ associé à cette différence de marche s'écrit alors :

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} nd \cos \beta \quad (3.4)$$

λ_0 est la longueur d'onde dans le vide, n est l'indice de réfraction du milieu 2. L'amplitude complexe du rayon incident est notée A_i , les amplitudes des rayons réfléchis sont notées

B_1, B_2, \dots et les amplitudes des rayons transmis sont notées A_1, A_2, \dots . Les amplitudes des rayons réfléchis s'expriment en fonction du rayon incident par la relation :

$$B_1 = r_1 A_i, \quad B_2 = t_1 t_1' r_2 A_i e^{-i\delta}, \quad B_3 = t_1 t_1' r_2 r_1' r_2 A_i e^{-i2\delta} \dots \quad (3.5)$$

De la même façon les amplitudes des rayons transmis s'écrivent :

$$A_1 = t_1 t_2 A_i e^{-i\delta/2}, \quad A_2 = t_1 t_2 r_2 r_1' A_i e^{-i(\delta/2+\delta)}, \quad A_3 = t_1 t_2 (r_2 r_1')^2 A_i e^{-i(\delta/2+2\delta)} \dots \quad (3.6)$$

En calculant la somme de tous les rayons réfléchis, nous pouvons écrire la réflexion totale du système :

$$A_r = (r_1 + t_1 t_1' r_2 e^{-i\delta} (1 + r_1' r_2 e^{-i\delta} + (r_1' r_2 e^{-i\delta})^2 + \dots)) A_i \quad (3.7)$$

D'une manière analogue, nous pouvons écrire la somme des rayons transmis pour obtenir la transmission totale :

$$A_t = t_1 t_2 e^{-i\delta/2} (1 + r_2 r_1' e^{-i\delta} + (r_2 r_1' e^{-i\delta})^2 + \dots) A_i \quad (3.8)$$

Avec dans les équations 3.5, 3.6, 3.7 et 3.8 les grandeurs r_1, r_2, r_1' qui représentent les coefficients de réflexion et les grandeurs t_1, t_2, t_1' qui représentent les coefficients de transmission. Ces coefficients sont en général des complexes de la forme $r = |r| \exp(-i\rho)$. A partir de l'équation 3.7 qui est une suite géométrique infinie, l'amplitude complexe de la réflexion totale peut se réécrire :

$$A_r = \left(r_1 + \frac{t_1 t_1' r_2 e^{-i\delta}}{1 - r_2 r_1' e^{-i\delta}} \right) A_i = \left(\frac{r_1 + (t_1 t_1' - r_1 r_1') r_2 e^{-i\delta}}{1 - r_2 r_1' e^{-i\delta}} \right) A_i \quad (3.9)$$

Et l'amplitude complexe de la transmission totale peut se réécrire à partir de l'équation 3.8 :

$$A_t = \left(\frac{t_1 t_2 e^{-i\delta/2}}{1 - r_2 r_1' e^{-i\delta}} \right) A_i \quad (3.10)$$

Le coefficient de réflexion total du Fabry-Pérot est alors donné par la relation :

$$R = \frac{|A_r|^2}{|A_i|^2} = \frac{(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2})^2 + 4\sqrt{R_1}\sqrt{R_2} \sin^2 \phi}{(1 - \sqrt{R_1}\sqrt{R_2})^2 + 4\sqrt{R_1}\sqrt{R_2} \sin^2 \phi} \quad (3.11)$$

Le coefficient de transmission total du Fabry-Pérot est donné par l'expression :

$$T = \frac{|A_t|^2}{|A_i|^2} = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{(1 - \sqrt{R_1}\sqrt{R_2})^2 + 4\sqrt{R_1}\sqrt{R_2}\sin^2\phi} \quad (3.12)$$

Avec dans les équations 3.11 et 3.12 les grandeurs $R_1 = |r_1|^2$, $R_2 = |r_2|^2$ et $\phi = 1/2(\Delta\Phi + \rho'_1 + \rho_2)$. Pour un système qui ne présente pas d'absorption dans le semiconducteur, la relation $R + T = 1$ est vérifiée.

En pratique, le matériau qui constitue la cavité est un semiconducteur absorbant de coefficient d'absorption $\alpha = 4\pi n_I/\lambda_0$. Avec un raisonnement analogue à celui effectué pour le Fabry-Pérot asymétrique, le coefficient de réflexion total du Fabry-Pérot à pertes est donné par la relation :

$$R = \frac{|A_r|^2}{|A_i|^2} = \frac{(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2}e^{-i\alpha d})^2 + 4\sqrt{R_1}\sqrt{R_2}e^{-i\alpha d}\sin^2\phi}{(1 - \sqrt{R_1}\sqrt{R_2}e^{-i\alpha d})^2 + 4\sqrt{R_1}\sqrt{R_2}e^{-i\alpha d}\sin^2\phi} \quad (3.13)$$

Le coefficient de transmission total du Fabry-Pérot à pertes est donné par l'équation :

$$T = \frac{|A_t|^2}{|A_i|^2} = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)e^{-i\alpha d}}{(1 - \sqrt{R_1}\sqrt{R_2}e^{-i\alpha d})^2 + 4\sqrt{R_1}\sqrt{R_2}e^{-i\alpha d}\sin^2\phi} \quad (3.14)$$

Dans ce cas la relation $R + T + A = 1$ est vérifiée ce qui permet de déduire l'absorption A dans le semiconducteur. Cette grandeur est équivalente ici au rendement quantique de la structure et se met sous la forme :

$$A = \frac{(1 - R_1)(1 + e^{-i\alpha d}R_2)(1 - e^{-i\alpha d})}{(1 - e^{-i\alpha d}\sqrt{R_1}\sqrt{R_2})^2 + 4\sqrt{R_1}\sqrt{R_2}e^{-i\alpha d}\sin^2\phi} \quad (3.15)$$

On peut alors montrer que dans le cas ou un miroir parfait est ajouté en face arrière, le coefficient R_2 est égal à 1, et à la résonance quand $\Phi = 2m\pi$ l'absorption peut se réécrire :

$$A = \frac{(1 - R_1)(1 - (e^{-i\alpha d})^2)}{(1 - e^{-i\alpha d}\sqrt{R_1})^2} \quad (3.16)$$

Dans ce cas l'absorption est maximum quand la relation $R_1 = (e^{-i\alpha d})^2$ est respectée [Farhoomand and McMurray, 1991]. Nous calculons la réflexion, la transmission et l'absorption d'un Fabry-Pérot constitué d'une couche d'AsGa-BT d'indice $n = 3.37 - 0.0003i$ placée dans l'air qui est éclairé en incidence normale par une longueur d'onde de 1550 nm. Les

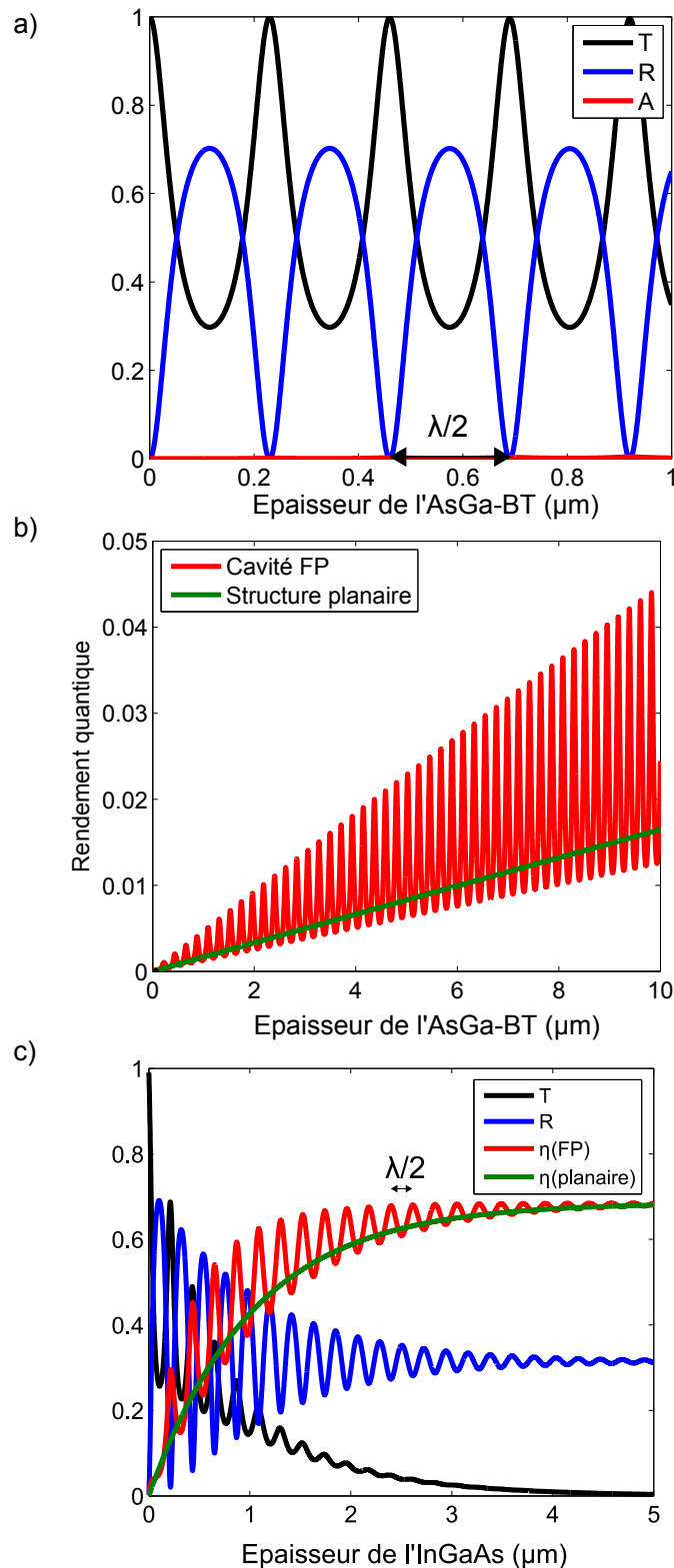


FIGURE 3.2 – a) Transmission, réflexion et absorption calculées par le modèle analytique pour l'AsGa-BT pour une longueur d'onde de 1550 nm. b) Comparaison du rendement quantique pour une structure planaire et pour une structure en cavité Fabry-Pérot (AsGa-BT dans les deux cas). c) Transmission, réflexion et rendement quantique calculés par le modèle analytique pour l'InGaAs pour une longueur d'onde de 1550 nm. Le rendement quantique d'une structure planaire est également tracé pour comparaison.

résultats du calcul sont montrés sur la figure 3.2.a. Cette figure fait clairement apparaître des pics de résonance, pour T , R et A , qui dépendent de l'épaisseur du matériau et qui sont séparés de $\Delta d = \lambda/2 = \lambda_0/2n$. La position du premier pic dépend par l'intermédiaire du déphasage Φ des grandeurs suivantes :

- l'épaisseur du semiconducteur
- l'indice de réfraction du semiconducteur
- l'angle d'incidence sur la cavité
- la longueur d'onde

Le coefficient d'absorption de l'AsGa-BT étant très faible il est difficile d'observer les pics d'absorption sur la figure 3.2.a. Le rendement quantique est montré sur la figure 3.2.b pour une structure planaire et pour un Fabry-Pérot en AsGa-BT. La structure en cavité permet d'exploiter les interférences pour trouver des épaisseurs résonantes qui présentent un rendement amélioré. Pour une cavité Fabry-Pérot en AsGa-BT, η est de l'ordre de 1% pour une épaisseur de 2 μm ce qui représente une amélioration d'un facteur 3 en comparaison avec la structure planaire. En moyenne les photons parcourent 3 fois l'épaisseur et l'absorption est faible donc proportionnelle à la longueur effective. De la même façon nous étudions le comportement d'un photodétecteur en InGaAs. Les conclusions sont analogues à la différence près que le coefficient d'absorption de l'InGaAs étant élevé ($n_I = 0.12$), le rendement quantique est bien plus important et atteint sa valeur maximale de 0.7 pour une épaisseur de 5 μm (voir figure 3.2.c) tandis qu'il faudrait une épaisseur de l'ordre du millimètre pour obtenir cette valeur avec de l'AsGa-BT². Finalement ces résultats montrent que le rendement quantique pour une structure résonante est supérieur à celui d'une structure planaire. De plus il est possible d'obtenir un rendement élevé pour des couches fines de matériaux. Nous pouvons également remarquer qu'il est difficile d'utiliser de l'AsGa-BT pour réaliser un photodétecteur contrôlé par une longueur d'onde de 1550 nm puisque le rendement quantique est extrêmement faible. Le modèle analytique permet de comprendre le principe de fonctionnement d'un Fabry-Pérot mais des méthodes numériques plus complexes sont indispensables pour étudier des systèmes multicouches qui de plus possèdent en face avant et arrière des miroirs métalliques.

2. Dans ces calculs nous négligeons l'effet du temps de vie des porteurs. Dans la réalité, un photoconducteur aussi épais n'aurait pas le rendement quantique escompté à cause du temps de vie des porteurs

3.1.2 Méthode des matrices de transfert

La méthode des matrices de transfert [Rosencher, 2002] permet de décrire la propagation d'une onde électromagnétique de pulsation ω et de vecteur d'onde \vec{k} au sein d'une suite de N milieux. Dans chaque milieu i d'indice de réfraction complexe n_i , l'amplitude du champ électrique correspond à la partie réelle de l'expression :

$$E_i = E_{i,d} \exp(-jk_i x) + E_{i,g} \exp(jk_i x) \quad (3.17)$$

L'onde se propage alors dans le milieu sous la forme $\text{Re}(E_i e^{j\omega t})$. L'indice d de $E_{i,d} e^{(j\omega t - kx)}$ de l'onde désigne la partie du champ électrique se propageant vers la droite (champ propagatif) tandis que l'indice g de $E_{i,g} e^{(j\omega t + kx)}$ désigne la partie du champ électrique se propageant vers la gauche (contra-propagatif). Le formalisme de la matrice S décrit la somme des réflexions et des transmissions aux interfaces entre deux milieux successifs, ainsi que la propagation dans le milieu. La figure 3.3 montre une représentation schématique des processus décrits par le formalisme des matrices de transfert. Le passage d'une

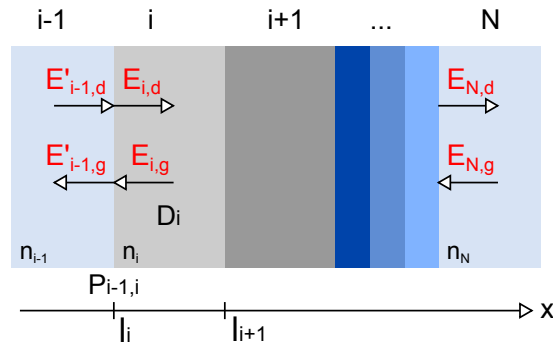


FIGURE 3.3 – Représentation schématique de la méthode des matrices de transfert

couche $i - 1$ vers une couche i est décrit par une matrice de transfert P tel que :

$$\begin{pmatrix} E'_{i-1,g} \\ E'_{i-1,d} \end{pmatrix} = P_{i-1,i} \begin{pmatrix} E_{i,g} \\ E_{i,d} \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

Dans cette expression la matrice P ne dépend que des indices de réfraction et est égale à :

$$P_{i-1,i} = \frac{1}{\tau_{i-1,i}} \begin{pmatrix} 1 & \rho_{i-1,i} \\ \rho_{i-1,i} & 1 \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

Les coefficients de transmission et de réflexion entre deux couches sont donnés par les relations de Fresnel, pour un rayon en incidence normale :

$$\tau_{i-1,i} = \frac{2n_{i-1}}{n_{i-1} + n_i} \quad \rho_{i-1,i} = \frac{n_{i-1} - n_i}{n_{i-1} + n_i} \quad (3.20)$$

Ensuite la propagation du champ électrique dans le milieu i se calcule à l'aide d'une matrice de déphasage D prenant en compte l'absorption telle que :

$$\begin{pmatrix} E'_{i,g} \\ E'_{i,d} \end{pmatrix} = D_i \begin{pmatrix} E_{i,g} \\ E_{i,d} \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

Dans cette expression la matrice D dépend de l'indice de réfraction du milieu et de son épaisseur via le déphasage Φ_i et est égale à :

$$D_i = \begin{pmatrix} e^{-j\phi_i} & 0 \\ 0 & e^{j\phi_i} \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

Le déphasage Φ_i dans cette expression se calcul à l'aide de l'équation suivante :

$$\phi_i = \frac{2\pi n_i l_i}{\lambda_0} \quad (3.23)$$

Avec l_i l'épaisseur d'une couche i . Il apparait alors que pour un système composé de N couches, la valeur de l'amplitude du champ électrique dans la 1ère couche E'_1 est reliée à l'amplitude E_N du champ dans la dernière couche par la matrice S de transfert du système de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} E'_{1,g} \\ E'_{1,d} \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} E_{N,g} \\ E_{N,d} \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

La matrice de propagation totale se calcule en multipliant les matrices de chaque couche successivement :

$$S = P_{1,2} D_2 P_{2,3} \dots P_{N-1,N} \quad (3.25)$$

Si le champ propagatif incident est connu ($E'_{d,1}$), en utilisant les conditions aux limites qui nous indiquent que le champ contra-propagatif dans la dernière couche est nul ($E_{N,g} = 0$), l'équation précédente se met sous la forme d'un système de deux équations à deux

inconnues. Le coefficient de réflexion total du système multicouche est alors donné par l'équation :

$$\rho_{1,N} = \frac{S_{11}}{S_{22}} \quad \text{et} \quad R = |\rho_{1,N}|^2 \quad (3.26)$$

Le coefficient de transmission total du système est donné par :

$$\tau_{1,N} = \frac{1}{S_{22}} \quad \text{et} \quad T = \frac{\text{Re}(n_N)}{n_1} |\tau_{1,N}|^2 \quad (3.27)$$

Il est évident que par la conservation de l'énergie totale du système et en posant A le coefficient d'absorption total du système, l'égalité $R + T + A = 1$ est respectée. Nous pouvons également en connaissant le champ électrique dans chaque couche calculer l'absorption dans une couche spécifique. La moyenne temporelle du vecteur de Poynting est définie par :

$$\bar{\Pi} = \frac{1}{2} \text{Re}(E \otimes B) \quad (3.28)$$

Par conservation de l'énergie dans le système on peut écrire que :

$$\nabla \cdot \bar{\Pi} + \rho_{abs} = 0 \quad (3.29)$$

Avec ρ_{abs} la densité de puissance absorbée dans la couche. Si on se place dans un système à une dimension cette relation devient :

$$\rho_{abs} = -\frac{d\bar{\Pi}}{dx} \quad (3.30)$$

En intégrant cette relation sur l'épaisseur de la couche qui nous intéresse, nous pouvons calculer la puissance absorbée par unité de surface dans cette couche :

$$P_{abs} = \int_{l_i}^{l_{i+1}} \rho_{abs}(x) dx = \int_{l_i}^{l_{i+1}} -\frac{d\bar{\Pi}}{dx} dx = \bar{\Pi}(x = l_i) - \bar{\Pi}(x = l_{i+1}) \quad (3.31)$$

Nous utilisons ce formalisme pour modéliser une cavité Fabry-Pérot à pertes qui est constituée d'une couche de semiconducteur, placée entre deux miroirs métalliques. Le miroir situé en face arrière est une couche épaisse d'or et le miroir situé en face avant est une couche d'or semi-transparente d'épaisseur $\delta = 10$ nm. La figure 3.5 montre une

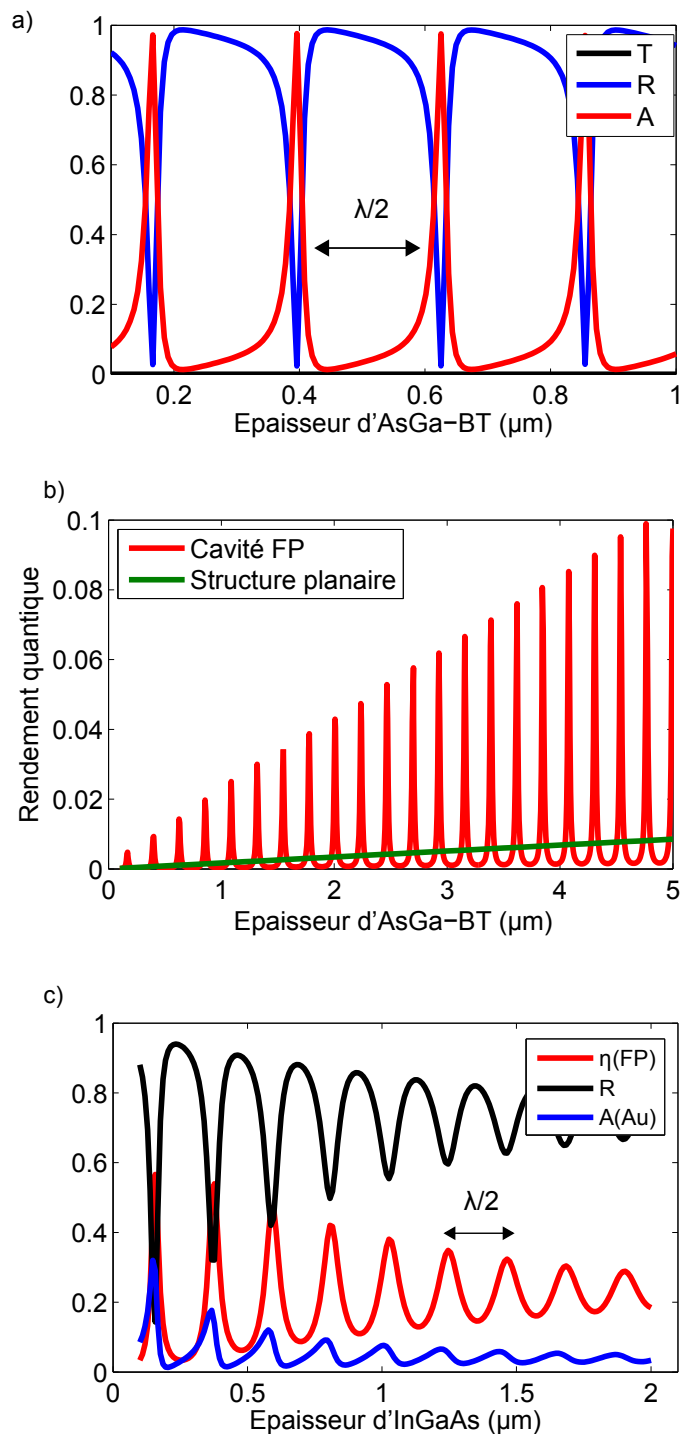


FIGURE 3.4 – a) Transmission, réflexion, et absorption (du système et de l'AsGa-BT) d'une cavité Fabry-Pérot en AsGa-BT pour un éclairage à une longueur d'onde de 1550 nm. b) Comparaison du rendement quantique pour une structure planaire et une cavité Fabry-Pérot en AsGa-BT pour une longueur d'onde de 1550 nm. c) Réflexion, pertes métalliques et rendement quantique d'un Fabry-Pérot en InGaAs pour une longueur d'onde de 1550 nm

représentation schématique de la cavité Fabry-Pérot (FPC pour "Fabry-Pérot Cavity" en anglais). Nous calculons alors la réflexion, la transmission et l'absorption du système pour une cavité en AsGa-BT. Nous calculons également l'absorption dans la couche d'AsGa-BT, qui correspond au rendement quantique du photodétecteur. La figure 3.4.a présente le

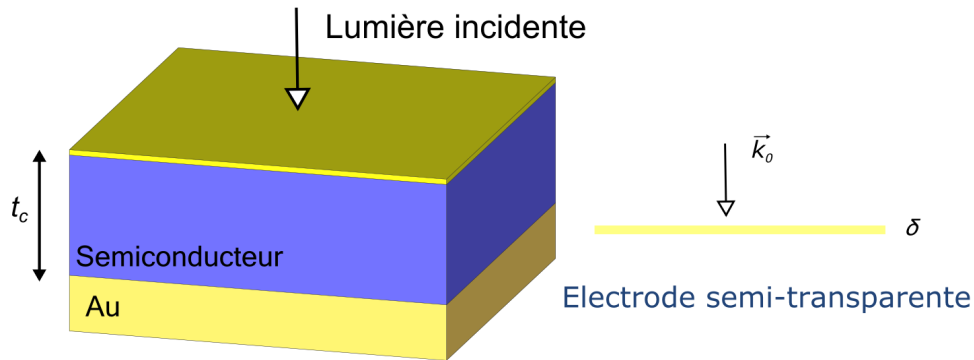


FIGURE 3.5 – Représentation schématique de la cavité Fabry-Pérot à miroirs métalliques

résultat du calcul pour un éclairement en incidence normale à une longueur d'onde de 1550 nm. Comme précédemment nous observons des pics de résonance espacés de $\lambda/2$. La transmission est nulle ce qui s'explique par la présence de la couche épaisse d'or en face arrière. L'absorption dans l'AsGa-BT est extrêmement faible et l'absorption du système provient majoritairement des pertes métalliques. La figure 3.4.b montre le rendement quantique. La cavité Fabry-Pérot permet d'obtenir un rendement η d'environ 4% pour une épaisseur d'AsGa-BT de 2 μm ce qui représente une amélioration d'un facteur 4 par rapport à une cavité sans miroir métallique et une amélioration d'un facteur 12 par rapport à la structure planaire. La figure 3.4.c présente les résultats obtenus pour un résonateur Fabry-Pérot en InGaAs. Le rendement quantique atteint une valeur de 0.6 pour une épaisseur de 150 nm. Il est intéressant de noter la différence entre les réponses d'une cavité Fabry-Pérot à matériau faiblement absorbant (AsGa-BT) et fortement absorbant (InGaAs). L'ajout de miroirs métalliques permettent donc d'améliorer nettement le rendement quantique et ils peuvent servir par la même occasion de contacts électriques.

3.1.3 Propriétés optiques d'un réseau métallique sub-longueur d'onde

Les propriétés optiques d'un réseau périodique métallique de période sub-longueur d'onde ont fait l'objet de nombreuses recherches depuis la découverte de l'effet de trans-

mission optique extraordinaire (EOT) en 1998 par Ebbesen et al. [Ebbesen et al., 1998; Thio et al., 1999]. Il a été montré qu'il est possible de transmettre une quantité importante de lumière à travers ce type de structure métallique si les dimensions sont bien choisies. Un réseau métallique de période sub-longueur d'onde pourrait servir de miroir semi-transparent dans une cavité Fabry-Pérot.

La méthode des modes couplés

La méthode des modes couplés permet de modéliser les propriétés optiques d'une structure périodique de période p . Un exemple de structure est montrée sur la figure 3.6.a. Cette méthode repose sur la décomposition du champ électrique sur une base de valeurs propres pour chaque région du système, et sur la continuité de la composante parallèle du champ électromagnétique aux deux interfaces milieu 1/ouverture et ouverture/milieu 3. Dans une région homogène, le champ électromagnétique est décrit comme une onde plane identifiée par son vecteur d'onde $k = 2\pi/\lambda$ et son état de polarisation noté σ . Dans une ouverture, le champ est décrit comme un mode noté α se propageant dans un guide d'onde. Cette approche fonctionne pour de nombreux cas sous la condition que l'impédance du métal soit suffisamment petite pour considérer l'approximation des conditions aux limites d'impédances de surface (SIBCs) [Garcia-Vidal and Martin-Moreno, 2002; Garcia-Vidal et al., 2010]. Dans notre cas, seul un mode est pris en compte (approximation monomode) pour la propagation dans les ouvertures. Cette considération est pertinente pour $\lambda_0 \sim p$. Dans ce cas le système est décrit par les équations :

$$(G_{00} - \Sigma_0)E - G_0^V E' = I_0 \quad (3.32)$$

$$(G'_{00} - \Sigma_0)E' - G_0^V E = 0 \quad (3.33)$$

G_{00} et G'_{00} sont les propagateurs qui représentent le couplage entre le mode et les interfaces 1-2 et 2-3 respectivement. Les grandeurs E et E' représentent la valeur de l'amplitude du champ électrique du mode aux interfaces 1-2 et 2-3 respectivement. Le terme I_0 décrit le couplage entre l'onde incidente de polarisation σ_0 et de vecteur d'onde k_0 , et le mode α de l'ouverture. G_0^V et Σ_0 sont associés au couplage entre le champ électrique, et la contribution de la réflexion au deux interfaces. Une fois que les amplitudes E et E'

sont connues, il est alors possible avec ce système d'équations de connaître le champ électrique dans chaque milieu de la structure.

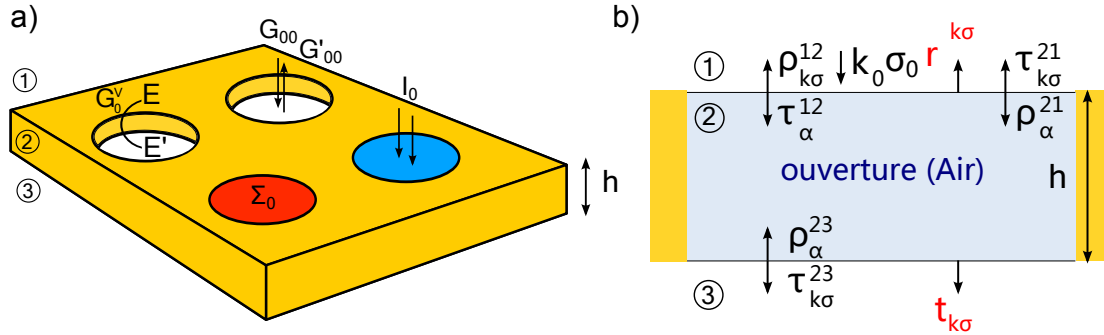


FIGURE 3.6 – a) Exemple de structure périodique pouvant être traitée par la méthode des modes couplés. b) Processus optiques aux interfaces de l'ouverture

La figure 3.6.b montre en détail les différents processus qui se déroulent au passage des interfaces 1-2 et 2-3 dans une ouverture. A la première interface, l'onde plane incidente (k_0, σ_0) est partiellement réfléchiée $(\rho_{k\sigma}^{12})$ et partiellement transmise dans le mode α de l'ouverture (τ_{α}^{12}) . Dans l'ouverture, l'onde se propage avec un vecteur d'onde k_0 sur une distance h ($e^{k_0 h}$) puis est partiellement transmise dans l'espace libre $(\tau_{k\sigma}^{23})$ et partiellement réfléchiée dans le mode (ρ_{α}^{23}) . La partie réfléchiée sur l'interface 2-3 dans le mode se propage sur une distance h qui représente l'épaisseur de métal ($e^{k_0 h}$), puis, à l'interface 2-1 est partiellement transmise $(\tau_{k\sigma}^{21})$ et partiellement réfléchiée (ρ_{α}^{21}) . Ce processus d'aller retour de la lumière est analogue à une cavité Fabry-Pérot. La contribution de tous les processus à l'interface 2-3 nous donne le coefficient de transmission $t_{k\sigma}$ comme la somme d'une suite géométrique.

$$t_{k\sigma} = \frac{\tau_{\alpha}^{12} e^{ik_0 h} \tau_{k\sigma}^{23}}{1 - \rho_{\alpha}^{21} \rho_{\alpha}^{23} e^{2ik_0 h}} \quad (3.34)$$

Nous pouvons remarquer que l'équation 3.34 est analogue à l'équation qui permet de calculer la transmission d'un Fabry-Pérot, comme nous l'avons vu précédemment (voir équation 3.12).

Nous utilisons la méthode des modes couplés pour calculer les propriétés optiques d'une grille métallique de période p , d'ouverture a et d'épaisseur h identique à celle montrée sur la figure 3.7. Nous rappelons que la structure métallique est équivalente à un ré-

seau qui génère des ordres de diffraction. Le propagateur G_{00} est donné dans le cas de

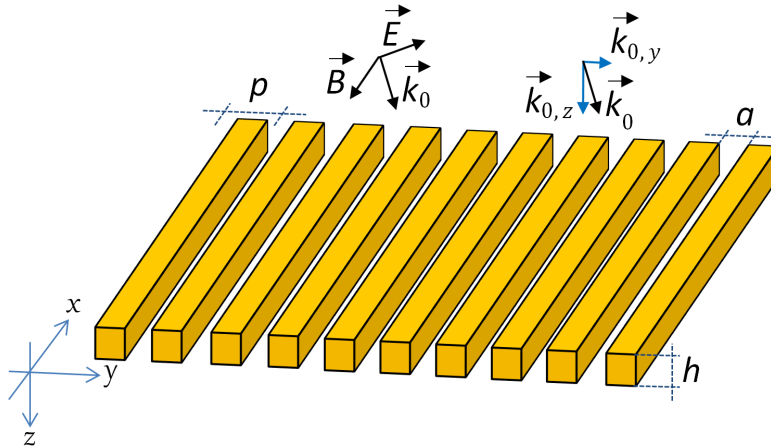


FIGURE 3.7 – Représentation schématique d'un réseau métallique nanostructuré

l'approximation monomode pour un couplage avec les ondes planes de vecteur d'onde k par :

$$G = G_{00} = i \sum_k Y | \langle 0 | k_y \rangle |^2 \quad (3.35)$$

Y représente l'admittance du milieu considéré, 1 ou 3, en réflexion ou en transmission. La grandeur k_y représente la composante parallèle, qui est colinéaire au vecteur de réseau dans la direction y , du vecteur d'onde k de l'onde plane considérée. Dans le cas d'une onde plane incidente de polarisation transverse magnétique (TM), le champ électrique est colinéaire au vecteur de réseau (en incidence normale). L'admittance dans le milieu 1 situé au dessus de la grille est donnée par :

$$Y_1^{k\sigma} = \epsilon_1 \frac{k_0}{k_z} \quad (3.36)$$

De la même manière, l'admittance dans le milieu 3 situé sous la grille est donné par l'expression suivante :

$$Y_3^{k\sigma} = \epsilon_3 \frac{k_0}{k_z} \quad (3.37)$$

Dans l'expression de Y , k_z se calcule par la relation qui traduit la continuité aux interfaces 1-2 et 2-3 :

$$k_z = \sqrt{\epsilon_i |k_0|^2 - |k_y|^2} \quad (3.38)$$

Avec $\epsilon_i = \epsilon_1$ dans le milieu 1 et $\epsilon_i = \epsilon_3$ dans le milieu 3.

Pour une onde en incidence normale, la composante tangentielle k_y se calcule par la relation de continuité à l'interface du réseau par la relation :

$$k_y = k_{0,y} + \frac{2m\pi}{p} = 0 + \frac{2m\pi}{p} \quad (3.39)$$

Avec m un entier, et p la période du réseau. Les coefficients de transmission et de réflexion des interfaces 1-2 et 2-3 sont donnés par les relations suivantes :

$$\tau_0^{12} = \frac{2iY^{k_0\sigma} \langle k_{0,y}|0 \rangle}{G+i}, \quad \tau_{kp}^{23} = \frac{2i \langle k_y|0 \rangle}{G+i}, \quad \rho = -\frac{G-i}{G+i} \quad (3.40)$$

L'intégrale de recouvrement entre une onde plane de vecteur d'onde k avec le mode $\alpha = 0$ (mode TM_{00}) notée $\langle k_y|0 \rangle$ est définie par :

$$\langle k_y|0 \rangle = \sqrt{\frac{a}{p}} \operatorname{sinc}\left(\frac{k_y a}{2}\right) \quad (3.41)$$

Dans le but d'obtenir la transmission totale du système, il faut sommer la contribution de toutes les ondes planes existantes dans le milieu 3.

$$T = \sum_{k,\sigma} Y_3^{k\sigma} |t_{k\sigma}|^2 \quad (3.42)$$

La somme se calcule pour les ondes propagatives, telles que $k_z \in \mathbb{R}$. Les ondes évanescentes ayant un k_z imaginaire ne sont pas prises en compte dans le calcul de la transmission. Cette condition se traduit par la relation :

$$p > |m|\lambda = \frac{|m|\lambda_0}{n_r} \quad (3.43)$$

Avec n_r la partie réelle de l'indice de réfraction du milieu 3. Un raisonnement identique peut être mené pour les ondes réfléchies sur la grille. Le Tableau 3.1 montre la valeur de la période minimale pour l'apparition d'un ordre de diffraction pour un réseau métallique placé dans l'air, sur un substrat d'AsGa-BT ou sur un substrat d'InGaAs.

La méthode des modes couplés est implémentée sur MATLAB. Afin de vérifier la validité de l'algorithme, nous cherchons à retrouver les courbes de transmission de la ré-

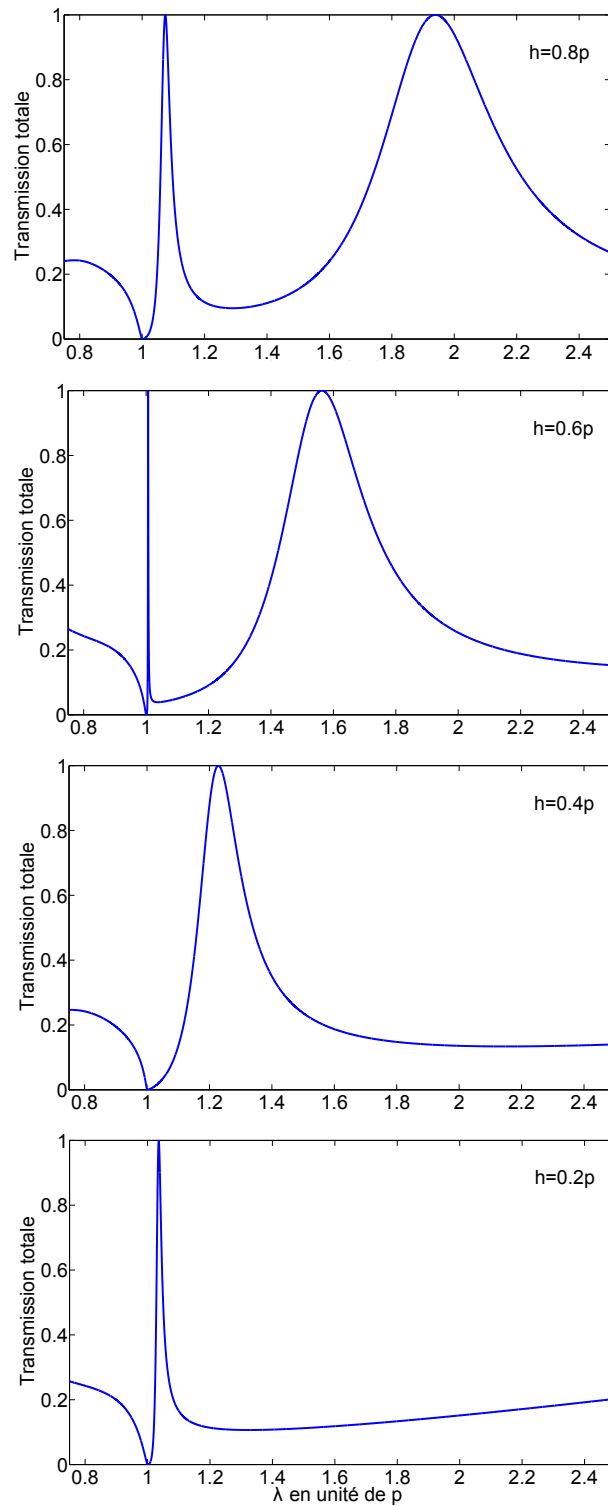


FIGURE 3.8 – Transmission totale d'un réseau périodique 1D conducteur parfait placé dans l'air pour différentes valeurs de l'épaisseur h en fonction de la longueur d'onde pour $a=0.2p$. Ce calcul est effectué dans l'approximation monomode

TABLEAU 3.1 – Valeur minimale de la période pour l'apparition d'un ordre de diffraction pour un réseau dans l'air ou déposé sur un matériau et pour une longueur d'onde $\lambda_0 = 1550$ nm.

Ordre de diffraction :	0	-1/+1	-2/+2	-3/+3
Air ($n=1$)	$p > 0 \mu\text{m}$	$p > 1.55 \mu\text{m}$	$p > 3.1 \mu\text{m}$	$p > 4.65 \mu\text{m}$
AsGa-BT ($n=3.37$)	$p > 0 \mu\text{m}$	$p > 0.46 \mu\text{m}$	$p > 0.92 \mu\text{m}$	$p > 1.38 \mu\text{m}$
InGaAs ($n=3.55$)	$p > 0 \mu\text{m}$	$p > 0.44 \mu\text{m}$	$p > 0.87 \mu\text{m}$	$p > 1.33 \mu\text{m}$

férence [Garcia-Vidal et al., 2010]. Pour cela nous calculons la transmission d'un réseau périodique infini dont les doigts sont infiniment longs placé dans l'air en fonction de la longueur d'onde incidente λ_0 . L'onde arrive sur le réseau en incidence normale et en polarisation TM. Le métal est considéré comme un conducteur électrique parfait.

Les courbes de la figure 3.8 nous montrent le résultat du calcul pour différentes valeurs de h dans le cas d'un rayon en incidence normale. Les ordres de diffraction $m = 0, \pm 1$ sont pris en compte pour $\lambda < p$. Pour $\lambda > p$, seul l'ordre de diffraction $m = 0$ est propagé et on parle alors de transmission spéculaire. Le choix de la base d'ondes planes est relié à l'équation 3.43. Une série de pics ayant 100% de transmission apparaît sur la figure. Le premier pic de transmission apparaît pour une valeur de longueur d'onde proche de la période du réseau p . L'origine physique de ce pic est attribuée à une transmission extraordinaire provenant de l'excitation d'un mode qui reproduit le comportement d'un polariton plasmonique de surface à l'interface du film métallique. Le deuxième pic est plus large et est relié à la condition de résonance du Fabry-Pérot équivalent formé par l'ouverture. Ce deuxième pic est déplacé comme une fonction continue de l'épaisseur du métal. Les minimums de transmission à 0% se produisent quand l'admittance Y_3 diverge, soit pour $k_z = \sqrt{|k|^2 - |k_y|^2} = 0$. Ce phénomène est connu sous le nom d'anomalies de Rayleigh.

Pour réaliser un photodétecteur en cavité résonante, la grille semi-transparente est déposée sur un semiconducteur. La transmission optique d'une électrode nanostructurée déposée sur un substrat semiconducteur est alors calculée avec la méthode des modes couplés. Le substrat est considéré semi-infini et non absorbant ($n_{\text{AsGa}}=3.37$ par exemple) et le métal est considéré comme un conducteur parfait. La lumière éclaire le système sous incidence normale à la longueur d'onde $\lambda_0=1550$ nm et en polarisation TM. La figure 3.9 montre la transmission en fonction de la période p et de la hauteur h du réseau pour

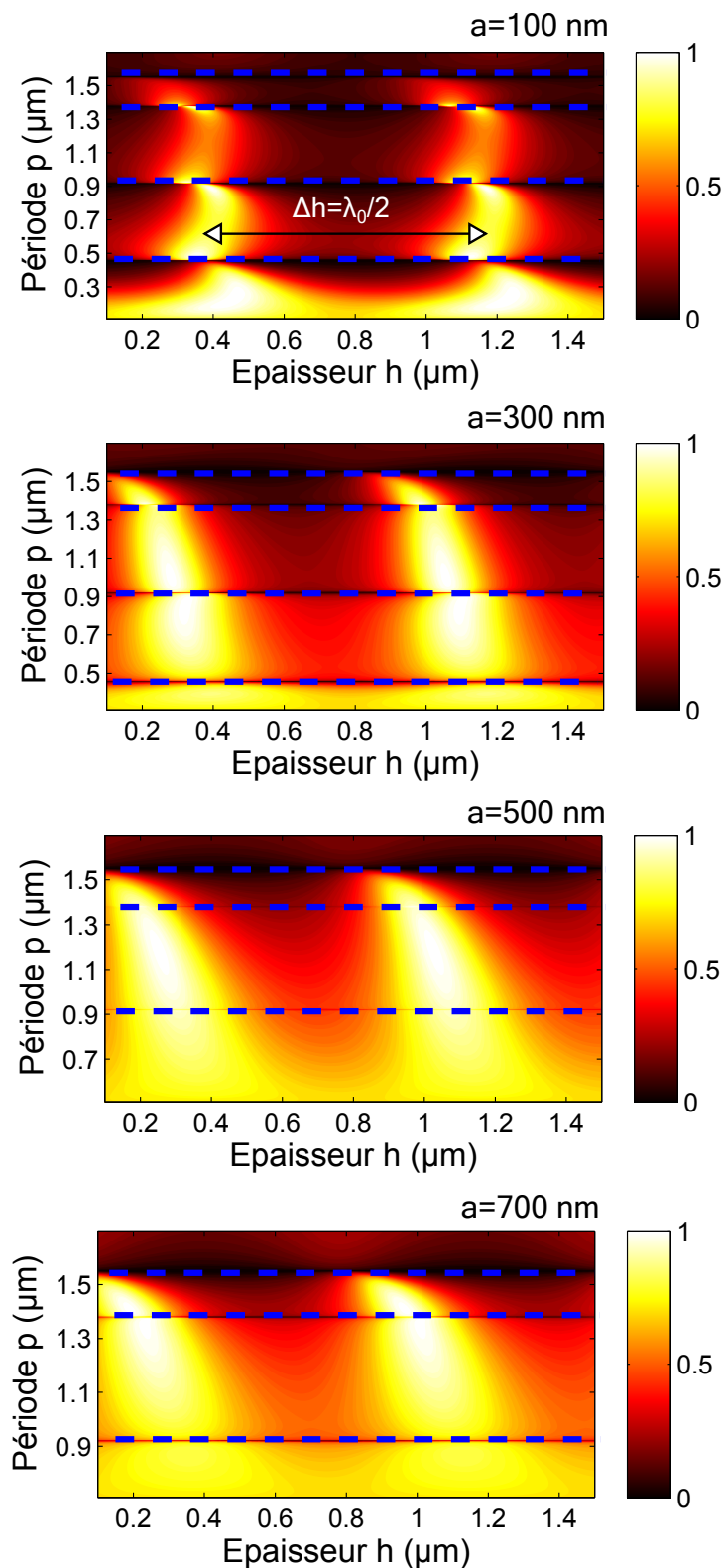


FIGURE 3.9 – Transmission optique d'un réseau périodique d'or sur un substrat semi-infini d'AsGa-BT non-absorbant ($n = 3.37$) en fonction de la période et de la hauteur pour différentes ouvertures a . La figure est réalisée pour une longueur d'onde de 1550 nm. Les lignes bleues correspondent aux anomalies de Rayleigh

des ouvertures a différentes (100 nm, 300 nm, 500 nm et 700 nm). Sur ces figures, pour le paramètre h , les maximums de transmission sont espacés de $\Delta h = \frac{\lambda_0}{2} = 775$ nm ce qui confirme le comportement Fabry-Pérot décrit par l'équation 3.34. La figure montre également les anomalies de Rayleigh prévues par l'équation 3.43 qui apparaissent quand la condition $p = |m|\lambda$ est respectée.

La grille métallique peut potentiellement servir de miroir semi-transparent dont les propriétés optiques sont contrôlées par la géométrie du réseau. Nous verrons que ce type de miroir nanostructuré permet de diminuer les pertes optiques métalliques en comparaison avec une couche mince de 10 nanomètres d'épaisseur. De plus la résistance électrique est plus faible pour une grille puisque l'épaisseur du métal est de de l'ordre de quelques centaines de nanomètres. Pour obtenir une résistance électrique faible, il vaut mieux choisir un rapport a/p petit. Dans la suite nous essayerons de conserver des rapports a/p inférieurs à une valeur de 0.5.

3.1.4 Cavités résonantes à réseaux de diffraction

La grille nanostructurée est utilisée comme miroir semi-transparent dans une cavité optique que nous appelons cavité à réseau de diffraction (DGC pour "Diffraction Grating Cavity" en anglais). La figure 3.10 montre une représentation schématique de la cavité d'épaisseur t_c .

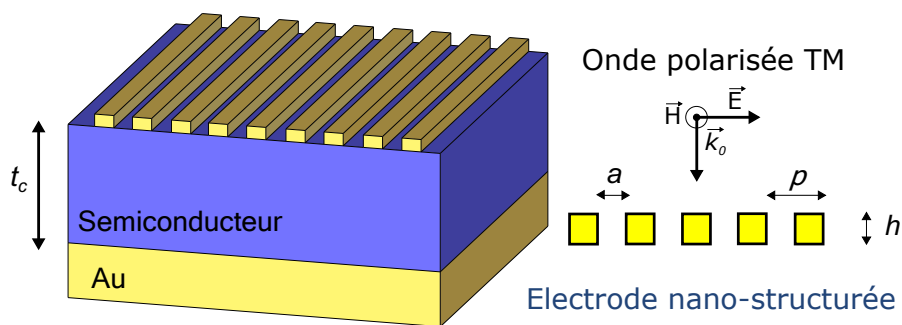


FIGURE 3.10 – Représentation schématique d'une cavité résonante à réseau de diffraction

Pour pouvoir calculer les propriétés optiques de la cavité, il faut implémenter une méthode des matrices de transfert qui utilise le résultat de la méthode des modes couplés pour modéliser la grille métallique. Cet algorithme à été implanté sur Scilab par mon en-

cadran, Emilien Peytavit. Pour mieux comprendre les résonances de la DGC, nous commençons par développer un modèle analytique simple qui permet de calculer la position des maximums d'absorption dans la couche de semiconducteur. Rappelons que le réseau génère un ensemble d'ondes planes ($m + 1$ ondes planes), appelées ordres de diffraction [Collin, 2014], dans le semiconducteur d'indice optique n dont le vecteur d'onde de l'ordre m se met sous la forme (voir figure 3.11) :

$$\vec{k} = \vec{k}_y + \vec{k}_z \quad (3.44)$$

Le module du vecteur d'onde, pour une excitation sous incidence normale s'écrit :

$$|\vec{k}|^2 = \left(\frac{2m\pi}{p}\right)^2 + |\vec{k}_z|^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \quad (3.45)$$

Les maximums d'absorption sont calculés dans le plan (p, t_c) quand les interférences dans la cavité sont constructives pour un ordre de diffraction donné. Cette condition

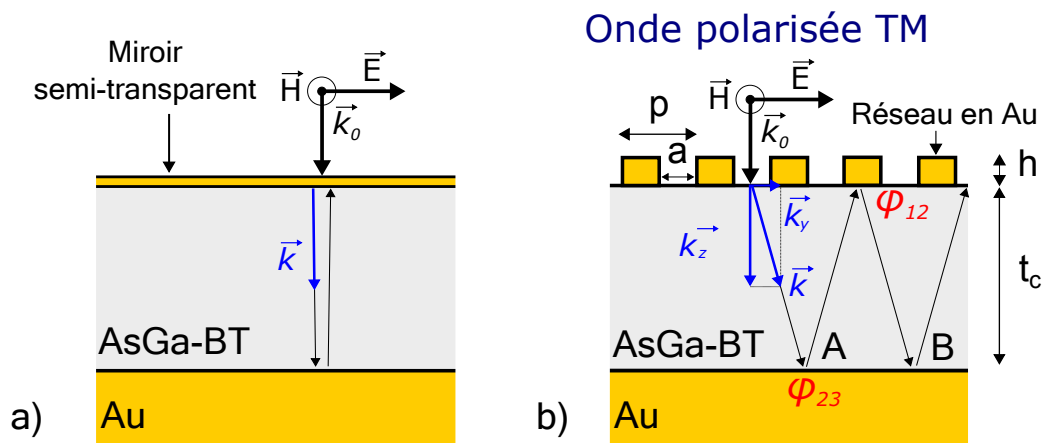


FIGURE 3.11 – Représentation des phénomènes optiques dans une FPC (a) et une DGC (b)

se traduit par une différence de phase de deux ondes successivement réfléchies dans la cavité égale à $2\pi l$ avec l un entier. En faisant l'hypothèse que le déphasage induit par la réflexion à l'interface entre le semiconducteur et le réseau est identique au déphasage induit par une réflexion sur une interface composée d'un semiconducteur et d'un métal parfait, soit $\phi_{12} = \phi_{23} = \pi$ (voir figure 3.11), indépendamment de la géométrie du réseau, la

condition d'interférence constructives $2|\vec{k}_z|t_c = 2\pi l$ couplée à l'équation 3.45 s'exprime :

$$\sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - \left(\frac{l\pi}{t_c}\right)^2} = \frac{2m\pi}{p} \quad (3.46)$$

Il est intéressant de remarquer qu'avec cette équation, pour $m = 0$ une condition d'interférence du type cavité Fabry-Pérot est retrouvée. Les positions des maximums d'absorption sont alors égales à :

$$t_{c,\max} = \frac{|l|\lambda}{2} \quad (3.47)$$

Les pics sont séparés de $\Delta t_c = \frac{\lambda}{2}$ indépendamment de la période. La valeur $l = 0$ est bien entendu à exclure car elle correspond à une épaisseur de cavité nulle.

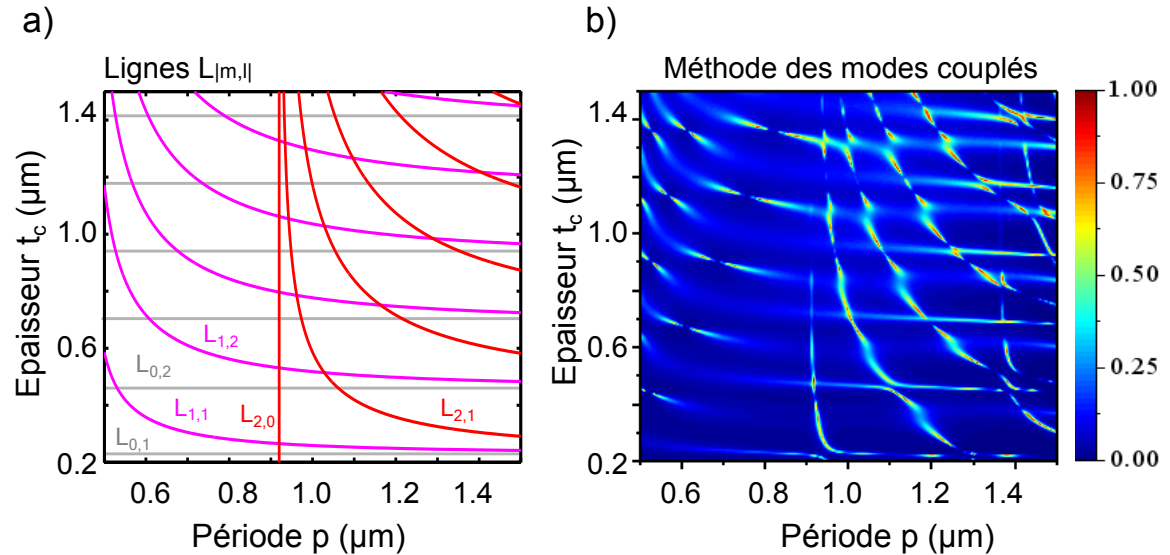


FIGURE 3.12 – a) Calcul des lignes $L_{|m,l|}$ prédisant les maximums d'absorption dans une DGC en AsGa-BT via l'équation 3.46 pour une longueur d'onde de 1550 nm. b) Absorption dans une DGC en AsGa-BT en fonction de la période p et de l'épaisseur t_c avec $h=300$ nm et $a=0.5p$ calculée avec la méthode des modes couplés modifiée pour une longueur d'onde de 1550 nm. Le métal est considéré parfait

Lorsque $m \neq 0$ la condition d'interférence est modifiée. La figure 3.12.a présente la résolution de l'équation 3.46 pour une longueur d'onde de 1550 nm pour les ordres de diffraction $m=0, \pm 1, \pm 2$ qui prédit les positions des maximums d'absorption dans le plan (p, t_c) , appelées lignes $L_{|m,l|}$. La figure 3.12.b présente un calcul d'absorption dans une DGC en fonction des paramètres p et t_c par la méthode des modes couplés modifiée. La structure est illuminée sous incidence normale à une longueur d'onde de 1550 nm en

polarisation TM. L'ouverture a du réseau est égale à la moitié de la période et la hauteur des plots h vaut 300 nm. L'indice optique de l'AsGa-BT vaut $n = 3.37 - 0.0003i$ comme précédemment et pour simuler le comportement d'un conducteur parfait, la permittivité relative ϵ_r de l'or est choisie égale à -500. Sur cette figure, l'absorption évolue entre 0 et 100 % puisque aucune perte dans le métal n'est prise en compte. Le modèle analytique développé semble finalement reproduire la tendance de la figure obtenue à l'aide de la méthode des modes couplés modifiée. La correspondance n'est pas parfaite mais s'explique par la valeur des déphasages $\phi_{12} = \phi_{23} = \pi$ que nous avons utilisés. En réalité ces déphasages dépendent de la géométrie du réseau et ne sont pas constants avec la période.

Nous calculons le rendement quantique d'une DGC éclairée par une longueur d'onde de 1550 nm. Cette fois ci le métal n'est plus considéré parfait et l'indice de l'or est de $n_{Au} = 0.55 - 11.5i$. La figure 3.13.a montre le résultat du calcul pour une cavité en AsGa-BT. Nous pouvons observer les pics de résonance qui dépendent de l'épaisseur de semiconducteur. Pour une épaisseur de 450 nm, $\eta = 1.5\%$ ce qui est environ 2 fois plus élevé que pour une cavité Fabry-Pérot avec miroir semi-transparent en Au. Pour la cavité en InGaAs, le coefficient quantique est très élevé et atteint 95% pour une épaisseur de 1 μm .

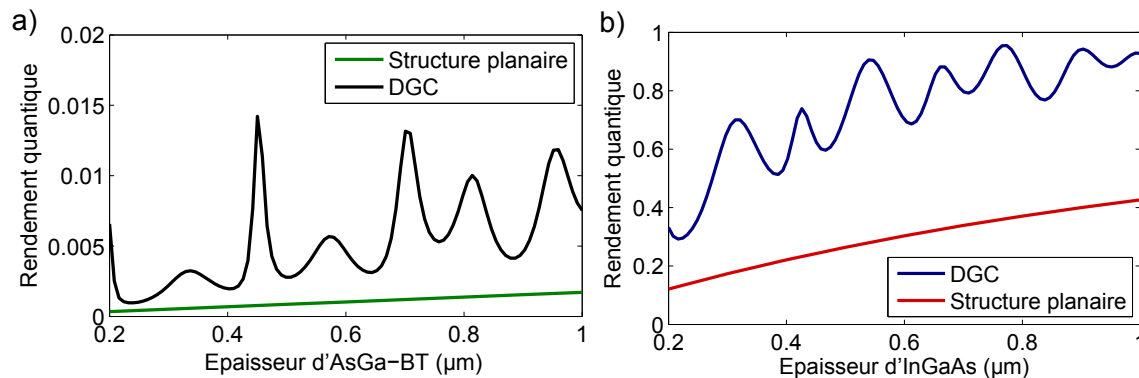


FIGURE 3.13 – a) Comparaison entre le rendement quantique d'une structure planaire et d'une DGC en AsGa-BT de paramètres $p = 900$ nm, $a = 500$ nm et $h = 300$ nm pour une longueur d'onde de 1550 nm. b) Comparaison entre le rendement quantique d'une structure planaire et d'une DGC en InGaAs de paramètres $p = 900$ nm, $a = 500$ nm et $h = 300$ nm pour une longueur d'onde de 1550 nm

D'autres méthodes existent pour calculer les propriétés d'une cavité DGC. La méthode rigoureuse des ondes couplées (RCWA) permet par exemple de calculer les propriétés optiques du réseau [Hench and Strakoš, 2008; Silberstein, 2002]. La constante diélectrique du milieu 2, qui comporte la grille, est périodique selon la direction y et peut être ex-

mée par une série de Fourier. Les équations de Maxwell sont résolues dans la base qui sert à exprimer la constante diélectrique. Ensuite il est possible, comme pour la méthode des modes couplés modifiée, de coupler le calcul des propriétés de la grille à une méthode des matrices de transfert. Une autre possibilité est d'utiliser une méthode de calcul par éléments finis. Un maillage est dessiné sur la structure. Les équations de Maxwell sont résolues en un nœud du maillage avant de passer au nœud suivant. Cette méthode demande un temps de calcul élevé mais présente l'avantage de pouvoir résoudre des systèmes finis et de modifier facilement la géométrie des structures. La figure 3.14 montre le résultat d'un calcul de rendement quantique dans la DGC en AsGa-BT réalisé à l'aide des 3 méthodes : la méthode des modes couplés modifiée, la méthode rigoureuse des ondes couplées modifiée, et la méthode par éléments finis implémentée sur COMSOL. Les 3 courbes semblent identiques, hormis, pour le premier pic qui est décalé avec la méthode des modes couplés. Cette figure permet de démontrer la pertinence des outils de simulation utilisés pour concevoir les photodétecteurs en cavité.

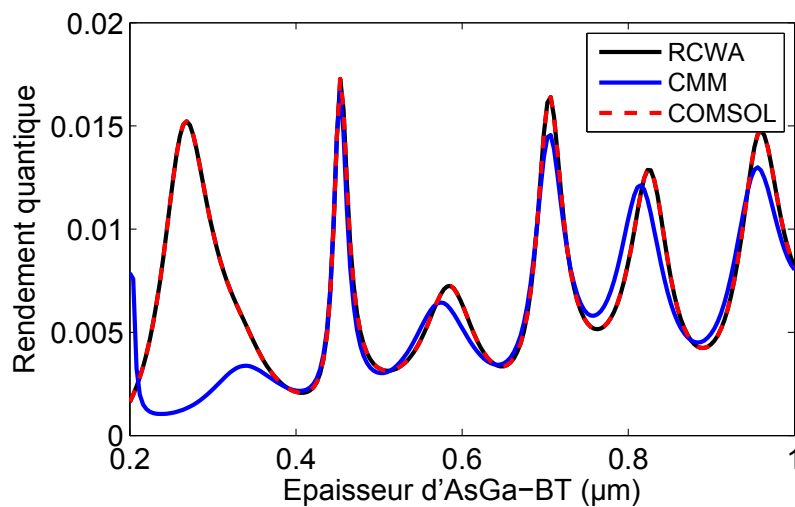


FIGURE 3.14 – Rendement quantique d'une DGC en AsGa-BT de paramètres $p = 900$ nm, $a = 500$ nm et $h = 300$ nm pour une longueur d'onde de 1550 nm calculé avec la méthode des modes couplés modifiée, la méthode rigoureuse des ondes couplées modifiée et la méthode par éléments finis

Les cavités à réseaux de diffraction sont donc un moyen efficace d'augmenter le rendement quantique d'un photodétecteur. De plus des pics de résonance existent pour des épaisseurs très fines de matériaux ce qui permet de maximiser la photoréponse pour une

tension donnée et également d'optimiser les constantes de temps liées au transport des charges. En se basant sur les modèles présentés, nous allons optimiser les paramètres de la cavité pour les photoconducteurs en AsGa-BT, les photodétecteurs MSM en InGaAs-InAlAs et les photodiodes UTC en InGaAs-InP.

3.2 Photoconducteurs en AsGa-BT en cavités résonantes

3.2.1 L'AsGa-BT à une longueur d'onde de 1550 nm

L'AsGa-BT est un matériau dont la bande interdite de 1.42 eV correspond à une longueur d'onde de 870 nm [Gupta et al., 1991; Harmon et al., 1993; Lee et al., 1987; Liliental-Weber et al., 1993; Look, 1993; Némec et al., 2001]. Il a été démontré que pour une longueur d'onde de 1550 nm, des mécanismes d'absorption à deux photons et d'absorption assistée par niveaux de défauts permettent d'observer un photocourant dans des photoconducteurs en AsGa-BT. Ces mécanismes demandent cependant une forte puissance optique et c'est pourquoi la majorité des expériences ont été réalisées sous un éclairage impulsionnel [Erlig et al., 1999; Jooshesh et al., 2015, 2017; Rämmer et al., 2013; Tani et al., 2000].

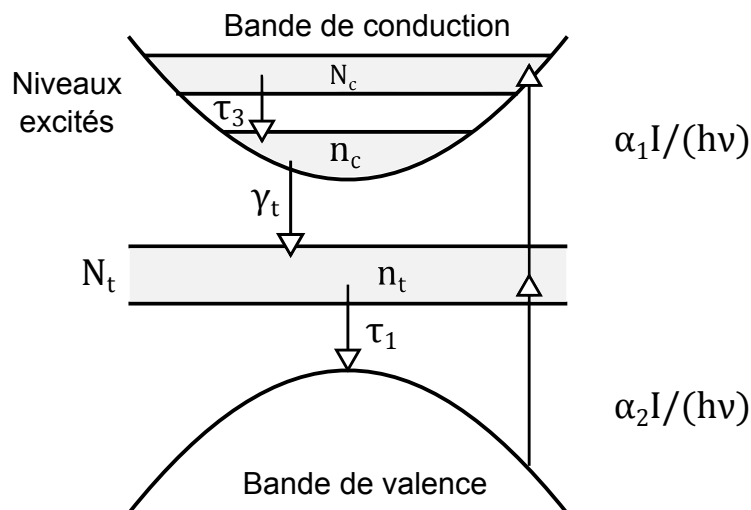


FIGURE 3.15 – Diagramme d'énergie de l'AsGa-BT et processus d'excitation et de recombinaison considérés dans les équations de populations. Figure issue de la référence Tani et al. [2000]

La référence [Tani et al., 2000] présente un modèle d'équations de populations pour

expliquer les processus d'absorption à une longueur d'onde de 1550 nm dans l'AsGa-BT. La densité de défaut de type EL2 est considérée élevée dans le matériau ($\sim 10^{20} \text{cm}^{-3}$) ce qui crée une grande densité de niveaux voire une bande d'énergie. La transition énergétique entre la bande de valence et le niveau intermédiaire de 0.8 eV est accessible aux photons de longueur d'onde égale à 1550 nm. L'excitation des charges entre la bande de valence et le niveau haut de la bande de conduction provient d'un mécanisme en deux étapes assisté par le niveau (ou la bande) de défaut. Les électrons du niveau excité haut relaxent vers le niveau excité bas par un mécanisme qui fait intervenir un phonon. Ensuite les électrons passent du niveau bas de la bande de conduction vers le niveau de défaut qui agit comme un centre de piègeage. Enfin la recombinaison des paires électron/trou entre le niveau de défaut et la bande de valence intervient. La figure 3.15 montre le diagramme des bandes d'énergie de l'AsGa-BT et illustre les différents processus que subissent les charges libres. Le système d'équations de populations associé à ces mécanismes permet de connaître la densité de charges sur chaque niveau d'énergie :

$$\begin{cases} \frac{dN_c}{dt} = \frac{\alpha_1 I}{h_p \nu_0} \frac{n_t}{N_t} - \frac{N_c}{\tau_3} \\ \frac{dn_c}{dt} = \frac{N_c}{\tau_3} - \gamma_t n_c \left(1 - \frac{n_t}{N_t}\right) \\ \frac{dn_t}{dt} = \frac{\alpha_2 I}{h_p \nu_0} \left(1 - \frac{n_t}{N_t}\right) - \frac{n_t}{\tau_1} - \frac{N_t}{\tau_1} + \gamma_t n_c \left(1 - \frac{n_t}{N_t}\right) \end{cases} \quad (3.48)$$

Avec N_c la densité de population du niveau haut de la bande de conduction, n_c la densité de population du niveau bas de la bande de conduction, n_t la densité d'électrons piégés dans le niveau de défaut, N_t la densité de défauts, α_1 le coefficient d'absorption entre la bande de valence et le niveau de défaut, α_2 le coefficient d'absorption entre le niveau de défaut et le niveau haut de la bande de conduction, τ_1 le temps de recombinaison des charges entre le niveau de défaut et la bande de valence, γ_t le temps caractéristique associé au passage entre le niveau bas de la bande de conduction et le niveau intermédiaire, τ_3 le temps caractéristique de relaxation dans la bande de conduction et I l'intensité optique. Le rapport n_t/N_t exprime la fraction occupée du niveau de défaut.

En régime de faible excitation optique, le niveau intermédiaire est presque vide et il est possible de considérer que $[1 - (n_t/N_t)] \sim 1$. De plus en régime permanent les dérivées

temporelles sont nulles et le système 3.48 peut se réécrire :

$$\begin{cases} n_t = \frac{\alpha_2 N_t (I/I_0)}{(\alpha_2 - \alpha_1) [1 + (I/I_0)]} \\ N_c = \frac{\alpha_1 \alpha_2 \tau_3 N_t (I/I_0)^2}{(\alpha_2 - \alpha_1)^2 \tau_1 [1 + (I/I_0)]} \\ n_c = \frac{\alpha_1 \alpha_2 N_t (I/I_0)^2}{(\alpha_2 - \alpha_1)^2 \tau_1 \gamma_t \left[1 - \frac{\alpha_1 (I/I_0)}{\alpha_2 - \alpha_1} \right]} \end{cases} \quad (3.49)$$

Avec $I_0 = h_p \nu_0 N_t / [(\alpha_2 - \alpha_1) \tau_1]$. La densité de population totale N_{tot} dans la bande de conduction est alors égale à $N_{tot} = n_c + N_c$. Le photocourant généré est donné par la relation :

$$I_{ph} = \int q \mu N_{tot} E dS \quad (3.50)$$

Avec q la charge élémentaire, μ la mobilité des charges, E le champ électrique appliqué sur le photoconducteur. La fonction est intégrée sur la surface photoconductrice S correspondant à une coupe normale au vecteur du champ électrique. Le courant total présente une dépendance non-linéaire avec la puissance optique et est finalement de la forme :

$$I = C_1 \frac{P_{opt}^2}{1 + P_{opt}} + C_2 \frac{P_{opt}^2}{1 - C_3 P_{opt}} + I_{obs} \quad (3.51)$$

A l'aide de ce modèle les auteurs expliquent le photocourant moyen généré par un photoconducteur en AsGa-BT sous un éclairage impulsionnel à la longueur d'onde de 1550 nm en prenant $C_1 = 0.2$, $C_2 = 1.2$, $C_3 = 20$ et avec un courant d'obscurité $I_{obs} = 29.48 \mu\text{A}$. La figure 3.16 montre le photocourant calculé à l'aide du modèle analytique de l'équation 3.51. Cet effet permet donc d'obtenir une photoréponse plus élevée pour des applications qui utilisent un éclairage impulsionnel de forte puissance crête comme la TDS et le sous-échantillonnage.

3.2.2 Bilan sur les cavités résonantes en AsGa-BT

Nous avons vu que les cavités de type FPC et DGC permettent d'obtenir un rendement quantique relativement élevé pour des épaisseurs fines de matériau. Nous avons remarqué que la réponse d'une DGC est environ 2 fois plus élevée. Afin d'expliquer l'origine de cette différence de performance, nous calculons l'absorption dans les différentes

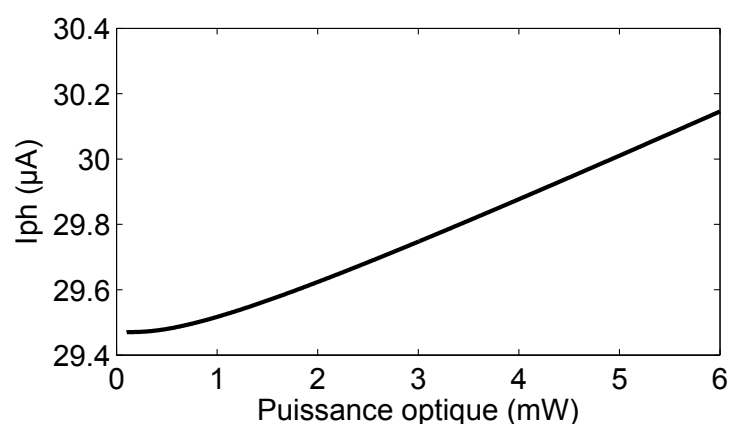


FIGURE 3.16 – Dépendance non-linéaire du photocourant dans un photoconducteur en AsGa-BT en fonction de la puissance optique incidente pour une longueur d'onde de 1550 nm. La figure est issue de la référence [Tani et al., 2000]

couches de la structure, à savoir l'AsGa-BT et les deux miroirs d'or. La figure 3.17 montre que pour une FPC, les pertes métalliques de la face avant sont plus importantes que pour la DGC. Au premier pic de résonance, les pertes métalliques totales sont de 90% dans la FPC contre seulement 70% dans la DGC. Cette différence explique en partie la différence de réponse entre les deux cavités. La structure résonante de type DGC en AsGa-BT

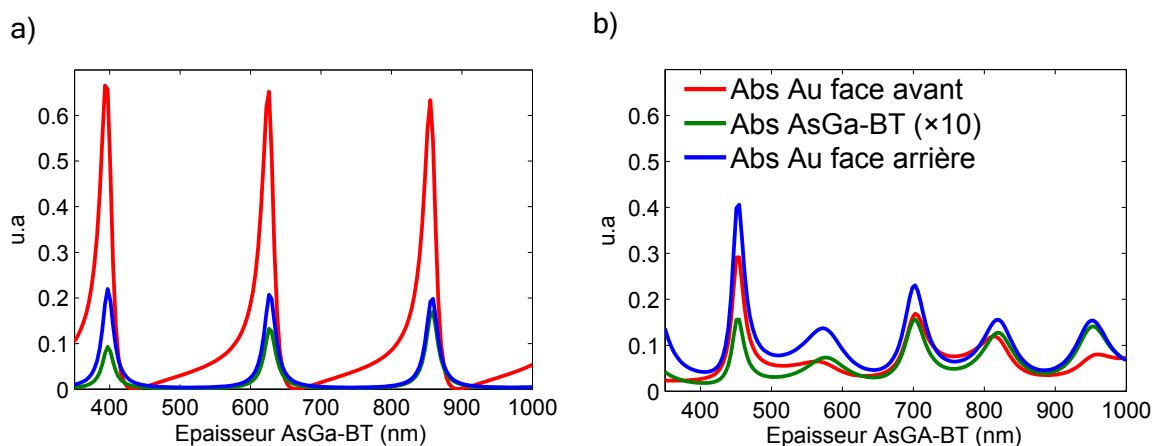


FIGURE 3.17 – Absorption dans les différentes couches d'une FPC a) et d'une DGC b) en fonction de l'épaisseur d'AsGa-BT pour une longueur d'onde de 1550 nm. L'absorption dans l'AsGa-BT est multipliée par 10 par souci de clarté

sélectionnée par l'étude réalisée avec la méthode des modes couplés modifiée permet d'obtenir un rendement quantique d'environ 1.5% pour un éclairage en cw. Les paramètres de la grille sont $a = 500$ nm et $h = 300$ nm. De plus les DGC possèdent l'avantage de pouvoir contrôler l'épaisseur de semiconducteur correspondant à la résonance avec la

période du réseau, comme nous l'avons vu dans l'équation 3.46. Lors de la fabrication, il est parfois difficile de contrôler l'épaisseur de la couche de matériau semiconducteur. Il est donc intéressant de regarder l'évolution de la résonance avec la période. Pour illustrer

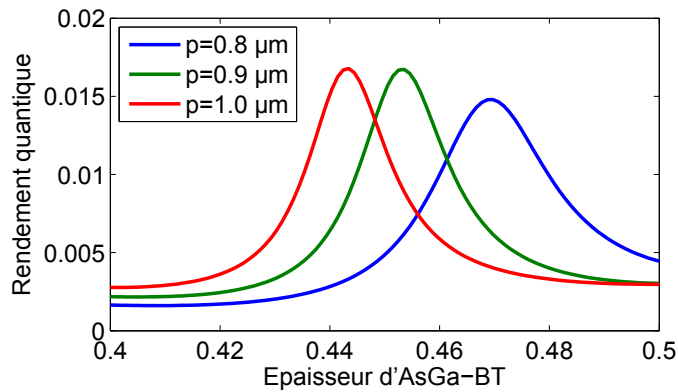


FIGURE 3.18 – Évolution de l'épaisseur de résonance d'une DGC en AsGa-BT en fonction de la période du réseau pour $a = 500$ nm et $h = 300$ nm pour une longueur d'onde de 1550 nm

ce phénomène, la figure 3.18 montre le rendement quantique d'une DGC en fonction de l'épaisseur d'AsGa-BT pour des périodes différentes. Une variation de période de 100 nm correspond alors à un décalage de l'épaisseur de la résonance de 15 nm. Cet effet est intéressant puisque en général, une différence d'homogénéité d'environ 15% est observée sur l'épaisseur d'une couche épitaxiée par MBE. Finalement nous tenterons de réaliser un photoconducteur dont l'épaisseur d'AsGa-BT est de 450 nm avec une grille de période $p = 900$ nm, d'ouverture $a = 500$ nm et d'épaisseur $h = 300$ nm. Le rendement quantique attendu est d'environ 1.5% en éclairement cw à une longueur d'onde de 1550 nm, ce qui est relativement élevé pour un photoconducteur en AsGa-BT. De plus sous éclairement impulsionnel il est possible que le rendement quantique mesuré soit plus élevé grâce à la dépendance non-linéaire du photocourant avec la puissance optique.

3.3 MSM-InAlAs/InGaAs en cavités résonantes

3.3.1 Présentation des MSM-InAlAs/InGaAs

Nous développons également des photodétecteurs de type MSM en cavités résonantes. Le matériau absorbant est en InGaAs. Les contacts métalliques sont déposés sur de l'InAlAs dans le but d'obtenir une barrière Schottky de 0.7 eV qui assure une bonne résistance

d'obscurité. Nous ajoutons un gradient de composition entre l'InGaAs et l'InAlAs afin de lisser la discontinuité de bande entre les deux matériaux. Nous fixons les épaisseurs de l'InAlAs et du gradient de composition à l'aide de paramètres trouvés dans la littérature [Brouckaert et al., 2007; Kuhl et al., 1995; Wohlmuth et al., 1997]. Le tableau 3.2 montre l'empilement de semiconducteurs que nous avons choisi pour réaliser les MSM. L'épais-

TABLEAU 3.2 – Épitaxie pour la réalisation d'un photodétecteur de type MSM-InAlAs/InGaAs en cavité. Le gradient de composition et la barrière Schottky "entourent" la couche d'InAlAs. L'épaisseur de la couche absorbante est choisie pour exciter une résonance de cavité DGC

Couche	Matériau	Épaisseur (nm)	Fonction
1	In _{0.52} Al _{0.48} As	30	Barrière Schottky
2	In _{0.52} Al _{0.48} As-In _{0.53} Ga _{0.47} As	27	Gradient de composition
3	In _{0.53} Ga _{0.47} As	à définir	Absorption
4	In _{0.52} Al _{0.48} As-In _{0.53} Ga _{0.47} As	27	Gradient de composition
5	In _{0.52} Al _{0.48} As	30	Barrière Schottky

seur de l'InAlAs est de 30 nm. Le gradient de composition est constitué de 9 paires de 3 nm d'épaisseur. Chaque paire est elle même divisée en 10 sous-couches de 0.3 nm. La première paire contient 0.3 nm d'InGaAs et 2.7 nm d'InAlAs. La seconde contient 0.6 nm d'InGaAs et 2.4 nm d'InAlAs... La dixième couche est constituée de 2.7 nm d'InGaAs et de 0.3 nm d'InAlAs. La figure 3.19 présente un schéma du gradient de composition.

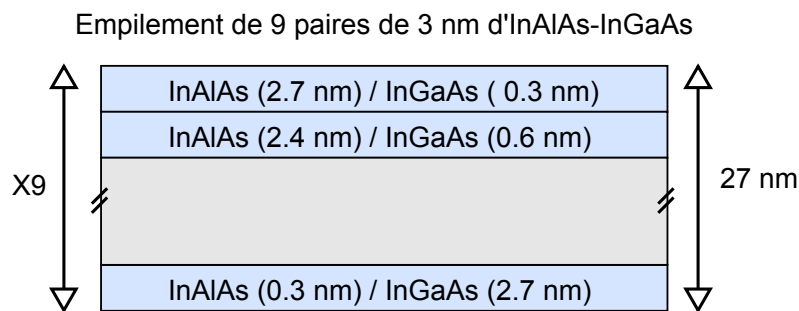


FIGURE 3.19 – Détail de la composition du gradient d'InAlAs-InGaAs

Les MSM sont placés dans une cavité à réseau de diffraction dans le but d'améliorer le rendement quantique habituellement obtenu à l'aide d'une structure planaire interdigitée. La bande d'énergie et la bande de valence pour le MSM dont la couche absorbante possède une épaisseur de 80 nm sont montrées sur la figure 3.20. Le calcul des bandes a

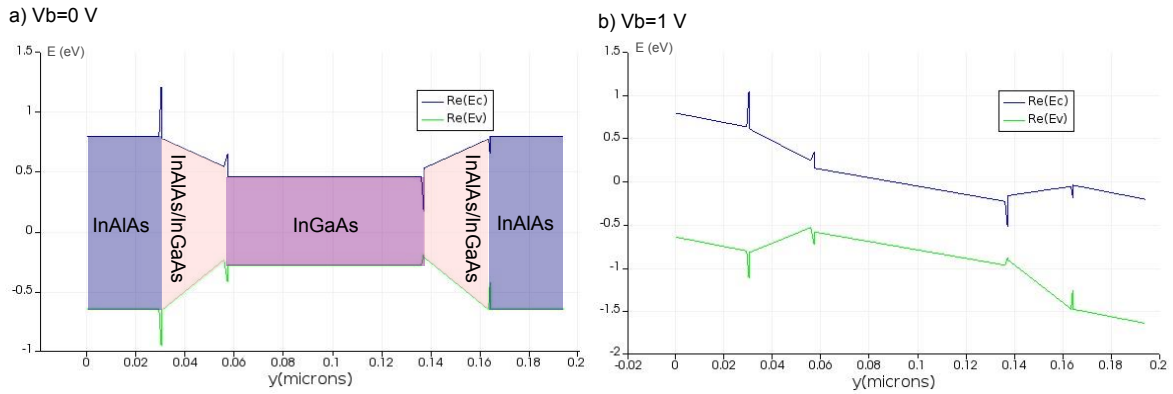


FIGURE 3.20 – Bande de conduction et bande de valence de la structure présentée dans le tableau 3.2. La couche d’InGaAs absorbant possède une épaisseur de 80 nm. Les pics proviennent d’un artefact numérique relié aux petites dimensions de la structure

été réalisé par Kévin Froberger, doctorant à l’IEMN, à l’aide du logiciel commercial Lumerical de calcul par éléments finis.

La géométrie verticale du composant impose cependant quelques changements à prendre en considération d’un point de vue électrique. Pour un photodétecteur planaire, nous avons vu que l’épaisseur d’absorption effective W est de l’ordre de l’espace entre les électrodes interdigitées s_f (voir la figure 3.21) [Chen et al., 1996]. Le rendement quantique est donné en tenant compte de cette approximation par :

$$\eta = (1 - R)(1 - \exp(-\alpha s_f)) \quad (3.52)$$

De plus la distance effective L de transport des charges photogénérées correspond dans ce cas à un demi cercle de rayon $s_f/2$.

$$L = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \sqrt{(s_f^2 + W^2)} = \pi \frac{s_f}{2} \quad (3.53)$$

Il est clair avec les équations 3.52 et 3.53 que chercher à augmenter η revient à augmenter s_f et donc à diminuer la fréquence de coupure du composant à cause du temps de dérive des porteurs. Dans le cas d’un MSM vertical, la distance entre les électrodes, notée précédemment s_f est égale à l’épaisseur de la cavité. Nous pouvons considérer dans ce cas, en première approximation que puisque les deux électrodes sont placées en face à face, la distance effective L est directement égale à l’épaisseur de la cavité. La distance effective est donc réduite d’un facteur $\pi/2$ par rapport à une structure planaire. De plus

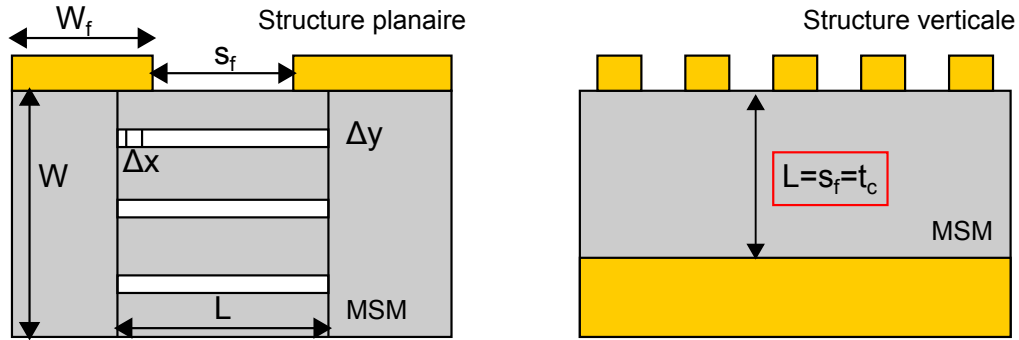
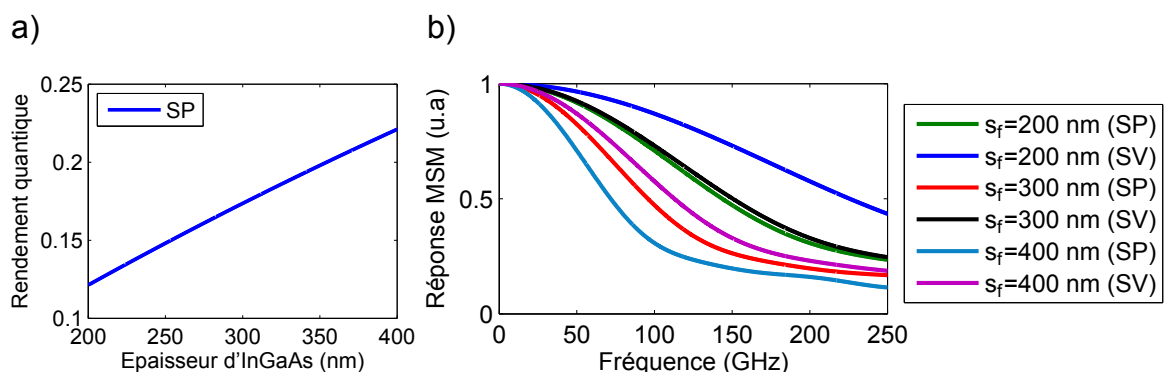


FIGURE 3.21 – Comparaison entre un MSM planaire et un MSM vertical

cette fois le rendement quantique est amélioré à l'aide de la cavité ce qui permet d'obtenir une valeur élevée pour de fines couches de semiconducteurs et ainsi de conserver une fréquence de coupure élevée. La fréquence de coupure d'un MSM est calculée à l'aide de l'équation 2.39 pour une structure planaire (SP) et une structure verticale (SV). La figure 3.22 montre la réponse normalisée $|J(\omega)/J(0)|$ pour les deux types de photodétecteurs. Les courbes sont tracées pour une distance entre les électrodes de 200 nm, 300 nm et 400 nm. La vitesse de saturation des électrons est égale à $v_n = 0.7 \times 10^5$ m/s et la vitesse des trous est de $v_p = 0.5 \times 10^5$ m/s [Soole and Schumacher, 1990]. Nous remarquons que la fréquence de coupure peut atteindre une valeur supérieure à 200 GHz pour une structure verticale avec $s_f = 200$ nm. Pour une valeur de s_f identique, la fréquence de coupure de la structure planaire est de 150 GHz. Le rendement quantique de cette structure planaire serait alors de 0.12 avec ces paramètres ce qui est relativement faible pour un composant en InGaAs. Nous allons maintenant calculer η pour les structures en cavités résonantes.

FIGURE 3.22 – a) Rendement quantique pour un MSM planaire en InGaAs. b) Comparaison de la réponse en fréquence d'un photodétecteur en structure planaire (SP) et d'un photodétecteur en structure verticale (SV) pour différentes distances entre les électrodes s_f

3.3.2 Conception des MSM-InAlAs/InGaAs en cavités résonantes

Nous calculons le rendement quantique d'une DGC éclairée par une longueur d'onde de 1550 nm pour différents miroirs nanostructurés. Nous prenons un indice de réfraction égal à 3.23 pour l'InAlAs et 3.4 pour le gradient de composition. Nous faisons varier l'épaisseur de la couche d'InGaAs absorbant. Pour des épaisseurs d'InGaAs absorbant de

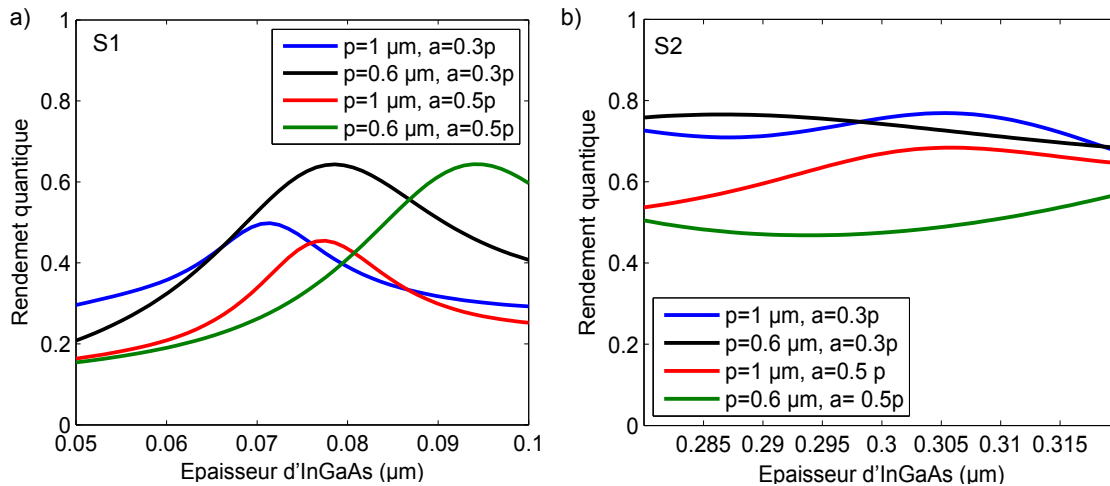


FIGURE 3.23 – Absorption optique dans un MSM-InGaAs en cavité DGC à une longueur d'onde de 1550 nm en fonction de l'épaisseur d'InGaAs et pour différentes électrodes nanostructurées. a) Structure S1 et b) Structure S2

80 nm et de 300 nm, η peut atteindre des valeurs de 0.6 et de 0.8. La distance totale entre les électrodes pour la première cavité (80 nm d'InGaAs) que nous appelons S1 est donc de 194 nm, et pour la seconde (300 nm d'InGaAs) appelée S2 la distance est de 414 nm. En reprenant l'expression de la réponse en fréquence d'un MSM, équation 2.39, nous pouvons remarquer que la fréquence de coupure de S1 est de 225 GHz. La fréquence de coupure de S2 qui est de 110 GHz est deux fois moins élevée. Il est donc possible en utilisant des cavités résonantes d'améliorer le rendement quantique en comparaison avec les structures planaires tout en conservant une fréquence de coupure élevée. Ces valeurs montrent le potentiel des MSM-InAlAs/InGaAs pour des applications dans la gamme millimétrique.

Nous étudions également l'influence de l'épaisseur des couches d'InAlAs et du gradient de composition. Nous reprenons par exemple le pic de résonance de la structure S1 pour une épaisseur d'InGaAs de 80 nm avec la grille de paramètres $p = 600 \text{ nm}$, $a = 0.3p = 180 \text{ nm}$ et $h = 300 \text{ nm}$ (voir figure 3.23.a). Nous faisons alors varier d'un pourcentage Δ l'épaisseur de l'InAlAs et du gradient de composition. Le pic est alors décalé mais

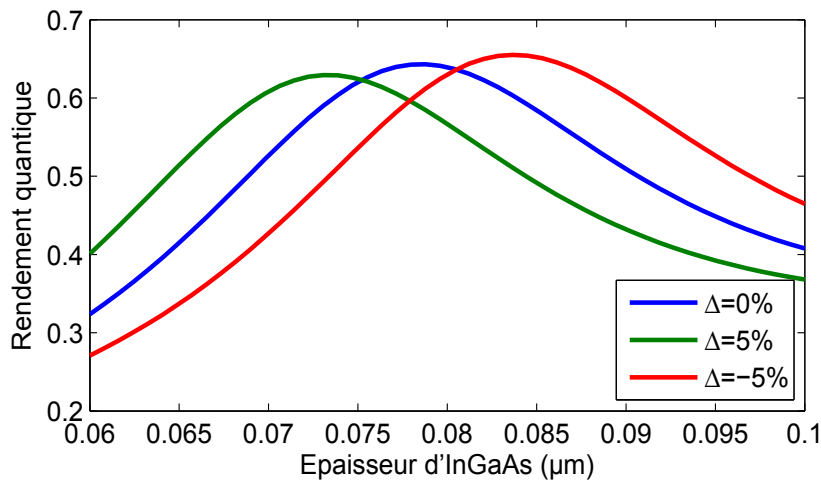


FIGURE 3.24 – Influence de l'épaisseur de la couche d'InAlAs et du gradient de composition sur le rendement quantique d'un MSM en cavité (S1). Les paramètres du miroir nanostructuré sont $p=600$ nm $a = 0.3p=180$ nm et $h=300$ nm

en accordant la valeur de l'épaisseur de la couche absorbante il est possible de retrouver la résonance. Une valeur $\Delta = \pm 5\%$ correspond à un décalage d'épaisseur d'environ 5 nm.

Finalement nous tenterons de réaliser des MSM dont la couche absorbante d'InGaAs est de 80 nm pour S1 et de 300 nm pour S2. Nous testerons plusieurs grilles nanostructurées de rapport $a/p = 0.3$ et $a/p = 0.5$ avec une épaisseur $h = 300$ nm. Le rendement quantique attendu est alors de 0.6 pour S1 qui possède une fréquence de coupure de 220 GHz. S2 devrait atteindre un rendement de 0.8 pour une fréquence de coupure de 110 GHz.

3.4 Photodiodes-UTC à base d'InGaAs-InP en cavités résonantes

3.4.1 Présentation de la photodiode

Une structure de photodiode UTC en InGaAs-InP fonctionnant à une longueur d'onde de 1550 nm a été développée à l'IEMN dans le cadre des thèses de Alexandre Beck [Beck, 2008], Fabio Pavanello [Pavanello, 2013] et Phillip Latzel [Latzel, 2014]. Le tableau 3.3 montre l'empilement des couches de semiconducteurs qui composent la structure. Les régions dopées n et p sont en InGaAs. La zone absorbante dopée p est également en In-

GaAs ce qui permet d'absorber des photons de longueur d'onde égale à 1550 nm. Cette région est formée par un gradient de composition dans le but de créer un pseudo-champ électrique de module E_0 (voir chapitre 2, Photodiodes UTC). Le collecteur est en InP et est transparent pour une longueur d'onde de 1550 nm. Cette structure à été développée dans le but d'être placée dans une cavité résonante. Nous pouvons noter que cette structure doit être reportée afin de déposer un miroir d'or en face arrière comme nous le verrons dans le prochain chapitre. La grille métallique est donc déposée sur la couche 8.

TABLEAU 3.3 – Structure de photodiode UTC InGaAs-InP fonctionnant à la longueur d'onde de 1550 nm développée à l'IEMN dans le cadre des thèses de Alexandre Beck, de Fabio Pavanello, et de Phillip Latzel

Layer	Material	Thickness (nm)	Doping cm^{-3}
1 : Anode contact	$\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	10	$p=1.10^{20}$
2 : Diffusion barrier	$\text{Al}_{0.075}\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.395}\text{As}$	20	$p=5.10^{19}$
3 : Absorption region	Graded InGaAs	à définir	$p=10^{18}$
4 : Spacer	$\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$	10	$p=10^{18}$
4 bis : Spacer	$\text{Al}_{0.235}\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.235}\text{As}$	20	nid
5 : Doping plane	InP	7	$n=1.10^{18}$
6 : Collector 1	InP	100	nid
7 : Sub collector	InP	50	$n=3.10^{19}$
8 : Cathode contact	$\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	10	$n=3.10^{19}$

3.4.2 Conception de photodiodes UTC à base d'InGaAs-InP en cavités

Pour déterminer l'épaisseur d'InGaAs absorbant nous calculons le rendement quantique de la photodiode UTC (structure décrite dans le tableau 3.3) pour une longueur d'onde de 1550 nm.

La figure 3.25 montre que pour une épaisseur d'InGaAs comprise entre 200 nm et 250 nm, le rendement quantique peut atteindre une valeur supérieure à 65 %. La fréquence de coupure liée au transport des charges dans la zone absorbante est alors d'après l'équation 2.29 [Ishibashi et al., 1997] d'environ 200 GHz. Pour la grille de période égale à 800 nm, un autre pic de résonance correspondant à un rendement de 45 % est observé pour une épaisseur de 125 nm. Dans ce cas la fréquence de coupure est repoussée à une valeur d'environ 300 GHz. Ces paramètres sont donc intéressants pour réaliser des photodiodes

UTC fonctionnant aux fréquences utiles pour les télécommunications THz. Des projets sur cette thématique sont en cours de développement à l'IEMN (contact : Guillaume Ducournau) [Latzel et al., 2017a,b].

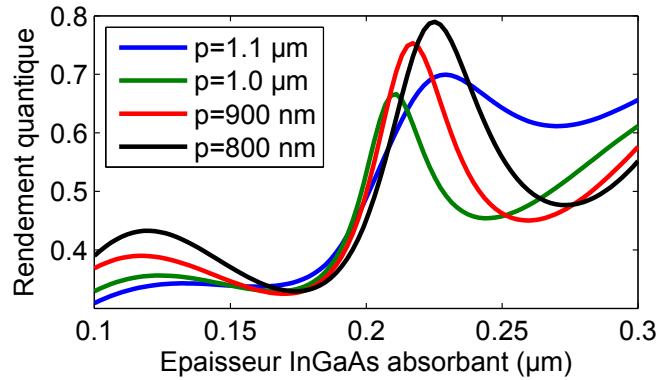


FIGURE 3.25 – Rendement quantique de la photodiode UTC en fonction de l'épaisseur d'InGaAs absorbant pour différents miroirs nanostructurés de paramètres $a = 500$ nm et $h = 300$ nm à une longueur d'onde de 1550 nm

Conclusions

Nous avons montré dans ce chapitre l'intérêt d'utiliser une cavité optique résonante pour augmenter le rendement quantique d'un photodétecteur. En effet le modèle analytique de la cavité Fabry-Pérot à pertes a permis de montrer que des pics de résonance existent quand les conditions sont adéquates à la formation d'interférences constructives dans le semiconducteur absorbant. Sur ce principe nous avons montré que nous pouvions réaliser un photodétecteur en cavité Fabry-Pérot à miroirs métalliques qui servent également d'électrodes. Le rendement d'une cavité de ce type a été calculé à l'aide de la méthode des matrices de transfert et nous avons vu que η pouvait atteindre $\sim 1\%$ dans une cavité en AsGa-BT pour une épaisseur de 400 nm. Pour une cavité en InGaAs η est bien supérieur et atteint 60% pour une épaisseur de 150 nm. Pour diminuer les pertes métalliques et la résistance électrique, nous avons décidé de remplacer le miroir face avant, constitué d'un film mince de 10 nm d'épaisseur, par une grille métallique nanostructurée de période sub-longueur d'onde. L'implémentation de la méthode des modes couplés puis de la méthode des modes couplés modifiée nous a servi à étudier le comportement optique d'une telle cavité, appelée cavité à réseau de diffraction. Finalement nous

avons optimisé les paramètres géométriques pour chaque type de composant. Les photoconducteurs en AsGa-BT devraient atteindre un rendement de 1.5 % en éclairage continu et pourrait être plus élevé en impulsionnel si nous observons une dépendance non-linéaire du photocourant avec la puissance optique. Dans ce cas la cavité sert principalement à améliorer la réponse de l'AsGa-BT pour une longueur d'onde de 1550 nm. Pour les MSM-InAlAs/InGaAs, η est de l'ordre de 60% à 70% pour des distances inter-électrodes de 194 nm (S1) et 414 nm (S2). La fréquence de coupure correspondante serait alors de 225 GHz pour S1 et de 110 GHz pour S2. Cette fois la cavité sert à améliorer le rendement quantique mais également à exploiter les pics de résonance qui apparaissent pour des épaisseurs fines de matériaux ce qui permet de repousser la fréquence de coupure à des valeurs supérieures à 220 GHz. Sur le même principe nous avons optimisé des photodiodes UTC en partant d'une structure proposée par P. Latzel. Pour une couche absorbante de 125 nm d'épaisseur, adéquate à la réalisation de photodiodes fonctionnant à une fréquence de 300 GHz, le rendement quantique a été évalué à 45%. Ce chapitre a donc permis de montrer que les photodétecteurs en cavités représentent une amélioration potentielle des photodétecteurs en structures planaires qui ne présentent pas un rendement quantique élevé.

3.5 Références

- A. Beck. *Réalisation et caractérisation de photodiodes à transport unipolaire pour la génération d'ondes térahertz*. Lille 1, Dec. 2008. 121
- J. Brouckaert, G. Roelkens, D. Van Thourhout, and R. Baets. Compact InAlAs-InGaAs Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors Integrated on Silicon-on-Insulator Waveguides. *IEEE Photonics Technology Letters*, 19(19) :1484–1486, Oct. 2007. ISSN 1041-1135. doi : 10.1109/LPT.2007.903767. 117
- M. Casalino, L. Sirleto, L. Moretti, and I. Rendina. A silicon compatible resonant cavity enhanced photodetector working at 1.55 micrometer. *Semiconductor Science and Technology*, 23(7) :075001, July 2008. ISSN 0268-1242. doi : 10.1088/0268-1242/23/7/075001. 89
- J.-W. Chen, D.-K. Kim, and M. B. Das. Transit-time limited high-frequency response characteristics of MSM photodetectors. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 43(11) : 1838–1843, Nov. 1996. ISSN 0018-9383. doi : 10.1109/16.543016. 118
- S. Collin. Nanostructure arrays in free-space : Optical properties and applications. *Reports on Progress in Physics*, 77(12) :126402, 2014. ISSN 0034-4885. doi : 10.1088/0034-4885/77/12/126402. 108
- T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. *Nature*, 391(6668) :667–669, Feb. 1998. ISSN 0028-0836. doi : 10.1038/35570. 100
- H. Erlig, S. Wang, T. Azfar, A. Udupa, H. Fetterman, and D. Streit. LT-GaAs detector with 451 fs response at 1.55 μm via two-photon absorption. *Electronics Letters*, 35(2) :173–174, Jan. 1999. ISSN 0013-5194. doi : 10.1049/el:19990109. 112
- J. Farhoomand and R. E. McMurray. Design parameters of a resonant infrared photoconductor with unity quantum efficiency. *Applied Physics Letters*, 58(6) :622–624, Feb. 1991. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.104548. 90, 92
- F. J. Garcia-Vidal and L. Martin-Moreno. Transmission and focusing of light in one-dimensional periodically nanostructured metals. *Physical Review B*, 66(15) :155412, Oct. 2002. doi : 10.1103/PhysRevB.66.155412. 100
- F. J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, T. W. Ebbesen, and L. Kuipers. Light passing through subwavelength apertures. *Reviews of Modern Physics*, 82(1) :729–787, Mar. 2010. doi : 10.1103/RevModPhys.82.729. 100, 105

- S. Gupta, M. Y. Frankel, J. A. Valdmanis, J. F. Whitaker, G. A. Mourou, F. W. Smith, and A. R. Calawa. Subpicosecond carrier lifetime in GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures. *Applied Physics Letters*, 59(25) :3276–3278, Dec. 1991. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.105729. 112
- Q. Han, X. H. Yang, Z. C. Niu, H. Q. Ni, Y. Q. Xu, S. Y. Zhang, Y. Du, L. H. Peng, H. Zhao, C. Z. Tong, R. H. Wu, and Q. M. Wang. 1.55 micrometer GaInNAs resonant-cavity-enhanced photodetector grown on GaAs. *Applied Physics Letters*, 87(11) :111105, Sept. 2005. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.2048828. 89
- E. S. Harmon, M. R. Melloch, J. M. Woodall, D. D. Nolte, N. Otsuka, and C. L. Chang. Carrier lifetime versus anneal in low temperature growth GaAs. *Applied Physics Letters*, 63(16) : 2248–2250, Oct. 1993. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.110542. 112
- J. J. Hench and Z. Strakoš. The RCWA method - A case study with open questions and perspectives of algebraic computations. *ETNA. Electronic Transactions on Numerical Analysis [electronic only]*, 31 :331–357, 2008. ISSN 1068-9613. 110
- T. Ishibashi, S. Kodama, N. Shimizu, and T. Furuta. High-Speed Response of Uni-Traveling-Carrier Photodiodes. *Japanese Journal of Applied Physics*, 36(10R) :6263, Oct. 1997. ISSN 1347-4065. doi : 10.1143/JJAP.36.6263. 122
- A. Jooshesh, V. Bahrami-Yekta, J. Zhang, T. Tiedje, T. E. Darcie, and R. Gordon. Plasmon-Enhanced below Bandgap Photoconductive Terahertz Generation and Detection. *Nano Letters*, 15(12) :8306–8310, Dec. 2015. ISSN 1530-6984. doi : 10.1021/acs.nanolett.5b03922. 112
- A. Jooshesh, T. E. Darcie, and R. Gordon. Superior Terahertz Generation using Plasmon-Enhanced Sub-bandgap Photoconductive Antenna. In *Conference on Lasers and Electro-Optics (2017), paper SM1J.3*, page SM1J.3. Optical Society of America, May 2017. doi : 10.1364/CLEO_SI.2017.SM1J.3. 112
- I. Kimukin, E. Ozbay, N. Biyikli, T. Kartaloglu, O. Aytür, S. Unlu, and G. Tuttle. High-speed GaAs-based resonant-cavity-enhanced 1.3 micrometer photodetector. *Applied Physics Letters*, 77(24) :3890–3892, Dec. 2000. ISSN 0003-6951. doi : 10.1063/1.1329628. 89
- H. Kocer, S. Butun, Z. Li, and K. Aydin. Reduced near-infrared absorption using ultra-thin lossy metals in Fabry-Perot cavities. *Scientific Reports*, 5, Feb. 2015. doi : 10.1038/srep08157. 90
- D. Kuhl, E. Bottcher, F. Hieronyani, E. Droge, and D. Bimberg. Inductive bandwidth enhancement of sub-micro meter InAlAs-InGaAs MSM photodetectors. *IEEE Photonics*

-
- Technology Letters*, 7(4) :421–423, Apr. 1995. ISSN 1041-1135. doi : 10.1109/68.376822. 117
- P. Latzel. *High efficiency THz photomixers based on indium metallic wafer bonding*. PhD thesis, Lille 1 university, May 2014. 121
- P. Latzel, F. Pavanello, M. Billet, S. Bretin, A. Beck, M. Vanwollegem, C. Coinon, X. Wallart, E. Peytavit, G. Ducournau, M. Zaknoune, and J. F. Lampin. Generation of mW Level in the 300-GHz Band Using Resonant-Cavity-Enhanced Unitraveling Carrier Photodiodes. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, PP(99) :1–8, 2017a. ISSN 2156-342X. doi : 10.1109/TTHZ.2017.2756059. 123
- P. Latzel, F. Pavanello, S. Bretin, M. Billet, E. Peytavit, J. F. Lampin, M. Zaknoune, and G. Ducournau. High efficiency UTC photodiodes as photonic emitters for 300 GHz high spectral efficiency wireless communications. In *2017 11th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, pages 1639–1641, Mar. 2017b. doi : 10.23919/EuCAP.2017.7928278. 123
- J.-B. Lecourt. *Etude et réalisation de lasers à fibre auto-impulsionnels à base d'absorbants saturables*. phdthesis, Université de Rouen, June 2006. 90
- J. W. Lee, H. Shichijo, H. L. Tsai, and R. J. Matyi. Defect reduction by thermal annealing of GaAs layers grown by molecular beam epitaxy on Si substrates. *Applied Physics Letters*, 50(1) :31–33, Jan. 1987. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.98117. 112
- Z. Liliental-Weber, H. J. Cheng, S. Gupta, J. Whitaker, K. Nichols, and F. W. Smith. Structure and carrier lifetime in LT-GaAs. *Journal of Electronic Materials*, 22(12) :1465–1469, Dec. 1993. ISSN 0361-5235, 1543-186X. doi : 10.1007/BF02650000. 112
- D. C. Look. Molecular beam epitaxial GaAs grown at low temperatures. *Thin Solid Films*, 231(1–2) :61–73, Aug. 1993. ISSN 0040-6090. doi : 10.1016/0040-6090(93)90703-R. 112
- H. Němec, A. Pashkin, P. Kužel, M. Khazan, S. Schnüll, and I. Wilke. Carrier dynamics in low-temperature grown GaAs studied by terahertz emission spectroscopy. *Journal of Applied Physics*, 90(3) :1303–1306, Aug. 2001. ISSN 0021-8979, 1089-7550. doi : 10.1063/1.1380414. 112
- F. Pavanello. *Uni-travelling carrier photodiodes and metal mesh filters based on sub-wavelength apertures for THz applications*. PhD thesis, Lille1 university, 2013. 121
- E. Peytavit, C. Coinon, and J. F. Lampin. A metal-metal Fabry-Perot cavity photoconductor for efficient GaAs terahertz photomixers. *Journal of Applied Physics*, 109(1) :016101–016101–3, Jan. 2011. ISSN 0021-8979. doi : 10.1063/1.3525709. 89

- E. Rosencher. *Optoelectronics*. Cambridge University Press, May 2002. ISBN 978-0-521-77813-8. 95
- J.-M. Rämer, F. Ospald, G. v. Freymann, and R. Beigang. Generation and detection of terahertz radiation up to 4.5 THz by low-temperature grown GaAs photoconductive antennas excited at 1560 nm. *Applied Physics Letters*, 103(2) :021119, July 2013. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.4813605. 112
- S. Shu, Z. Li, and Y. Y. Li. Triple-layer Fabry-Perot absorber with near-perfect absorption in visible and near-infrared regime. *Optics Express*, 21(21) :25307, Oct. 2013. ISSN 1094-4087. doi : 10.1364/OE.21.025307. 90
- E. Silberstein. *Généralisation de la méthode modale de Fourier aux problèmes de diffraction en optique intégrée. Application aux convertisseurs modaux par ingénierie des modes de Bloch*. phdthesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, Oct. 2002. 110
- J. Soole and H. Schumacher. Transit-time limited frequency response of InGaAs MSM photodetectors. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 37(11) :2285–2291, Nov. 1990. ISSN 0018-9383. doi : 10.1109/16.62290. 119
- M. Tani, K.-S. Lee, and X.-C. Zhang. Detection of terahertz radiation with low-temperature-grown GaAs-based photoconductive antenna using 1.55 μm probe. *Applied Physics Letters*, 77(9) :1396–1398, Aug. 2000. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.1289914. xiii, 112, 115
- T. Thio, H. F. Ghaemi, H. J. Lezec, P. A. Wolff, and T. W. Ebbesen. Surface-plasmon-enhanced transmission through hole arrays in Cr films. *Journal of the Optical Society of America B*, 16(10) :1743–1748, Oct. 1999. doi : 10.1364/JOSAB.16.001743. 100
- W. Wohlmuth, P. Fay, K. Vaccaro, E. Martin, and I. Adesida. High-speed InGaAs metal-semiconductor-metal photodetectors with thin absorption layers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 9(5) :654–656, May 1997. ISSN 1041-1135. doi : 10.1109/68.588184. 117

Technologie pour la réalisation de photodétecteurs

Sommaire

4.1 Présentation des photodétecteurs	130
4.1.1 Photodétecteurs intégrés à des guides d'ondes	130
4.1.2 Épitaxie par jets moléculaires et préparation de l'échantillon	132
4.2 La technique du report	135
4.2.1 Dépôts métalliques pour la réalisation de photodétecteurs	135
4.2.2 Le collage Au/Au par thermocompression	136
4.2.3 Gravure chimique de semiconducteurs	138
4.3 La lithographie électronique	140
4.3.1 Présentation de la technique de lithographie électronique	140
4.3.2 Fabrication de miroirs semi-transparents	142
4.3.3 Fabrication des ponts à air	144
4.4 Gravures physico-chimiques	145
4.4.1 Gravures physico-chimiques de semiconducteurs	145
4.4.2 Gravures physico-chimiques de diélectriques	150
4.5 Discussion	152
4.6 Références	155

Introduction

Nous présentons dans ce chapitre les outils de fabrication technologique utilisés au cours de la thèse pour réaliser des photodétecteurs rapides intégrés à des guides d'ondes de fréquences sub-THz. Les techniques présentées seront adaptées à la fabrication de photoconducteurs en AsGa-BT et de MSM-InAlAs/InGaAs. D'autres types de photodétecteurs pourraient être réalisés avec ce procédé tel que des photoconducteurs en InGaAs, des photodiodes-UTC [Latzel et al., 2017a,b] ou encore des photoconducteurs en AsGa implanté [Peytavit et al., 2015]... Pour commencer nous présenterons la technique du report de matériaux semiconducteurs sur un substrat de silicium ("wafer bonding" en anglais) par collage Au/Au utilisée pour réaliser des photodétecteurs en cavités résonantes. Nous étudierons alors la technique de gravure chimique de semiconducteurs permettant de graver les substrats d'épitaxie et les couches d'arrêt de gravure d'une structure reportée. Ensuite la technique de lithographie électronique sera présentée. Nous verrons que la lithographie permet de réaliser les électrodes nanostructurées, les masques de protection pour les gravures, les guides d'ondes et les ponts à air. Nous étudierons également les techniques de gravures physico-chimiques qui permettent de réaliser des composants de petites dimensions et de façonner une couche de diélectrique pour la réalisation d'un guide d'ondes. Enfin nous verrons des images prises au microscope électronique à balayage (MEB) de composants terminés puis nous discuterons des voies d'optimisation possibles pour améliorer le procédé.

4.1 Présentation des photodétecteurs

4.1.1 Photodétecteurs intégrés à des guides d'ondes

Nous avons vu que l'utilisation d'une cavité optique résonante permettait en théorie d'augmenter le rendement quantique d'un photodétecteur. Cependant, pour pouvoir caractériser les performances des composants fabriqués à des fréquences allant jusqu'à 300 GHz, les photodétecteurs doivent être couplés à des guides d'ondes de fréquences sub-THz. Des exemples de photodétecteurs (photoconducteurs en AsGa-BT et photodiodes UTC en InGaAs-InP) intégrés à des guides d'ondes millimétriques peuvent être trouvés

dans les références [Delord et al., 2007; Peytavit et al., 2013; Rouvalis et al., 2012; Tripon-Canseliet et al., 2016]. La figure 4.1 montre une représentation schématique des composants réalisés dans cette thèse. Pour les expériences de photomélange le composant est intégré à un guide d'ondes unique comme montré sur la figure 4.1.a. Pour les expériences de sous-échantillonnage le composant est intégré à deux guides d'ondes comme nous pouvons le voir sur la figure 4.1.b. Le photodétecteur est monté en parallèle dans cette

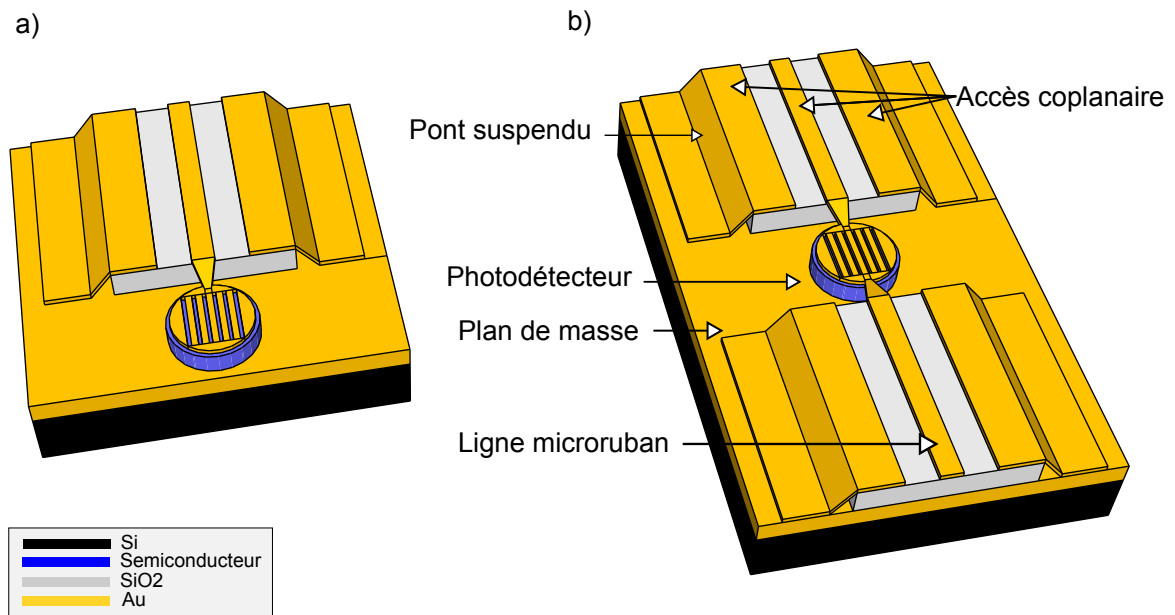


FIGURE 4.1 – Représentation schématique d'un photodétecteur en cavité résonante intégré à une ligne microruban. Les accès coplanaires permettent de réaliser des mesures sous pointes hyperfréquences. L'électrode supérieure du composant est une électrode nanostructurée. Les composants sont reliés à un guide d'ondes (a) ou deux guides d'ondes (b)

configuration. Nous pouvons voir sur la figure le photodétecteur constitué par un matériau semiconducteur placé entre la grille nanostructurée et le miroir face arrière. Ces différents éléments forment la cavité optique résonante. La forme circulaire du photodétecteur permet d'optimiser la surface de recouvrement entre le faisceau lumineux incident et la partie photosensible du composant. La surface du composant est choisie pour obtenir une capacité électrique intrinsèque de l'ordre de la dizaine de femto-Farads (voir chapitre 2, figure 2.6). Deux variations de diamètre (D) sont réalisées. Le premier est de $8\ \mu\text{m}$, ce qui correspond à une surface de $50\ \mu\text{m}^2$ et le second est de $6\ \mu\text{m}$ ce qui correspond à une surface de $30\ \mu\text{m}^2$. Le guide d'ondes est une ligne microruban qui supporte un mode quasi-TEM [Garg et al., 2013; Gupta, 1996; Nguyen, 2015]. Ce guide est constitué d'une

ligne en Au de 600 nm d'épaisseur, de 5 μm de largeur et de 90 μm de longueur, déposée sur une couche diélectrique de SiO_2 de 2.3 μm d'épaisseur ce qui permet de fixer l'impédance caractéristique à 50 Ω . La couche d'au face arrière sert de plan de masse pour le guide d'ondes. Des plans métalliques reliés à la masse par des ponts à air sont déposés de chaque cotés du microruban pour pouvoir réaliser des mesures à l'aide d'une pointe coplanaire. L'espacement entre les plans métalliques et le microruban de 22.5 μm , est choisi en accord avec les dimensions de la pointe coplanaire dont l'espacement entre les pointes, plus couramment appelé "pitch", est supérieur ou égal à 50 μm . Le procédé technologique est réalisé pour les photoconducteurs en AsGa-BT et les MSM-InAlAs/InGaAs.

4.1.2 Épitaxie par jets moléculaires et préparation de l'échantillon

L'épitaxie par jets moléculaires

La technique de MBE (pour "Molecular Beam Epitaxy" en anglais) appliquée à la croissance des semiconducteurs à été développée dans les années 1970. Cette technique permet de faire croître par un effet de condensation un semiconducteur III-V de haute qualité cristalline et stœchiométrique, sur un substrat cristallin. Pour cela, un creuset contenant l'élément III, un creuset contenant l'élément V, et un substrat sont placés dans une enceinte sous vide. Pour obtenir la croissance du matériau III-V sur le substrat, il

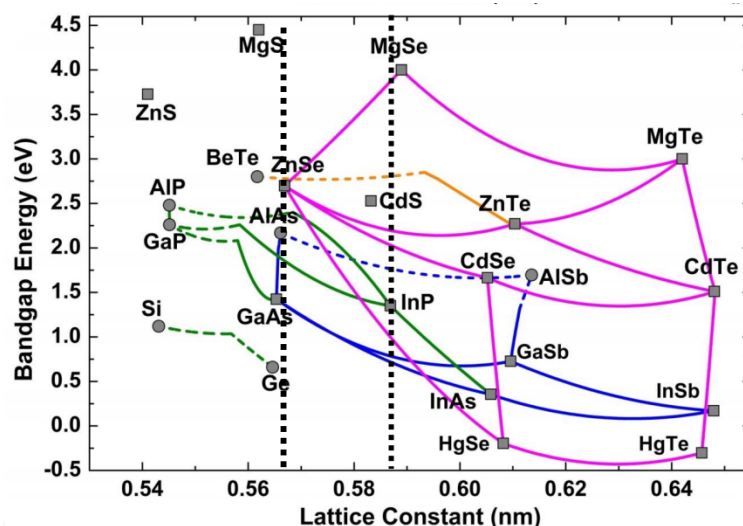


FIGURE 4.2 – Énergie de la bande interdite en fonction du paramètre de maille

faut que la règle dite des 3 températures soit respectée, soit $T_V < T_S < T_{III}$. La croissance est

réalisée sous ultravide ($P < 10^{-11}$ Torr) sur un substrat mono-cristallin [Cho and Arthur, 1975]. La faible vitesse de croissance, qui est de l'ordre du $\mu\text{m}/\text{h}$ (environ 1 monocouche par seconde) permet de contrôler précisément l'épaisseur du matériau. Il est également possible de stopper rapidement (< 1 s) les flux atomiques et moléculaires par l'utilisation de caches mécaniques ce qui permet de fabriquer des hétérostructures et des profils de dopage complexes [Arthur, 2002]. Nous pouvons par exemple noter qu'il est possible de faire croître des hétérostructures AlGaAs/GaAs pour réaliser des détecteurs infrarouges ou des QCL à l'aide de la MBE [Kosiel et al., 2009]. Le bâti sous ultravide représente également un environnement adapté à l'utilisation d'instruments d'analyses "in-situ" comme la diffraction d'électrons ou de rayons X [Atwater et al., 1993]. La MBE permet aujourd'hui de faire croître tous les matériaux nécessaires à la réalisation des photodétecteurs rapides tel que l'AsGa-BT, le GaInP, l'InAlAs et l'InGaAs. Pour réaliser des structures multicouches, il est préférable que les paramètres de maille cristalline des différentes couches soient proches sinon des contraintes apparaissent et il faut sévèrement limiter l'épaisseur si l'on veut conserver un matériau de qualité. La figure 4.2, issue de la référence [Chan, 2014], montre la valeur du paramètre de maille pour les principaux semiconducteurs utilisés en optoélectronique.

Structures semiconductrices pour réaliser des photodétecteurs rapides

La première étape du procédé de fabrication des photodétecteurs consiste en la croissance des matériaux semiconducteurs par MBE. Nous présentons ici les échantillons qui servent à fabriquer des photoconducteurs en AsGa-BT et des MSM-InAlAs/InGaAs. La croissance des matériaux a été réalisée dans la salle blanche de l'IEMN par Xavier Wal-lart, directeur de recherche CNRS et Christophe Coinon, ingénieur d'étude CNRS.

Photoconducteurs en AsGa-BT

L'empilement de semiconducteurs utilisé pour réaliser les photoconducteurs en AsGa-BT est présenté dans le tableau 4.1. La croissance est réalisée par MBE sur un substrat commercial d'AsGa. Nous détaillerons dans la suite du chapitre l'utilité de la couche de gravure sélective en GaInP. La température de croissance de l'AsGa-BT est de $240\text{ }^\circ\text{C}$. L'échantillon est recuit pendant environ 1 min à une température de $580\text{ }^\circ\text{C}$. Avec ces

TABLEAU 4.1 – Épitaxie pour la réalisation d'un photoconducteur en AsGa-BT en cavité. Le signe "#" indique que la grandeur n'est pas renseignée

Couche	Matériau	Épaisseur (nm)	Fonction
1	AsGa-BT	500 (résonance 450)	Couche absorbante
2	GaInP	100	Gravure sélective
3	AsGa	#	Adaptation de maille
4	AsGa	#	Substrat

paramètres nous estimons que le temps de vie des porteurs de charge est de 500 fs. Nous verrons dans le prochain chapitre que le temps de vie est mesuré par une technique de photoréflectance à la longueur d'onde de 800 nm. L'épaisseur de la couche d'AsGa-BT est de 500 nm. Nous verrons que la couche peut être gravée pour obtenir une épaisseur de 450 nm correspondant à la résonance de la DGC. En utilisant une technique d'amincissement post-croissance, nous pouvons obtenir une couche dont la précision sur l'épaisseur est de quelques nanomètres.

Photodétecteurs de type MSM-InAlAs/InGaAs

TABLEAU 4.2 – Épitaxie pour la réalisation d'un photodétecteur de type MSM-InAlAs/InGaAs en cavité. Le gradient de composition est décrit sur la figure 3.19 du chapitre 3. Le signe "#" indique que la grandeur n'est pas renseignée

Couche	Matériau	Épaisseur (nm)	Fonction
1	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	30	Barrière Schottky
2	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}-\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	27	Gradient de composition
3	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	80 ou 300	Absorption
4	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}-\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	27	Gradient de composition
5	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	30	Barrière Schottky
6	InGaAs	100	Gravure sélective
7	InP	#	Adaptation de maille
8	InP	#	Substrat

L'empilement de semiconducteurs utilisé pour réaliser les photodétecteurs de type MSM-InAlAs/InGaAs est présenté dans le tableau 4.2. La croissance est réalisée par MBE sur un substrat d'InP. Nous détaillerons dans la suite du chapitre l'utilité de la couche de gravure sélective en InGaAs. Contrairement aux photoconducteurs en AsGa-BT, l'épais-

seur de l'InGaAs absorbant est fixée lors de la croissance. En effet il ne sera plus possible de modifier l'épaisseur de cette couche par la suite puisque l'InGaAs est entouré du gradient de composition et de l'InAlAs. Dans ce cas chaque échantillon préparé est conçu pour obtenir une cavité résonante bien définie. Nous remarquons que les fractions d'Indium, d'Aluminium et de Gallium de l'InGaAs et de l'InAlAs sont choisies pour que l'accord de maille avec le substrat d'InP soit respecté.

4.2 La technique du report

Les couches épitaxiales présentées dans les tableaux 4.1 et 4.2 sont reportées sur un substrat de silicium. Cette technique nécessite une métallisation des faces de chaque échantillon.

4.2.1 Dépôts métalliques pour la réalisation de photodétecteurs

Nous disposons à l'IEMN de deux méthodes pour déposer un métal, la pulvérisation cathodique et l'évaporation sous vide.

Dans le cas de la pulvérisation cathodique, deux électrodes sont polarisées par une tension RF dans le but de générer un plasma à partir d'un gaz généralement constitué d'Argon. La cathode du système est constituée de l'élément métallique à déposer, appelé cible, sur l'échantillon, appelé substrat. Une différence de potentiel appliquée entre les électrodes induit un déplacement des particules chargées du plasma. Les particules positives bombardent la cible et entrent en collision avec les éléments métalliques. Le transfert d'énergie cinétique et de quantité de mouvement entre les particules chargées et les particules de la cible provoque la pulvérisation d'atomes et d'agrégats métalliques. Un film métallique se forme au cours du temps par un effet de condensation sur le substrat. Cette technique permet de déposer des couches d'une épaisseur maximale qui est de l'ordre du μm mais il est possible de réaliser plusieurs cycles successifs de dépôt. La pulvérisation cathodique repose donc sur un effet mécanique.

Pour la technique d'évaporation, un processus thermique est utilisé. L'échauffement de la cible permet au métal d'atteindre son point de fusion puis d'évaporation. Le métal se condense sur le substrat. L'échauffement peut être réalisé par effet Joule en faisant passer

un courant intense dans une résistance qui chauffe le creuset ou par bombardement du métal avec un canon à électrons. Les méthodes de dépôt métallique de couches fines sont mises en pratique dans un bâti placé sous vide ($\sim 10^{-8}$ bar) ce qui évite la formation d'oxy-nitrures métalliques non désirés par réaction avec le diazote et le dioxygène présents dans l'air.

4.2.2 Le collage Au/Au par thermocompression

Contrairement aux photodétecteurs planaires, les photodétecteurs en cavités résonantes nécessitent de reporter les couches de semiconducteurs sur une couche d'au pour former le miroir métallique en face arrière. La figure 4.3 montre une représentation schématique de la technique du report. Un wafer de silicium est métallisé avec une couche d'accrochage en titane suivie d'une couche d'au (voir figure 4.3.a) par évaporation sous vide ou par pulvérisation cathodique. L'empilement semiconducteur (tableau 4.1 ou 4.2) est désoxydé dans une solution chimique de $\text{NH}_4\text{OH}/\text{H}_2\text{O}$ puis une couche d'au est déposée en surface (sur la couche 1 du tableau, voir figure 4.3.b). Les deux faces métallisées sont placées l'une contre l'autre puis un collage Au/Au est réalisé par une méthode de thermocompression à une température de 200 °C.

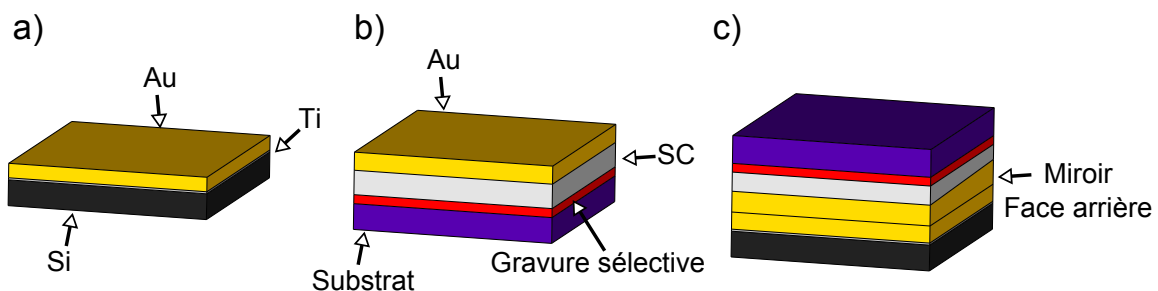


FIGURE 4.3 – Illustration de la technique du report de couches semiconductrices sur un wafer de silicium métallisé. a) Silicium métallisé b) Échantillon semiconducteur métallisé et c) Structure après report

La figure 4.4 montre le schéma du bâti de thermocompression. La pression appliquée lors du collage, notée P_{wb} , s'exprime par la relation suivante :

$$P_{wb} = P_{men} \frac{A_{men}}{A_{ech}} \quad (4.1)$$

Avec P_{men} la pression appliquée par la membrane du bâti de surface $A_{men} = 222.23 \text{ cm}^2$ (donnée par le constructeur) et A_{ech} la surface de l'échantillon reporté. Pour un quart de wafer 2", de surface égale à 5.07 cm^2 et pour une pression $P_{men}=1.2 \text{ bar}$ (paramètre défini par l'opérateur) la pression ressentie par l'échantillon est 43.83 fois plus grande et atteint 52.6 bar. La figure 4.3.c montre une représentation schématique de la structure reportée après le collage par thermocompression. Nous pouvons noter que la technique du report est également largement utilisée dans la fabrication de QCL pour former le guide métal/métal [Williams, 2007] et dans la fabrication de lasers III-V intégrés sur silicium [Wang, 2017].

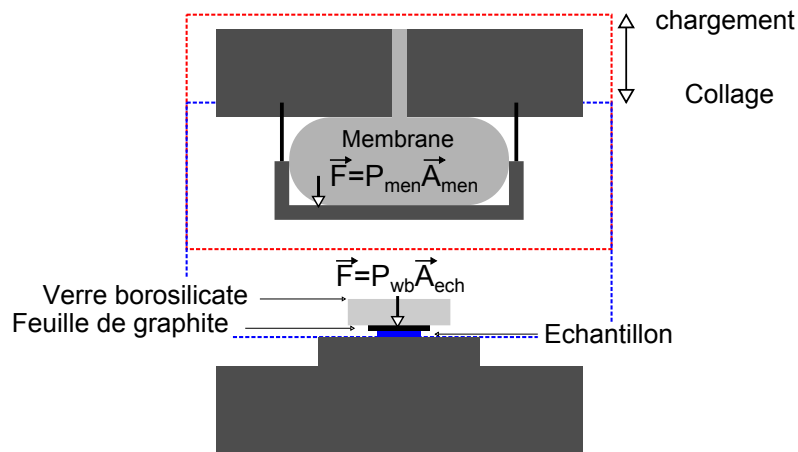


FIGURE 4.4 – Schéma explicatif du fonctionnement d'un bâti de thermocompression. L'échantillon est recouvert d'une feuille de graphite puis d'un disque de verre de borosilicate. L'empilement est inséré dans le bâti en position chargement qui passe alors en position de collage. La membrane se gonfle ce qui résulte en une force appliquée sur l'échantillon.

En pratique, nous reportons un quart de wafer 2" de semiconducteur actif sur le wafer de silicium métallisé mais il est possible de coller des surfaces plus petites pour faire des essais. La figure 4.5.a montre une photographie des couches de MSM (échantillons S1 et S2) reportées. Nous pouvons remarquer la variation de couleur de S1 qui traduit la variation d'épaisseur de la couche de MSM épitaxiée ($\Delta \sim 15\%$). Une image de collage Au/Au vue en coupe prise au microscope électronique est montrée sur la figure 4.5 pour un échantillon d'AsGa-BT. La photographie a été réalisée par David Troadec, Ingénieur de recherche CNRS à l'IEMN. L'épaisseur de la couche de titane est de 100 nm et l'épaisseur d'au est de 200 nm sur chaque échantillon. Le joint métallique est de très bonne qualité ce qui assure un collage qui résiste aux étapes postérieures du procédé. Nous pouvons

également voir sur cette figure la couche de GaInP qui sert de protection pour la couche d'AsGa-BT, lors de la gravure du substrat d'AsGa que nous allons justement détailler.

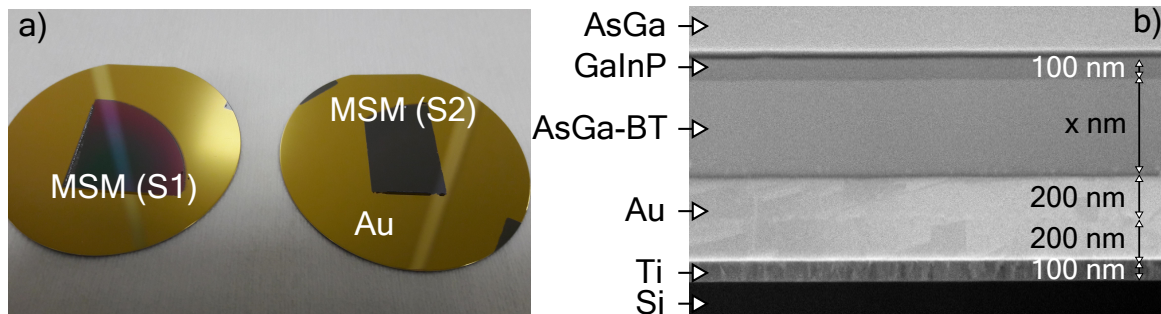


FIGURE 4.5 – a) Photographie des MSM reportés sur un wafer de silicium préalablement métallisé. b) Vue en coupe d'un report d'AsGa-BT au microscope électronique

4.2.3 Gravure chimique de semiconducteurs

Le report des couches a permis de placer de l'or sous les semiconducteurs en face arrière. Pour pouvoir continuer le procédé en face avant, il faut alors retirer le substrat et la couche de gravure sélective. Ces étapes sont réalisées par gravure chimique des semiconducteurs. Le substrat d'AsGa de 400 μm d'épaisseur est gravé par une solution sélective d' $\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ [Peytavit et al., 2011a] à une vitesse de 20 $\mu\text{m}/\text{min}$. La couche d'arrêt de GaInP qui n'est pas gravée par cette solution, permet de stopper la gravure et ainsi éviter d'attaquer la couche d'AsGa-BT. Dans le cas des MSM le substrat d'InP de 400 μm d'épaisseur est gravé dans une solution sélective d' $\text{H}_2\text{O}/\text{HCl}$ à une vitesse de 4.5 $\mu\text{m}/\text{min}$. La gravure est stoppée par la couche d'InGaAs. Pour que la couche d'arrêt soit efficace, il faut que la sélectivité de gravure définie par le rapport entre les vitesses de gravure des deux matériaux soit élevée.

La figure 4.6.b montre un schéma de la structure après la gravure du substrat. Il faut alors graver la couche d'arrêt. Le GaInP est gravé dans une solution d'HCl à une vitesse de 200 nm/min tandis que pour l'InGaAs nous utilisons une solution d'acide succinique et H_2O_2 [Clawson, 2001] dont la vitesse de gravure est de 10 nm/min. Le schéma de la figure 4.6.c montre la structure à cette étape qui est alors prête à accueillir un procédé en face avant. Nous pouvons préciser que nous réalisons une étape d'amincissement de la couche d'AsGa-BT dans une solution d' $\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ pour obtenir une épais-

seur correspondant à la résonance de la cavité optique. Cette gravure est plus lente (50 nm/min) que pour graver le substrat d'AsGa ce qui permet d'obtenir une meilleure précision sur l'épaisseur qui est contrôlée au cours du procédé par une mesure de réflectométrie dans la gamme UV/visible. La précision sur l'épaisseur obtenue est de l'ordre du nanomètre.

a) Structure reportée b) Gravure du substrat c) Gravure couche d'arrêt

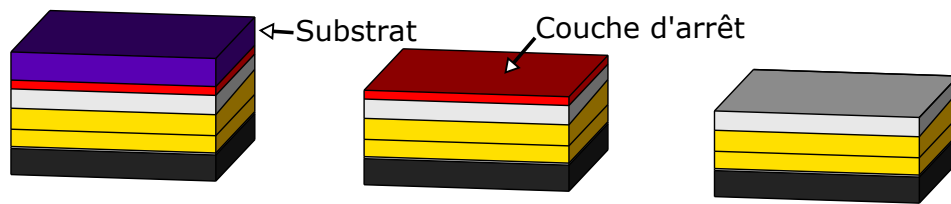


FIGURE 4.6 – Illustration de la gravure du substrat et de la couche de gravure sélective. a) Structure reportée b) Gravure du substrat d'épitaxie et c) Gravure de la couche d'arrêt

Des exemples de gravures que nous avons réalisées sur des quarts de wafer reportés sont montrés sur la figure 4.7. La première photographie (figure 4.7.a) est un wafer d'AsGa-BT dont le substrat d'AsGa a été gravé, ce qui permet d'observer la couche de GaInP. Cette couche est alors gravée pour laisser apparaître l'AsGa-BT. Nous observons des micro-ouvertures dans le semiconducteur, qui montrent les limites de l'efficacité de la couche d'arrêt de gravure. Ces ouvertures sont cependant très localisées et la majorité de la surface n'est pas endommagée. La photographie 4.7.b a été prise après amincissement

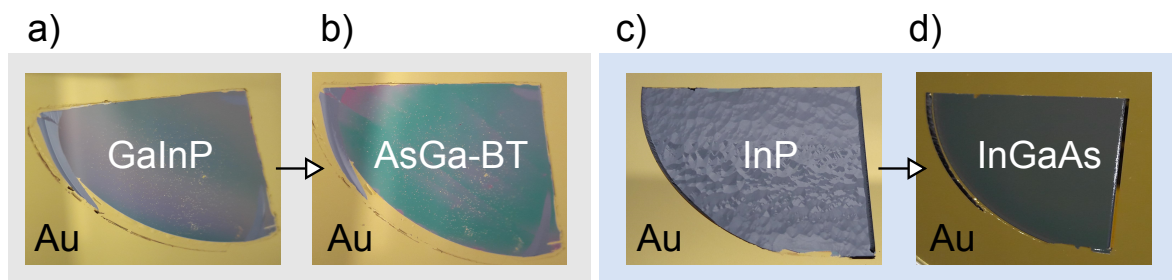


FIGURE 4.7 – Photographies des gravures de substrats et de couches d'arrêt. a) Gravure du substrat d'AsGa. b) Gravure du GaInP. c) Début de gravure du substrat d'InP. d) Fin de gravure du substrat d'InP

de l'AsGa-BT et nous pouvons voir à l'homogénéité de la couleur que l'épaisseur de la couche est quasi-constante. En réalité une différence d'environ 3 nm est mesurée entre les

zones violettes et vertes. La technique d'amincissement permet donc de contrôler précisément l'épaisseur de la couche. La photographie de l'image 4.7.c montre la gravure d'un substrat d'InP (composants MSM) qui n'est pas encore terminée. La figure 4.7.d montre le même wafer à la fin de cette gravure qui est stoppée sur la couche de gravure sélective en InGaAs. Une fois la couche d'arrêt de gravure retirée, nous pouvons alors continuer le procédé en face avant.

4.3 La lithographie électronique

4.3.1 Présentation de la technique de lithographie électronique

La lithographie électronique ("e-beam lithography" en anglais) est employée pour la réalisation de structures de dimensions micrométriques et nanométriques. Cette technique consiste à bombarder avec un faisceau d'électrons une résine électro-sensible qui est généralement composée de polymères. Cette étape est appelée écriture de la résine. Le bombardement d'électrons sur la résine provoque une modification de sa structure chimique. Une solution chimique adaptée permet ensuite de dissoudre la zone écrite sans affecter la zone non écrite pour une résine dite positive, ou inversement pour une résine dite négative. Cette étape s'appelle la révélation lithographique. Ensuite toute une série d'opérations peut être appliquée à l'échantillon (autre résinage, gravure physique ou chimique, métallisation...). Enfin, la résine restante est dissoute à l'aide d'une autre solution chimique [Pease and Chou, 2008].

La figure 4.8 montre une représentation schématique des différentes étapes d'un procédé classique de lithographie électronique. L'objectif est de réaliser un motif métallique sur un substrat de semiconducteur. Deux méthodes sont présentées. La première utilise un résinage monocouche tandis que la seconde utilise un résinage bicouche.

La résine est écrite puis révélée. Dans cet exemple la résine est une résine positive. Nous pouvons remarquer que pour la méthode bicouche, les deux résines possèdent une électrosensibilité différente. Ainsi lors de la révélation, les deux résines qui ont été bombardées par le même faisceau d'électrons s'ouvrent de manière légèrement différente ce qui permet d'obtenir un profil dit de casquette, de par sa forme caractéristique. L'échan-

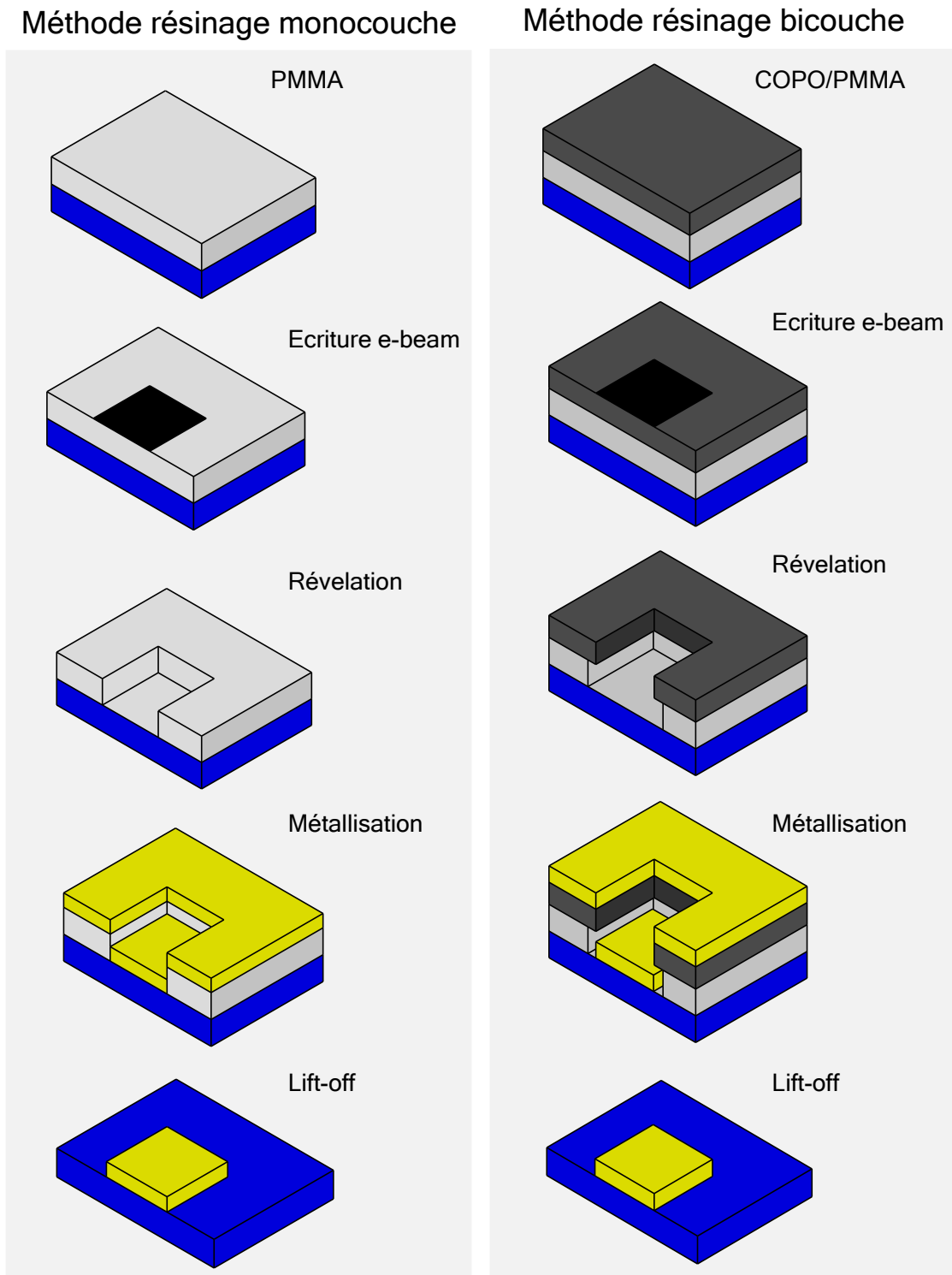


FIGURE 4.8 – Présentation des deux principales méthodes de lithographie électronique. La lithographie avec résinage monocouche et la lithographie avec résinage bicouche.

tillon est ensuite métallisé. Pour finir l'opération la résine est dissoute dans une solution chimique. Dans ce cas, puisque nous montrons un métal déposé sur la résine, on parle de "lift-off". Finalement seul le métal se trouvant dans la zone ouverte de la résine reste sur l'échantillon et forme le motif attendu au départ.

4.3.2 Fabrication de miroirs semi-transparentes

Les miroirs semi-transparentes de la face avant sont réalisés à l'aide d'un résinage monocouche en polyméthacrylate de méthyle (PMMA) de la société MicroChem¹ pour les réseaux nanostructurés et d'un résinage bicouche COPO/PMMA pour les films minces métalliques. La figure 4.9 montre une représentation schématique de la technique de lithographie électronique appliquée à la réalisation des électrodes nanostructurées. Nous

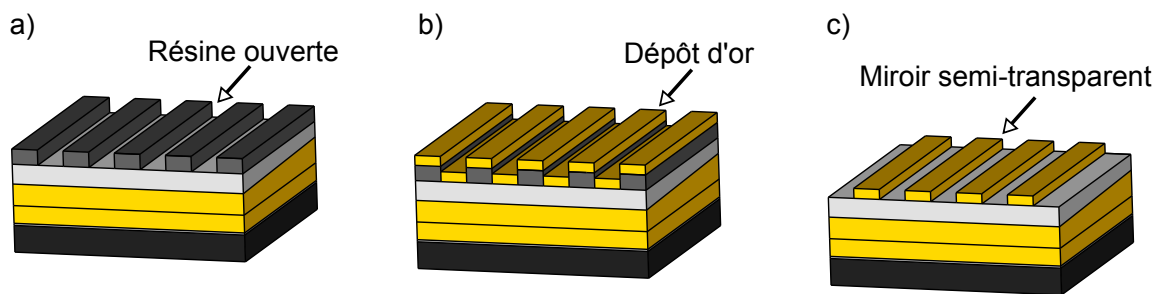


FIGURE 4.9 – a) Lithographie électronique b) Dépôt métallique et c) "lift-off" pour la réalisation de miroirs nanostructurés

n'utilisons pas de couche d'accrochage en titane pour ne pas modifier les propriétés électriques du contact et les propriétés optiques du miroir. Les électrodes nanostructurées sont réalisées avec cette méthode pour les MSM-InAlAs/InGaAs et les photoconducteurs en AsGa-BT. La figure 4.10.a montre par exemple une couche de PMMA sur de l'InAlAs après révélation. Les paramètres géométriques attendus sont $p=1\ \mu\text{m}$ et $a=300\ \text{nm}$. Une différence de 3 % sur les dimensions de l'ouverture est mesurée au microscope électronique pour la dimension de l'ouverture. L'écart est inférieur à 1% pour les dimensions de la période. Pour atteindre ce niveau de précision, il faut calibrer le procédé lithographique par des essais successifs. En effet la dimension mesurée de l'ouverture du réseau est légèrement différente de celle dessinée sur le masque. La figure 4.11 montre par exemple la

1. http://microchem.com/pdf/PMMA_Data_Sheet.pdf

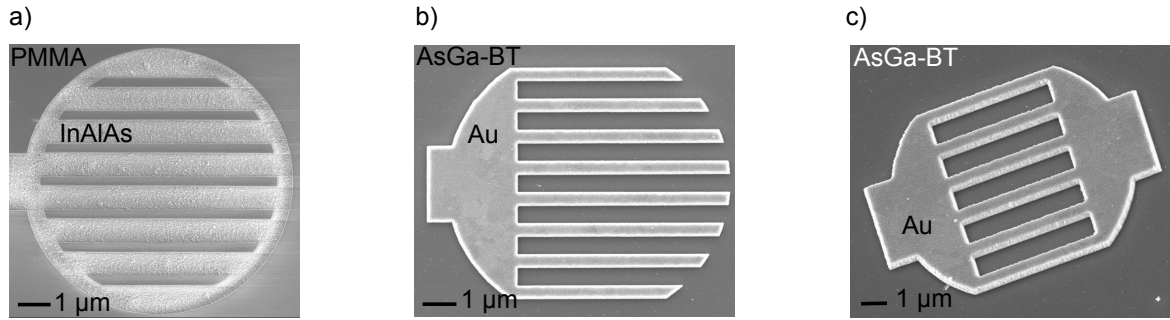


FIGURE 4.10 – Lithographie électronique pour la réalisation de miroirs nanostructurés. a) Masque en PMMA sur un MSM-InAlAs/InGaAs. b) et c) Grille sur de l'AsGa-BT

valeur de l'ouverture mesurée pour un procédé réalisé sur de l'AsGa-BT en fonction de la période pour une ouverture attendue de $0.5 \mu\text{m}$ avant correction des dimensions. L'écart avec la valeur attendue est d'environ 10 % et dépend du rapport a/p . La courbe est ajustée par une droite : $a_{mes} = -0.18p + 0.6$ avec a_{mes} la valeur d'ouverture mesurée en μm et p la période en μm . Pour obtenir une ouverture de $0.5 \mu\text{m}$, il faut alors prévoir un masque avec des dimensions ajustées pour chaque grille nanostructurée. La figure 4.10.b montre une

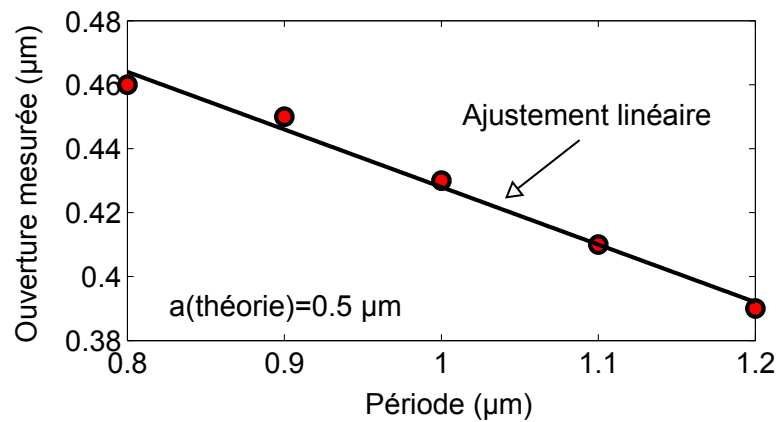


FIGURE 4.11 – Ouverture mesurée en fonction de la période pour une ouverture attendue de $0.5 \mu\text{m}$ sur une couche d'AsGa-BT

grille métallique terminée avec un procédé qui utilise un masque à dimensions corrigées. La période de la grille est de 900 nm (avec une précision de 1 %) et l'ouverture est de 500 nm (avec une précision de 3 %). Le métal a été déposé par évaporation sous vide. L'épaisseur du métal est mesurée au profilomètre. Une épaisseur de 290 nm est mesurée ce qui correspond à un écart de 3% avec la valeur désirée qui était de 300 nm . Les dimensions obtenues pour le miroir semi-transparent sont donc très proches des valeurs attendues.

4.3.3 Fabrication des ponts à air

La lithographie électronique permet de réaliser des structures plus complexes telles que des ponts à air. Une première résine (résine 1) est utilisée pour servir de support mécanique à la partie suspendue du pont. Pour que les bords de résine après ouverture ne soient pas trop abruptes, il faut faire fluer la résine par un recuit sur plaque chauffante. La figure 4.12 montre un schéma de l'échantillon après révélation de la résine et après fluage. Une seconde résine (résine 2), qui sert à délimiter les bords du pont métallique est déposée au-dessus de la première. Les deux résines utilisées doivent néanmoins être

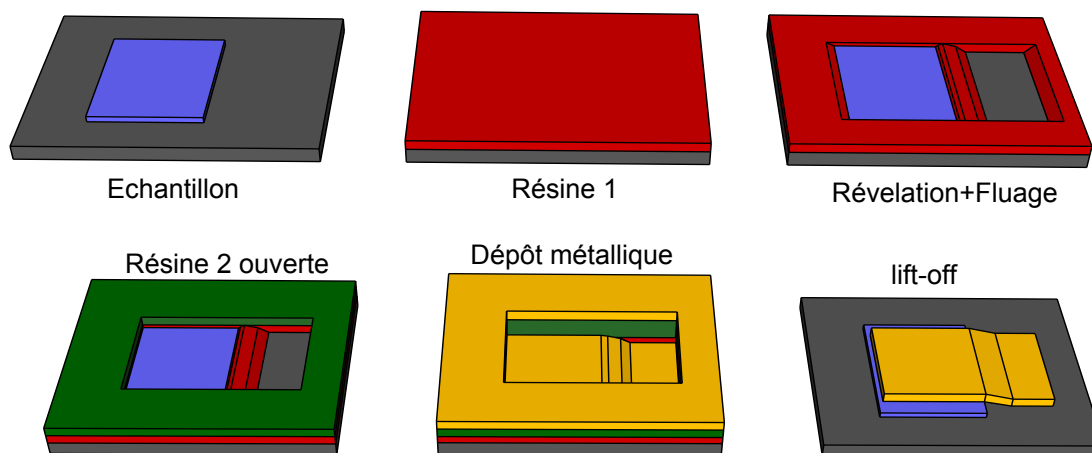


FIGURE 4.12 – Lithographie électronique en deux étapes pour la réalisation de ponts à air

sensibles à des révélateurs de natures différentes. Ainsi la seconde révélation (de la résine 2) n'endommagera pas le premier niveau (résine 1) qui sert de support mécanique. Nous pouvons voir sur la figure une représentation schématique de la résine après révélation. Ensuite, une couche de métal est déposée puis un lift-off est effectué. Le métal restant forme alors une bande qui présente des zones suspendues dans l'air. Nous utilisons cette technique pour réaliser les accès coplanaires connectés au plan de masse ainsi que le microruban central connecté au photodétecteur par l'électrode semi-transparente.

Un exemple de la réalisation d'un pont à air est montré sur la figure 4.13. Le pont est un ruban en Au de 600 nm d'épaisseur qui assure le passage entre une couche de SiO₂ de 2.3 µm d'épaisseur et un plan d'Au. La première image montre la résine 1, ici de la polydiméthylglutarimide (PMGI) de la société MicroChem², ouverte sur les zones qui forment les

2. <http://microchem.com/pdf/PMGI-Resists-data-sheetV-rhcedit-102206.pdf>

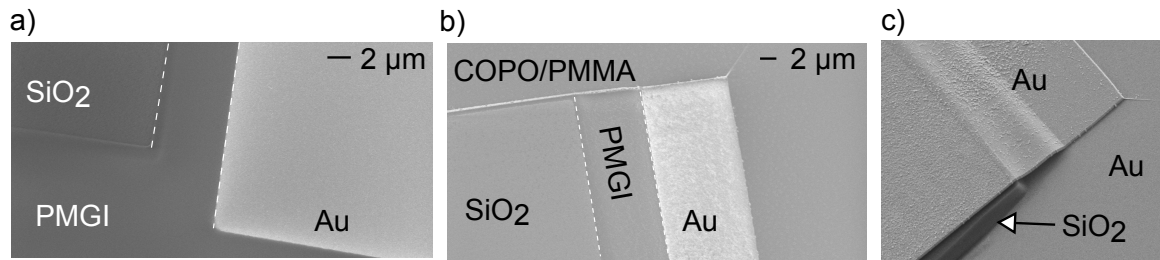


FIGURE 4.13 – Exemple de fabrication d'un pont à air. a) Première couche de résine . b) Deuxième couche de résine. c) Ponts à air terminés

bases d'accrochage pour le pont. Nous pouvons voir le support mécanique en résine pour la partie suspendue, entre les deux lignes blanches (voir figure 4.13.a). Le fluage est réalisé sur une plaque chauffante à une température de 170 °C. La deuxième image montre la résine 2 ouverte au-dessus de la résine 1. Nous utilisons ici un bicouche de COPO/PMMA. Nous pouvons noter que la PMGI est révélée à l'aide d'une solution chimique en solvant aqueux de la société MicroChem (PMGI 101A developer). La COPO/PMMA est révélée dans une solution en solvant organique de méthylisobutylcétone (MIBK) de la société MicroChem qui n'a pas d'effet sur la PMGI. Pour terminer le procédé, 600 nm d' Au sont déposés par évaporation sous vide, suivis d'un "lift-off". L'image 4.13.c montre le pont en Au terminé. La partie suspendue est clairement visible sur cette image. Cette méthode permet donc de réaliser des ponts à air métalliques de bonne qualité.

4.4 Gravures physico-chimiques

4.4.1 Gravures physico-chimiques de semiconducteurs

Nous avons vu précédemment qu'il était possible de graver un matériau semiconducteur à l'aide d'un procédé de gravure chimique, appelé également gravure par voie humide. Ce type de gravure a l'avantage d'être rapide mais le comportement plus ou moins isotrope des gravures chimiques peut être dans certains cas considéré comme un désavantage, notamment pour de petits motifs (de l'ordre du μm). Dans ce cas il est alors préférable de passer par une gravure dite sèche, qui utilise un plasma. Un plasma est un gaz qui a été soumis à une quantité d'énergie suffisante pour arracher les électrons de leurs atomes (ionisation). Des particules chargées négatives et positives sont ainsi créées dans

le plasma. Ils se comportent différemment des gaz neutres en présence de champ électriques et/ou magnétiques. Le plasma est aussi appelé "4^{ème} état de la matière". À l'origine, le terme plasma désignait un gaz entièrement ionisé. La définition a été étendue aux plasmas partiellement ionisés, dans lesquels les proportions de particules chargées sont suffisantes pour que leur comportement diffère d'un gaz neutre. Les plasmas sont donc un milieu dans lequel se trouve des électrons, des ions, des atomes neutres, des radicaux libres et des molécules [Nojiri, 2015]. En fonction de la nature et des paramètres du procédé utilisé (pression, puissance plasma, température...), la gravure plasma est plus ou moins assimilable :

- à une gravure chimique provenant des réactions des espèces qui composent le plasma avec la surface du matériau à graver. Cet effet est essentiellement isotrope et donne des profils de gravure qui peuvent être semi-sphériques.

- à une gravure physique provenant du bombardement des espèces ionisées contenues dans le plasma, sur le même principe que lors d'une pulvérisation cathodique. Cet effet est anisotrope et permet idéalement d'obtenir des profils de gravure "à angle droit".

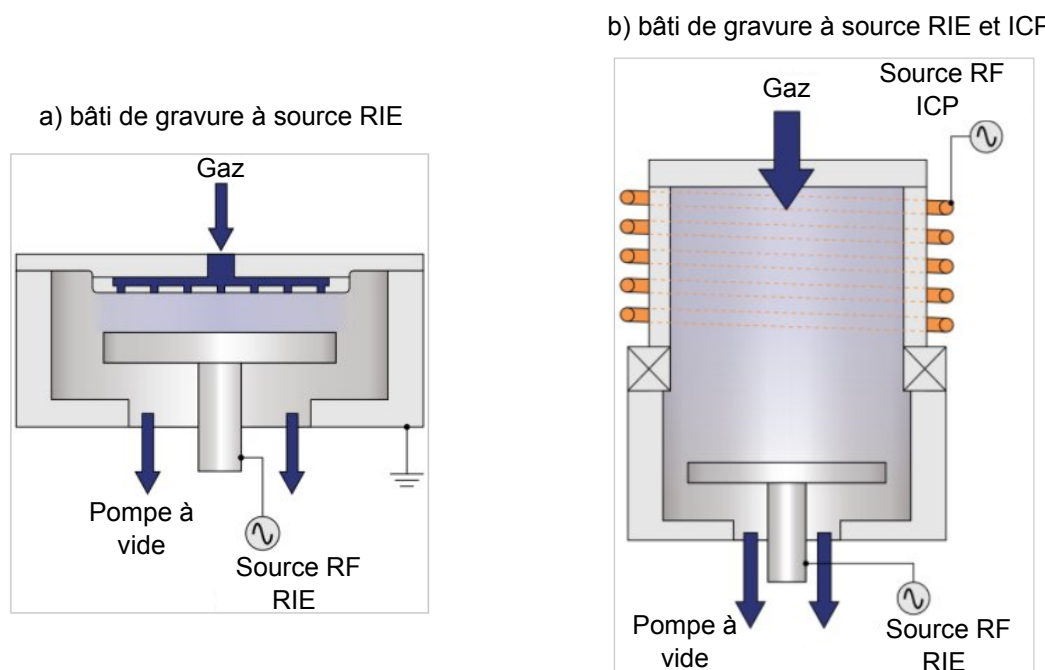


FIGURE 4.14 – Représentation schématique d'un bâti de gravure sèche par plasma. a) Bâti équipé d'une source RIE et b) Bâti équipé d'une source RIE et d'une source ICP. Ces figures sont issues du site de la société Oxford Instruments

Les gravures par plasma proviennent donc en général d'un effet physico-chimique. Nous utiliserons deux procédés de gravures sèches pour réaliser les photodétecteurs. La gravure ionique réactive (RIE) consiste en la formation d'un plasma à l'aide d'une source RF réglée à une fréquence de 13.56 MHz qui génère un champ électromagnétique d'une puissance de la centaine de watts. Les bâtis les plus classiques sont composés d'une chambre qui forme l'électrode supérieure reliée à la masse et d'un support de wafer qui constitue l'électrode basse. Le champ électrique oscillant entre les électrodes permet aux électrons libres d'être accélérés à chaque cycle. Quand un électron arrive sur l'électrode supérieure qui est reliée à la masse, l'électron entre dans le circuit électrique. Les électrons arrivant sur l'électrode basse s'accumulent sur le wafer ce qui a pour effet de créer une différence de potentiel négative entre les deux électrodes. Les cations sont attirés par la charge négative localisée sur le wafer et bombardent alors la structure. C'est à ce moment que l'on observe l'effet de gravure physico-chimique décrit précédemment. Certains bâtis sont équipés en plus de la source RIE d'une seconde source RF, appelée source plasma à couplage inductif (ICP). Cette seconde source, découplée de la première permet de contrôler la densité des ions créés dans le plasma en plus de leur énergie, ce qui amène plus de flexibilité dans les procédés [Mellhaoui, 2006]. On parle dans ce cas de gravure RIE/ICP. La figure 4.14 montre une représentation schématique^{3, 4} d'un bâti de gravure équipé d'une source RIE et un bâti de gravure équipé d'une source RIE et d'une source ICP.

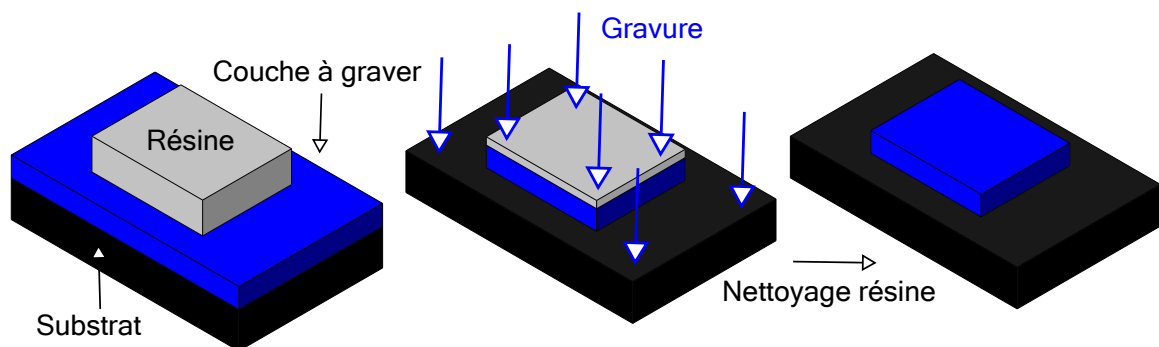


FIGURE 4.15 – Méthode de la gravure d'un matériau à l'aide d'un masque de protection en résine

3. <https://www.oxford-instruments.com/products/etching-deposition-and-growth/plasma-etch-deposition/rie>

4. <https://www.oxford-instruments.com/products/etching-deposition-and-growth/plasma-etch-deposition/icp-etch>

Des masques en résine sont utilisés pour protéger la zone non-gravée. La vitesse de gravure de la résine doit être inférieure ou de l'ordre de la vitesse de gravure du matériau pour ne pas être trop rapidement désagrégée. Pour contrôler l'épaisseur de matériau gravée, les bâtis sont équipés de systèmes de détection de fin d'attaque basés sur le principe de réflectométrie d'un faisceau laser. La figure 4.15 montre un schéma explicatif du principe de gravure par protection d'une zone avec un masque en résine.

Gravure de l'AsGa-BT

Nous utilisons un procédé de gravure RIE/ICP pour graver l'AsGa-BT afin de réduire la surface des composants pour diminuer la capacité électrique intrinsèque et diminuer le courant d'obscurité. Le masque de protection est formé par une résine positive (ici de l'AZnLOF de la société MicroChemicals⁵) dont l'épaisseur est du même ordre de grandeur que l'épaisseur de semiconducteur à graver pour une sélectivité $v_{sc}/v_r > 2$ avec v_{sc} la vitesse de gravure du semiconducteur et v_r la vitesse de gravure de la résine. La figure 4.16.a montre un image MEB du masque de résine après révélation. L'AZnLOF permet de réaliser des motifs possédant un rapport d'aspect, défini par la plus petite largeur du motif divisée par l'épaisseur de résine, qui est élevé. Par exemple dans notre cas nous réalisons des motifs dont le rapport d'aspect est supérieur à 3. Les photoconducteurs sont gravés

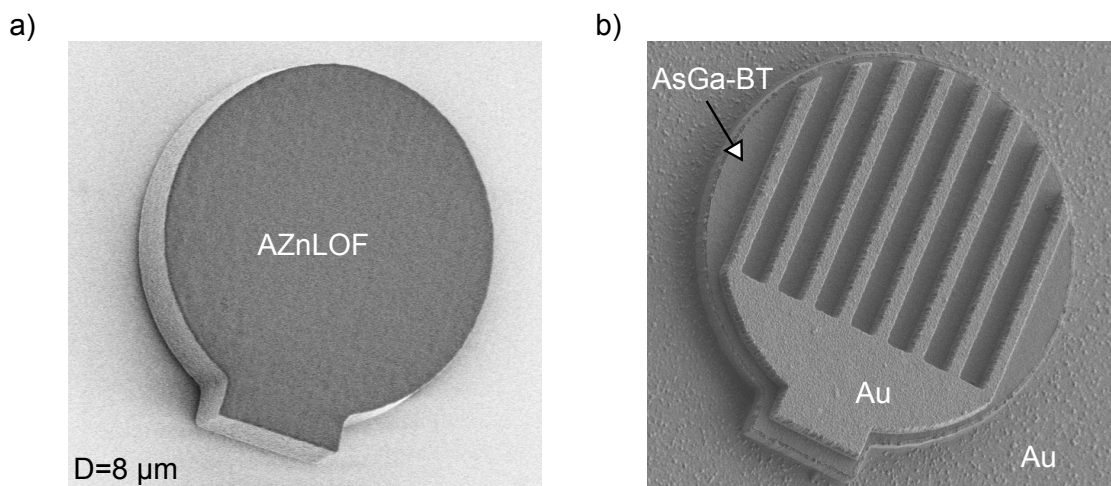


FIGURE 4.16 – Illustration de la technique de gravure plasma à source RIE/ICP appliquée à la gravure d'un photodétecteur en AsGa-BT avec BCl_3

dans un plasma de BCl_3 [Lim et al., 2003] avec une vitesse de 110 nm/min. La gravure est

5. https://www.microchemicals.com/products/photoresists/az_nlof_2020.html

terminée une fois que le plan d'au en face arrière est atteint. Dans ce cas, la détection de fin d'attaque peut être réalisée à l'œil nu. Nous remarquons que la vitesse de gravure de la résine est de 30 nm/min ce qui donne finalement une sélectivité de 3.66. La figure 4.16.b montre une image MEB de la gravure terminée. Nous pouvons remarquer que les flancs de gravure forment un angle de 90° avec le plan d'au, ce qui est caractéristique d'un procédé de gravure anisotrope (la vitesse de gravure dépend fortement de la direction). De plus le plan d'au est clairement visible ce qui montre que tout l'AsGa-BT a été correctement gravé aux endroits nécessaires.

Gravure des MSM-InAlAs/InGaAs

La gravure des MSM-InAlAs/InGaAs est également réalisée par RIE/ICP. Des premiers tests ont été réalisés avec du BCl_3 comme pour l'AsGa-BT. La formation d'un sous-produit de gravure peu volatile, probablement formé de chlorure d'indium (InCl_3), affecte cependant l'efficacité du procédé. Le redépôt est tellement important, que la vitesse de gravure tend alors vers 0 pour une épaisseur supérieure à 200 nm ce qui rend le procédé inefficace. La photographie prise au MEB de l'image 4.17.a montre la gravure d'un échantillon (S2) avec BCl_3 qui présente un problème de redépôt. Pour régler ce problème nous décidons de changer de procédé et d'utiliser un mélange de Cl_2/Ar [Bae et al., 2007]. En effet l'argon étant un gaz rare (donc très peu réactif) il est possible d'optimiser le côté physique de la gravure pour éviter des réactions secondaires responsables des redépôts. La gravure est efficace et la vitesse de gravure est de 130 nm/min. Cette fois-ci la vitesse de gravure de la résine est du même ordre de grandeur que la vitesse de gravure des semiconducteurs. Dans ce cas la sélectivité étant autour de 1, l'épaisseur du masque doit donc être augmentée d'un facteur 2. Ce procédé attaque également l'au avec une efficacité non-négligeable. La gravure doit alors être stoppée dès que le plan d'au face arrière est découvert pour éviter une sur-gravure qui a pour effet de former une couche métallique parasite sur les flancs du motif par pulvérisation. Par exemple l'image 4.17.b montre une gravure dans du Cl_2/Ar dont le temps de gravure est rallongé de 30 s après la détection de fin d'attaque. Le film d'au formé par la sur-gravure entoure la structure. Il est possible de retirer ce film par ultrasons mais il existe alors un risque d'endommager la grille nanostructurée, d'autant plus que nous n'avons pas utilisé de couche d'accrochage. Les images 4.17.c et 4.17.d

montrent un procédé RIE/ICP avec Cl_2/Ar optimisé réalisé pour fabriquer une FPC et une DGC de type MSM. La gravure est nette et le plan de masse est correctement dégagé. Nous pouvons remarquer que le procédé est plus isotrope que pour l'AsGa-BT mais l'InGaAs et l'InAlAs ont été gravés aux endroits nécessaires et cet effet n'est pas gênant pour la suite du procédé.

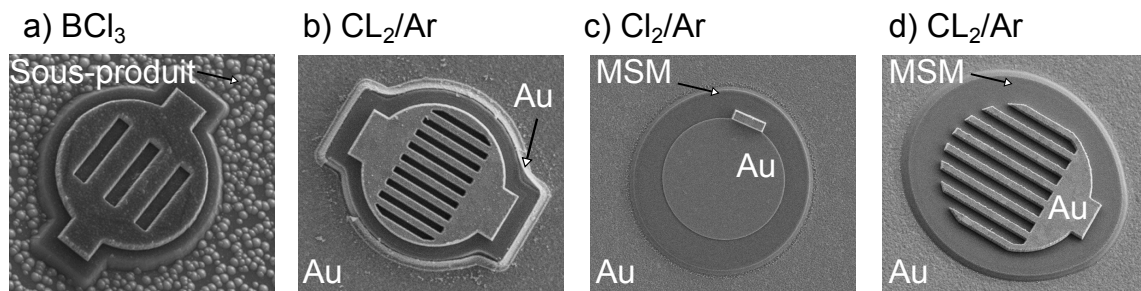


FIGURE 4.17 – Essais de gravure plasma des MSM-InAlAs/InGaAs par RIE/ICP. a) Illustration du problème de redépôt avec BCl_3 . b) Illustration du problème de sur-gravure avec Cl_2/Ar . c) Gravure d'une FPC avec Cl_2/Ar . d) Gravure d'une DGC avec Cl_2/Ar

4.4.2 Gravures physico-chimiques de diélectriques

Dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma

Les dépôts chimiques en phase vapeur reposent sur le dépôt d'espèces gazeuses actives sur une surface par effet de condensation. Dans le cas du dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD) un mélange de gaz est excité en plasma et les radicaux activés réagissent, en phase gazeuse ou en surface, pour créer l'espèce qui participe à la croissance du film de diélectrique. Parallèlement au procédé de croissance, l'échauffement du substrat et l'effet de gravure physico-chimique provoquent la désorption du matériau constituant le film de diélectrique. L'épaisseur résultante provient alors d'un équilibre entre l'effet de croissance et l'effet de désorption [Bulou, 2010]. A l'IEMN nous disposons d'un bâti qui permet de déposer du nitrure de silicium (Si_3N_4) et du dioxyde de silicium (SiO_2). L'élément silicium est amené par du silane (SiH_4). L'azote et l'oxygène proviennent du protoxyde d'azote (N_2O). La qualité et l'épaisseur des films déposés est contrôlée par des mesures ellipsométriques et par une analyse de la rugosité de surface par microscope à force atomique (AFM).

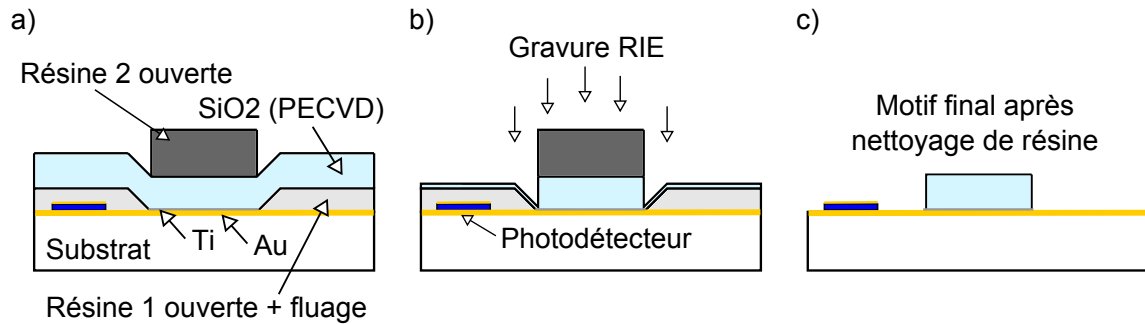


FIGURE 4.18 – Illustration de la technique de gravure par plasma à source RIE appliquée à la gravure d'une couche de SiO_2 pour la fabrication d'un guide d'ondes (vue en coupe)

Gravure du diélectrique déposé

Les gravures physico-chimiques sont également utilisées pour les diélectriques tel que le Si_3N_4 qui sert souvent de couche antireflet et d'encapsulation [Braun, 1988] ou le SiO_2 qui peut être utilisé comme diélectrique dans un guide d'ondes millimétriques ce qui est d'ailleurs notre cas. La figure 4.18 montre une représentation schématique vue en coupe des étapes à suivre pour réaliser la gravure d'un motif de SiO_2 . Une première résine (ici de la PMGI) sert de protection pour les composants. Un dépôt PECVD de $2.3 \mu\text{m}$ de SiO_2 est réalisé sur l'échantillon. La vitesse de dépôt a été préalablement calibrée par des essais suivis de mesures d'épaisseur ellipsométriques et atteint $3.45 \mu\text{m}/\text{h}$. Une seconde résine sert de masque de gravure (ici de l'AZnLOF). Le SiO_2 est gravé en pavés rectangulaires dans un bâti de gravure plasma à source RIE dans un mélange de CHF_3/CH_4 .

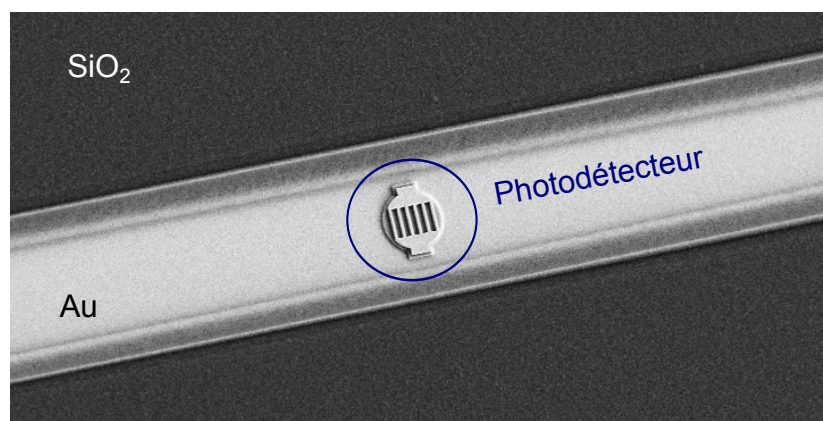


FIGURE 4.19 – Image MEB d'une couche de SiO_2 gravée par RIE pour la réalisation d'un guide d'ondes

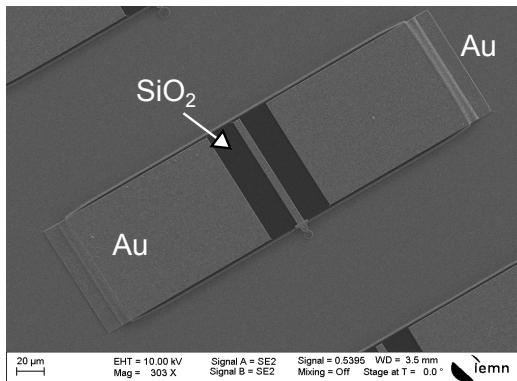
Une image MEB d'une couche de SiO_2 gravée par RIE est montrée sur la figure 4.19.

Nous pouvons voir au centre le photodétecteur, qui a été protégé de la gravure par la PMGI. Le plan de masse en Au est également visible sur la photographie. L'épaisseur de SiO₂ est mesurée au profilomètre pour confirmer que l'épaisseur est de 2.3 μm. Un bac à ultrasons permet de nettoyer les débris de gravure. La structure diélectrique est alors prête à accueillir le microruban qui est ensuite réalisé à l'aide des techniques de lithographie électronique (voir fabrication de ponts à air).

4.5 Discussion

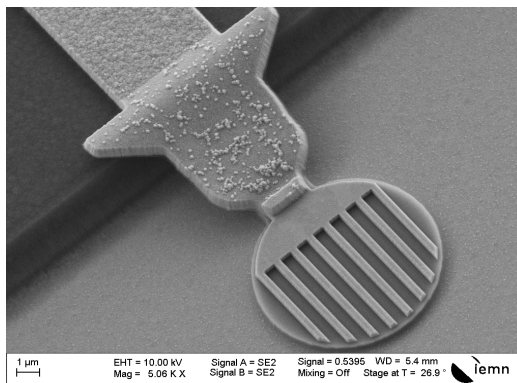
En combinant toutes les techniques présentées, nous avons réalisé dans la salle blanche de l'IEMN des photoconducteurs en AsGa-BT et des MSM-InAlAs/InGaAs. La figure 4.20 montre des images MEB des composants fabriqués. Nous pouvons clairement voir le microruban et les plans d'Au déposés sur le SiO₂, qui forment le guide d'ondes. Le composant est connecté au guide d'ondes par un pont à air via l'électrode métallique de la face avant. Les motifs obtenus après réalisation technologique correspondent bien aux motifs attendus en termes de forme et de dimension. Lors des mesures que nous présenterons dans le dernier chapitre, nous avons cependant remarqué quelques soucis que nous pourrions résoudre en optimisant le procédé de fabrication. Nous avons par exemple mesuré des MSM-InAlAs/InGaAs qui était en court-circuit à cause d'un problème de contact entre le microruban et le plan de masse à la jonction du pont à air et de l'électrode nanostructurée. Pour résoudre ce problème, il est possible d'augmenter l'épaisseur de résine qui sert de support mécanique pour le pont à air (PMGI). Malgré cela, les composants fonctionnels sont solides et supportent de nombreux posés de pointes et les mesures sont reproductibles. Une autre possibilité pour réaliser des photodétecteurs en cavités résonantes intégrés à des guides d'ondes est de graver le surplus d'Au face arrière pour découvrir le Silicium haute résistivité utilisé lors du report de couches et de déposer une ligne coplanaire sur ce substrat [Peytavit et al., 2011b]. Cette méthode permet d'éviter le dépôt PECVD et la gravure RIE du SiO₂. Il est également possible de modifier le procédé pour intégrer les composants à des antennes larges bandes [Peytavit et al., 2009].

a) Photoconducteur AsGa-BT

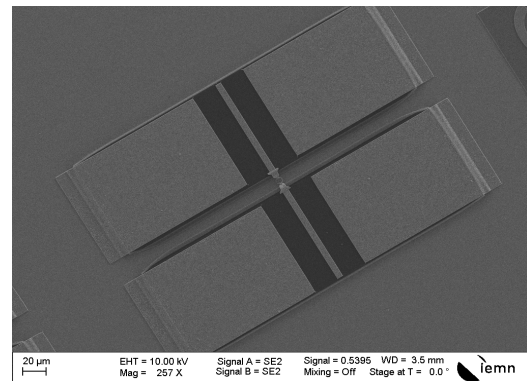


Agrandissement

c) Photoconducteur AsGa-BT

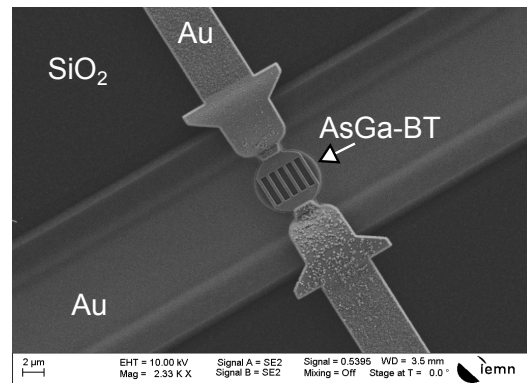


b) Photoconducteur AsGa-BT

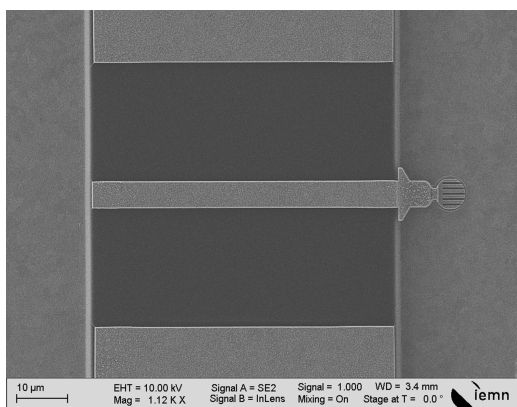


Agrandissement

d) Photoconducteur AsGa-BT



e) MSM-InAlAs/InGaAs



f) MSM-InAlAs/InGaAs

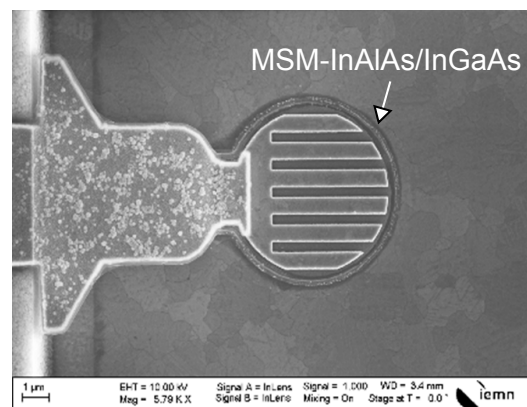


FIGURE 4.20 – Photodétecteurs intégrés à des guides d'onde fabriqués dans la salle blanche de l'IEMN lors de cette thèse. a) Photoconducteur en AsGa-BT relié à une ligne. b) Photoconducteur en AsGa-BT relié à deux lignes. c) Agrandissement de (a). d) Agrandissement de (b). e) MSM-InAlAs/InGaAs relié à une ligne. f) Agrandissement de (e)

Conclusions

Nous avons présenté dans ce chapitre des procédés à l'état de l'art de micro/nanotechnologies, comme l'épitaxie par jets moléculaires, les dépôts de couches métalliques, le report de couches de semiconducteurs, la lithographie électronique, les dépôts de couches de diélectriques et les gravures sèches et humides. Ces procédés ont été adaptés à la réalisation de photodétecteurs en cavités résonantes. Nous avons alors montré en détail la fabrication de photoconducteurs en AsGa-BT et de MSM-InAlAs/InGaAs, procédés entièrement réalisés dans la salle blanche de l'IEMN, intégrés à des lignes de propagation d'ondes de fréquences sub-THz. Les composants fabriqués permettront dans le dernier chapitre de réaliser des mesures de photocourant dc et des expériences qui mettent en jeu des ondes de fréquences allant jusqu'à 300 GHz comme le sous-échantillonnage et le photomélange.

4.6 Références

- J. R. Arthur. Molecular beam epitaxy. *Surface Science*, 500(1) :189–217, Mar. 2002. ISSN 0039-6028. doi : 10.1016/S0039-6028(01)01525-4. 133
- H. A. Atwater, S. S. Wong, C. C. Ahn, S. Nikzad, and H. N. Frase. Analysis of monolayer films during molecular beam epitaxy by reflection electron energy loss spectroscopy. *Surface Science*, 298(2) :273–283, Dec. 1993. ISSN 0039-6028. doi : 10.1016/0039-6028(93)90039-M. 133
- J. W. Bae, C. H. Jeong, J. T. Lim, H. C. Lee, G. Y. Yeom, and I. Adesida. Anisotropic etching of InP and InGaAs by using an inductively coupled plasma in Cl₂/N₂ and Cl₂/Ar mixtures at low bias power. *Journal of the Korean Physical Society*, 50(4) :1130–1135, Apr. 2007. ISSN 0374-4884. 149
- D. M. Braun. Design of single layer antireflection coatings for InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP photodetectors for the 1200–1600-nm wavelength range. *Applied Optics*, 27(10) :2006–2011, May 1988. ISSN 2155-3165. doi : 10.1364/AO.27.002006. 151
- S. Bulou. *Synthèse de couches minces de SiCN par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma micro-onde. Caractérisation du procédé et des films élaborés dans le mélange N₂/Ar/CH₄/H₂/hexaméthylsilazane.* phdthesis, Université Henri Poincaré - Nancy I, Nov. 2010. 150
- P. Y. Chan. *Indium Gallium Arsenide Three-State and NonVolatile Memory Quantum Dot Devices.* PhD thesis, University of Connecticut, 2014. 133
- A. Y. Cho and J. R. Arthur. Molecular beam epitaxy. *Progress in Solid State Chemistry*, 10 (Part 3) :157–191, Jan. 1975. ISSN 0079-6786. doi : 10.1016/0079-6786(75)90005-9. 133
- A. R. Clawson. Guide to references on III–V semiconductor chemical etching. *Materials Science and Engineering : R : Reports*, 31(1) :1–438, Jan. 2001. ISSN 0927-796X. doi : 10.1016/S0927-796X(00)00027-9. 138
- J. M. Delord, J. F. Roux, J. L. Coutaz, C. Canseliet, A. Krotkus, S. Formont, and J. Chazelas. Sampling of RF signals with LTG-GaAs based MSM structures. In *2007 European Conference on Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference*, pages 1–1, June 2007. doi : 10.1109/CLEOE-IQEC.2007.4386466. 131
- R. Garg, I. Bahl, and M. Bozzi. *Microstrip Lines and Slotlines.* Artech House Publishers, Boston, revised edition edition, Apr. 2013. ISBN 978-1-60807-535-5. 131
- K. C. Gupta. *Microstrip Lines and Slotlines.* Artech House, 1996. ISBN 978-0-89006-766-6. Google-Books-ID : gqeHQgAACAAJ. 131

- K. Kosiel, J. Kubacka-Traczyk, P. Karbownik, A. Szerling, J. Muszalski, M. Bugajski, P. Romanowski, J. Gaca, and M. Wójcik. Molecular-beam epitaxy growth and characterization of mid-infrared quantum cascade laser structures. *Microelectronics Journal*, 40(3) :565–569, Mar. 2009. ISSN 0026-2692. doi : 10.1016/j.mejo.2008.06.091. 133
- P. Latzel, F. Pavanello, M. Billet, S. Bretin, A. Beck, M. Vanwollegem, C. Coinon, X. Wallart, E. Peytavit, G. Ducournau, M. Zaknoune, and J. F. Lampin. Generation of mW Level in the 300-GHz Band Using Resonant-Cavity-Enhanced Unitraveling Carrier Photodiodes. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, PP(99) :1–8, 2017a. ISSN 2156-342X. doi : 10.1109/TTHZ.2017.2756059. 130
- P. Latzel, F. Pavanello, S. Bretin, M. Billet, E. Peytavit, J. F. Lampin, M. Zaknoune, and G. Ducournau. High efficiency UTC photodiodes as photonic emitters for 300 GHz high spectral efficiency wireless communications. In *2017 11th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, pages 1639–1641, Mar. 2017b. doi : 10.23919/EuCAP.2017.7928278. 130
- W.-t. Lim, I.-k. Baek, P.-g. Jung, J.-w. Lee, G.-S. Cho, J.-I. Lee, K.-S. Cho, and S. J. Pearton. Dry Etching of GaAs in a Planar Inductively Coupled BCl₃ Plasma. *Korean Journal of Materials Research*, 13(4) :266–270, 2003. ISSN 1225-0562. doi : 10.3740/MRSK.2003.13.4.266. 148
- X. Mellhaoui. *Mécanismes physico-chimiques dans le procédé de gravure plasma du Silicium*. phdthesis, Université d’Orléans, May 2006. 147
- C. Nguyen. *Radio-Frequency Integrated-Circuit Engineering*. John Wiley & Sons, Mar. 2015. ISBN 978-1-118-90047-5. Google-Books-ID : 8RX1BgAAQBAJ. 131
- K. Nojiri. *Dry Etching Technology for Semiconductors*. Jan. 2015. DOI : 10.1007/978-3-319-10295-5. 146
- R. F. Pease and S. Y. Chou. Lithography and Other Patterning Techniques for Future Electronics. *Proceedings of the IEEE*, 96(2) :248–270, Feb. 2008. ISSN 0018-9219. doi : 10.1109/JPROC.2007.911853. 140
- E. Peytavit, J.-F. Lampin, F. Hindle, C. Yang, and G. Mouret. Wide-band continuous-wave terahertz source with a vertically integrated photomixer. *Applied Physics Letters*, 95(16) : 161102, Oct. 2009. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.3251071. 152
- E. Peytavit, C. Coinon, and J. F. Lampin. A metal-metal Fabry-Perot cavity photoconductor for efficient GaAs terahertz photomixers. *Journal of Applied Physics*, 109(1) :016101–016101–3, Jan. 2011a. ISSN 0021-8979. doi : 10.1063/1.3525709. 138

- E. Peytavit, S. Lepilliet, F. Hindle, C. Coinon, T. Akalin, G. Ducournau, G. Mouret, and J.-F. Lampin. Milliwatt-level output power in the sub-terahertz range generated by photo-mixing in a GaAs photoconductor. *Applied Physics Letters*, 99(22) :223508, Nov. 2011b. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.3664635. 152
- E. Peytavit, F. Pavanello, G. Ducournau, and J.-F. Lampin. Highly efficient terahertz detection by optical mixing in a GaAs photoconductor. *Applied Physics Letters*, 103(20) : 201107, Nov. 2013. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.4830360. 131
- E. Peytavit, M. Billet, Y. Desmet, G. Ducournau, D. Yarekha, and J.-F. Lampin. THz photomixers based on nitrogen-ion-implanted GaAs. *Journal of Applied Physics*, 118(18) : 183102, Nov. 2015. ISSN 0021-8979, 1089-7550. doi : 10.1063/1.4935520. 130
- E. Rouvalis, C. C. Renaud, D. G. Moodie, M. J. Robertson, and A. J. Seeds. Continuous Wave Terahertz Generation From Ultra-Fast InP-Based Photodiodes. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 60(3) :509–517, Mar. 2012. ISSN 0018-9480. doi : 10.1109/TMTT.2011.2178858. 131
- C. Tripon-Canseliet, M. Zegaoui, G. Jestin, C. Coinon, P. Berger, G. Baili, A. Descamps-Mandine, I. Maksimovic, D. Decoster, J. M. Hodé, D. Dolfi, and J. Chazelas. High dynamic range single channel sampling of wideband RF signals using ultra-fast nanoscale photoconductive switching. *Electronics Letters*, 52(3) :237–239, 2016. ISSN 0013-5194. doi : 10.1049/el.2015.2418. 131
- Z. Wang. Novel Light Source Integration Approaches for Silicon Photonics. *Laser & Photonics Reviews*, 11(4) :n/a–n/a, July 2017. ISSN 1863-8899. doi : 10.1002/lpor.201700063. 137
- B. S. Williams. Terahertz quantum-cascade lasers. *Nature Photonics*, 1(9) :517–525, Sept. 2007. ISSN 1749-4885. doi : 10.1038/nphoton.2007.166. 137

Caractérisation de photodétecteurs rapides sous un éclairage à 1550 nm

Sommaire

5.1 Mesures préliminaires	160
5.1.1 Autocorrélation d'impulsions optiques	160
5.1.2 Caractérisation des lignes millimétriques	164
5.1.3 Mesure du temps de vie de l'AsGa-BT	167
5.2 Mesures de photocourant en régime continu (dc)	169
5.2.1 Montage expérimental	169
5.2.2 Photoconducteurs en AsGa-BT	170
5.2.3 Photodétecteurs de type MSM-InGaAs	177
5.3 Génération de peignes de photocourant	181
5.3.1 Montage expérimental	181
5.3.2 Mesure des peignes de fréquences générés	182
5.4 Sous-échantillonnage d'ondes de fréquences sub-THz et THz	184
5.4.1 Montage expérimental	184
5.4.2 Photoconducteurs en AsGa-BT	186
5.4.3 Photodétecteurs de type MSM-InGaAs	192
5.5 Génération d'ondes de fréquences sub-THz par Photomélange	196
5.5.1 Montage expérimental	196
5.5.2 Photomélangeurs de type MSM-InGaAs	197
5.6 Références	200

Introduction

Ce dernier chapitre est consacré à la caractérisation en régime continu (dc) et dans la gamme millimétrique des photodétecteurs réalisés et présentés dans le chapitre 4. Dans un premier temps nous présenterons des mesures préliminaires de la durée des impulsions optiques issues des lasers impulsionnels dont nous disposons, de paramètres S des lignes de propagation d'ondes millimétriques ainsi que du temps de vie de l'AsGa-BT utilisé pour fabriquer les photoconducteurs. Nous montrerons ensuite les performances des cavités à l'aide de mesures de photocourant dc à la longueur d'onde de 1550 nm ce qui nous permettra d'obtenir la photoréponse des photodétecteurs. Nous présenterons alors une expérience de génération de peignes de fréquences sur la bande 5-67 GHz pour vérifier l'existence d'un photocourant rapide généré par les composants. Les dispositifs seront ensuite testés comme photo-interrupteurs dans une expérience de sous-échantillonnage d'ondes continues de fréquences allant jusqu'à 300 GHz. Enfin des essais préliminaires de génération d'ondes continues par photomélange dans un MSM-InGaAs pour des fréquences allant jusque 67 GHz seront montrés.

5.1 Mesures préliminaires

5.1.1 Autocorrélation d'impulsions optiques

Dans ce chapitre nous utilisons différents types de lasers pour réaliser la caractérisation optoélectronique des composants. Le laser continu est appelé laser 1 et est en fait un laser à cavité étendue qui est accordable entre 1510 nm et 1620 nm. En utilisant l'amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) dont nous disposons au laboratoire, il est possible d'atteindre des puissances optiques d'environ 30 mW. Nous utilisons également un laser impulsionnel de la marque Toptica, noté laser 2, dont la fréquence de répétition est de 90 MHz, qui fonctionne à la longueur d'onde de 1550 nm. Ce laser permet d'obtenir 30 mW de puissance moyenne sans EDFA supplémentaire. Un autre laser impulsionnel de la marque Menlo system, noté laser 3, de fréquence de répétition égale à 1 GHz sera également utilisé. Ce laser peut atteindre des puissances de 100 mW sans EDFA supplémentaire. Nous pouvons noter que ce laser fonctionne également à la longueur d'onde de

800 nm par doublage de fréquence. Il est alors indispensable dans le cas du laser 2 et du laser 3 de connaître la durée des impulsions optiques générées pour pouvoir en déduire la puissance crête ainsi que les pertes de conversion théoriques d'une expérience de sous-échantillonnage. Pour cela nous utilisons la méthode d'autocorrélation des impulsions optiques.

Principe de la mesure d'autocorrélation

La méthode d'autocorrélation consiste à mesurer le profil d'intensité provenant du recouvrement spatial de deux impulsions jumelles décalées dans le temps [Lelek, 2006]. Nous présentons ici pour un soucis de compréhension du principe de mesure la méthode la plus simple pour mesurer un signal d'autocorrélation.

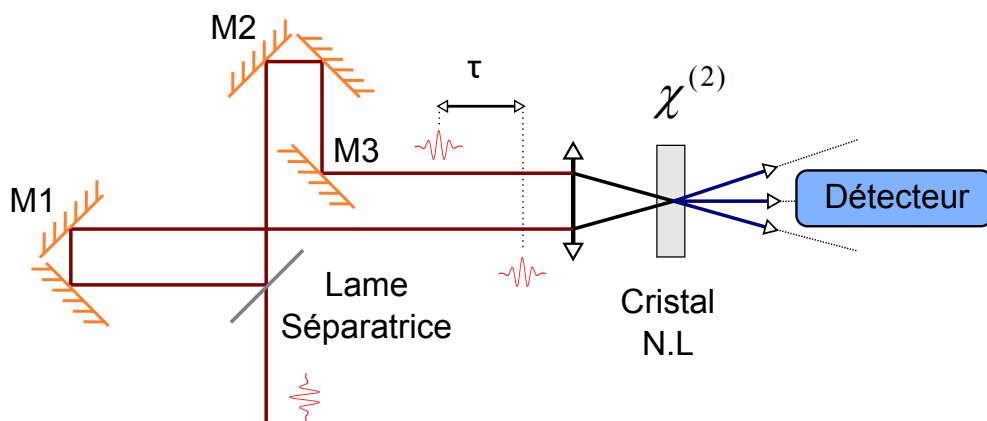


FIGURE 5.1 – Illustration du principe de la méthode d'autocorrélation d'une impulsion optique permettant de mesurer la durée d'une impulsion optique

L'impulsion optique à mesurer est scindée en deux à l'aide d'une lame séparatrice. Les impulsions sont recombinées après introduction d'un décalage temporel provenant de la différence de marche entre les deux bras d'un interféromètre de Michelson. Le champ électrique $E(t)$ résultant de la superposition spatiale des deux ondes se note alors :

$$E(t) \propto E_0(t) + E_0(t - \tau) \quad (5.1)$$

Avec $E_0(t)$ le champ électrique de l'onde initiale et τ le retard introduit entre les deux impulsions par le Michelson. Les détecteurs actuels ne permettent pas de mesurer la va-

riation d'un champ électrique pour des fréquences dans la gamme optique mais il est possible de mesurer la variation de l'intensité au cours du temps. Le signal détecté est donc de la forme :

$$S(t, \tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} E^2(t) dt \propto \text{cste} + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(t) E_0(t - \tau) dt \quad (5.2)$$

Cette expression fait intervenir le produit de convolution $E_0(t) \otimes E_0(t)$ dont la transformée de Fourier, notée $I_0(\omega) = E_0(\omega) \times E_0(\omega)$ nous renseigne sur le profil spectral de l'intensité mais ne permet pas de connaître le profil temporel. Dans ce cas on parle d'autocorrélation d'ordre 1.

Pour obtenir le profil temporel il faut réaliser une autocorrélation d'ordre 2. Le faisceau incident est séparé en deux par une lame séparatrice et un retard temporel est introduit sur l'un des deux bras comme pour un interféromètre de Michelson, mais les faisceaux sont recombinaés de manière non-colinéaire, et possèdent alors des vecteurs d'ondes différents (notés \vec{k}_1 et \vec{k}_2). Les faisceaux sont focalisés dans un cristal non-linéaire non-centro-symétrique d'ordre 2. La polarisation non-linéaire induite par le cristal s'écrit alors [Boyd, 2003] :

$$P^{(2)}(\vec{r}, t) = \frac{\varepsilon_0 \chi^{(2)}}{2} \left(E_0(t) \exp(i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}) + E_0(t - \tau) \exp(i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}) \right)^2 \quad (5.3)$$

Avec ε_0 la constante diélectrique du vide et $\chi^{(2)}$ la susceptibilité d'ordre 2. Seul le terme correspondant à la somme de fréquences (SFG), de vecteur d'onde $\vec{k}_{SFG} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$ est propagé dans la direction du détecteur, colinéaire à la bissectrice formée par les directions \vec{k}_1 et \vec{k}_2 . La polarisation associée à ce terme s'écrit :

$$P_{SFG}^{(2)}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_0(t) E_0(t - \tau) \exp(i(\vec{k}_1 + \vec{k}_2) \cdot \vec{r}) \quad (5.4)$$

Le champ incident sur le détecteur est donc proportionnel à $E_0(t) E_0(t - \tau)$ et le signal mesuré est de la forme :

$$S_{SFG}(t, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_0^2(t) E_0^2(t - \tau) dt \quad (5.5)$$

Finalement cette expression qui représente la fonction d'autocorrélation de l'intensité peut s'écrire de la façon suivante :

$$S_{SFG}(t, \tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t - \tau)dt \quad (5.6)$$

Le signal détecté dépend donc du profil d'intensité de chacune des deux impulsions et du retard τ . Pour connaître la durée de l'impulsion il faut émettre une hypothèse sur le profil de l'onde. Généralement l'impulsion est supposée gaussienne, sécante hyperbolique ou lorentzienne. Pour une gaussienne le profil d'intensité est de la forme :

$$I_G(t) = \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{t - t_0}{\tau_0} \right)^2 \right] \quad (5.7)$$

Avec τ_0 la durée de l'impulsion gaussienne. La fonction d'autocorrélation correspondante est donc de la forme :

$$S_G(t) = \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{t - t_0}{\tau_{ac}} \right)^2 \right] \quad (5.8)$$

Avec τ_{ac} la durée du signal d'autocorrélation. Nous pouvons alors remarquer à l'aide des expressions 5.7 et 5.8 que $\tau_{ac} = \sqrt{2} \tau_0 \simeq 1.41 \tau_0$. En mesurant la durée du signal d'autocorrélation on peut donc retrouver la durée de l'impulsion optique dans l'hypothèse d'un profil d'intensité gaussien.

Mesure de la durée des impulsions optiques

Nous réalisons à l'aide d'un autocorrélateur commercial de la société A.PE la mesure de la durée des impulsions générées par un laser impulsionnel en supposant que le profil d'intensité est une gaussienne. Dans nos expériences, les impulsions sont guidées sur le composant optoélectronique à l'aide d'une fibre optique. Lors de la propagation, le profil temporel de l'intensité lumineuse est modifié par la dispersion de la vitesse de groupe (DVG) qui traduit le fait que chaque composante spectrale composant l'impulsion voyage avec une vitesse qui lui est propre [Agrawal, 2013]. Dans notre cas la fibre optique possède une dispersion de la vitesse de groupe, notée β_2 , qui est positive et l'impulsion optique s'élargit dans le temps. Nous mesurons donc également la durée des impulsions à la sortie d'une fibre 1550 nm standard de 1 m de longueur, équivalente aux fibres utilisées dans

nos expériences. Cette durée mesurée correspond à la durée des impulsions incidentes sur le composant. La figure 5.2 montre par exemple une mesure d'autocorrélation pour le laser 3 avant et après dispersion dans la fibre pour une puissance optique moyenne de 50 mW. L'ajustement gaussien est directement effectué par le logiciel intégré qui pilote l'autocorrélateur qui nous donne directement la valeur de τ_{ac} et de τ_0 . Nous pouvons remarquer que la durée des impulsions est d'environ 100 fs à la sortie du laser 3 et que l'autocorrélation s'ajuste très bien par une gaussienne. Après propagation dans la fibre, la dispersion de la vitesse de groupe introduit un élargissement temporel résultant en une impulsion 10 fois plus large dont la durée est alors de 1 ps. Le même type de mesure est effectuée avec le laser 2 et nous estimons que les impulsions possèdent un τ_0 d'environ 500 fs en sortie de fibre. En fonction de la puissance optique contrôlée par les amplificateurs internes du laser 2, l'impulsion présente soit un profil gaussien ou sécante hyperbolique. Nous pouvons également noter que le taux de couplage entre le laser et la fibre optique est en général de l'ordre de 30 %.

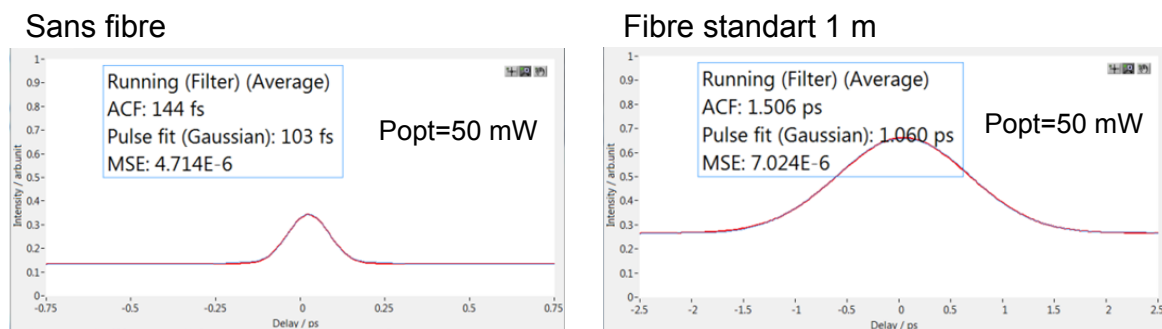


FIGURE 5.2 – Mesures d'autocorrélation d'impulsions optiques brèves issues du laser 3 avant et après dispersion dans une fibre optique 1550 nm standard de 1 m de longueur

5.1.2 Caractérisation des lignes millimétriques

Mesure de paramètres S

La mesure de la matrice de répartition, appelée plus couramment matrice S, permet de déterminer une relation entre les différentes entrées et sortie d'un dispositif électronique dans la gamme millimétrique. La mesure des paramètres S est effectuée en régime

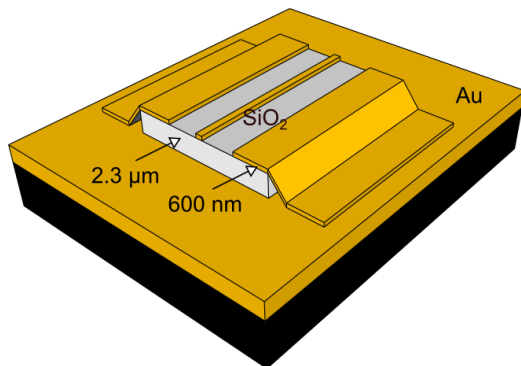
petit-signal (régime linéaire) [Deng, 2014]. La matrice S est définie de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (5.9)$$

Avec les coefficients b_i qui représentent la tension complexe normalisée des ondes réfléchies sur le port i et les coefficients a_j qui représentent la tension complexe normalisée des ondes incidentes sur le port j . La tension est normalisée pour une impédance caractéristique notée Z_0 qui est le plus souvent égale à 50Ω . Finalement les paramètres S représentent les grandeurs suivantes :

- S_{11} : coefficient de réflexion à l'entrée lorsque la sortie est adaptée
- S_{12} : coefficient de transmission inverse lorsque l'entrée est adaptée
- S_{21} : coefficient de transmission direct lorsque la sortie est adaptée
- S_{22} : coefficient de réflexion à la sortie lorsque l'entrée est adaptée

a) Vue 3D de la ligne



b) Vue de dessus de la ligne

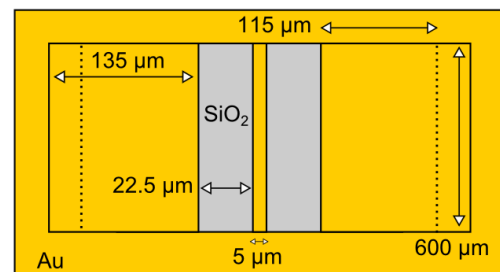


FIGURE 5.3 – Topologie du guide d'onde utilisé pour la mesure des paramètres S. a) Vue 3D de la ligne (les grandeurs indiquées correspondent aux épaisseurs de couches) et b) vue de dessus de la ligne

Ces paramètres sont mesurés à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel (VNA pour "Vector Network Analyser" en anglais) qui nous donne à la fois l'amplitude et la phase des paramètres S. Le principe est le suivant : un générateur délivre un signal sinusoïdal dans la gamme millimétrique. Le VNA possède 2 ports qui sont reliés à des coupleurs directs ce qui permet d'exploiter séparément chaque signal b_j et a_j afin de calculer chaque paramètre S. Les signaux sont mesurés par une technique de mélange hétérodyne élec-

tronique utilisant des diodes non-linéaires. Dans cette situation il est indispensable d'utiliser un système de détection cohérent pour obtenir une information sur la phase du signal complexe. Les VNA commercialisés actuellement permettent de mesurer sans aucun problème les paramètres S d'un composant dans la gamme millimétrique pour des fréquences allant jusque 300 GHz. Des bancs de mesures pour des fréquences supérieures sont mêmes en développement.

Caractérisation des lignes

Avant de réaliser une caractérisation optoélectronique des photodétecteurs intégrés à des guides d'ondes, nous mesurons les paramètres S d'une ligne seule pour évaluer son comportement dans la gamme millimétrique. La figure 5.3 montre une représentation schématique de la ligne caractérisée. Le détail de la fabrication de ce guide d'onde a été décrit dans le chapitre 4.

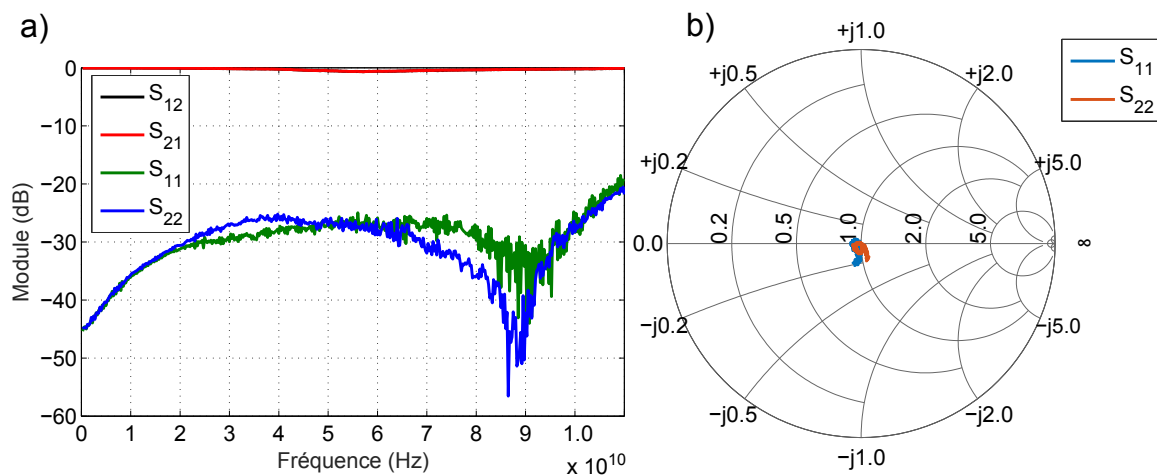


FIGURE 5.4 – Caractérisation du guide d'ondes millimétriques pour des fréquences allant jusque 110 GHz a) Module des paramètres S et b) Abaque de Smith

La mesure est réalisée pour des fréquences allant jusque 110 GHz à l'aide d'un VNA commercial de la marque Rohde & Schwarz. L'onde est guidée depuis la tête de mesure par un câble coaxial connecté à une pointe coplanaire posée sur l'échantillon. L'impédance caractéristique de référence est fixée à 50 Ω par un système de calibration commercial. La figure 5.4 présente les résultats de mesure. Le système étant symétrique, les paramètres S_{11} et S_{22} sont égaux. De plus les matériaux utilisés sont réciproques, ce qui donne la relation : $S_{12} \approx S_{21}$. Les pertes de la ligne sont très faibles et atteignent au maximum 0.6

dB pour une fréquence de 60 GHz. Le diagramme de Smith nous montre le comportement purement résistif de la ligne qui possède finalement une impédance caractéristique d'environ 50Ω . Les lignes développées sont donc adaptées à la réalisation de mesures en bande millimétrique.

5.1.3 Mesure du temps de vie de l'AsGa-BT

La technique pompe-sonde

La technique pompe-sonde permet de mesurer les variations temporelles des propriétés de transmission et de réflexion d'un matériau semiconducteur. Une première impulsion optique, la pompe, permet de créer dans le semiconducteur des porteurs libres (paires électrons-trous) par absorption de photons. Une seconde impulsion optique, la sonde, permet de mesurer les variations de la transmission ou de la réflexion de la couche semiconductrice à caractériser. La pompe et la sonde sont toutes deux issues d'un même laser impulsionnel. L'impulsion est scindée en deux à l'aide d'une lame séparatrice et une ligne à retard permet d'introduire un décalage temporel entre la pompe et la sonde afin d'obtenir une mesure résolue en temps [Desplanque, 2003; Harmon et al., 1993; McCormow et al., 1997]. La sonde est détectée en réflexion (mesure de photoréflectance)

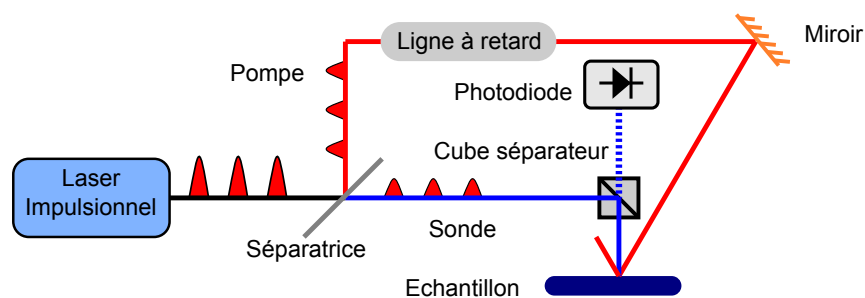


FIGURE 5.5 – Illustration du principe de mesure de photoréflectance résolue temporellement

ou en transmission (mesure de phototransmittance) par une photodiode. Cette méthode de mesure est utilisée pour connaître le temps de vie des porteurs de charge dans une couche d'AsGa-BT. La pompe de longueur d'onde égale à 800 nm est absorbée par le matériau ce qui amène une grande densité d'électrons dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence. La probabilité d'absorber un photon dans cet état excité est plus faible que pour l'état d'équilibre (saturation de l'absorption) ce qui engendre

une modification de l'indice de réfraction complexe du matériau. Différents processus interviennent alors avant que le matériau ne retrouve son état d'équilibre. Les électrons photogénérés subissent une thermalisation dont la durée caractéristique τ_1 dépend de l'excédent d'énergie apporté par la pompe, et donc de la longueur d'onde d'éclairage et de la largeur spectrale. Il intervient ensuite le temps de piègeage τ_2 dans les centres de recombinaison de type Shockley-Read-Hall (SRH) provenant des défauts. Pour finir il faut tenir compte de la durée de vidage des pièges τ_3 qui permet de finaliser le mécanisme de recombinaison des paires électron/trou.

Mesure du temps de vie

Le temps de vie des porteurs de la couche d'AsGa-BT utilisée pour fabriquer les photoconducteurs est mesurée par la technique pompe-sonde. Nous pouvons rappeler que la température de croissance de l'AsGa-BT est de 240 ± 5 °C puis il a été recuit pendant environ 40 s à une température de 580 °C. La couche mesurée est une couche reportée de 450 nm d'épaisseur. La figure 5.6 montre le résultat de la mesure. La variation de réflectivité relative $\Delta R/R$ normalisée à un est tracée en fonction du retard temporel introduit entre la pompe et la sonde. Cette courbe est ajustée par une fonction exponentielle dans la zone de décroissance de $\Delta R/R$ correspondant aux différents phénomènes de retour à l'équilibre du matériau présentés précédemment. L'ajustement utilisé est de la forme :

$$\Delta R/R = A \exp(-t/\tau) \quad (5.10)$$

Avec t le retard temporel et τ le temps de vie des porteurs. Les paramètres d'ajustement

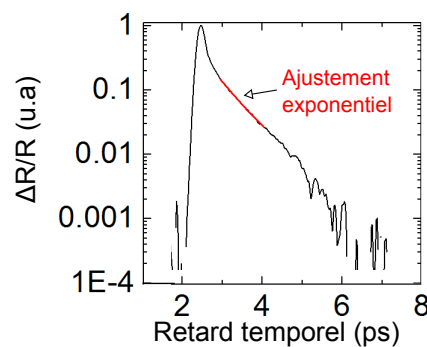


FIGURE 5.6 – Mesure pompe-sonde de la photoréflectance de la couche d'AsGa-BT utilisée pour la fabrication des photoconducteurs permettant de connaître le temps de vie des porteurs

de la deuxième partie de la décroissance sont $A = 28.0821$ et $\tau_2 = 0.55$ (la première partie de la décroissance qui décroît plus rapidement est liée à la thermalisation des porteurs). Le temps de vie des électrons est donc de 550 fs ce qui confirme la possibilité de réaliser un photoconducteur rapide avec ce matériau.

5.2 Mesures de photocourant en régime continu (dc)

5.2.1 Montage expérimental

Le montage qui permet de mesurer le photocourant dc, noté I_{ph} , d'un photodétecteur est présenté sur la figure 5.7. Le composant est polarisé par une tension V_b à l'aide d'un générateur de tension relié à des aiguilles de mesures électriques dc. Les aiguilles permettent simultanément de collecter le courant généré par le composant qui est alors mesuré par un ampèremètre. Le photodétecteur est éclairé par un faisceau laser à la longueur d'onde de 1550 nm à l'aide d'une fibre optique lentillée, caractérisée par son diamètre modale de champ (MFD pour "Mode Field Diameter" en anglais). L'éclairage est réalisé sous incidence normale et la polarisation de l'onde est contrôlée par une lame demi-onde. Ce montage permet également de mesurer le courant d'obscurité, noté I_{obs} , quand le dispositif n'est pas éclairé.

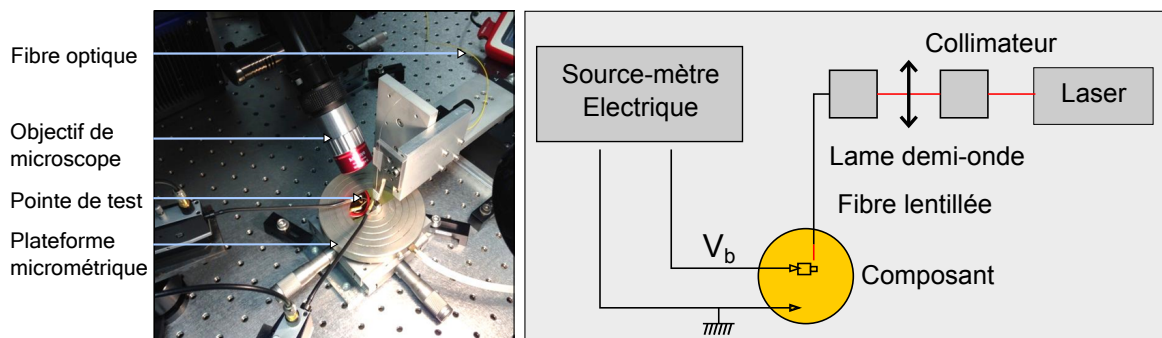


FIGURE 5.7 – Représentation schématique du montage expérimental pour les mesures de photocourant dc

5.2.2 Photoconducteurs en AsGa-BT

Le photocourant généré par un photoconducteur en AsGa-BT est mesuré à l'aide du montage de la figure 5.7 pour des cavités Fabry-Pérot (FPC) et des cavités à réseaux de diffraction (DGC). L'épaisseur du miroir face avant de la FPC est de 10 nm et les paramètres du réseau de la DGC sont : $p=300$ nm, $a=500$ nm et $h=300$ nm. Les structures de test mesurées sont composées d'une couche d'AsGa-BT reportée, d'un plot en Au de surface égale à $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ et d'une électrode face avant de surface égale à $20 \times 20 \mu\text{m}^2$. Ces structures ont été réalisées sur un biseau d'AsGa-BT (voir figure 5.8), ce qui permet d'étudier les résonances optiques en fonction de l'épaisseur de cavité et de montrer la fiabilité des méthodes numériques de calcul d'absorption optique tout en estimant la photoréponse atteinte par le photoconducteur. Le biseau a été réalisé par une gravure chimique (voir chapitre 4) siphonnée au cours du temps [Peytavit et al., 2011].

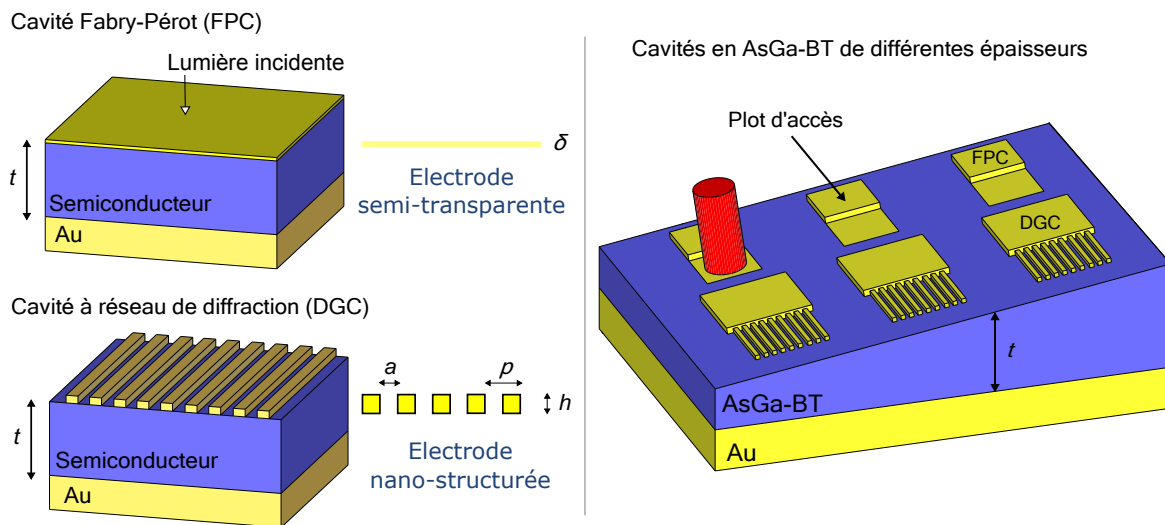


FIGURE 5.8 – Cavité Fabry-Pérot (FPC), cavité à réseau de diffraction (DGC) et échantillon d'AsGa-BT à épaisseur variable pour la mesure de photocourant en régime continu (dc) généré par les cavités photoconductrices

Photocourant sous éclairage continu

Les cavités sont éclairées par le laser 1 avec une puissance optique $p_{opt}=0.65$ mW à l'aide d'une fibre de MFD=10 μm et le photocourant est mesuré pour une tension $V_b=1$ V en fonction de l'épaisseur d'AsGa-BT. La figure 5.9.a montre les photoréponses mesu-

rées¹. Une photoréponse de 0.42 mA/W est atteinte pour la DGC de 450 nm d'épaisseur ce qui est environ 3 fois plus que pour la meilleure FPC qui présente une photoréponse de 0.13 mA/W pour une épaisseur de 390 nm. Ces résultats confirment que les DGC possèdent un rendement quantique plus élevé.

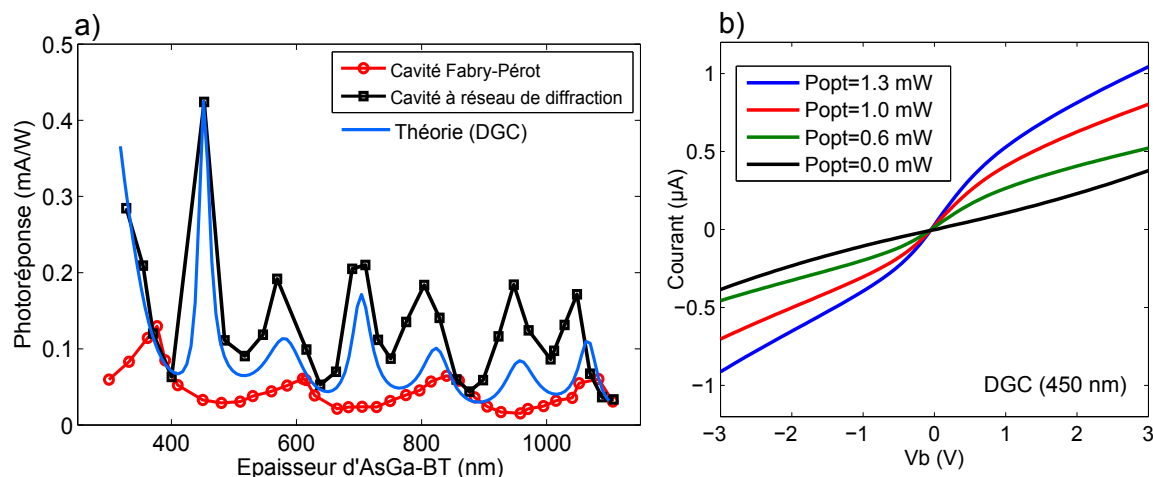


FIGURE 5.9 – (a) Mesures de photoréponses en régime continu (dc) sous éclairage continu (laser 1) pour la cavité Fabry-Pérot (FPC) et pour la cavité à réseau de diffraction (DGC). La photoréponse théorique, basée sur un calcul d'absorption par RCWA est ajoutée pour la DGC. (b) Caractéristique dc courant-tension mesurée pour la DGC d'épaisseur 450 nm pour différentes puissances optiques

D'un point de vue théorique, en considérant les charges libres dans un régime de mobilité constante, la photoréponse peut être calculée par l'équation suivante [Rosencher, 2002] :

$$\text{Rep} = \frac{q\mu\tau V_b}{h_p\nu_0} \frac{A_{\text{AsGa}}}{t_c^2} \quad (5.11)$$

Avec q la charge élémentaire, μ la mobilité des charges libres, τ le temps de vie des charges libres, h_p la constante de Planck, ν_0 la fréquence de l'onde incidente dans le vide et A_{AsGa} l'absorption optique dans la couche d'AsGa-BT. Des mesures précédentes de photocourant réalisées sur des Cavité Fabry-Pérot (FPC), fabriquées sur la même couche d'AsGa-BT) sous une longueur d'onde de 780 nm ($h_p\nu_0=1,58$ eV), longueur d'onde à laquelle l'absorption dans la couche d'AsGa-BT peut être considérée de 100% (la réflexion étant négligeable), montrent une photoréponse de 40 mA/W pour une tension $V_b=1$ V et une épaisseur de cavité de 370 nm [Peytavit et al., 2011]. D'après l'équation 5.11, il est possible de

1. Le courant d'obscurité est soustrait au courant mesuré sous éclairage pour calculer la photoréponse

déduire que le coefficient $\mu\tau \sim 9 \times 10^{-15} \text{m}^2/\text{V}$ pour notre couche d'AsGa-BT. Appliqué à la FPC sous une illumination à la longueur d'onde de 1550 nm, le calcul inverse donne une absorption d'environ 1.5% dans la couche d'AsGa-BT.

Pour retrouver cette valeur avec la méthode RCWA dans ces conditions, il faut ajuster la valeur de la partie imaginaire de l'indice optique de l'AsGa-BT à $n_i = 3 \times 10^{-4} i$, correspondant au régime d'absorption linéaire (sous illumination continue). Tous les paramètres de l'équation 5.11 étant connus, le modèle théorique est comparé aux mesures pour la DGC sur la figure 5.9.a. Une bonne corrélation entre la courbe théorique et expérimentale apparaît avec notamment une légère différence au niveau de l'intensité des pics de photoréponses. Cette étude confirme la pertinence des modèles optiques utilisés pour étudier les cavités résonantes à réseaux de diffraction. La figure 5.9.b présente la caractéristique courant-tension de la DGC de 450 nm d'épaisseur pour différentes puissances optiques et montre la symétrie du composant. Le courant d'obscurité qui est de l'ordre de la centaine de nA est également montré. Nous pouvons aussi observer sur la figure que pour une tension de 3 V la photoréponse est de 0.79 mA/W.

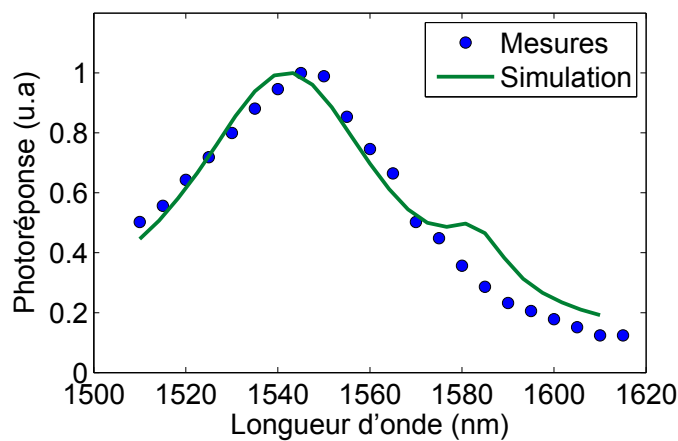


FIGURE 5.10 – Comparaison de la photoréponse de la DGC mesurée et obtenue par simulation numérique en fonction de la longueur d'onde

La photoréponse de la DGC est mesurée en fonction de la longueur d'onde incidente. La figure 5.10 montre la résonance optique de la cavité qui se situe à une longueur d'onde de 1550 nm. Nous observons un facteur 5 entre le minimum et le maximum de photoréponse. Nous calculons alors le facteur de qualité de la cavité à l'aide de la définition

suivante :

$$Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu} \quad (5.12)$$

Avec ν_0 la fréquence de résonance et $\Delta\nu$ l'écart entre les fréquences qui donnent une valeur de photoréponse qui est de moitié moins intense que pour la résonance. Finalement nous trouvons un facteur de qualité égal à 27 ce qui est relativement élevé pour une cavité optique à miroirs métalliques. La courbe continue (courbe verte) est obtenue par un calcul numérique d'absorption en considérant l'indice de réfraction de l'AsGa-BT constant sur cette plage de mesure. Une bonne corrélation est mise en évidence entre les mesures et la simulation, ce qui confirme encore une fois la pertinence des méthodes numériques développées dans le chapitre 3.

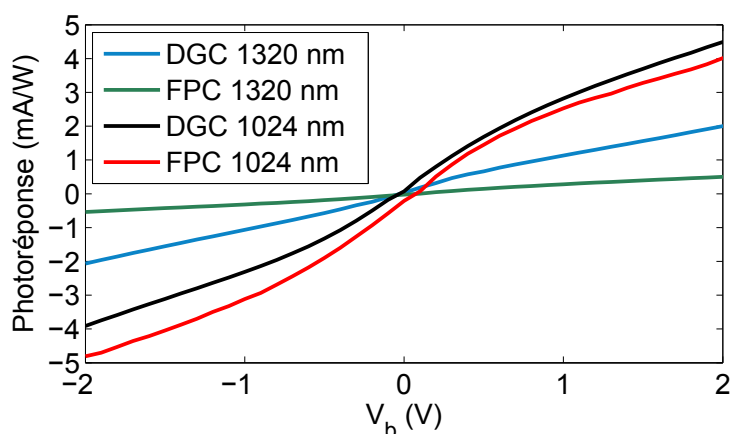


FIGURE 5.11 – Photoréponse en fonction de la tension pour une FPC et une DGC sous un éclairage à 1320 nm et à 1024 nm

Nous disposons également au laboratoire des lasers à la longueur d'onde de 1320 nm et 1024 nm. Il est donc intéressant de réaliser des mesures de photocourant à ces longueurs d'onde qui s'approchent de la valeur de 800 nm. Nous réalisons tout d'abord des mesures de photocourant en fonction de l'épaisseur des cavités pour trouver la résonance optique. Nous trouvons une résonance pour les épaisseurs $t_1 = 542$ nm, $t_2 = 377$ nm, $t_3 = 430$ nm et $t_4 = 376$ nm pour les cavités FPC ($\lambda = 1320$ nm), DGC ($\lambda = 1320$ nm), FPC ($\lambda = 1024$ nm) et DGC ($\lambda = 1024$ nm) respectivement. Les caractéristiques courant-tension de ces cavités sont mesurées (voir figure 5.11). Nous pouvons voir que plus la longueur d'onde s'approche de la valeur correspondant à l'énergie de la bande interdite et plus la photoréponse est élevée. Les photoréponses des DGC sont plus élevées que celles des

FPC. Pour une longueur d'onde de 1024 nm, la différence de photoréponse entre la FPC et la DGC est moins importante puisque la grille ne possède plus les propriétés optiques adéquates à la réalisation d'une cavité résonante possédant un haut facteur de qualité. Finalement, pour une tension $V_b = 1$ V, une photoréponse de 1 mA/W est atteinte pour une longueur d'onde de 1320 nm et une photoréponse de 3 mA/W est mesurée pour une longueur d'onde de 1024 nm, ce qui représente une amélioration d'un facteur 6 par rapport à un éclairage à la longueur d'onde de 1550 nm.

Photocourant moyen sous éclairage impulsionnel

Dans une deuxième expérience, le photocourant moyen est mesuré pour des photoconducteurs éclairés par un train d'impulsions lumineuses généré par le laser 2. Ces impulsions sont focalisées par une fibre optique de MFD de 2,5 μm sur le composant. La tension appliquée V_b est égale à 1 V. Les épaisseurs de cavité choisies correspondent à un pic de photocourant mesuré lors de l'expérience précédente ($t_c=390$ nm pour FPC et $t_c=450$ nm pour DGC). Le photocourant moyen est mesuré en fonction de la puissance optique incidente moyenne P_{opt} . Les résultats de mesures sont montrés sur la figure 5.12. Un comportement non-linéaire ($I_{ph} \propto P_{opt}^{1.5}$), provoqué par des phénomènes d'absorption à deux photons et/ou par niveaux intermédiaires est observé, comme dans les références [Jooshesh et al., 2017; Kataoka et al., 2010; Tani et al., 2000]. Pour une puissance optique $P_{opt} = 2,25$ mW, le photocourant moyen mesuré pour la DGC est de 9,3 μA contre 3,3 μA pour la FPC. Pour une puissance optique incidente équivalente, la DGC génère donc environ 3 fois plus de photocourant, comme en régime d'éclairage continu. La courbe de photocourant (en μA), pour une tension de 1 V, est finalement ajustée par une équation de la forme :

$$I_{ph,NL} = I_{NL} P_{opt}^{1.5} \quad (5.13)$$

Avec $I_{NL} = 2.75 \mu\text{A}/\text{mW}^{1.5}$ le photocourant moyen mesuré quand la puissance optique est de 1 mW et P_{opt} la puissance optique en mW. Nous pouvons également comparer avec un ajustement linéaire du photocourant (en μA), pour une tension de 1 V, mesuré avec un éclairage en régime continu de la forme :

$$I_{ph,cw} = I_{cw} P_{opt} \quad (5.14)$$

Avec $I_{cw} = 0.42 \mu\text{A}/\text{mW}$ le photocourant moyen mesuré quand la puissance optique est de 1 mW et P_{opt} la puissance optique en mW. Cet ajustement linéaire est réalisé à partir des mesures de la figure 5.9.b. Pour des puissances optiques moyennes supérieures à 2 mW, un facteur 10 est trouvé entre le photocourant en régime impulsionnel et le photocourant en régime continu. Les photoconducteurs en AsGa-BT sont donc plus adaptés aux applications qui nécessitent un éclairage impulsionnel comme la génération et la détection d'impulsions THz et le sous-échantillonnage.

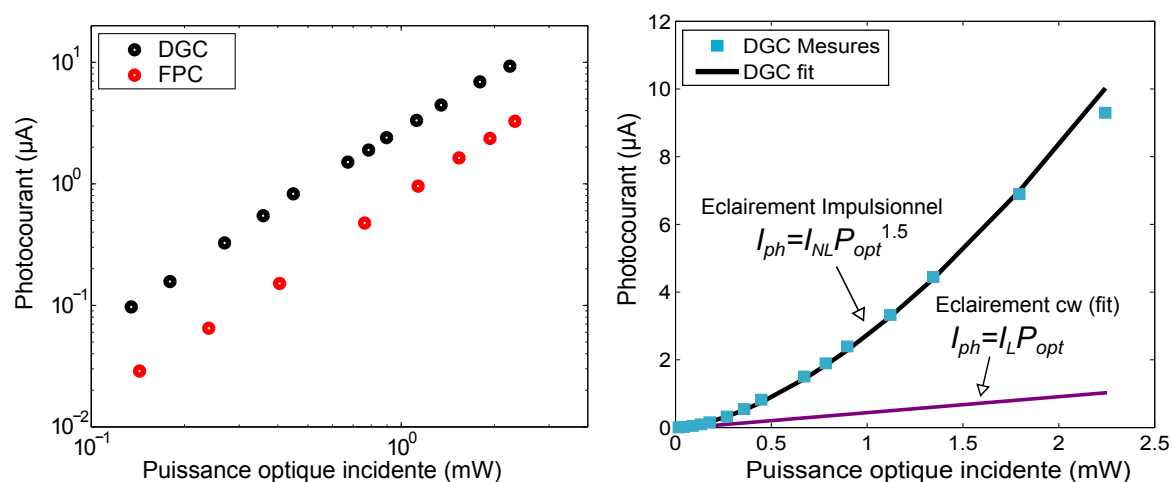


FIGURE 5.12 – Photocourant dc sous illumination en régime impulsionnel à une longueur d'onde de 1550 nm pour une tension $V_b = 1\text{ V}$ en fonction de la puissance optique moyenne incidente

En comparant avec les mesures sous illumination continue, il est également possible de déduire que pour la DGC, environ 15% de la lumière incidente est absorbée, ce qui correspond à un indice optique en régime d'absorption non-linéaire pour l'AsGa-BT : $n = 3.37 + 3 \times 10^{-3} i$. Le pic de photocourant de la DGC vaut $I_{ph,pic} = I_{ph}/(\tau f_{rep}) = 200 \text{ mA}$ ce qui donne une photorésistance transitoire $R_{on} = 5 \Omega$. Dans ce cas, le courant d'obscurité correspondant I_{obs} était de $0,1 \mu\text{A}$ et peut être exprimé en densité de courant d'obscurité $J_{obs} = 36 \text{ pA}/\mu\text{m}^2$. La résistance d'obscurité du photoconducteur est donc $R_{off} = 10 \text{ M}\Omega$, et pourrait être sensiblement augmentée pour des structures de surfaces plus petites adaptées à la MFD de la fibre optique. Nous rappelons sur la figure 5.13 le schéma électrique simplifié d'un système de sous-échantillonnage photoconductif dont le composant est monté en parallèle : Pour l'état "on", la résistance R_{on} étant bien plus faible que l'impédance de la charge, la condition $R_{on} \ll Z_0$ est respectée et on peut considérer en première approximation que le photoconducteur agit comme un court-circuit. Pour

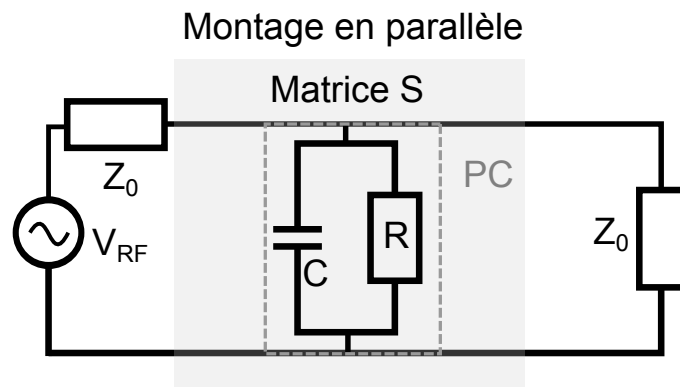


FIGURE 5.13 – Schéma électrique simplifié d'un système de sous-échantillonnage photoconductif

l'état "off", la résistance R_{on} étant bien supérieure à l'impédance de la charge, la condition $R_{off} \gg Z_0$ est respectée et on peut considérer en première approximation que la résistance du photoconducteur est un circuit ouvert. Le photoconducteur devrait donc avoir le comportement d'un photoconducteur quasi-parfait dans une expérience de sous-échantillonnage.

Discussion

La photoréponse mesurée en éclairage impulsionnel est comparée avec des mesures trouvées dans la littérature. Il est rappelé que le photocourant généré par un photoconducteur dépend de la puissance optique incidente et de la tension appliquée. Plus la puissance crête des impulsions optiques est élevée, plus l'absorption dans l'AsGa-BT est élevée. Le tableau 5.1 nous indique les paramètres expérimentaux pour chaque référence et le rapport I_{ph}/P_{opt} correspondant. Nous remarquons que pour une tension appliquée $V_b = 1$ V et pour une puissance crête optique $P_C = 44$ W, ce qui correspond au produit $V_b P_C$ le plus faible du tableau, le rapport I_{ph}/P_{opt} que nous avons obtenu par notre travail est le plus élevé avec une valeur de 4.2 mA/W. Les cavités optiques ont donc permis d'obtenir un composant qui présente des performances intéressantes en comparaison avec la littérature. De plus tous ces photoconducteurs ont été développés pour des applications de génération et de détection d'impulsions THz et ne sont pas conçus pour mesurer par sous-échantillonnage un signal continu de faible puissance (< 1 mW).

TABLEAU 5.1 – Mesures de photocourant sous une illumination en régime impulsionnel à 1550 nm et paramètres expérimentaux associés issus de la littérature

	P_{opt} (mW)	P_c (kW)	V_b (V)	I_{ph} (μ A)	I_{ph}/P_{opt} (mA/W)
Tani et al. [2000]	5	0.7	34	0.5	0.5
Erlig et al. [1999]	5.16	0.8	39	2.58	0.5
Rämer et al. [2013]	30	13	30	30	1
Ce travail	2.2	0.044	1	9.3	4.2

5.2.3 Photodétecteurs de type MSM-InGaAs

Des mesures préliminaires de photocourant dc sont réalisées sur des structures de type MSM-InGaAs reportées composées d'une électrode nanostructurée de $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ de surface et d'un plot de test pour pointes électriques dc de $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ de surface. Nous rappelons que l'échantillon S1 correspond à une couche d'InGaAs absorbant de 80 nm d'épaisseur et que l'échantillon S2 correspond à une couche d'InGaAs absorbant de 300 nm d'épaisseur.

Courant d'obscurité

Des mesures de courant d'obscurité sont réalisées dans une première expérience afin de tester l'efficacité de la barrière Schottky. Pour cela des aiguilles de mesures électriques

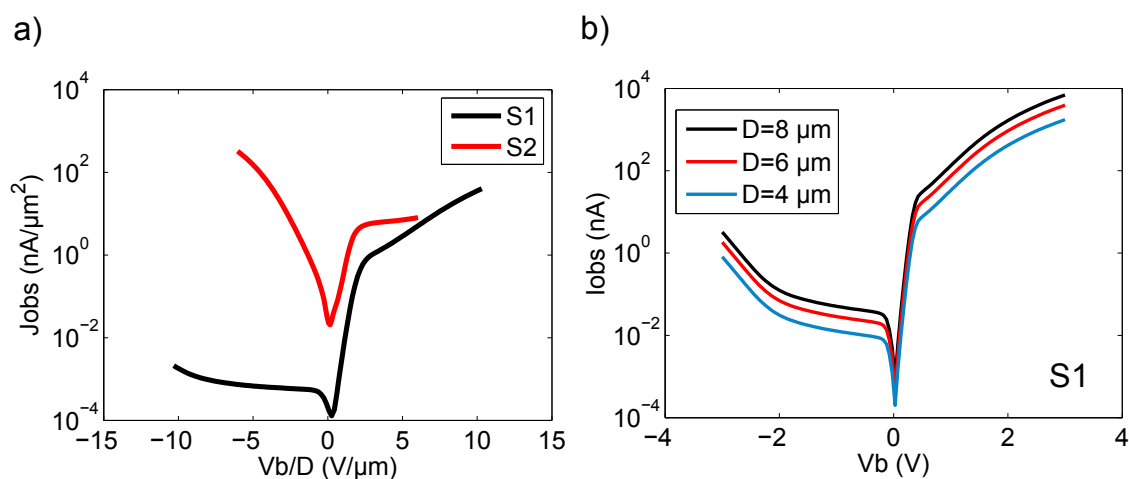


FIGURE 5.14 – a) Densité de courant d'obscurité en fonction de la tension normalisée à la distance inter-électrodes b) Courant d'obscurité calculé pour un échantillon S1 de petite surface

dc reliées à un source-mètre sont mises en contact avec la structure par les électrodes face avant et face arrière. Le courant d'obscurité I_{obs} est mesuré pour S1 et pour S2 en

fonction de la valeur de la tension appliquée V_b normalisée à la distance entre les électrodes D (194 nm pour S1 et 414 nm pour S2). La densité de courant d'obscurité J_{obs} est alors définie comme le courant d'obscurité divisé par la surface du composant qui est de $2900 \mu\text{m}^2$. La figure 5.14.a présente les résultats des mesures. Pour la structure S1, J_{obs} est inférieur à $40 \text{ nA}/\mu\text{m}^2$ et pour la structure S2, J_{obs} est inférieur à $320 \text{ nA}/\mu\text{m}^2$. Ces deux valeurs montrent bien l'efficacité de la barrière Schottky formée par le contact Au/InAlAs. Le courant d'obscurité de S2 est plus élevé que celui de S1 puisque l'épaisseur d'InGaAs absorbant est supérieure. Les densités de courant d'obscurité sont cependant environ 1000 fois plus grandes que pour le photoconducteur en AsGa-BT. A partir de la densité de courant d'obscurité, nous pouvons calculer le courant d'obscurité attendu pour les dispositifs de petites surfaces S , dont l'électrode face avant est en forme de disque de diamètre $D=4 \mu\text{m}$ ($S=4\pi \mu\text{m}^2$), $D=6 \mu\text{m}$ ($S=9\pi \mu\text{m}^2$) et $D=8 \mu\text{m}$ ($S=16\pi \mu\text{m}^2$). Par exemple pour l'échantillon S1 le courant d'obscurité est inférieur à $10 \mu\text{A}$ sur la plage des tensions comprises entre -3 V et $+3 \text{ V}$ comme nous pouvons l'observer sur la figure 5.14.b .

Photocourant sous éclairage continu

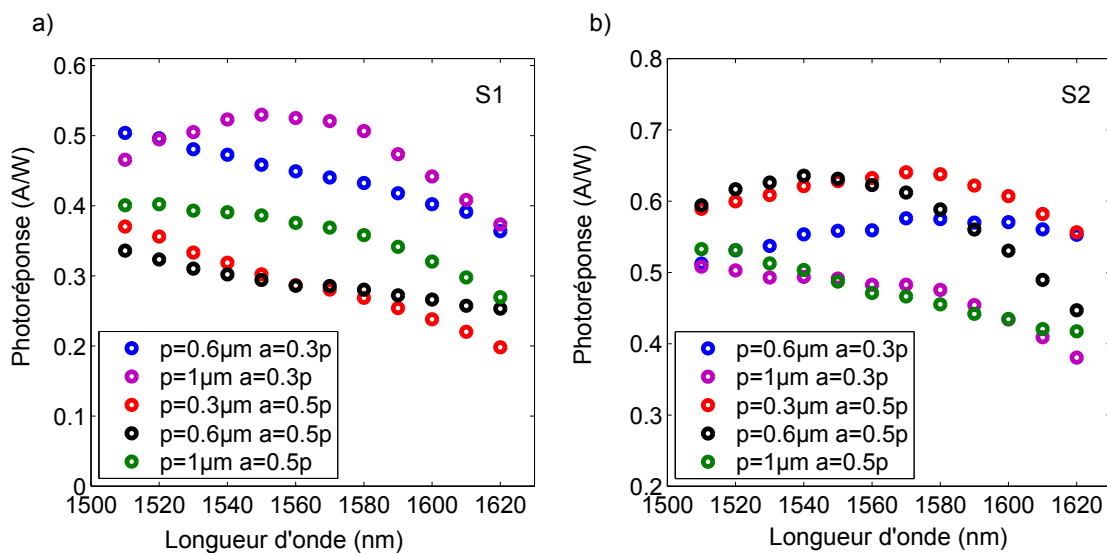


FIGURE 5.15 – Mesures de la photoréponse en fonction de la longueur d'onde pour les structures S1 et S2 pour une puissance optique de 1 mW

Dans une deuxième expérience, des mesures de photocourant dc sous illumination continue sont réalisées. Nous calculons alors la photoréponse du composant en fonc-

tion de la longueur d'onde pour sélectionner la cavité qui présente des paramètres optimaux. La lumière est guidée sur le composant à l'aide d'une fibre optique de MFD=3 μm et l'éclairement est réalisé sous incidence normale, en polarisation TM. Cette mesure est effectuée pour des longueurs d'ondes comprises entre 1510 nm et 1620 nm comme nous pouvons le voir sur la figure 5.15. La mesure est effectuée pour une puissance optique de 1 mW. La tension appliquée est de 1 V pour S1 et de 2 V pour S2. L'échantillon S1 présente des photoréponses supérieures à 0.5 A/W tandis que S2 atteint une photoréponse plus élevée, supérieure à 0.65 A/W. Une résonance est observée avec la grille de paramètres $p=1 \mu\text{m}$, $a=300 \text{ nm}$ et $h=300 \text{ nm}$ pour la structure S1 et avec la grille de paramètres $p=600 \text{ nm}$, $a=300 \text{ nm}$ et $h=300 \text{ nm}$ pour la structure S2.

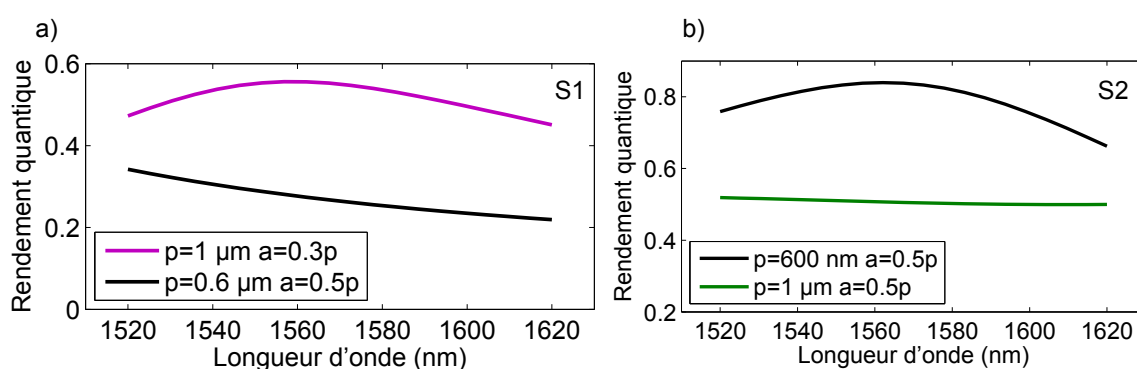


FIGURE 5.16 – Calcul du rendement quantique des MSM-InGaAs réalisé avec le logiciel de calcul par éléments finis COMSOL multiphysics en fonction de la longueur d'onde. L'indice optique de l'InGaAs est considéré constant sur cette plage de calcul

Le rendement quantique du MSM est calculé avec le logiciel de calcul par éléments finis COMSOL multiphysics en fonction de la longueur d'onde. Pour retrouver qualitativement des résonances identiques aux valeurs mesurées nous devons cependant ajuster les épaisseurs de matériaux. Pour cela nous faisons varier l'épaisseur de la couche d'InGaAs absorbant. Nous trouvons alors une épaisseur de 75 nm d'InGaAs pour S1 et de 250 nm pour S2, ce qui est en accord avec les variations d'épaisseurs de l'ordre de 15% provenant de la non-uniformité typique de nos couches MBE. Nous pouvons noter que des mesures ont été faites pour des structures identiques non reportées (sans cavité) dont l'électrode face avant est un réseau d'au interdigité (les paramètres p , a et h étant identiques) et que dans ce cas les photoréponses obtenues étaient de l'ordre de 0.02 A/W. La cavité permet donc d'optimiser la photoréponse des MSM-InGaAs. Nous étudions ensuite

la caractéristique courant-tension des MSM pour une longueur d'onde d'éclairage de 1550 nm. La figure 5.17 présente le résultat de la mesure pour différentes puissances op-

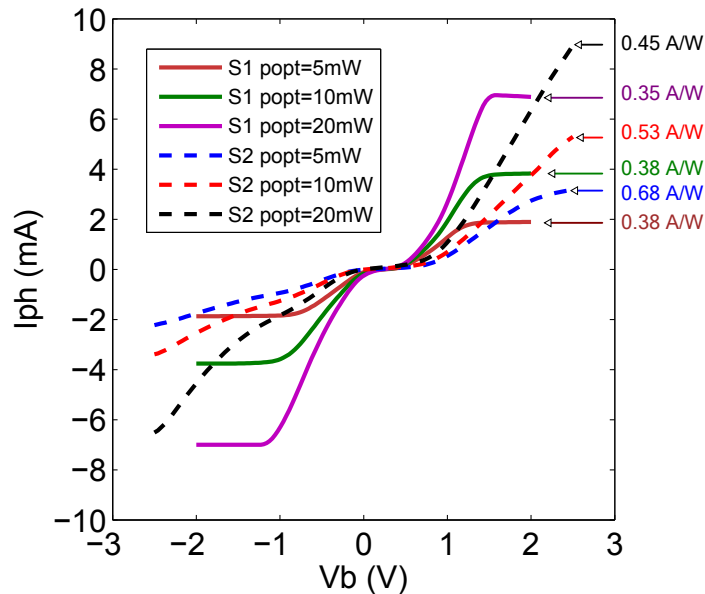


FIGURE 5.17 – Mesures de la caractéristique photocourant-tension pour les structures S1 et S2 pour différentes puissances optiques. Les grilles sont sélectionnées à l'aide des figures 5.15 et 5.16 pour obtenir une résonance à 1550 nm, soit $p=1\ \mu\text{m}$, $a=300\ \text{nm}$ et $h=300\ \text{nm}$ pour S1 et $p=600\ \text{nm}$, $a=300\ \text{nm}$ et $h=300\ \text{nm}$ pour S2

tiques. Les cavité sélectionnées sont identiques à celles qui présentent la résonance dans la figure 5.15. Nous pouvons remarquer la dépendance du photocourant avec la tension appliquée. Autour de 0 V, le courant dépend de manière exponentielle en fonction de la tension appliquée, ce qui est typique d'un contact Schottky. Pour des tensions plus élevées, le photocourant sature à cause de la saturation de la vitesse des porteurs de charge [Soole and Schumacher, 1990].

Nous pouvons noter que des mesures ont également été faites pour des grilles de surface plus petites ($D=4\ \mu\text{m}$, $D=6\ \mu\text{m}$ et $D=8\ \mu\text{m}$) pour confirmer que le photocourant généré était identique dans le cas d'une fibre de MFD=3 μm . Les photodétecteurs de types MSM possèdent donc finalement un courant d'obscurité de l'ordre du μA et présentent un photocourant de quelques mA pour une puissance optique d'environ 20 mW, ce qui donne un rapport $I_{ph}/I_{obs} > 1 \times 10^3$ adapté à des applications de photomélanges. Nous pouvons également remarquer que plus la puissance optique est élevée et plus la photo-réponse est faible, à cause des phénomènes de saturation, provenant probablement d'un

effet d'écrantage du champ électrique par les charges photogénérées. La dépendance en photocourant avec la tension aux bornes du photodétecteur montre la possibilité d'exploiter les MSM-InGaAs comme détecteurs homodynes, hétérodynes, et comme commutateur d'échantillonnage.

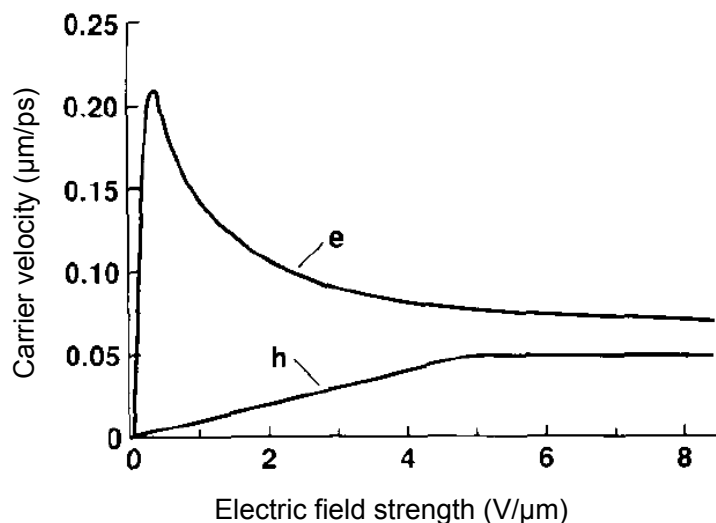


FIGURE 5.18 – Dépendance de la vitesse de dérive des électrons et des trous dans l'InGaAs avec le champ électrique. La figure est issue de la référence [Soole and Schumacher, 1990]

5.3 Génération de peignes de photocourant

5.3.1 Montage expérimental

Les photodétecteurs de petites dimensions ($D=8\ \mu\text{m}$), reliés à des lignes millimétriques sont utilisés pour générer des peignes de fréquences, afin de vérifier que les composants génèrent du photocourant rapide. Les MSM-InGaAs utilisés correspondent à l'échantillon S1. Le composant est polarisé en dc à l'aide d'un générateur de tension, d'un câble coaxial, d'un "Bias-Tee" et d'une pointe coplanaire. Le photodétecteur est simultanément éclairé par un train d'impulsions optiques issu du laser 2 avec une fibre de MFD=3 µm. La polarisation TM du faisceau laser est assurée par une lame demi-onde. Le peigne photogénéré est couplé à la pointe coplanaire puis mesuré sur un analyseur de spectre de la société Rohde & Schwarz pour des fréquences allant jusque 67 GHz. La figure 5.19 montre une représentation schématique du montage expérimental.

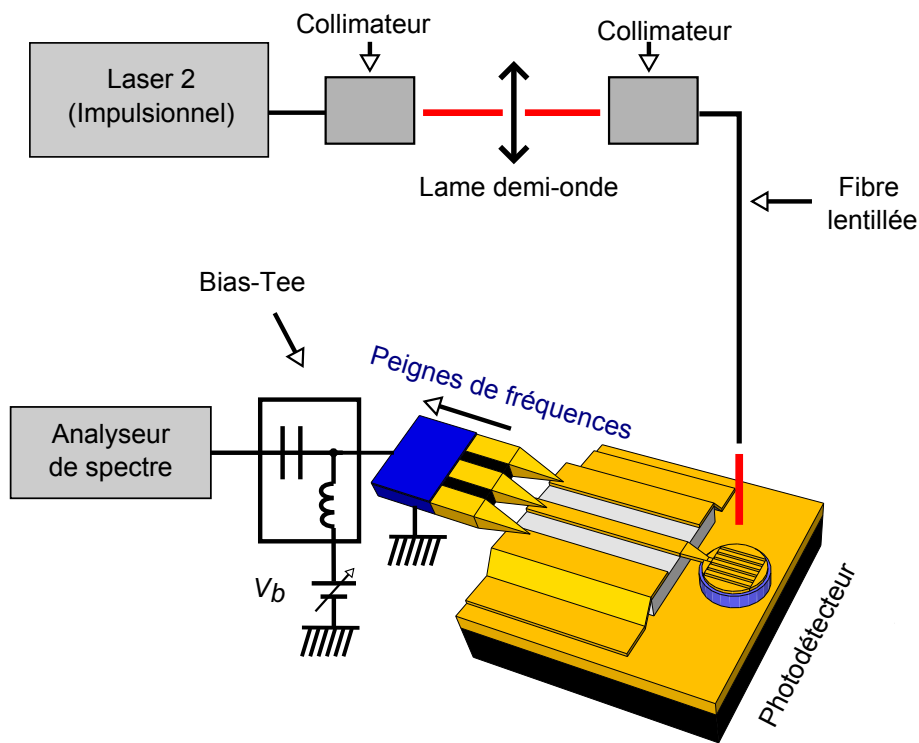


FIGURE 5.19 – Représentation schématique du montage expérimental utilisé pour la génération de peignes de fréquences

5.3.2 Mesure des peignes de fréquences générés

Les composants sont polarisés par une tension $V_b=4$ V et sont éclairés par une puissance optique moyenne comprise entre 5 mW et 0.3 mW. Les pics générés sont mesurés pour chaque composant pour des fréquences autour de 10 GHz et de 50 GHz. La puissance des peignes obtenus dans le domaine spectral est montrée sur la figure 5.20. Un photocourant rapide significatif est généré par les composants et les pics sont séparés d'une valeur égale à la fréquence de répétition $f_{rep}=90$ MHz du laser. Les pertes du câble sont de 3.8 dB pour une fréquence de 10 GHz et de 8.9 dB pour une fréquence de 50 GHz et ne sont pas prises en compte dans le tracé des graphes. Pour une puissance optique de 5 mW, les pertes du câble sont principalement responsables de la baisse de puissance mesurée entre les basses et les hautes fréquences. Nous pouvons remarquer que l'atténuation des MSM est plus élevée de quelques dB. Cependant les MSM permettent de générer des peignes pour de très faibles puissances optiques (0.3 mW) ce qui s'explique par la photoréponse élevée des composants. Les MSM ont tout de même tendance à sa-

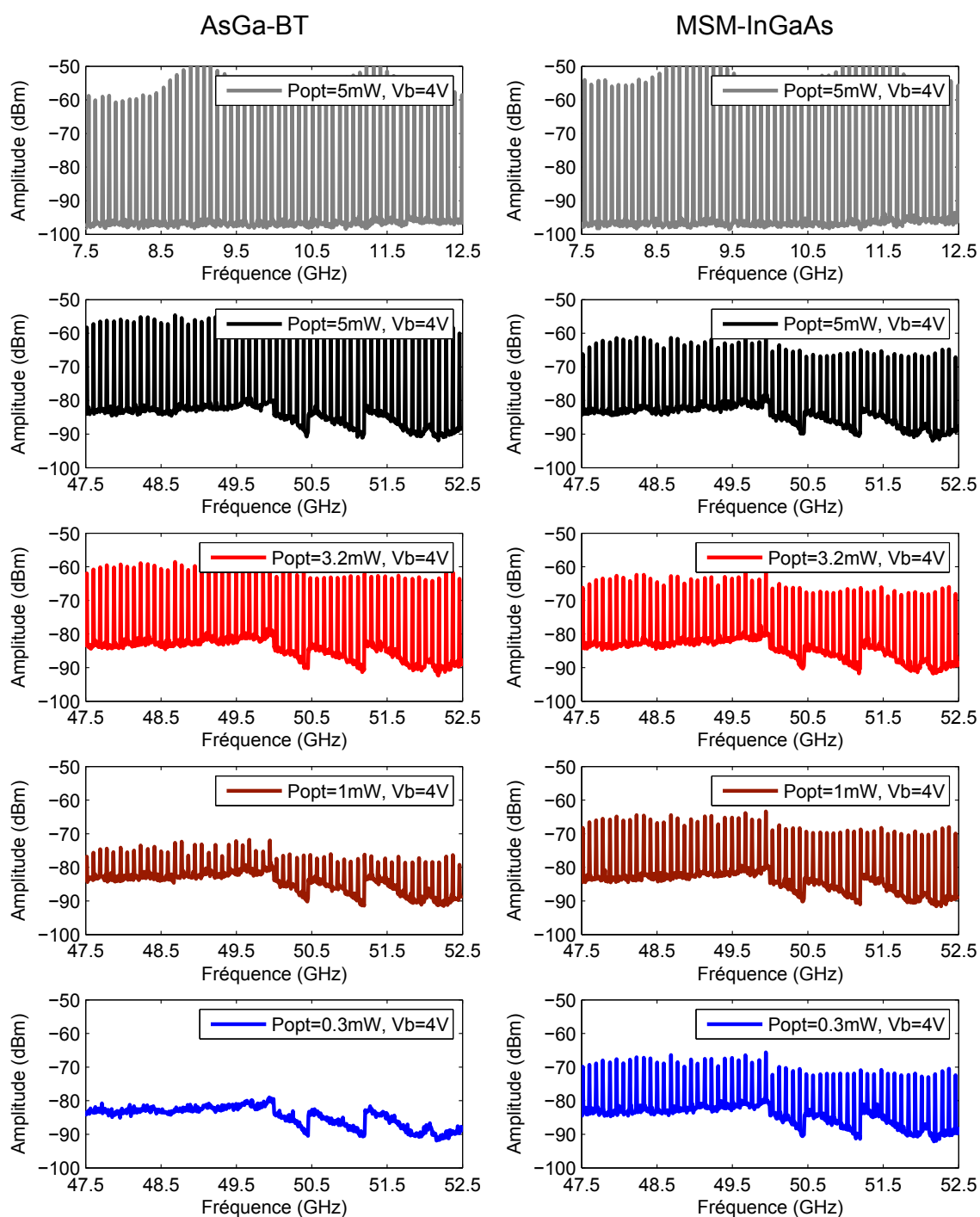


FIGURE 5.20 – Résultats de la mesure pour des photodétecteurs en AsGa-BT et des MSM-InGaAs polarisés par une tension de 4 V. La puissance optique moyenne est comprise entre 5 mW et 0.3 mW. Les mesures sont réalisées pour des fréquences autour de 10 GHz et de 50 GHz

turer pour les puissances élevées. Cette expérience permet aussi de mettre en évidence l'existence d'ondes stationnaires dans le circuit, d'une amplitude d'environ 10 dB, qui provoquent des oscillations de l'amplitude des raies sur les spectres.

5.4 Sous-échantillonnage d'ondes de fréquences sub-THz et THz

5.4.1 Montage expérimental

Les photodétecteurs sont testés comme photocommutateurs rapides pour sous-échantillonner des ondes de fréquences sub-THz et THz. Les MSM-InGaAs utilisés correspondent à l'échantillon S1. L'onde de fréquence notée f_{RF} est générée² par une source électronique. Pour les ondes de fréquences sub-THz allant jusque 67 GHz l'onde est générée par un synthétiseur commercial de la société Agilent Technologies. Les ondes THz autour de 300 GHz sont générées par ce même synthétiseur, couplé à une chaîne de multiplication commerciale constituée de diodes Schottky, de filtres et d'amplificateurs. Elle est composée d'un doubleur-tripleur de la société RPG Rohde & Schwarz ($\times 2 \times 3$) et d'un tripleur de la société Virginia Diodes Inc ($\times 3$). Ces deux éléments assemblés donnent finalement un multiplicateur $\times 18$ ($\times 2 \times 3 \times 3$). La chaîne de multiplication est munie d'un atténuateur variable de puissance intégré. L'onde est ensuite couplée à un guide d'onde électrique, qui se compose d'un câble coaxial ($f_{RF} < 67$ GHz) ou d'un guide métallique rectangulaire WR3 ($f_{RF} \sim 300$ GHz), puis au composant via la pointe coplanaire et la ligne sur SiO₂.

Le photodétecteur est simultanément éclairé par un train d'impulsions optiques à la longueur d'onde de 1550 nm. Nous utilisons les lasers 2 et 3 dans cette expérience. Une lame demi-onde permet d'assurer le contrôle de la polarisation. Le faisceau est focalisé sur le réseau métallique par une fibre optique lentillée de MFD=3 μ m. Le mélange temporel de l'onde électrique et de l'onde optique produit dans le domaine spectral un peigne de fréquences. Ce peigne est composé de la réplication du spectre de l'onde électrique d'origine avec un pas f_{rep} égal à la fréquence de répétition du laser. L'objectif est de me-

2. Nous conservons la notation f_{RF} introduite par la communauté électronique pour indiquer la fréquence de l'onde à échantillonner, même si nous travaillons parfois en gamme millimétrique et THz

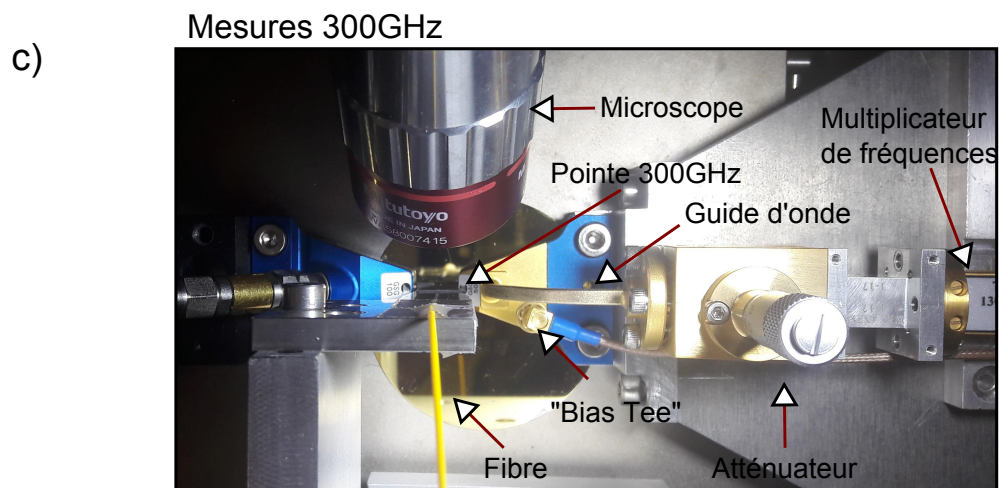
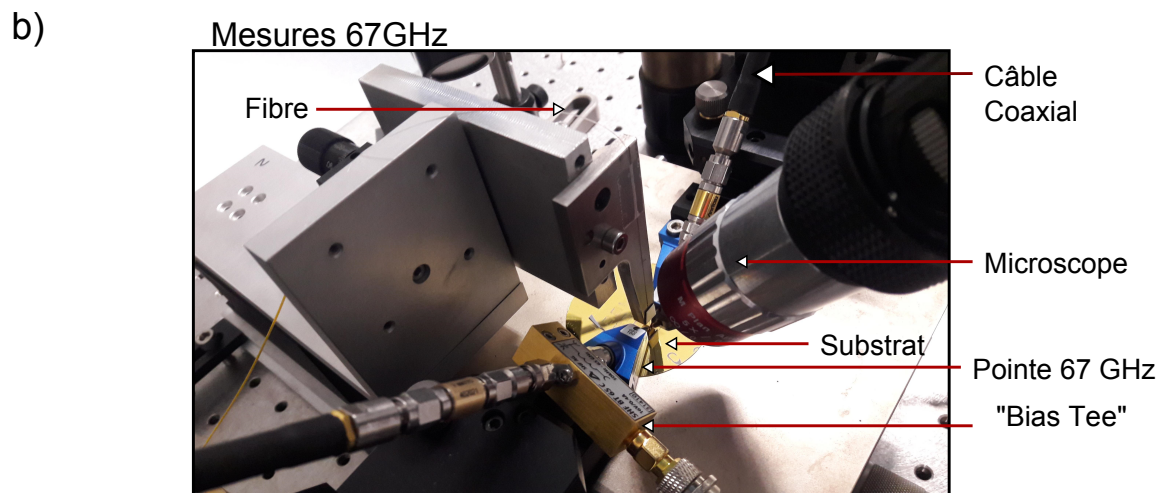
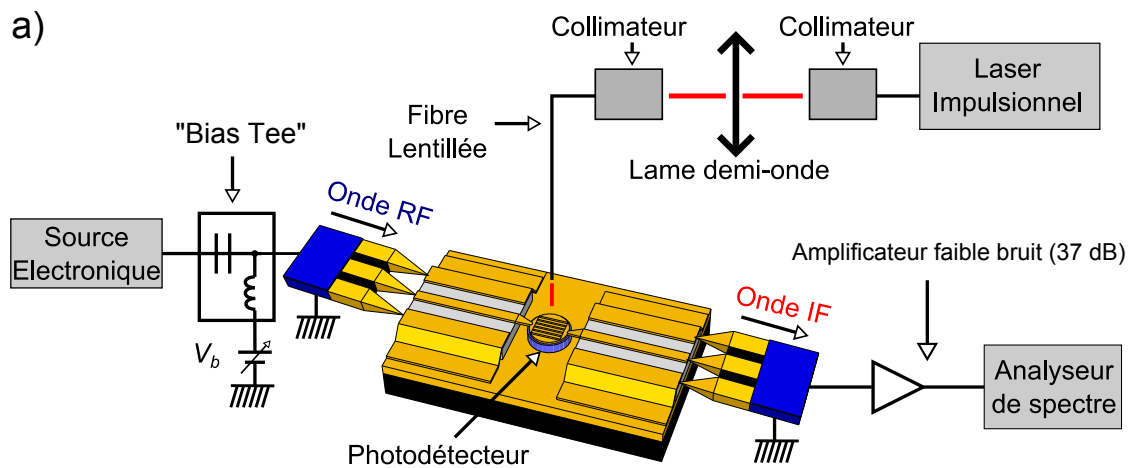


FIGURE 5.21 – Montage expérimental pour le sous-échantillonnage d'ondes de fréquences sub-THz et THz

sur la puissance du pic de fréquence inférieure à $f_{rep}/2$. Une seconde pointe coplanaire est contactée à l'autre extrémité du composant ce qui permet de mesurer la puissance de l'onde IF, dont la fréquence est située en bande de base. L'onde de fréquence intermédiaire est ensuite amplifiée avec un gain de 37 dB par un amplificateur faible bruit puis sa puissance est mesurée à l'aide d'un analyseur de spectre de la société Rohde & Schwarz.

La figure 5.21.a montre une représentation du montage expérimental utilisé pour les mesures de sous-échantillonnage. Une photographie de la configuration pour des fréquences inférieures à 67 GHz est montrée sur la figure 5.21.b. La figure 5.21.c présente la configuration pour des fréquences autour de 300 GHz. Nous avons ajouté un té de polarisation ("Bias-Tee" en anglais) relié à un source-mètre électrique en entrée du montage pour pouvoir optimiser la position de la fibre optique par une mesure de photocourant dc et pour faire des essais en ajoutant une composante dc lors des mesures dans le cas des MSM-InGaAs. Les composants mesurés dans les expériences de sous-échantillonnage possèdent une électrode en face avant de diamètre $D=6\ \mu\text{m}$.

5.4.2 Photoconducteurs en AsGa-BT

Résultats des expériences de sous-échantillonnage :

Nous réalisons un premier essai de sous-échantillonnage pour une onde continue de fréquence $f_{RF}=1,29\ \text{GHz}$ et de puissance notée P_{RF} . Le photoconducteur est éclairé par le laser 2 avec une puissance moyenne $P_{opt}=10\ \text{mW}$. La puissance du pic de l'onde de fréquence intermédiaire f_{IF} située en bande de base est mesurée.

Nous avons vu précédemment que la caractéristique photocourant-tension d'un photoconducteur n'est pas parfaitement linéaire. Cette non linéarité du composant induit dans notre système de sous-échantillonnage la création de fréquences harmoniques, multiples de la fréquence RF. Chacune de ces harmoniques génère une fois sous-échantillonnée par le système un pic situé en bande de base. La puissance de chacun de ces pics est également mesurée.

La figure 5.22 montre le résultat des mesures. La puissance indiquée correspond à la puissance mesurée après amplification avec un gain de 37 dB. La puissance de l'onde H1, correspondant à la fréquence f_{RF} dépend linéairement de la puissance RF et est de

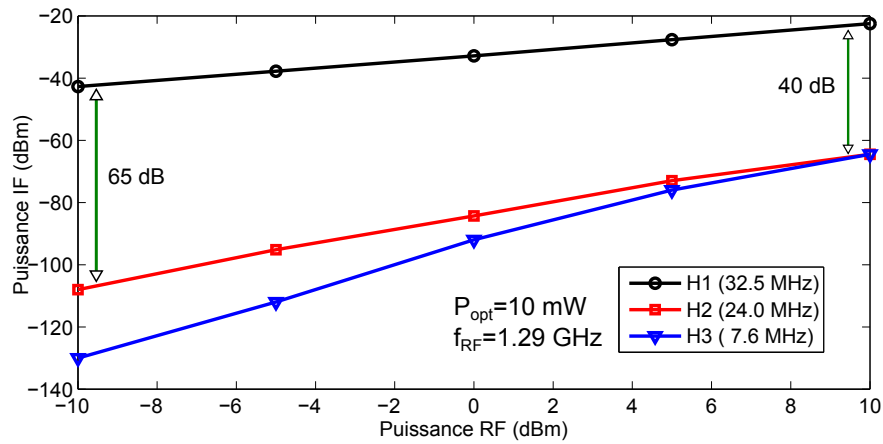


FIGURE 5.22 – Puissance mesurée des harmoniques H1, H2 et H3 en fonction de la puissance RF incidente sur l'échantillon d'AsGa-BT de 450 nm d'épaisseur (DGC)

-20 dBm pour une puissance RF de 10 dBm. Les puissances des ondes H2 et H3 correspondant aux fréquences $2f_{RF}$ et $3f_{RF}$ sont bien moins importantes. Le rapport entre les puissance de H1 et de H2, qui définit la dynamique entre la fondamentale et l'harmonique la plus élevée, appelée "spurious free dynamic range" (SFDR) est de 65 dB pour une puissance RF de -10 dBm. Le tableau 5.2 présente la position en fréquence théorique pour chacun des pics H1, H2 et H3 ainsi que la fréquence mesurée. Les fréquences théoriques sont calculées à l'aide des relations suivantes, introduites dans le chapitre 2 :

$$f_{IF} = f_{RF} - m_{IF}f_{rep} \quad (5.15)$$

$$f_{IF} = m_{IF}f_{rep} - f_{RF} \quad (5.16)$$

Cette première expérience de sous-échantillonnage nous indique que le système fonctionne et que les harmoniques possèdent une puissance suffisamment faible pour ne pas gêner les mesures. Chaque pic observé en bande de base est clairement identifié.

TABLEAU 5.2 – Fréquences calculées et mesurées pour H1 H2 et H3 avec $f_{rep}=89.821$ MHz

Label	f_{RF} (GHz)	valeur de $ m_{IF} $	f_{IF} calculée (MHz)	f_{IF} mesurée (MHz)
H1	1.29	14	32.54	32.5
H2	2.58	29	24.01	24.0
H3	3.87	43	7.70	7.6

Une expérience de sous-échantillonnage est menée pour des ondes de fréquences al-

lant jusque 67 GHz de puissance $P_{RF}=14$ dBm. Le photoconducteur est éclairé par le laser 2 avec une puissance moyenne $P_{opt}=50$ mW (puissance de saturation du composant). La puissance de l'onde de fréquence f_{IF} située en bande de base est mesurée. Les résultats sont montrés sur la figure 5.23.a. Les pertes du câble coaxial et de la pointe coplanaire en entrée du système sont mesurées et retranchées aux mesures. La puissance mesurée dépend peu de f_{RF} sur cette bande de fréquence et atteint environ -15 dBm après amplification. Le planché de bruit de l'analyseur de spectre était situé à -120 dBm pour un RBW ("resolution bandwidth" en anglais) de 10 Hz. Le système de sous-échantillonnage présente un rapport signal sur bruit (SNR) de 105 dB. Le système est donc plutôt limité par la dynamique entre le signal et les harmoniques qui est de l'ordre de 40 dB dans cette configuration de mesure.

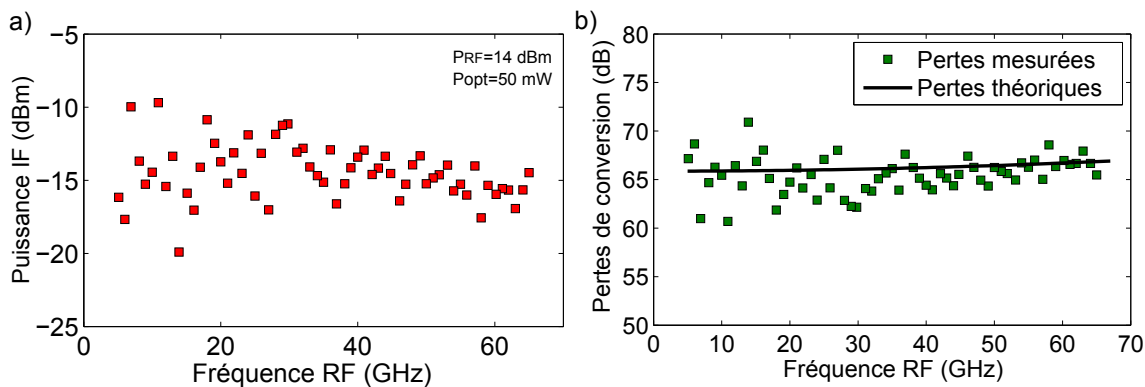


FIGURE 5.23 – a) Puissance de l'onde IF après amplification d'un gain de 37 dB en fonction de la fréquence RF. Les pertes du câble coaxial et de la pointe coplanaire en entrée du système sont mesurées et retranchées aux mesures b) Pertes de conversion dans le plan du photoconducteur mesurées et théoriques en fonction de la fréquence RF

La figure 5.23.b montre les pertes de conversion mesurées définies par la relation suivante :

$$L_c = 10 \times \log \left(\frac{P_{RF}}{P_{IF}} \right) = P_{RF}(\text{dBm}) - P_{IF}(\text{dBm}) \quad (5.17)$$

Le gain de 37 dB de l'amplificateur est soustrait à la puissance mesurée pour obtenir les pertes introduites par le système de sous-échantillonnage. Les pertes de conversion sont de 66 dB sur cette bande de fréquences. Les pertes théoriques amenées par le rapport cyclique du laser sont également calculées. En première approximation le photoconducteur est considéré parfait et les impulsions lasers sont décrites par une fonction porte de largeur temporelle $\tau_0 = 500$ fs. Le photoconducteur agit alors comme un court-circuit pen-

dant un temps de l'ordre de $t_{on} = g_t(\tau_0 + \tau)$ avec $\tau_0 = 500$ fs la largeur temporelle de l'impulsion optique (voir mesures d'autocorrélation) et $\tau = 550$ fs le temps de vie des porteurs de l'AsGa-BT (voir mesures de temps de vie) ce qui donne $t_{on} = g_t \times 1.05$ ps. Le facteur g_t permet de corriger le temps de réponse pour des puissances optiques élevées [Peytavit et al., 2013]. En effet, le composant est saturé, c'est à dire que la relation $R_{on} \gg Z_0$ est respectée, pendant un temps qui est supérieur à la durée à mi-hauteur de l'impulsion optique. Les pertes de conversion théoriques sont calculées par l'expression suivante en considérant que le photoconducteur est un court-circuit pendant le temps t_{on} [Formont et al., 2011] :

$$L_c = -20 \times \log \left[(f_{rep} t_{on} \sqrt{2}) \text{sinc}(\pi f_{RF} t_{on}) \right] \quad (5.18)$$

La courbe théorique est tracée pour $t_{on} = 4$ ps, correspondant à un facteur d'élargissement temporel $g_t = 3.8$ qui permet d'ajuster les valeurs des pertes calculées et des pertes mesurées. La fréquence f_{rep} du laser 2 est de 90 MHz. Les valeurs prédites par l'équation 5.18 sont finalement en bon accord avec les mesures.

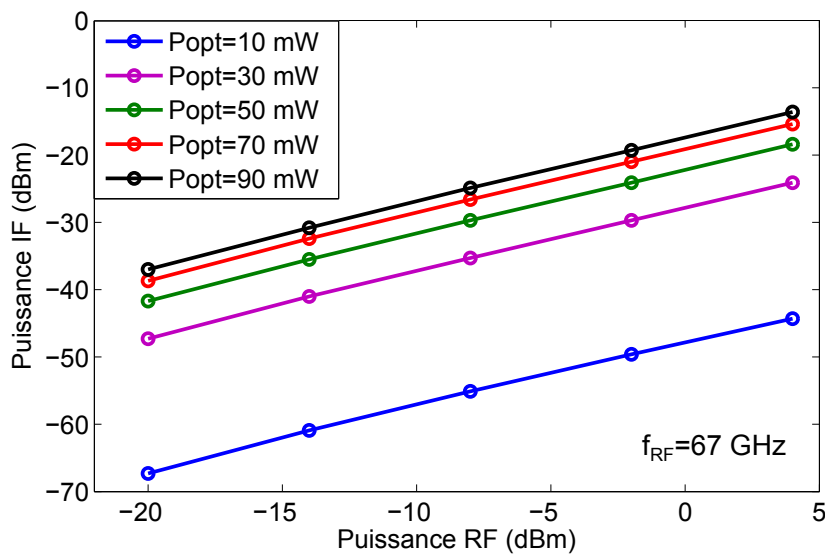


FIGURE 5.24 – Puissance de l'onde IF en fonction de la puissance de l'onde RF pour différentes puissances optiques

Les pertes théoriques dépendent de la fréquence de répétition du laser. Pour minimiser les pertes nous recommençons l'expérience avec le laser 3, dont la fréquence de répétition est environ 10 fois plus élevée ($f_{rep}=1$ GHz). Ce laser est un prototype qui a été développé dans le cadre du projet européen TERACOMB (contact : Stefano Barbieri) en

partenariat avec la société Menlo Systems. La puissance de l'onde IF est mesurée pour une onde RF à 67 GHz pour différentes puissances optiques moyenne.

La figure 5.24 présente le résultat des mesures. Pour une puissance optique de 50 mW, identique à la puissance de saturation de l'expérience réalisée avec le laser 2, les pertes de conversion sont de 59 dB, soit 7 dB de moins que précédemment. De plus cette fois ci la puissance de saturation est de 90 mW et à ce niveau de puissance les pertes de conversion sont de 55 dB. Les pertes de conversion ont donc été optimisées de 10 dB grâce à l'utilisation du laser 3. Le calcul théorique de l'équation 5.18 prévoit une valeur de 53.5 dB en prenant $t_{on} = g_t(\tau_0 + \tau)$ avec $\tau_0 = 1$ ps la largeur temporelle de l'impulsion optique (voir mesures d'autocorrélation) et $\tau = 550$ fs le temps de vie des porteurs de l'AsGa-BT (voir mesures de temps de vie). La valeur des pertes théoriques est en bon accord avec la mesure pour $g_t = 1$. Le facteur $g_t = 1$ peut s'expliquer par la puissance crête du laser 3 qui est 22 fois moins élevée que celle du laser 2 pour une puissance moyenne identique. La photogénération est tout de même efficace mais les phénomènes d'élargissement ($g_t = 1$) sont beaucoup moins importants. Ce phénomène explique aussi la puissance moyenne de saturation plus importante. La figure 5.24 met aussi en évidence la dépendance linéaire des pertes de conversion en fonction de la puissance de l'onde à échantillonner.

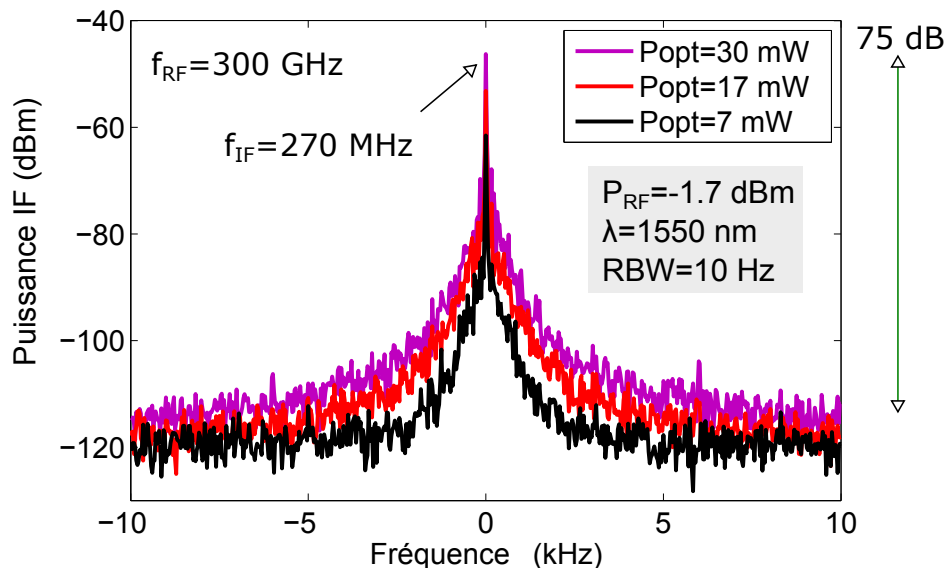


FIGURE 5.25 – Spectres IF autour de 270 MHz correspondant à une onde de fréquence $f_{RF} = 300$ GHz pour différentes puissances optiques

Une dernière expérience est menée pour une onde THz continue de fréquence égale à

300 GHz. Le photoconducteur est éclairé par le laser 3 pour optimiser les pertes de conversion. Les pertes de conversion mesurées sont de 79 dB pour des puissances optiques supérieures à la puissance de saturation du système qui est de 30 mW. La puissance optique de saturation est donc bien moins importante que pour des fréquences dans la bande 5-67 GHz et les pertes sont beaucoup plus importantes. Le calcul théorique prévoit une valeur de 56.5 dB à cette fréquence. Dans ces conditions le système de sous-échantillonnage proposé est loin d'être parfait. Les 23 dB de pertes additionnelles proviennent des imperfections du montage. Par exemple, la pointe 67 GHz destinée à recueillir l'onde IF n'est pas du tout adaptée 50Ω pour une onde de 300 GHz. Le calcul du contraste s'appuyant sur les paramètres S n'est plus valide dans cette situation. Malgré ces pertes élevées l'onde est détectée comme le montre les spectres IF de la figure 5.25 pour différentes puissances optiques. Un très bon SNR de 85 dB est tout de même conservé.

Discussion :

TABLEAU 5.3 – État de l'art du sous-échantillonnage photoconductif utilisant l'AsGa-BT. Les acronymes suivant sont utilisés dans le tableau : Interdigité (i.d), résonant vertical nanostructuré (r.v.nano). Les données sont issues des références suivantes : [1] Urata et al. [2002], [2] Delord et al. [2007, 2009], [3] Formont et al. [2011], [4] Tripon-Canseliet et al. [2016], [5] : Ce travail. Le signe # signifie que la grandeur n'est pas renseignée. Nous pouvons noter que le SNR dépend fortement du RBW utilisé

Référence	[1]	[2]	[3]	[4]	[5]
Année	2002	2009	2011	2016	2017
τ (ps)	$\sim ps$	6	6	10	0.5
Composant	gap i.d	gap i.d	gap	gap	r.v.nano
λ_0 (nm)	800	800	800	800	1550
P_{opt} (mW)	#	2	40	25	90
f_{rep}	80 MHz	75 MHz	1.5 GHz	2 GHz	1 GHz
τ_{mh}	150 fs	60 fs	6 ps	7 ps	1 ps
$\tau_{mh}f_{rep}$	1.2×10^{-5}	4.5×10^{-6}	9×10^{-3}	1.4×10^{-2}	1×10^{-3}
f_{RF} (GHz)	20	10	30	20	67
SFDR (dB)	#	40	45	30.2	~ 40
SNR (dB)	#	50	65	42	110
L (dB)	#	#	55	55	55

Il est possible de trouver dans la littérature des résultats d'expériences de sous-échantillonnage qui utilisent un photoconducteur en AsGa-BT comme photo-interrupteur. Le tableau 5.3 montre l'état de l'art des systèmes de sous-échantillonnage à photoconduc-

teurs en AsGa-BT et les paramètres expérimentaux correspondants. Tous ces résultats sont présentés pour une longueur d'onde d'éclairage de 800 nm et pour des fréquences f_{RF} inférieures à 30 GHz. Notre dispositif permet de travailler avec des fréquences plus élevées et fonctionne jusque 67 GHz³. De plus la valeur du SFDR qui limite l'efficacité d'un convertisseur analogique numérique utilisant un sous-échantillonneur ainsi que les pertes de conversion sont du même ordre de grandeur que pour les autres références. Notre système demande tout de même une puissance optique moyenne plus élevée mais nous proposons un dispositif fonctionnant à la longueur d'onde de 1550 nm. Il pourrait être intéressant de faire des essais de mesures avec des lasers qui possèdent une fréquence de répétition plus élevée que 1 GHz. Ces résultats ouvrent la voie vers la création de systèmes de conversion analogique-numérique basés sur l'utilisation de photoconducteurs en AsGa-BT compatibles avec les technologies de télécommunications optiques.

5.4.3 Photodétecteurs de type MSM-InGaAs

Les photodétecteurs de type MSM-InGaAs sont également testés comme photocommutateurs dans un système de sous-échantillonnage. Nous commençons par évaluer la dépendance en fréquence du système dans une expérience de détection d'ondes continues de fréquences allant jusque 67 GHz. Le dispositif est éclairé avec le laser 2. La puis-

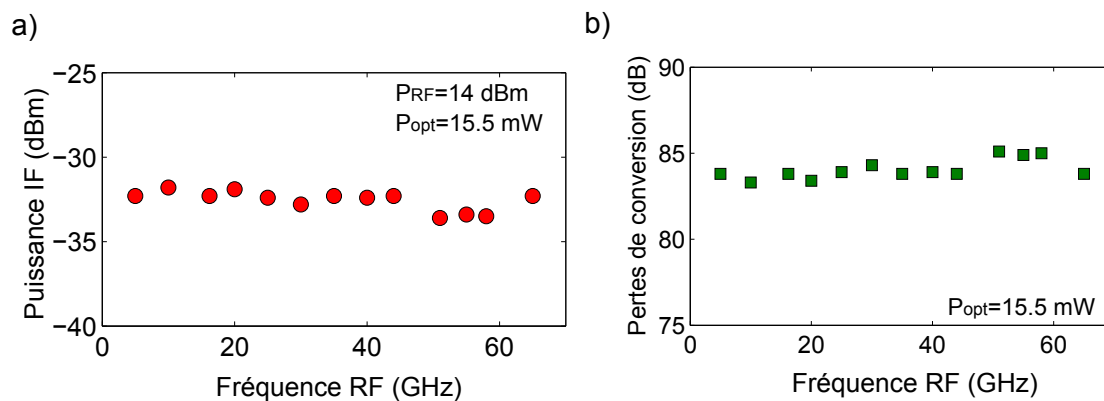


FIGURE 5.26 – Puissance de l'onde IF en fonction de la fréquence RF (a) Pertes de conversion mesurées en fonction de la fréquence RF (b)

sance de l'onde RF incidente sur le composant est de 14 dBm et la puissance optique

3. Nous pouvons noter que nous avons réussi à sous échantillonner une onde THz de fréquence égale à 300 GHz

moyenne est de 15.5 mW. La figure 5.26.a présente la puissance IF mesurée après amplification de 37.5 dB. Nous pouvons observer sur cette courbe que la puissance mesurée ne dépend pas de la fréquence sur cette plage de fréquences, ce qui montre que le composant possède une fréquence de coupure supérieure à 67 GHz. Les pertes de conversion associées à cette expérience sont montrées sur la figure 5.26.b. Globalement les pertes sont de 84 dB à cette puissance optique de saturation. Nous pourrions espérer gagner une dizaine de dB en utilisant le laser 3 mais nous n'avons cependant pas réalisé cette expérience. Les pertes de conversion sont donc de 18 dB plus importantes que pour les photoconducteurs en AsGa-BT, mais la puissance optique nécessaire est environ 3 fois plus faible. De plus le ratio signal sur bruit mesuré après amplification est de 87 dB ce qui permet de clairement observer le signal IF.

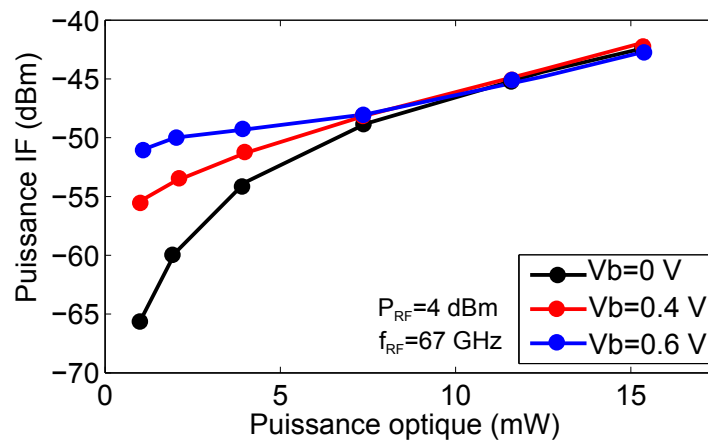


FIGURE 5.27 – Puissance IF correspondant à une onde de fréquence $f_{RF} = 67$ GHz en fonction de la puissance optique moyenne pour différentes tensions dc V_b

Nous avons vu que le photocourant généré en dc par un MSM-InGaAs dépend peu de la tension V_b autour de 0 V (voir figure 5.17). Nous essayons alors de mesurer la puissance de l'onde IF correspondant à une onde RF de fréquence $f_{RF} = 67$ GHz en fonction de la puissance optique moyenne en polarisant le composant par une tension V_b . Les mesures sont montrées sur la figure 5.27 pour $V_b = 0$ V, $V_b = 0.4$ V et $V_b = 0.6$ V. A faible puissance optique (~ 1 mW), l'ajout de la tension V_b permet d'améliorer de 15 dB la puissance mesurée. Pour des puissances optiques plus élevées (~ 7.5 mW), les puissances IF mesurées sont identiques et il n'est plus possible de raisonner en se basant sur la caractéristique courant-tension présentée sur la figure 5.17. Il est donc possible de polariser le photodé-

tecteur pour travailler à de faibles puissances optiques.

La puissance de l'onde IF correspondant à une onde RF de fréquence égale à 67 GHz est mesurée en fonction de la puissance optique moyenne incidente (laser 2) et de la puissance RF pour une tension dc appliquée $V_b=0$ V. La figure 5.28 montre le résultat des mesures. Nous observons sur la figure 5.28.a la dépendance linéaire entre la puissance IF mesurée et la puissance RF incidente. La figure 5.28.b présente la dépendance avec la puissance optique et montre que pour des puissance de l'ordre de 15 mW le signal IF commence à saturer.

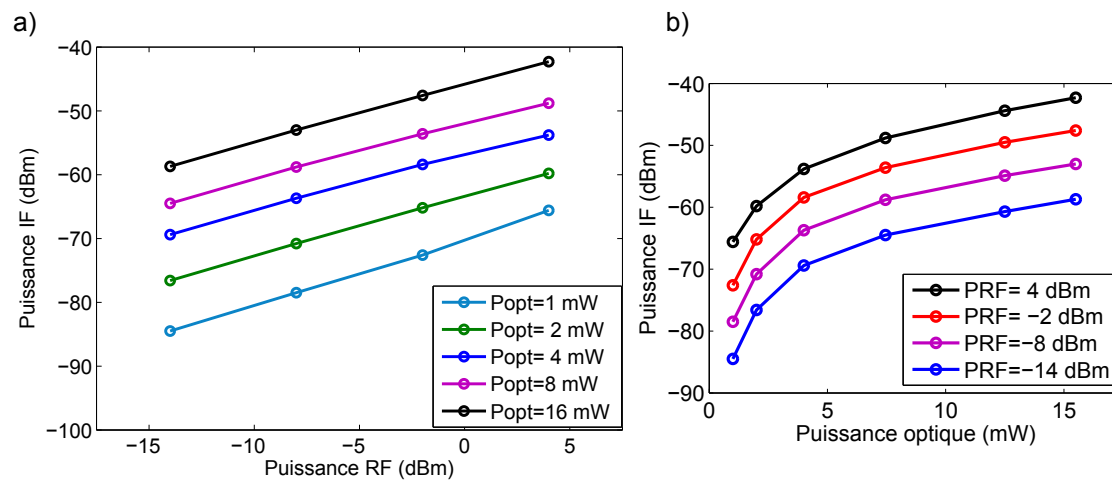


FIGURE 5.28 – Puissance IF mesurée correspondant à une onde de fréquence $f_{RF} = 67$ GHz. a) En fonction de la puissance RF pour différentes puissances optiques moyenne. b) En fonction de la puissance optique moyenne pour différentes puissances RF

Les MSM-InGaAs ne présentent pas des performances aussi bonnes que les photo-conducteurs en AsGa-BT comme photo-interrupteur mais fonctionnent tout de même sur la bande de fréquences inférieures à 67 GHz pour une longueur d'onde d'éclairage de 1550 nm. La photoréponse des MSM étant plus élevée à cette longueur d'onde, il est possible de travailler avec des puissances optiques faibles de l'ordre de la dizaine de mW. Nous avons aussi montré que la fréquence de coupure des composants était supérieure à 67 GHz.

Une mesure de sous-échantillonnage d'une onde de fréquence $f_{RF}=300$ GHz est menée avec le laser 3. La puissance de l'onde THz est de -1.7 dBm. Les pertes de conversion sont de 89 dB pour une puissance optique moyenne de 30 mW et le SNR est de 65 dB. Ces mesures montrent également que les MSM sont moins performants que les composants en AsGa-BT qui présentaient des pertes de conversion de 79 dB dans les mêmes condi-

tions. Nous pouvons noter que pour des puissances optiques faibles (~ 10 mW) les pertes de conversion des MSM deviennent inférieures à celle des photoconducteurs. Il est donc envisageable d'utiliser les photodétecteurs MSM-InGaAs pour le sous-échantillonnage d'ondes de fréquences allant jusque 300 GHz. Les performances observées semblent cependant moins bonnes que pour les photoconducteurs en AsGa-BT. Des phénomènes de saturation provoqués par la génération d'un grand nombre de photoporteurs dans l'InGaAs sous éclairage impulsionnel sont probablement en partie responsables de la dégradation des performances de ce composant, en particulier à cause des trous.

Il serait également intéressant de réaliser de la détection hétérodyne d'ondes de fréquence sub-THz et THz à l'aide d'un MSM-InGaAs éclairé par un battement optique continu qui servirait d'oscillateur local. En effet cette méthode de détection pourrait fonctionner puisque la réponse des MSM est suffisamment élevée sous éclairage continu contrairement au photoconducteurs en AsGa-BT.

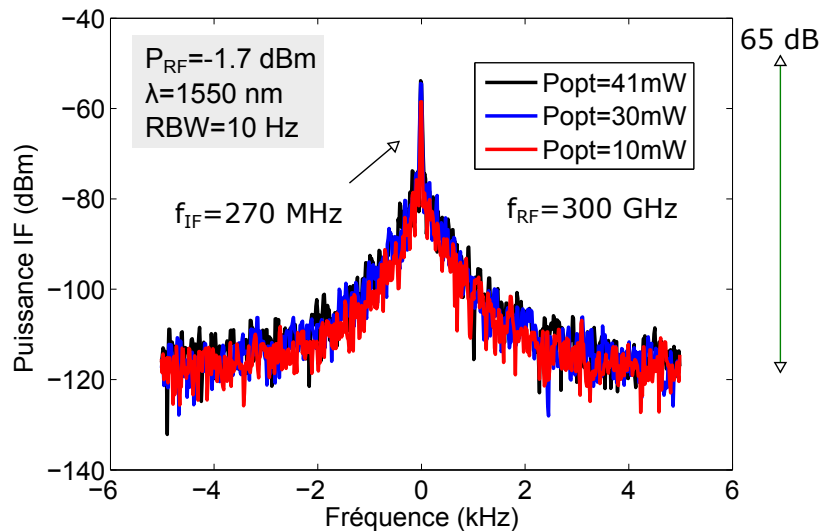


FIGURE 5.29 – Spectres IF (autour de 270 MHz) correspondant à une onde de fréquence $f_{RF} = 300$ GHz pour différentes puissances optiques

5.5 Génération d'ondes de fréquences sub-THz par Photomélangement

5.5.1 Montage expérimental

Un battement optique est formé par la superposition spatiale de deux lasers continus identiques au laser 1. La polarisation du premier laser est contrôlée par un polariseur à boucle. Les deux ondes sont regroupées à l'aide d'un coupleur à fibre. Le battement optique résultant est polarisé par une lame demi-onde puis focalisé sur le composant par une fibre lentillée de MFD=3 μm . Le composant est polarisé par une tension V_b avec une pointe coplanaire, un té de polarisation, et un générateur de tension dc. L'onde générée par photomélangement de fréquence sub-THz est couplée via la pointe coplanaire à un guide d'onde puis est mesurée sur un analyseur de spectre de la société Rohde & Schwarz. Les MSM-InGaAs utilisés correspondent à l'échantillon S1

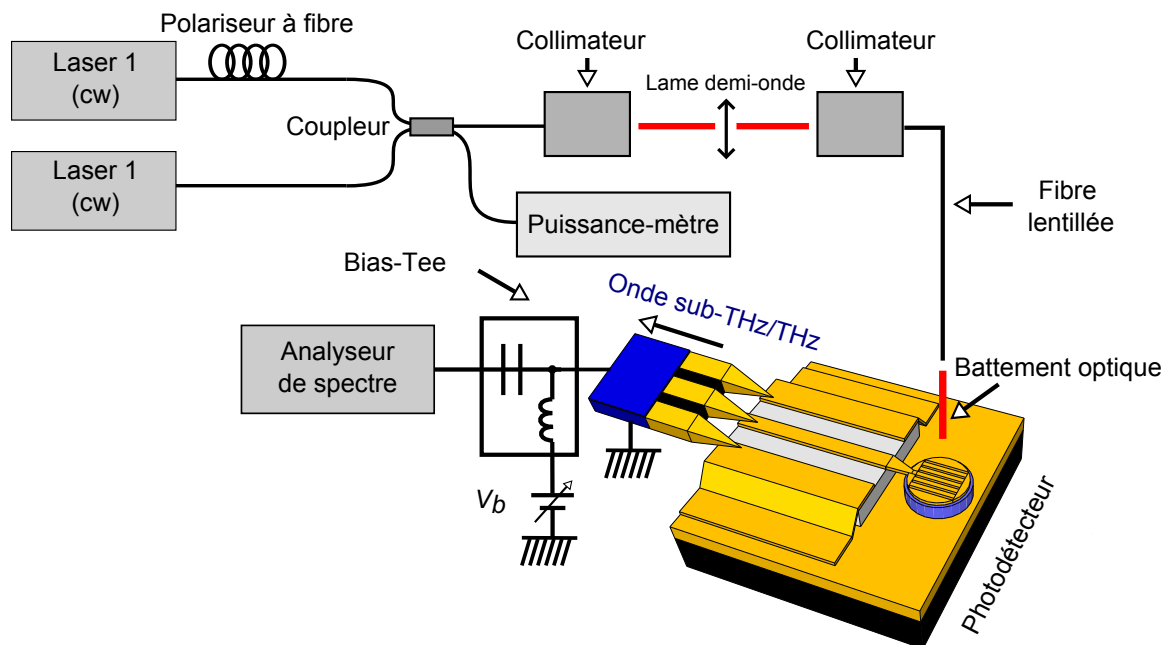


FIGURE 5.30 – Montage expérimental pour la génération d'ondes continues de fréquences sub-THz par photomélangement d'un battement optique dans un photodétecteur de type MSM-InGaAs.

5.5.2 Photomélangement de type MSM-InGaAs

Les photodétecteurs de type MSM-InGaAs sont testés comme photomélangement sur la bande de fréquences comprises entre 5 GHz et 67 GHz. Les composants mesurés (S1) sont ceux de diamètre $D=8\ \mu\text{m}$. La tension V_b est égale à 3 V et la puissance optique est de 17 mW. La puissance de l'onde mesurée à l'analyseur de spectre est de -12 dBm pour une fréquence de 5 GHz et de -16 dBm pour une fréquence de 67 GHz. Les composants mesurés présentent cependant une dégradation, comme nous pouvons le voir par la mesure de photocourant dc, qui donne un photocourant de seulement 3 mA pour une puissance optique de 17 mW et pour une tension de 3 V, ce qui n'est pas en accord avec les mesures de photocourant réalisées précédemment avec les structures de grandes surfaces (voir figure 5.17). On pourrait penser que cette différence est uniquement liée à la dimension de la grille, mais ce n'est pas le cas puisque la MFD de la fibre optique est adaptée à la surface du composant et nous avons vérifié à plusieurs reprises que le photocourant dc était identique pour les structures de petites surfaces. Seul les MSM reliés à un seul guide d'ondes (pour le photomélangement) présentent ce problème. La puissance RF théoriquement obtenue en régime de saturation optique pour un photocourant dc de 3 mA est calculée à l'aide du modèle analytique suivant :

$$P_{RF} = \frac{1}{2} R_L I_{dc}^2 \times |F(\omega)|^2 \quad (5.19)$$

Avec R_L la résistance de la charge qui est égale à $50\ \Omega$ et $F(\omega)$ la réponse fréquentielle d'un MSM en géométrie verticale résonante. Nous avons montré dans le chapitre 2 que la fonction $F(\omega)$ est de la forme :

$$F(\omega) = \left[\frac{1}{2j\pi f \tau_{re}} \left(\frac{e^{2j\pi f \tau_{re}} - 1}{2j\pi f \tau_{re}} - 1 \right) + \frac{1}{2j\pi f \tau_{rh}} \left(\frac{e^{2j\pi f \tau_{rh}} - 1}{2j\pi f \tau_{rh}} - 1 \right) \right] \frac{1}{\sqrt{1 + (2j\pi f R_L C)^2}} \quad (5.20)$$

Avec f la fréquence de l'onde générée par photomélangement, $\tau_{re} = t_c / v_n$ le temps de parcours des électrons et $\tau_{rh} = t_c / v_p$ le temps de parcours des trous, entre les deux électrodes séparées de la distance $t_c = 194\ \text{nm}$ (correspondant à l'épaisseur de la cavité). Les vitesses des charges sont de $v_n = 0.7 \times 10^5\ \text{m/s}$ et $v_p = 0.5 \times 10^5\ \text{m/s}$ [Soole and Schumacher, 1990]. La capacité C intrinsèque du MSM de surface égale à $50\ \mu\text{m}^2$ est prise égale à 30 fF. La

puissance RF calculée par la théorie est d'environ 7 dB plus élevée que la puissance réellement mesurée à 67 GHz. Nous n'avons pas encore bien compris ce qui peut amener les pertes supplémentaires. Nous pensons que ce problème provient de la qualité du contact électrique entre la ligne micro-ruban et l'électrode face avant pour les composants reliés à un seul guide d'ondes. En effet lors des mesures de ces composants, la majorité étaient soit en court-circuit ou en circuit ouvert. Seulement quelques dispositifs permettaient de mesurer un photocourant dc et un pic de fréquence associé à une onde générée par photomélangement.

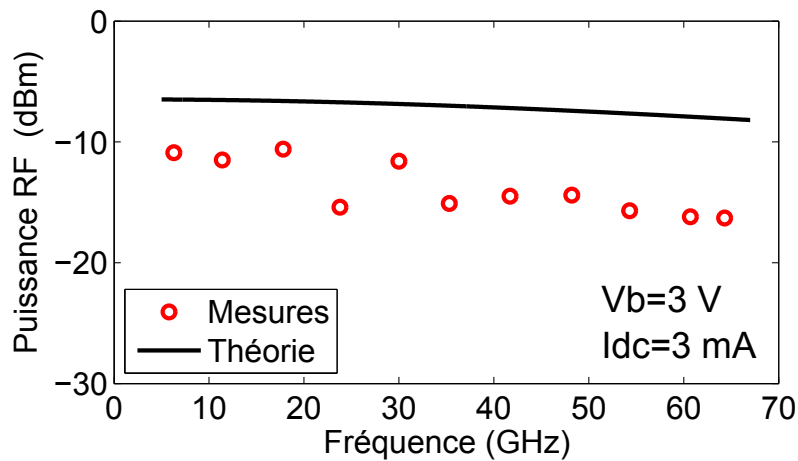


FIGURE 5.31 – Puissance RF, mesurée et calculée, générée par photomélangement dans un MSM InGaAs en fonction de la fréquence pour une tension $V_b = 3\text{ V}$ et pour une puissance optique de 17 mW.

D'un point de vue pratique, ce problème peut-être résolu en retravaillant le procédé de réalisation des ponts à air. Un autre point qui peut paraître étonnant est que nous observons sur la figure 5.31 une fréquence de coupure qui est inférieure à 67 GHz, contrairement aux observations réalisées pour la génération de peignes de fréquences et pour le sous-échantillonnage d'ondes continues. Ce premier résultat de photomélangement n'en reste pas moins intéressant et représente un résultat préliminaire qui permet de confirmer la possibilité d'utiliser les MSM-InGaAs comme photomélangeurs. Pour avoir une idée plus précise du potentiel des MSM en tant que photomélangeurs, il est nécessaire de fabriquer une nouvelle génération de dispositifs, pour supprimer les artefacts amenés par la réalisation technologique.

Conclusions

Ce chapitre a permis de montrer les performances des composants réalisés avec le procédé technologique détaillé dans le chapitre 4. Des mesures de courant d'obscurité, de photocourant dc sous éclairage continu et de photocourant dc sous éclairage impulsionnel ont permis de mettre en évidence la pertinence des méthodes numériques développées dans le chapitre 3 pour la conception des cavités résonnantes. Ces mesures dc ont aussi servi à estimer la photoréponse des photoconducteurs et des MSM pour une longueur d'onde de 1550 nm. Nous avons réussi à montrer une photoréponse significative sous éclairage cw (0.42 mA/W) pour les photoconducteurs en AsGa-BT, et le comportement non-linéaire de la dépendance en photocourant sous éclairage impulsionnel avec la puissance optique. Pour les MSM-InGaAs, les photoréponses sont élevées (~0.5 A/W) et le courant d'obscurité est faible, ce qui était notre objectif de départ. Ensuite une expérience de génération de peignes de fréquences a permis de montrer que la fréquence de coupure des photodétecteurs était supérieure à 67 GHz. Les composants ont alors servi comme photo-interrupteurs dans un système de sous-échantillonnage. Nous avons ainsi obtenu un système de sous-échantillonnage dont le comportement est quasi-parfait avec les photoconducteurs en AsGa-BT ce qui ouvre la voie vers des applications de détection compatibles avec l'utilisation du matériel photonique fonctionnant à la longueur d'onde de 1550 nm. Nous avons également montré que les MSM-InGaAs étaient aussi opérationnels pour le sous-échantillonnage, même si les performances sont moins bonnes que pour les photoconducteurs.

Ces résultats représentent à notre connaissance la détection d'ondes continues par sous-échantillonnage photoconductif de fréquences plus élevées que les résultats disponibles dans la littérature. Un résultat préliminaire de détection d'une onde THz de fréquence égale à 300 GHz a également été présenté. D'excellents rapports signal à bruit de 85 dB sont démontrés.

Pour finir les MSM-InGaAs ont montré leur potentiel en tant que photomélangeur, même si des problèmes liés à la fabrication des composants nous ont empêché d'observer les performances réelles que peuvent atteindre ces composants.

5.6 Références

- G. P. Agrawal. *Nonlinear fiber optics*. Elsevier/Academic Press, Amsterdam, fifth edition edition, 2013. ISBN 978-0-12-397023-7. 163
- R. W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 2003. ISBN 978-0-12-121682-5. Google-Books-ID : 30t9VmOmOGsC. 162
- J. M. Delord, J. F. Roux, J. L. Coutaz, C. Canselier, A. Krotkus, S. Formont, and J. Chazelas. Sampling of RF signals with LTG-GaAs based MSM structures. In *2007 European Conference on Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference*, pages 1–1, June 2007. doi : 10.1109/CLEOE-IQEC.2007.4386466. xx, 191
- J. M. Delord, J. F. Roux, J. L. Coutaz, and N. Breuil. Study of Optoelectronic Sampler Linearity for Analog-to-Digital Conversion of RF Signals. *IEEE Photonics Technology Letters*, 21(19) :1369–1371, Oct. 2009. ISSN 1041-1135. doi : 10.1109/LPT.2009.2026912. xx, 191
- M. Deng. *Contribution à la caractérisation et la modélisation jusque 325 GHz de transistors HBT des technologies BiCMOS*. Lille 1, Dec. 2014. 165
- L. Desplanque. *Caractérisation électro-optique de composants térahertz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde*. phdthesis, Université des Sciences et Technologie de Lille - Lille I, Nov. 2003. 167
- H. Erlig, S. Wang, T. Azfar, A. Udupa, H. Fetterman, and D. Streit. LT-GaAs detector with 451 fs response at 1.55 μm via two-photon absorption. *Electronics Letters*, 35(2) :173–174, Jan. 1999. ISSN 0013-5194. doi : 10.1049/el:19990109. 177
- S. Formont, L. Ménager, G. Baily, L. Morvan, and D. Rousset. Direct sampling of Ka-Band signals using a photoconductive switch approach. In *2011 International Topical Meeting on Microwave Photonics jointly held with the 2011 Asia-Pacific Microwave Photonics Conference*, pages 425–428, Oct. 2011. doi : 10.1109/MWP.2011.6088762. xx, 189, 191
- E. S. Harmon, M. R. Melloch, J. M. Woodall, D. D. Nolte, N. Otsuka, and C. L. Chang. Carrier lifetime versus anneal in low temperature growth GaAs. *Applied Physics Letters*, 63(16) : 2248–2250, Oct. 1993. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.110542. 167
- A. Jooshesh, T. E. Darcie, and R. Gordon. Superior Terahertz Generation using Plasmon-Enhanced Sub-bandgap Photoconductive Antenna. In *Conference on Lasers and Electro-Optics (2017), paper SM1J.3*, page SM1J.3. Optical Society of America, May 2017. doi : 10.1364/CLEO_SI.2017.SM1J.3. 174

- T. Kataoka, K. Kajikawa, J. Kitagawa, Y. Kadoya, and Y. Takemura. Improved sensitivity of terahertz detection by GaAs photoconductive antennas excited at 1560 nm. *Applied Physics Letters*, 97(20) :201110, Nov. 2010. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.3519480. 174
- M. Lelek. *Caractérisation d'impulsions brèves. Mise en forme temporelle et Spectrale pour une application à l'endomicroscopie bi-photonique*. phdthesis, Université de Limoges, Oct. 2006. 161
- D. McMorrow, J. S. Melinger, A. R. Knudson, S. Buchner, K. Ikossi-Anastasiou, S. C. Moss, D. Engelhardt, T. Childs, and A. B. Campbell. Characterization of LT GaAs carrier lifetime in multilayer GaAs epitaxial wafers by the transient reflectivity technique. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 44(6) :2290–2297, Dec. 1997. ISSN 0018-9499. doi : 10.1109/23.659048. 167
- E. Peytavit, C. Coinon, and J. F. Lampin. A metal-metal Fabry-Perot cavity photoconductor for efficient GaAs terahertz photomixers. *Journal of Applied Physics*, 109(1) :016101–016101–3, Jan. 2011. ISSN 0021-8979. doi : 10.1063/1.3525709. 170, 171
- E. Peytavit, S. Formont, and J. F. Lampin. GaAs Fabry-Perot cavity photoconductors : switching with picojoule optical pulses. *Electronics Letters*, 49(3) :207–208, Jan. 2013. ISSN 0013-5194. doi : 10.1049/el.2012.3993. 189
- E. Rosencher. *Optoelectronics*. Cambridge University Press, May 2002. ISBN 978-0-521-77813-8. 171
- J.-M. Rämer, F. Ospald, G. v. Freymann, and R. Beigang. Generation and detection of terahertz radiation up to 4.5 THz by low-temperature grown GaAs photoconductive antennas excited at 1560 nm. *Applied Physics Letters*, 103(2) :021119, July 2013. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.4813605. 177
- J. Soole and H. Schumacher. Transit-time limited frequency response of InGaAs MSM photodetectors. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 37(11) :2285–2291, Nov. 1990. ISSN 0018-9383. doi : 10.1109/16.62290. xvi, 180, 181, 197
- M. Tani, K.-S. Lee, and X.-C. Zhang. Detection of terahertz radiation with low-temperature-grown GaAs-based photoconductive antenna using 1.55 μm probe. *Applied Physics Letters*, 77(9) :1396–1398, Aug. 2000. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.1289914. 174, 177
- C. Tripon-Canselier, M. Zegaoui, G. Jestin, C. Coinon, P. Berger, G. Baili, A. Descamps-Mandine, I. Maksimovic, D. Decoster, J. M. Hodé, D. Dolfi, and J. Chazelas. High dynamic range single channel sampling of wideband RF signals using ultra-fast nanoscale

photoconductive switching. *Electronics Letters*, 52(3) :237–239, 2016. ISSN 0013-5194. doi : 10.1049/el.2015.2418. xx, 191

R. Urata, L. Y. Nathawad, K. Ma, R. Takahashi, D. A. B. Miller, B. A. Wooley, and J. S. J. Harris. Ultrafast sampling using low temperature grown GaAs MSM switches integrated with CMOS amplifier for photonic A/D conversion. In *The 15th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society*, volume 2, pages 809–810 vol.2, Nov. 2002. doi : 10.1109/LEOS.2002.1159554. xx, 191

Conclusions et perspectives

Ce manuscrit de thèse résume les principaux résultats sur la conception, la fabrication et la caractérisation de photodétecteurs rapides à semiconducteurs III-V que j'ai obtenus au cours de ces trois dernières années. Ce travail, qui avait pour objectif initial de proposer un système de sous-échantillonnage d'ondes continues autour de 50 GHz, compatible avec une longueur d'onde d'éclairement de 1550 nm, s'est naturellement étendu à des systèmes de génération et de détection d'ondes de fréquences plus élevées. Après avoir dressé un état de l'art des sources et des détecteurs d'ondes sub-THz et THz, nous avons étudié plus en détail les méthodes basées sur l'utilisation de photodétecteurs rapides. En effet, cette voie offre la possibilité, via l'accordabilité des lasers pilotant les dispositifs, d'obtenir des systèmes larges bandes (des dizaines de GHz) fonctionnant à température ambiante. Nous avons alors développé des photodétecteurs placés en cavités optiques résonantes, ce qui a permis d'optimiser la photoréponse obtenue en comparaison avec une géométrie planaire, tout en conservant une fine couche de semiconducteur absorbant. Nous avons alors mis au point un procédé de fabrication technologique pour fabriquer des photodétecteurs intégrés à des lignes de propagation d'ondes sub-THz. Nous avons ensuite réalisé une caractérisation en régime continu (dc) et en régime alternatif (ac) des composants. Les photodétecteurs ont alors été utilisés comme sources et détecteurs d'ondes de fréquences sub-THz et THz.

Photoconducteurs en AsGa-BT

La difficulté principale pour réaliser un photoconducteur en AsGa-BT performant était de proposer un composant qui présente une photoréponse élevée à 1550 nm. L'utilisation des cavités optiques résonantes a permis de résoudre cette problématique en intensifiant les processus d'absorption des photons dans le matériau semiconducteur. Nous avons alors mesuré une photoréponse significative de ces dispositifs en régime d'éclairement continu (cw) de 0.4 mA/W et qui peut atteindre 4 mA/W pour une tension de 1 V en régime d'éclairement impulsionnel. De plus, l'AsGa-BT possédant intrinsèquement une résistivité d'obscurité élevée, le courant d'obscurité mesuré pour cette même tension de polarisation est de l'ordre de la dizaine de nA, ce qui permet d'obtenir un dis-

positif présentant un contraste entre les deux états d'éclairement ("on" et "off") élevé. Ces photoconducteurs ont été utilisés comme photo-interrupteurs dans une expérience de sous-échantillonnage d'ondes de fréquences allant jusque 300 GHz. Le temps de vie court de l'AsGa-BT (de l'ordre de la picoseconde), les faibles dimensions des électrodes (de l'ordre du μm) ainsi que le contraste élevé ont permis d'obtenir un photo-interrupteur quasi-parfait pour des fréquences allant jusque 67 GHz, limité uniquement par les pertes de conversion intrinsèques à l'utilisation d'un laser impulsionnel comme oscillateur local. Ces résultats permettent finalement de montrer un système de sous-échantillonnage, compatible avec le matériel photonique développé pour les télécommunications à fibres optiques, compétitif avec les systèmes qui utilisent un photoconducteur en AsGa-BT éclairé par une longueur d'onde de 800 nm.

Il serait intéressant de réaliser une expérience de sous-échantillonnage avec un laser qui possède une fréquence de répétition plus élevée que 1 GHz, ce qui permettrait en théorie de diminuer les pertes de conversion. Les photoconducteurs pourraient aussi être utilisés dans une chaîne complète de conversion analogique-numérique. L'intégration des composants à des antennes larges bandes pourrait permettre de réaliser des sources et des détecteurs d'impulsions brèves du type de celles trouvées dans les systèmes de spectroscopie dans le domaine temporel (TDS). D'un point de vue plus fondamental, il serait aussi très intéressant d'étudier plus en détail les processus d'absorption à 1550 nm.

Photodétecteurs MSM-InGaAs/InAlAs :

Les photodétecteurs MSM-InGaAs/InAlAs en géométrie planaire ne peuvent pas posséder à la fois un rendement quantique et une fréquence de coupure élevés (η de l'ordre de 20 % pour f_c de l'ordre de 50 GHz). Ces composants dont la caractéristique I_{ph}/I_{obs} est élevée à 1550 nm possèdent néanmoins un certain potentiel pour réaliser des sources et des détecteurs d'ondes sub-THz et THz. La mise en cavité des MSM-InGaAs a alors permis de conserver une photoréponse élevée (0.4 A/W) tout en atteignant une épaisseur de couche absorbante fine (80 nm) résultant en un espace inter-électrode de 194 nm adapté à la réalisation d'un dispositif dont la fréquence de coupure peut théoriquement atteindre environ 150 GHz. Les composants ont été utilisés comme photo-interrupteurs dans une expérience de sous-échantillonnage d'ondes de fréquences allant jusque 300 GHz. Les

pertes de conversion mesurées étaient plus élevées que pour un photoconducteur en AsGa-BT mais était constantes pour des fréquences allant jusque 67 GHz et le signal IF mesuré possédait un bon rapport signal sur bruit de 87 dB. Les MSM-InGaAs/InAlAs ont également servi de photomélangeur ce qui à permis de générer une onde continue de fréquence égale à 67 GHz possédant une puissance de -15 dBm. Cette fois-ci nous avons tout de même remarqué une dépendance en fréquence des performances du dispositif que nous ne pouvons pas clairement expliquer. Ces résultats démontrent la possibilité d'utiliser un MSM-InGaAs/InAlAs pour le sous-échantillonnage et le photomélange, même si les résultats préliminaires obtenus avec ce composant au cours de cette thèse ne sont pas forcement optimums à cause de problèmes liés à la fabrication des composants.

Il serait nécessaire de fabriquer de nouveaux MSM pour pouvoir étudier plus en détail les caractéristiques de ces composants quand ils sont utilisés comme des sous-échantillonneurs et comme des photomélangeurs. Les MSM pourraient également être utilisés comme détecteurs hétérodynes. A plus long terme il serait envisageable d'utiliser ces composants dans un système de spectroscopie ou de télécommunications dont la source et le détecteur sont contrôlés par un faisceau laser identique.

Photodiodes UTC en InGaAs/InP :

Les méthodes numériques développées pour optimiser l'absorption optique dans les photoconducteurs en AsGa-BT et dans les MSM-InGaAs/InAlAs ont été adaptées à l'étude d'une photodiode UTC en InGaAs/InP. A nouveau, la cavité optique résonante permet d'utiliser une couche absorbante fine (de l'ordre de la centaine de nm) ce qui se traduit par une fréquence de coupure élevée tout en conservant une photoréponse élevée. Ces composants qui sont étudiés dans l'équipe photonique THz de l'IEMN ont montré des résultats de génération d'ondes autour de 300 GHz par photomélange à l'état de l'art.

Les photodiodes UTC sont des composants matures pour générer des ondes par photomélange et il serait intéressant de les utiliser dans des systèmes de télécommunications THz. Des projets sur cette thématique sont en cours de développement à l'IEMN.

Communications scientifiques

Publications dans des revues internationales

-M. Billet, Y. Desmet, F. Bavedila, S. Barbieri, W. Haensel, R. Holzwarth, G. Ducournau, J-F. Lampin and E. Peytavit. Sub-sampling of RF and THz waves using LT-GaAs photoconductors under 1550 nm light excitation, *Electronics Letters*, 2017.

-M. Billet and E. Peytavit. A simplified modal expansion formalism adapted to the optical design of resonant cavity enhanced photodetectors using metallic gratings, *Optik International Journal for Light and Electron Optics*, 2017.

-P. Latzel, F. Pavenello, M. Billet, Sara Bretin, A. Beck, M. Vanwolleghem, C. Coinon, X. Wallart, E. Peytavit, G. Ducournau, M. Zaknoune, J-F Lampin. Generation of mW-level in the 300 GHz band using resonant cavity enhanced uni-travelling carrier photodiodes, *IEEE Transactions on THz Science and Technology*, 2017.

-M. Billet, P. Latzel, F. Pavenello, G. Ducournau, J-F. Lampin and E. Peytavit. Resonant cavities for efficient LT-GaAs photoconductors operating at $\lambda=1550$ nm, *Applied Physics Letters Photonics*, 2016.

-E. Peytavit, M. Billet, Y. Desmet, G. Ducournau, D. Yarekha and J-F. Lampin. THz photo-mixers based on nitrogen-ion-implanted GaAs, *Journal of Applied Physics*, 2015.

Communications dans des conférences internationales

-M. Billet, Y. Desmet, F. Bavedila, G. Ducournau, S. Barbieri, J-F. Lampin and E. Peytavit. Ultrafast LT-GaAs photoconductors based on a Fabry-Pérot cavity designed for 1550 nm wavelength illumination. *International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves IRMMW-THz 2017*.

-M. Billet, C. Coinon, G. Ducournau, X. Wallart, J-F. Lampin and E. Peytavit. Ultra-thin InGaAs-MSM photodetectors for THz optoelectronics applications. *International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves IRMMW-THz 2017*

-P. Latzel, F. Pavanello, S. Bretin, M. Billet, E. Peytavit, C. Coinon, X. Wallart, JF Lampin, M. Zaknounge, G. Ducournau. High efficiency UTC Photodiode for High Spectral Efficiency THz links. *International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves IRMMW-THz 2017*.

-P. Latzel, F. Pavanello, S. Bretin, M. Billet, E. Peytavit, J-F Lampin, M. Zaknounge, G. Ducournau. High Efficiency UTC Photodiodes as Photonic Emitters for 300 GHz High Spectral Efficiency Wireless Communications. *European Conference on Antennas and Propagation EuCAP 2017*.

-M. Billet, P. Latzel, F. Pavanello, G. Ducournau, J-F. Lampin and E. Peytavit. Resonant cavities using nanostructured front mirror for efficient LT-GaAs photoconductor operating at $\lambda=1.55\mu\text{m}$. *International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves IRMMW-THz 2016*.

-E. Peytavit, M. Billet, Y. Desmet, G. Ducournau, D. Yarekha and J-F. Lampin. Nitrogen-implanted GaAs Fabry-Pérot cavity photoconductor for THz photonics. *International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves IRMMW-THz 2015*.

Résumé de la thèse

Photodétecteurs rapides à la longueur d'onde de 1550 nm pour la génération et la détection d'ondes sub-THz et THz

Les photodétecteurs rapides sont des composants optoélectroniques qui permettent de générer et de détecter des ondes de fréquences sub-THz et THz. Cette thèse présente la conception, la fabrication et la caractérisation de photodétecteurs rapides à semiconducteurs III-V. L'objectif est de proposer des systèmes fonctionnant à la longueur d'onde de 1550 nm, et donc compatibles avec les technologies des télécommunications. Nous étudions en détail des photoconducteurs en AsGa-BT pour le sous-échantillonnage, des photodétecteurs de type MSM-InAlAs/InGaAs pour le sous-échantillonnage et le photomélange et des photodiodes UTC en InGaAs/InP pour le photomélange.

Mots clés : sub-THz et THz , sous-échantillonnage, photomélange, photodétecteurs rapides, AsGa-BT, InGaAs

Abstract

Fast photodetectors at 1550 nm wavelength for generation and detection of sub-THz and THz waves

Fast photodetectors are optoelectronic devices which allow to generate and to detect electromagnetic waves at sub-THz and THz frequencies. This thesis presents the design, the fabrication and the characterization of fast photodetectors made using III-V semiconductors. The objective is to develop systems working at a wavelength of 1550 nm, compatibles with the telecommunication technologies. We will study in detail LT-GaAs photoconductors for sub-sampling, InAlAs/InGaAs-MSM photodetectors for sub-sampling and photomixing and InGaAs/InP UTC-photodiodes for photomixing.

Keywords : sub-THz and THz, fast photodetectors, LT-GaAs, InGaAs, sub-sampling, photomixing