



HAL
open science

Echantillonnage de signaux radar par voie optoélectronique : étude des non-linéarités des photoconducteurs à cavité résonante

Yann Desmet

► **To cite this version:**

Yann Desmet. Echantillonnage de signaux radar par voie optoélectronique : étude des non-linéarités des photoconducteurs à cavité résonante. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Lille, 2018. Français. NNT : 2018LILUI019 . tel-03623290

HAL Id: tel-03623290

<https://theses.hal.science/tel-03623290v1>

Submitted on 29 Mar 2022

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

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

Thèse de doctorat pour l'obtention du grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Présentée à l'Université de Lille
Ecole doctorale sciences pour l'ingénieur

Spécialité : Electronique, microélectronique, nanoélectronique et micro-ondes

Thèse CIFRE Thales Systèmes Aéroportés - IEMN

Par

Yann DESMET

Echantillonnage de signaux radar par voie optoélectronique : étude des non-linéarités des photoconducteurs à cavité résonante.

Soutenance prévue le 25 Mai 2018 devant le jury composé de :

Jean-François ROUX	Université de Savoie	Rapporteur
Anne-Laure BILLABERT	CNAM Paris/ESYCOM	Rapporteur
Jean-Pierre VILCOT	IEMN – CNRS	Examineur
Philippe DI BIN	Université de Limoges	Examineur
Jean-François LAMPIN	IEMN – CNRS	Directeur de Thèse
Emilien PEYTAVIT	IEMN – CNRS	Co-directeur de Thèse
Loïc MENAGER	Thales Systèmes Aéroportés	Encadrant Industriel
Guy JESTIN	Direction Générale de l'Armement	Membre invité

THALES



**Université
de Lille**

A mes parents

« *Le temps met tout en lumière* »

Thalès de Milet

Remerciements

Le travail présenté dans ces pages est le fruit d'une thèse CIFRE Thales Systèmes Aéroportés réalisée au sein de l'équipe Photonique-THz de l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie. Il n'aurait, en aucun cas, pu être accompli sans le conséquent et généreux soutien d'un grand nombre de personnes. Je souhaite consacrer les premières lignes de ce manuscrit à leur exprimer ma gratitude.

Mes premiers remerciements s'adressent à mes directeurs de thèse : Dr Jean-François LAMPIN et Dr Emilien PEYTAVIT, ainsi qu'à mes encadrants industriels : Dr Stéphane FORMONT et Dr Loïc MENAGER, pour leur désir de transmettre leurs connaissances, pour leur accompagnement bienveillant, pour la confiance, le temps et les conseils précieux et avisés qu'ils m'ont octroyés tout au long de ces années.

Toute l'équipe Photonique-THz m'a apporté une aide précieuse et j'en remercie très sincèrement chaque membre. Parmi eux, je tiens tout particulièrement à citer : Thomas, mon "co-bureau", pour tous les bons moments que nous avons pu partager et pour avoir supporté ma présence toutes ces années ; Maximilien avec qui j'ai vraiment apprécié de traverser, à la fois les moments d'incertitude mais surtout les moments d'enthousiasme et de gaieté ; Fuanki, grand maître des machines de la salle blanche, pour avoir systématiquement accepté de me faire bénéficier de ses connaissances mais également pour sa bonne humeur inaltérable et communicative ; Enfin Sara, pour son soutien indéfectible et ses conseils toujours pertinents.

Durant toute cette thèse j'ai eu le plaisir de pouvoir m'appuyer sur l'expertise des différents services techniques et administratifs du laboratoire. En salle blanche, où j'ai passé beaucoup de temps, je remercie : Garrett, Christophe, Pascal, François, Flavie, Marc et Annie. Je remercie chaleureusement l'équipe de caractérisation : Sylvie, Vanessa, Sophie, Etienne et Joan, pour les nombreux services rendus. J'ai bien sûr ici une pensée particulière pour ces deux dernières personnes, qui sont de loin les personnes du labo dont j'ai le plus abusé de la gentillesse et qui ont le plus contribué à maintenir ma motivation.

L'IEMN m'a également permis de rencontrer beaucoup de collègues devenus amis : Alain, Gaëtan, Thomas, Quentin, Simon, Philippe, Adrien², Mathieu, Colin, Joao, Khadim, Jean-Marc, Cybelle. L'excellente ambiance qu'ils ont tous fait régner dans les mornes couloirs du labo, est

pour beaucoup dans la réussite de cette thèse. Parmi eux, je souhaite bon courage à ceux qui sont, ou vont entrer, en période de rédaction.

Je remercie tous les participants de la BDM, trop nombreux pour être cités ici, avec qui j'ai partagé des moments géniaux.

Je ne remercierai jamais assez mes parents, Francis et Martine, pour tout ce qu'ils m'ont offert, pour leur présence, leur soutien inconditionnel et leurs encouragements permanents à chaque étape de mon parcours. Je remercie également mes frères, Damien et Marc-Henri, qui ont largement contribué à faire de moi qui je suis. J'ai ici une pensée à ma brave Moka.

Enfin, mes derniers remerciements vont à celle qui partage ma vie, Fanny, pour m'avoir toujours supporté et soutenu, notamment pendant cette longue période de rédaction.

Table des matières

<i>Introduction générale</i>	<i>11</i>
<i>Chapitre 1 : Généralités et état de l'art</i>	<i>13</i>
1.1 Application	15
1.1.1 Guerre électronique	15
1.1.2 Mesures de soutien électronique	15
1.1.3 Les radars	17
1.1.3.1 Rappel sur les radars	17
1.1.3.2 Signaux mis en jeux.....	17
1.2 Conversion Analogique - Numérique	20
1.2.1 Principe de fonctionnement.....	20
1.2.1.1 Formalisme mathématique de l'échantillonnage.	21
1.2.1.2 Critère de Nyquist-Shannon.....	22
1.2.1.3 Sous-Echantillonnage et transposition de fréquence.....	23
1.2.1.4 Influence de la durée des impulsions et pertes de conversion.....	25
1.2.1.5 Chaîne de réception par sous-échantillonnage.....	30
1.2.1.6 Entrelacement temporel	31
1.2.1.7 Entrelacement fréquentiel	31
1.2.2 Limitations	33
1.2.2.1 Nombre effectif de bits	33
1.2.2.2 Bruit de quantification	35
1.2.2.3 Bruit thermique.....	36
1.2.2.4 Gigue temporelle	36
1.2.2.5 Non-linéarités	39
1.2.2.6 Combinaison des différents effets limitatifs.	41
1.2.1 Comparaison échantillonnage / sous-échantillonnage.....	42
1.3 Technologies de CANs et d'échantillonneurs	44
1.3.1 Technologies électroniques	44
1.3.1.1 Générateurs d'impulsions électroniques.	44
1.3.1.2 Echantillonneurs électroniques	45
1.3.2 Technologies optiques.....	45
1.3.2.1 Lasers à mode bloqué	46
1.3.2.2 Echantillonnage optique	49
1.4 Etat de l'art	52
1.4.1 Revue sur les CANs	52
1.4.2 Facteurs de mérite des CANs	53
1.4.3 Etat de l'art sur les échantillonneurs	54
1.4.4 Revue sur les mélangeurs sous-harmonique.....	56
1.5 Conclusions du chapitre 1	58

Chapitre 2 : Structures de photoconducteurs	59
2.1 Photoconduction impulsionnelle.....	61
2.1.1 Génération de porteurs	61
2.1.2 Recombinaison de porteurs	62
2.1.3 Matériaux à temps de vie court	63
2.1.4 Mesure de temps de vie	65
2.2 Photoconducteurs intégrés sur une ligne hyper-fréquence	68
2.2.1 Les photoconducteurs planaires	70
2.2.1.1 Absorption directe dans de l'AsGa-BT.....	70
2.2.1.2 Photoconducteurs à ligne coupée.....	70
2.2.1.3 Photoconducteurs interdigités.....	73
2.3 Optimisation de l'absorption dans un semi-conducteur.....	76
2.3.1 Photoconducteur à cavité résonante Fabry-Pérot	76
2.3.1.1 Cavité résonante asymétrique et à pertes.....	76
2.3.1.2 Photoconducteur à cavité résonante intégré à une ligne coplanaire.....	80
2.3.2 Photoconducteurs à cavité et à électrodes nanostructurées à 800 nm.....	83
2.3.2.1 Propriétés optiques.....	84
2.3.2.2 Propriétés électriques.....	87
2.4 Conclusions du chapitre 2	89
Chapitre 3 : Caractérisation et modélisation des photoconducteurs	91
3.1 Caractérisation des photoconducteurs existants	93
3.1.1 Photoconducteurs existants	93
3.1.2 Caractérisation statique	94
3.1.2.1 Banc expérimental	94
3.1.2.2 Mesures DC	95
3.1.3 Caractérisation en échantillonnage.....	96
3.1.3.1 Banc expérimental	96
3.1.3.2 Domaine temporel	99
3.1.3.3 Domaine fréquentiel	99
3.2 Influence des éléments d'accès.....	108
3.3 Modélisation et simulations non linéaires	112
3.3.1 Schéma électrique équivalent du photoconducteur	112
3.3.2 Saturation du circuit	114
3.3.3 Résultats d'échantillonnage linéaire.....	116
3.3.4 Modèle non linéaire.....	118
3.3.4.1 Génération de fréquences harmoniques	118
3.3.4.2 Produits d'intermodulation passive	120
3.3.4.3 Lois de Mass pour la modélisation des intermodulations	121
3.3.5 Modèle basé sur la caractéristique courant-tension.....	122
3.3.5.1 Régression polynomiale.....	122
3.3.5.2 Modélisation quasi physique	122
3.3.6 Différentes approches pour l'analyse des non-linéarités	127
3.3.7 Calcul numérique dans le domaine temporel	128
3.3.8 Résultats de simulation à partir du modèle quasi physique.....	129

3.3.1	Conclusions sur la modélisation non linéaire	129
3.4	Conclusions du chapitre 3	130
Chapitre 4 : Développement de photoconducteurs et de composants passifs optimisés pour l'échantillonnage.....131		
4.1	Photoconducteur symétrisé	133
4.1.1	Description	133
4.1.2	Modélisation du photoconducteur symétrique à partir du modèle du chapitre 3.....	135
4.1.2.1	Simulations optiques.....	136
4.1.3	Conclusions sur les photoconducteurs symétriques	137
4.2	Amélioration de l'adaptation	138
4.2.1	Atténuateurs intégrés.....	138
4.2.1.1	Principe.....	138
4.2.1.2	Fabrication et caractérisation électrique	140
4.2.1.3	Performances en puissance	141
4.2.2	Filtres non réfléchifs	141
4.2.3	Conclusions sur les pistes d'amélioration de l'adaptation	144
4.3	Fabrication.....	145
4.3.1	Procédé de fabrication.....	145
4.3.1.1	Epitaxie par jets moléculaires	145
4.3.1.2	Report d'épitaxie et amincissement	146
4.3.1.3	Lithographie électronique	149
4.3.1.4	Gravure de la couche d'AsGa-BT.....	152
4.3.1.5	Gravure de l'or.....	155
4.3.1.6	Dépôt et gravure Si ₃ N ₄	164
4.3.1.7	Ponts à air et lignes CPW	165
4.4	Caractérisation et comparaisons	168
4.4.1	Composants symétriques.....	168
4.4.1.1	Caractéristique courant-tension	168
4.4.1.2	Capacité parallèle.....	169
4.4.2	Comportement non linéaire.....	170
4.4.3	Evolution des performances avec la fréquence	172
4.4.3.1	Caractérisation en fonction de la fréquence	172
4.4.3.2	Caractérisation aux fréquences millimétriques	173
4.5	Conclusions du chapitre 4	176
Conclusion générale.....		177
Bibliographie		181
Annexes.....		205
Annexe 1 :	Convertisseurs électroniques	207
Annexe 2 :	Revue sur les états de l'art sur les CANs	209
Annexe 3 :	Coefficients des équations d'inversion de polynôme.....	210
Annexe 4 :	Processus de thermocompression	211

Introduction générale

L'une des thématiques des recherches menées par l'équipe Photonique-THz de l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) à Villeneuve d'Ascq vise à réaliser des sources et des détecteurs de signaux TéraHertz (THz). Pour y parvenir, il est possible d'utiliser le principe de battement de fréquences de deux faisceaux optiques pour photogénérer un courant de haute fréquence dans un matériau rapide. Dans cet objectif, une technologie de photoconducteurs dont l'absorption optique est optimisée par l'utilisation d'une cavité Fabry-Pérot a été développée [1]. Ce type de composant peut être utilisé aussi pour la détection hétérodyne de signaux THz [2].

En parallèle, dans le cadre de son application de détection radar, la société Thales Systèmes Aéroportés développe une technologie de conversion analogique/numérique utilisant le principe de l'échantillonnage photoconductif. Cette technologie permettrait de s'affranchir d'une des limites fondamentales des échantillonneurs purement électroniques : la gigue de l'horloge. Pour réaliser cela un photoconducteur est placé sur une ligne de propagation hyperfréquence. Celui-ci est rendu conducteur périodiquement grâce à un train d'impulsions optiques. Ce qui permet d'échantillonner le signal hyperfréquence.

Les composants nécessaires pour les deux applications sont donc très proches. Ces similitudes ont conduit les deux équipes à collaborer sur ce thème. Les photoconducteurs en cavité Fabry-Pérot sont alors rapidement apparus comme de bons candidats pour les applications d'échantillonnage. Des expériences préliminaires ont montré qu'ils nécessitaient beaucoup moins de puissance optique que les photoconducteurs planaires pour effectuer la même fonction [3].

Il a alors été décidé d'étudier les performances en échantillonnage de ces photoconducteurs. Les harmoniques générés par les non-linéarités du photoconducteur étant leur principale limitation, l'objectif de ces travaux est de les étudier et de proposer des voies visant à les améliorer. Les travaux présentés dans ce manuscrit portent sur cette étude et sont le fruit d'une thèse industrielle CIFRE Thales Systèmes Aéroportés/IEMN.

Le premier chapitre de ce manuscrit présente les applications visées par ces travaux : la détection de signaux radar. Il détail notamment la nature des signaux mis en jeu. Le principe de l'échantillonnage ainsi que ses limitations sont ensuite décrits. Une revue des échantillonneurs électroniques commerciaux vient conclure cette première partie.

Le deuxième chapitre se focalise sur une comparaison des technologies de photoconducteurs pour l'application d'échantillonnage. Il détail les principes théoriques qui sous-tendent le photoconducteur à cavité Fabry-Pérot. Enfin un nouveau type de photoconducteurs à cavité est

présenté.

Le troisième chapitre commence par une présentation des résultats des campagnes de caractérisation non linéaire en échantillonnage. Ces mesures sont menées sur les photoconducteurs réalisés avant le début de la thèse. Elles ont pour objectif de mieux comprendre l'influence qu'ont les différents paramètres matériaux et géométriques sur les non-linéarités. A partir des résultats de ces mesures, un modèle non linéaire simple du photoconducteur est proposé. Celui-ci se base sur la caractéristique courant-tension du photoconducteur.

Le dernier chapitre expose quelques voies d'amélioration des non-linéarités qui ont été étudiées. La première est la symétrisation de la caractéristique courant-tension qui passe par une modification de la structure du photoconducteur. Les deux autres voies visent à améliorer l'adaptation d'impédance du photoconducteur dans le circuit. Pour cela le développement d'atténuateurs résistifs intégrés est présenté. L'utilisation de filtres non-réfléctifs est également envisagée. Pour valider expérimentalement ces concepts nous avons réalisé, grâce aux moyens de fabrication dont dispose l'IEMN, des photoconducteurs intégrant ces améliorations. Des contributions à l'amélioration du procédé de fabrication y sont détaillées. La campagne de mesures exposant les résultats est proposée en fin de ce chapitre et une conclusion résume les avancées acquises et les perspectives de ce travail de thèse.

Chapitre I :

GENERALITES ET ETAT DE L'ART

1.1	Application.....	15
1.1.1	Guerre électronique.....	15
1.1.2	Mesures de soutien électronique.....	15
1.1.3	Les radars.....	17
1.2	Conversion Analogique - Numérique.....	20
1.2.1	Principe de fonctionnement.....	20
1.2.2	Limitations.....	33
1.2.1	Comparaison échantillonnage / sous-échantillonnage.....	42
1.3	Technologies de CANs et d'échantillonneurs.....	44
1.3.1	Technologies électroniques.....	44
1.3.2	Technologies optiques.....	45
1.4	Etat de l'art.....	52
1.4.1	Revue sur les CANs.....	52
1.4.2	Facteurs de mérite des CANs.....	53
1.4.3	Etat de l'art sur les échantillonneurs.....	54
1.4.4	Revue sur les mélangeurs sous-harmonique.....	56
1.5	Conclusions du chapitre 1.....	58

1.1 Application

Que ce soit pour les communications, pour la détection radar voire pour de l'imagerie, l'utilisation des ondes électromagnétiques de fréquences gigahertz, trouve aujourd'hui une très large plage d'applications.

Cette section a pour objectif de définir le cadre des applications du travail de recherche développé lors de cette thèse. Elle permettra de mieux comprendre les spécifications imposées sur les composants que nous avons à développer ainsi que leur utilité. Elle commence par décrire les besoins en défense, en rappelant ce qu'est la guerre électronique et ses spécificités. Ensuite, elle décrira plus précisément les signaux qui feront l'objet du traitement électronique. Pour cela un bref rappel sur les radars est proposé.

1.1.1 Guerre électronique

Les systèmes électroniques ont pris une place prépondérante dans la stratégie militaire moderne. Ils sont utilisés pour la détection de présence ennemie par radar, pour le guidage de missile, pour les communications ou pour la géolocalisation par exemple. La guerre électronique consiste à la fois à intercepter les émissions radioélectriques d'un adversaire et à l'empêcher d'agir de même. Elle a trois objectifs principaux:

- L'information, qui permet de maintenir une connaissance permanente de l'ordre de bataille électronique de l'adversaire mais également des caractéristiques techniques et opérationnelles des systèmes hostiles et des communications des adversaires. Ceci dans le but d'aider à la prise de décision pour le commandement, au ciblage ou pour l'évaluation des résultats d'une action.

- La dissuasion, qui a pour objectif de convaincre l'adversaire de renoncer aux actions envisagées en le privant de certains de ses instruments. Le brouillage radar permet par exemple de rendre inutilisable les moyens de détection ennemis.

- La protection : l'autoprotection passive, comme la furtivité du fuselage d'une plateforme, permet de réduire sa détectabilité radar ce qui le rend moins sujet à subir une attaque. L'utilisation de leurres, paillettes métalliques pour les radars et fusées éclairantes pour l'infrarouge, permet de détourner les missiles autoguidés de leurs cibles.

1.1.2 Mesures de soutien électronique

Le renseignement d'origine électromagnétique, nommé SIGINT (*SIGnals INTelligence*) est donc une des parties importantes dans la guerre électronique. Elle est séparée en deux composantes : COMINT (*COMmunications INTelligence*) pour les écoutes de communications et ELINT (*ELECTronic INTelligence*) pour l'interception des signaux radar notamment. La figure 1-1-a) montre le Dupuy-de-Lôme, navire collecteur de renseignements d'origine

électromagnétique de la marine nationale française qui comporte des équipements SIGINT. Dans le cadre de SIGINT, les signaux provenant de ces radars sont captés par une antenne réceptrice et analysés par des unités de traitement numérique dans le but d'en déduire de nombreux paramètres parmi lesquels la direction de l'émetteur, le type de radar, sa ou ses fréquences d'opération et sa fréquence de répétition des impulsions. Toutes ces caractéristiques forment la « signature » du radar. Celle-ci est comparée à une base de données contenant les caractéristiques de plus de 2 000 systèmes radars en mémoire ce qui permet habituellement d'identifier si le radar détecté est ami ou ennemi. Cette analyse, effectuée en temps réel, permet de déclencher rapidement les réponses appropriées, comme l'envoi de leurres de contre-mesures ou du brouillage des émissions. Ces deux composantes dépendent d'un équipement informatique de pointe pour effectuer leur analyse. Les récepteurs sont généralement à base de transpositions fréquentielles par mélanges superhétérodynes.

Les récepteurs à superhétérodyne doivent amplifier et mesurer des signaux de hautes fréquences et de très faible puissance. Pour cela, une chaîne de réception standard comporte une étape de filtrage en sortie de l'antenne. Ce filtre possède une bande passante accordable pour sélectionner une partie du spectre précise ce qui permet une isolation des signaux parasites. Ensuite un amplificateur augmente le niveau de signal puis un mélangeur superhétérodyne permet la transposition dans une gamme des fréquences intermédiaires (noté IF pour *Intermediate Frequency*) plus basses grâce à un oscillateur local (noté LO pour *Local Oscillator*). Le signal est ensuite numérisé grâce à un convertisseur analogique numérique en vue d'être traité numériquement par la suite. Une chaîne de réception plus complexe avec plusieurs étages de transpositions de fréquences vers des fréquences intermédiaires encore plus faibles est envisageable dans le but d'augmenter l'isolation ou la sensibilité [4]. Ces récepteurs sont complexes mais ont une large gamme de fréquences disponibles, de 0,01 à 40 GHz, et un niveau minimum de détection bas. Ils ont donc une longue portée et une pénétration plus grande des lobes secondaires.

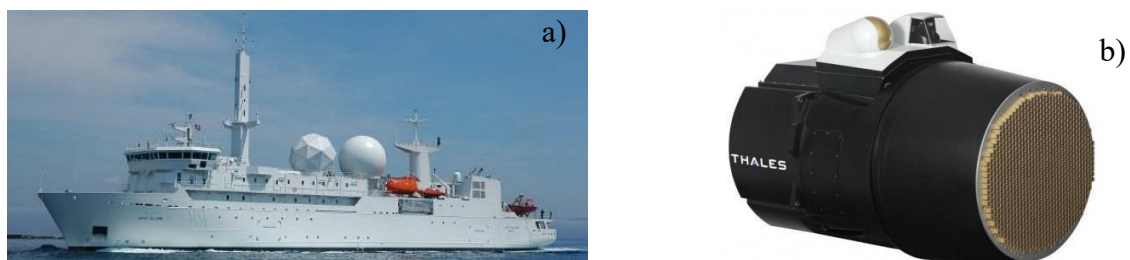


Figure 1-1 : a) Le Dupuy-de-Lôme, navire collecteur de renseignements d'origine électromagnétique de la Marine nationale française. b) Exemple de radar à balayage électronique, le RBE2-AESA, radar de tête conçu par la société Thales et équipant l'avion de combat Dassault Rafale.

Dans ce cas, un dispositif de sous-échantillonnage placé directement en sortie de filtrage, pourrait réaliser la double fonction de transposition de fréquence et de conversion analogique-numérique. Ceci permettrait théoriquement de simplifier la chaîne de réception et potentiellement d'en

accroître les performances. La fin de la section 1.2 propose une comparaison entre les techniques de conversion superhétérodyne et de sous-échantillonnage.

1.1.3 Les radars

Le radar (*Radio Detection And Ranging*) est un dispositif de télémétrie utilisant des ondes électromagnétiques. Il permet de détecter à distance la présence ou l'absence d'objets mais également d'extraire des informations telles que sa localisation dans l'espace, sa taille, sa forme, sa vitesse et sa direction.

En 1904, Christian Hülsmeyer développe le prédécesseur du radar, le « Telemobiloskop », fonctionnant sur le principe du radar, en application des travaux de James Maxwell et de Heinrich Hertz. Les applications navales et aéronautiques apparaissent ensuite rapidement (bien que fortuitement) avec, pour la première fois, la détection d'un navire en bois par Albert H. Taylor et Leo C. Young, du Naval Research Laboratory aux Etats-Unis en 1921. C'est en 1930 que Lawrence A. Hyland (également du Naval Research Laboratory), réalise la première détection d'un aéronef. Le premier radar impulsionnel, capable de déterminer la distance et la vitesse de la cible, détecte un aéronef à 4 km de distance en avril 1936. Le premier radar de production embarqué sur des navires militaires est le CXAM à partir de 1938.

1.1.3.1 *Rappel sur les radars*

Le radar comporte une antenne qui émet un signal impulsionnel et reçoit l'écho de ce signal qui s'est préalablement réfléchi sur l'objet à mesurer. Un système de traitement du signal et de calcul permet de déterminer à partir du décalage temporel entre l'émission et la réception, et compte tenu de la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique, la distance de l'objet par rapport à l'antenne. Pour déterminer dans quelle direction et à quelle altitude se situe l'objet, des antennes rayonnant un faisceau fortement directif sont utilisées. Avec de telles antennes, le signal réfléchi est maximum lorsque celles-ci pointent directement dans la direction de l'objet. Un balayage suivant l'axe horizontal et l'axe vertical dans toutes les directions de son volume de détection est nécessaire pour visualiser l'ensemble des cibles potentielles. Ce balayage peut être réalisé par orientation mécanique de l'antenne ou par orientation électronique en utilisant une antenne active. La figure 1-1-b propose un exemple de radar à balayage électronique, le RBE2-AESA, radar de tête conçu par la société Thales qui équipe l'avion de combat Dassault Rafale.

1.1.3.2 *Signaux mis en jeux*

Il existe deux types de radars : les radars à ondes continues (notées CW pour *continuous waves*) et les radars à ondes pulsées [5]. Un radar CW transmet continuellement et, simultanément, écoute les échos réfléchis. Un radar à ondes pulsées transmet ses ondes radio par intermittence dans de courtes impulsions et écoute les échos dans les périodes entre les transmissions. Il existe plusieurs types de radars à impulsions. Dans ce cas le terme « pulsé » sera utilisé dans un sens général pour désigner tout radar qui émet des impulsions. Pour les

applications aéroportées. Les radars pulsés sont majoritaires, la présentation sera centrée sur ces derniers.

Un des principaux avantages à l'utilisation des radars impulsionnels est qu'ils permettent d'éviter les interférences entre les signaux émis et les signaux reçus. Ces interférences créent un bruit électronique qui peut surpasser le niveau de signal de l'écho à mesurer [6]. En général l'isolation qui permet de se prémunir de ce problème peut être obtenue par une séparation physique des antennes d'émission et de réception. Pour les radars pulsés, l'antenne n'émet pas en même temps qu'elle reçoit, elle n'est donc pas sujette à ce genre d'interférences. Ceci permet de n'utiliser qu'une seule antenne pour les deux rôles ce qui est un gain en encombrement intéressant sur une plateforme aéroportée à l'espace limité.

Un signal radar a trois caractéristiques principales :

- **La fréquence porteuse.**

La figure 1-2 montre l'étendue des gammes de fréquences utilisées par les radars. La fréquence de la porteuse influe sur différents paramètres comme la largeur du faisceau, l'atténuation atmosphérique, le bruit ambiant, la puissance transmise mais également sur les dimensions physiques des appareils et des antennes. La fréquence des signaux porteurs est imposée par les contraintes physiques particulières à l'application. Elle est le fruit d'un compromis entre avantages et inconvénients le plus optimal pour l'application. Les limitations en taille peuvent être particulièrement sévères pour les applications navales et a fortiori pour les applications aéroportées. Pour cette raison les fréquences utilisées vont jusqu'à 40 GHz voire jusqu'à la bande W. La fréquence de la porteuse peut varier d'une impulsion à l'autre.

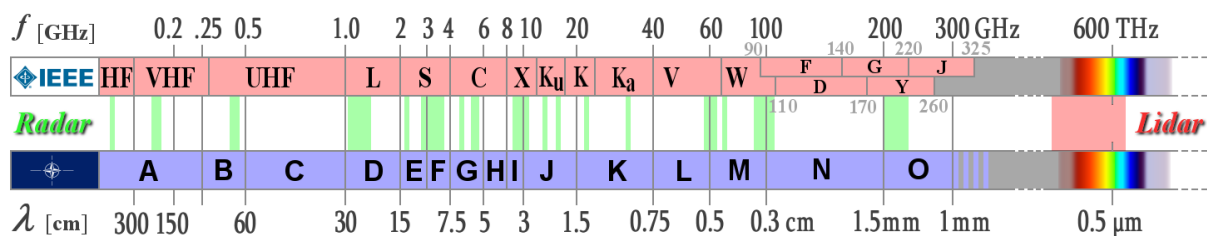


Figure 1-2 : Représentation (en vert) des bandes de fréquences réservées pour les applications radar (obsolètes). Les axes rose et bleu placent sur l'axe des fréquences les dénominations des bandes de fréquences normalisées respectivement par l'IEEE (Institute of Electrical and Electronics Engineers) et par l'OTAN (Organisation du traité de l'Atlantique nord).

- **La largeur de l'impulsion.**

La largeur temporelle de l'impulsion, compte tenu de la vitesse de propagation du signal peut être traduite en longueur physique de l'impulsion. Cette longueur impose une distance minimale de détection. Elle impose également la limitation principale dans la résolution en distance. Dans ces deux cas, l'impulsion doit être la plus brève possible. Cependant, à puissance crête constante, plus la durée des impulsions décroît, plus l'énergie qu'elles contiennent décroît, ce qui limite la portée maximale des radars. Il existe donc, là aussi, un optimum à choisir.

- **Le taux de répétition des impulsions.**

Il s'agit de la cadence d'émission des impulsions d'un radar c'est à dire le nombre d'impulsions par seconde. Le taux de répétition des radars aéroportés va de quelques centaines de hertz à plusieurs centaines de kilohertz. Ce taux peut varier constamment.

Conclusion sur l'application.

Comme nous l'avons vu ici, les signaux à détecter peuvent occuper une large gamme de fréquences pour de faibles niveaux de puissances. Ils sont également impulsionnels et leurs propriétés sont changeantes au cours du temps. Il est nécessaire de développer un appareillage capable de mesurer de tels signaux en vue d'une reconnaissance par traitement informatique. Les chaînes de réception des systèmes de détection de radars doivent dès lors être précises sur une large gamme de fréquences. Dans cette chaîne, la conversion analogique-numérique par sous-échantillonnage peut présenter des avantages majeurs.

D'autres applications possibles peuvent motiver le développement de technologies de convertisseurs analogiques/numériques (CANs) rapides. Les nouveaux standards de communication optique comme IUT OTU-4 ou IEEE 802.3ba pour l'Ethernet à 100 Gigabit [7] (100GbE), la modulation d'amplitude d'impulsions à plusieurs niveaux (comme "PAM-4") vont nécessiter des CANs avec une fréquence d'échantillonnage jusqu'à 40 GS/s avec au moins 5 bits effectifs de résolution. Autre exemple : le projet PHASER, porté par différents industriels parmi lesquels Thales Alinea Space, a pour ambition finale (d'ici 2020) de réaliser des CANs photoniques en Bande Ka (26,5 – 40 GHz) pour des applications d'internet par satellite [8]. Les applications d'instrumentation et d'imagerie médicale peuvent également être visées.

La section suivante propose une description détaillée des principes de la conversion analogique/numérique et du sous-échantillonnage au travers de son formalisme mathématique ainsi que des différentes solutions techniques existantes pour sa mise en œuvre.

1.2 Conversion Analogique - Numérique

Cette section reprend le principe de la conversion analogique-numérique pour en comprendre les objectifs, le fonctionnement, mais également pour en dégager les limitations. Elle expose, dans un premier temps, le formalisme mathématique qui sous-tend cette technique aussi bien dans le domaine temporel que fréquentiel. Dans un second temps elle étend son utilisation en dehors de la condition de Shannon pour l'appliquer au sous-échantillonnage. Pour finir elle propose une description des trois principales limitations de l'échantillonnage dans des conditions expérimentales.

1.2.1 Principe de fonctionnement

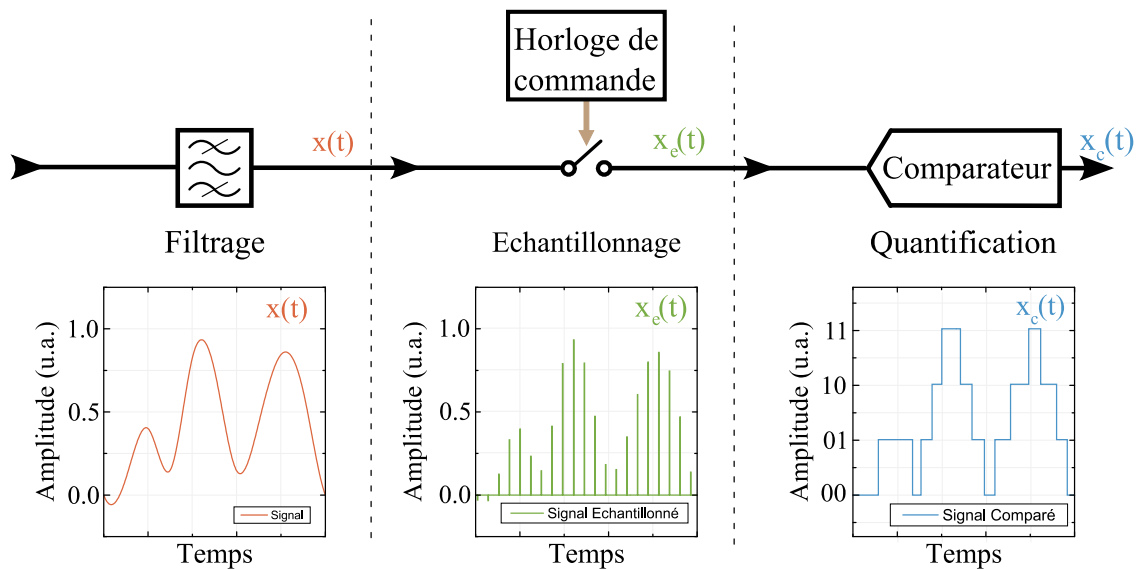


Figure 1-3 : Représentation schématique d'un échantillonneur ainsi qu'une représentation des signaux présents en sortie des étapes de filtrage ($x(t)$), d'échantillonnage ($x_e(t)$) et de comparaison ($x_c(t)$).

Un signal analogique associe à chaque instant une valeur réelle. Les signaux électriques, par exemple, peuvent être une variation quelconque de la valeur du potentiel électrique autour d'une valeur moyenne. Joseph Fourier, en 1822, nous apprend que tout signal continu peut être intégralement décrit comme la somme infinie de fonctions trigonométriques de toutes fréquences [9]. Le signal analogique est donc décrit par ses amplitudes, sa plage de fréquences et ses phases. Ces signaux ne sont pas purement déterministes, ils peuvent être facilement parasités par du bruit électromagnétique ambiant, ce qui en réduit la qualité. De plus, le traitement des signaux analogiques peut être complexe.

Les unités de calcul numérique sont uniquement capables de traiter des suites de nombres. Un signal numérique doit donc être quantifié en temps et en amplitude. Pour pouvoir rendre un signal analogique manipulable par ces unités de calcul il est nécessaire d'opérer une conversion du signal analogique vers un signal numérique. Cette conversion est réalisée en deux temps :

-Premièrement l'échantillonnage, qui consiste à sélectionner des parties du signal.
 -Deuxièmement la quantification, qui consiste à discrétiser le signal échantillonné en amplitude. Ces opérations sont réalisées par les convertisseurs analogiques/numériques. Ces convertisseurs sont développés depuis les années 1950 et le premier chapitre du *Data Conversion Handbook* de Walt Kester [10] propose un historique très détaillé.

L'échantillonnage vise à sélectionner des valeurs de l'amplitude du signal à intervalle de temps défini. La durée de cet intervalle est appelée la « période » d'échantillonnage (notée T_e). Son inverse est appelée la « fréquence » d'échantillonnage (notée f_e). Pour ce qui est de la discrétisation en amplitude, il s'agit de transcrire la valeur arbitraire obtenue en un nombre appartenant à un ensemble fini. Cet ensemble s'étend sur une plage définie d'amplitude. Codée sur un certain nombre de bits, celle-ci est constituée de multiples en $1/2^N$ (avec N , un nombre entier représentant le nombre de bits du codeur) de cette plage.

Il apparaît évident que pour numériser fidèlement un signal analogique, il est nécessaire de sélectionner le plus d'échantillons par unité de temps possible (f_e doit être élevée) et le quantum de quantification doit être faible (N doit être élevé). f_e et N sont les deux principaux paramètres qui qualifient les performances d'un convertisseur analogique/numérique (CAN).

1.2.1.1 Formalisme mathématique de l'échantillonnage.

Mathématiquement, l'échantillonnage peut être considéré, dans le domaine temporel, comme le produit du signal d'entrée noté $x(t)$ par un peigne de Dirac noté $\delta(t)$ (équation (1)). La fréquence d'échantillonnage est notée f_e et sa période $T_e = 1/f_e$.

$$x_e(t) = x(t) \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(t - n \cdot T_e) \quad n \in \mathbb{Z} \quad (1)$$

Expression du signal échantillonné $x_e(t)$ avec $x(t)$ le signal d'entrée, $\delta(t - n \cdot T_e)$ le peigne de Dirac et T_e la période de répétition des impulsions de Dirac.

La transformée de Fourier du produit scalaire de deux termes est égale au produit de convolution des transformées de chaque terme. La transformée de Fourier d'un peigne de Dirac espacé de T_e étant un peigne de Dirac espacé de f_e , l'équation (1) devient dans le domaine fréquentiel :

$$X_e(f) = \text{TF}(x_e(t)) = X(f) * \frac{1}{T_e} \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta\left(f - \frac{n}{T_e}\right) \quad n \in \mathbb{Z} \quad (2)$$

Expression du signal échantillonné $X_e(f)$ dans le domaine fréquentiel avec $X(f)$ le signal d'entrée dans le domaine fréquentiel, $\delta(f - n/T_e)$ le peigne de Dirac dans le domaine fréquentiel et T_e la période de répétition des impulsions de Dirac.

L'équation (2) montre que la transformation d'un signal continu en une suite de points discrets induit une réplication du spectre du signal de part et d'autre de la fréquence d'échantillonnage et de ses harmoniques. Cet effet est illustré en figure 1-4. Il est important de noter que, bien qu'il n'y ait pas de sens physique, le spectre issu d'une transformée de Fourier est symétrique dans les fréquences négatives (non présenté sur la figure).

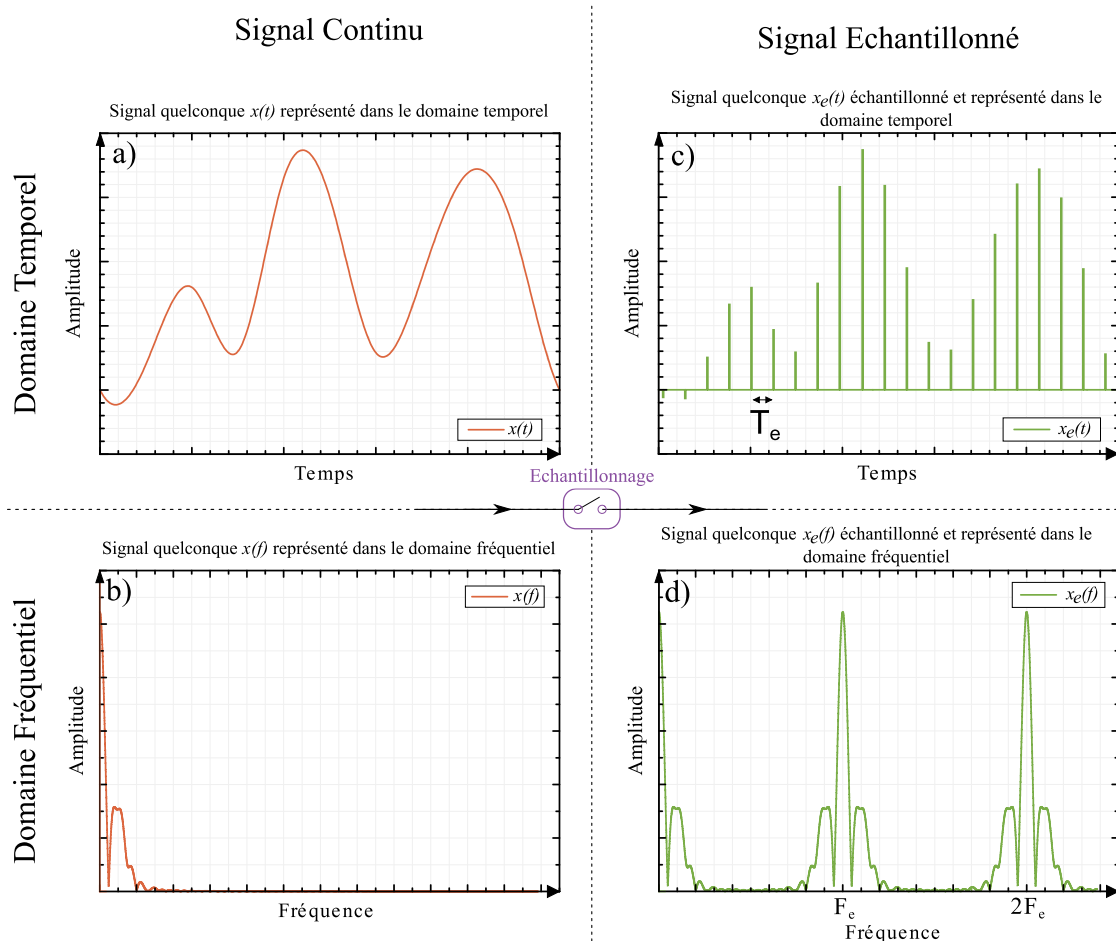


Figure 1-4 : Représentation schématique de l'effet de l'échantillonnage temporel d'un signal quelconque sur sa composition spectrale. a) et c) représentent respectivement le signal continu $x(t)$ et échantillonné $x_e(t)$ dans le domaine temporel. b) et d) représentent leurs compositions fréquentielles $x(f)$ et $x_e(f)$ respectives.

1.2.1.2 Critère de Nyquist-Shannon

Démontré pour la première fois en 1947 par C. E. Shannon [11] en se fondant sur les travaux de H. Nyquist datant de 1928 [12], de W.R. Bennett en 1941 [13] ou encore de D. Gabor en 1946 [14], le théorème dit de Nyquist-Shannon établit une relation entre la fréquence d'échantillonnage et la fréquence maximale du signal à échantillonner (équation (3)).

$$f_e > 2f_{max} \quad (3)$$

Avec f_e fréquence d'échantillonnage et f_{max} , la fréquence maximale du signal à échantillonner.

Ce théorème exprime le fait que pour reconstruire un signal analogique par échantillonnage sans perte d'information, il est nécessaire que la fréquence d'échantillonnage soit plus de 2 fois supérieure à la fréquence maximale du signal à échantillonner. Cela revient donc à sélectionner plus de 2 échantillons par période. Ce théorème peut être facilement appréhendé dans le domaine fréquentiel en étudiant la figure 1-4 d et la partie de gauche de la figure 1-6. En effet, on peut remarquer que lorsque la fréquence d'échantillonnage est inférieure au double de la fréquence maximale du signal de base, la duplication du spectre autour de la fréquence d'échantillonnage, du côté des basses fréquences, sera ramenée dans la bande de base (de 0 à $f_e/2$) (figure 1-6-c). Ce chevauchement, appelé repliement de spectre (ou *aliasing*), parasite le signal utile ce qui engendre une perte d'information et est, bien évidemment, préjudiciable.

1.2.1.3 Sous-Echantillonnage et transposition de fréquence

Le théorème de Nyquist-Shannon est vrai pour tous les signaux s'étendant sur une plage de fréquences allant du DC jusqu'à f_{max} . La figure 1-5 montre qu'il est pourtant bien possible de recréer un signal à partir d'échantillons sélectionnés avec une fréquence largement inférieure à la fréquence maximale du signal à échantillonner. Cette technique peut être appelée sous-échantillonnage, échantillonnage à bande passante étroite, échantillonnage harmonique, ou encore échantillonnage IF [15]. Pour réaliser cela, sans les problèmes de repliement évoqués précédemment, le signal doit être soit périodique, soit sa bande passante doit être limitée. En électronique, ce sous-échantillonnage permet de réduire des contraintes liées à la fréquence de coupure des éléments actifs (transistors). En optique, avec un taux de répétition plus faible, il permet d'utiliser des énergies par impulsions plus faibles indispensables pour les lasers à verrouillage de mode.

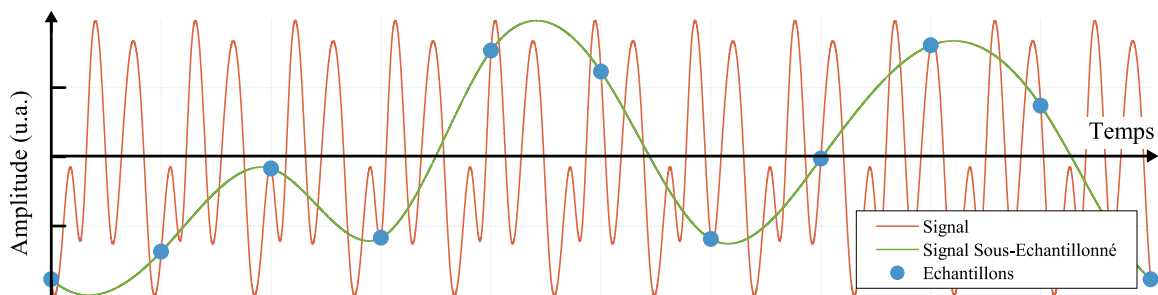


Figure 1-5 : Représentation de l'effet du sous-échantillonnage temporel d'un signal quelconque. Dans cet exemple, le signal est reproduit à une fréquence 10 fois inférieure au signal échantillonné.

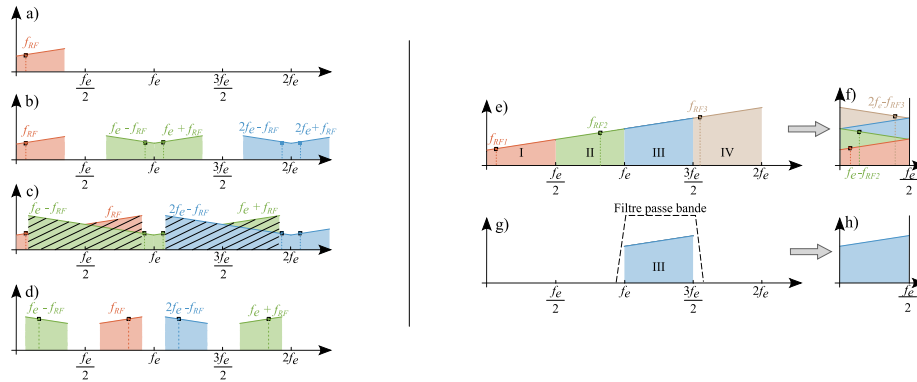
Pour réaliser le sous-échantillonnage de signaux répétitifs, aussi appelé échantillonnage en temps équivalent, il faut utiliser une période d'échantillonnage (notée T_e) différente de celle du signal à mesurer (notée T_{RF}). En faisant ainsi, l'instant d'échantillonnage va se décaler tout le long de la période du signal. Au bout d'un nombre suffisant d'échantillons, il est possible de retrouver la forme temporelle du signal. Cette technique peut également être utilisée pour les systèmes pouvant être déclenchés à de multiples reprises. Pour les signaux dont la bande s'étend d'une fréquence f_{min} à une fréquence f_{max} il est possible de réaliser un sous-échantillonnage avec une

fréquence d'échantillonnage inférieure à la fréquence minimum du signal $f_e < f_{min}$ à condition qu'aucun multiple de la moitié de la fréquence d'échantillonnage ne soit compris dans la bande à échantillonner (équation (4)). Ce concept est déjà présent dans l'article où Shannon développait son théorème [11].

$$n \cdot \frac{f_e}{2} \notin [f_{min}, f_{max}] \quad n \in \mathbb{Z} \quad (4)$$

Condition d'étendue du spectre fréquentiel par rapport à la fréquence d'échantillonnage pour réaliser un sous-échantillonnage.

Dans cette partie et comme présenté par la figure 1-6, f_{RF1} , f_{RF2} et f_{RF3} ainsi que f_{RF} , f_{RF}' et f_{RF}'' sont des fréquences quelconques prises à l'intérieur des bandes de fréquences définies dans un but illustratif. Cependant et pour faciliter la notation, on considèrera la notation : f_{RF} comme la fréquence centrale de la bande pour tout le reste du document.



*Figure 1-6 : Partie gauche : Représentation schématique de l'effet de l'échantillonnage et du sous-échantillonnage de trois signaux quelconques (présentés en a) dans le domaine fréquentiel : f_{RF1} dont le spectre s'étend entre le DC et $f_e/2$, f_{RF2} dont le spectre s'étend entre le DC et au-delà de $f_e/2$ et f_{RF3} dont le spectre s'étend entre $f_e/2$ et f_e . Les figures b) c) et d) présentent la composition spectrale de ces mêmes signaux échantillonnés avec une fréquence f_e .
Partie droite : Illustration des zones de Nyquist et de la transposition de fréquence.*

La figure 1-6 montre graphiquement ce principe. La partie gauche de cette figure propose une représentation schématique de l'échantillonnage dans le domaine fréquentiel de trois signaux: f_{RF1} dont le spectre s'étend entre le DC et $f_e/2$, f_{RF2} dont le spectre s'étend entre le DC et au-delà de $f_e/2$ et f_{RF3} dont le spectre est compris entre $f_e/2$ et f_e . Les spectres initiaux de ces trois signaux sont représentés en a). Sur le graphique b) le spectre du signal f_{RF1} respecte le critère de Nyquist, il n'y a pas de recouvrement. Sur le graphique c) le spectre du signal f_{RF2} ne respecte pas le critère de Nyquist, il y a bien recouvrement. On peut remarquer que pour éviter cette situation, il est possible de limiter le spectre du signal vers les hautes fréquences, ce cas correspond au signal f_{RF1} , mais également vers les basses fréquences. En effet, le graphique d) montre que lorsque le signal à échantillonner ne s'étend qu'entre des multiples n .ièmes de $n \cdot \frac{f_e}{2}$, alors ce chevauchement n'existe pas, car la partie basses fréquences du spectre, responsable du recouvrement, n'existe plus. Les bandes de fréquence délimitées par les multiples n .ièmes de $n \cdot \frac{f_e}{2}$ sont appelées les zones de Nyquist et sont numérotées depuis les basses fréquences vers les hautes fréquences comme indiquées en figure 1-6 e).

On peut alors démontrer que quelle que soit la zone de Nyquist dans laquelle est présent le spectre à échantillonner, il résultera du processus d'échantillonnage la duplication de ce signal dans toutes les autres zones de Nyquist. La partie de droite de la figure 1-6 montre bien cet effet.

Il est alors tout à fait possible d'envisager d'utiliser une fréquence d'échantillonnage volontairement plus faible que la fréquence de Shannon dans le but de réaliser de la conversion de fréquence vers des fréquences plus faibles. Dans ce cas, la fréquence d'échantillonnage n'impose plus la fréquence maximale du signal échantillonnable mais bien la largeur de la bande du signal échantillonnable.

Pour cela, il est nécessaire de réaliser un filtrage de la bande de fréquences utiles avant de réaliser l'échantillonnage (figure 1-6 g) pour éviter le repliement de fréquences parasites. Ce filtre est appelé : « filtre anti-repliement » (il sera noté FAR 1 sur le schéma de la figure 1-10). Il doit être choisi avec une précaution particulière, détaillée dans la référence : [16]. Un étage de filtrage passe-bas est également nécessaire en sortie de l'échantillonneur afin de supprimer les multiples duplications du signal échantillonné.

1.2.1.4 Influence de la durée des impulsions et pertes de conversion

Les impulsions de Dirac sont par définition infiniment brèves. Il est donc impossible de les recréer dans la réalité. Dans la suite du calcul le signal d'échantillonnage sera approximé par un signal formé d'une suite d'impulsions « rectangulaires » $i(t)$ telle que : $i(t) = 1$ si $-\tau/2 < t < \tau/2$ et $i(t) = 0$ en dehors de cet intervalle. Dans la réalité les impulsions optiques ont une forme temporelle gaussienne ou s'approchant d'une gaussienne. Si l'amplitude et la durée d'une impulsion gaussienne et d'une impulsion rectangulaire sont identiques, alors l'énergie de ces deux impulsions est très semblable. De plus, le premier lobe de la décomposition spectrale d'une impulsion rectangulaire et la forme gaussienne de la décomposition spectrale d'une impulsion gaussienne sont raisonnablement similaires. En effet la transformée de Fourier d'une gaussienne de FWHM (pour *Full Width at Half Maximum* qui signifie : largeur à mi-hauteur) τ est une gaussienne de FWHM égale à $1/\tau$. La transformée de Fourier d'une fonction rectangulaire de durée τ est, quant à elle, un sinus cardinal dont le premier lobe s'annule en $1/\tau$ (figure 1-7.b).

Comme le montre l'équation (5), la transposition d'une impulsion rectangulaire $i(t)$ en un train d'impulsions espacées de la période d'échantillonnage T_e revient à convoluer ce signal avec un peigne de Dirac, lui-même espacé dans le temps de la période d'échantillonnage T_e .

$$p(t) = i(t) * \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(t - n \cdot T_e) \quad n \in \mathbb{Z} \quad (5)$$

Expression du signal « porte » $p(t)$ qui représente un train d'impulsions rectangulaires avec $i(t)$ l'équation d'une seule impulsion, $\delta(t - n \cdot T_e)$ le peigne de Dirac et T_e la période de répétition des impulsions de Dirac.

La transformée de Fourier d'une impulsion rectangulaire d'amplitude unitaire et de durée τ est un sinus cardinal d'amplitude τ qui s'annule pour les fréquences multiples de $1/\tau$.

$$I(f) = \text{TF}(i(t)) = \tau \frac{\sin(\pi\tau f)}{\pi\tau f} = \tau \text{sinc}(\tau f) \quad (6)$$

Expression de la transformée de Fourier d'une impulsion rectangulaire $I(f)$ de durée τ avec sinc qui représente la fonction sinus cardinal.

La transformée de Fourier d'un produit de convolution revient à un produit scalaire. Aussi les équations (7) et (8) reprennent le peigne de Dirac dans le domaine fréquentiel pour décrire le spectre du signal rectangulaire d'amplitude unitaire.

$$P(f) = \text{TF}(p(t)) = I(f) \cdot \frac{1}{T_e} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta\left(f - \frac{n}{T_e}\right) \quad n \in \mathbb{Z} \quad (7)$$

Expression du signal « porte » $P(f)$ qui représente le spectre d'un train d'impulsions rectangulaires dans le domaine fréquentiel.

L'équation (8) montre que périodiser un signal dans le domaine temporel revient à échantillonner son spectre dans le domaine fréquentiel. L'amplitude du spectre d'échantillonnage n'est plus constante en fonction de la fréquence mais prend la forme d'un sinus cardinal. L'amplitude de ce sinus cardinal est fonction à la fois de la période d'échantillonnage T_e et de la durée de l'impulsion τ .

$$P(f) = \tau \text{sinc}(\tau f) \cdot \frac{1}{T_e} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta\left(f - \frac{n}{T_e}\right) \quad n \in \mathbb{Z} \quad (8)$$

Expression du signal « porte » $P(f)$ qui représente le spectre d'un train d'impulsions rectangulaires dans le domaine fréquentiel.

Comme précédemment, l'échantillonnage consiste à multiplier le signal à échantillonner $x(t)$ par le signal rectangulaire $p(t)$.

$$x_e(t) = x(t) \cdot p(t) \quad (9)$$

Expression du signal échantillonné $x_e(t)$ en fonction du signal d'entrée $x(t)$ et du signal porte $p(t)$.

Comme le montre l'équation (10), dans le domaine fréquentiel, le spectre du signal $X(f)$ est convolué avec le signal $P(f)$ donné en équation (8).

$$X_e(f) = \text{TF}(x_e(t)) = X(f) * \left[\tau \text{sinc}(\tau f) \cdot \frac{1}{T_e} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta\left(f - \frac{n}{T_e}\right) \right] \quad n \in \mathbb{Z} \quad (10)$$

Avec $x_e(t)$ le signal échantillonné, $x(t)$ le signal d'entrée, $\delta(t - n \cdot T_e)$ le peigne de Dirac, T_e la période de répétition des impulsions de Dirac.

Enfin, étant donné que le signal n'est différent de zéro que pour $f = n / T_e$ nous pouvons simplifier l'équation (10) en l'équation (11).

$$X_e(f) = \frac{\tau}{T_e} \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \text{sinc}\left(\tau \frac{n}{T_e}\right) \cdot X\left(f - \frac{n}{T_e}\right) \quad n \in \mathbb{Z} \quad (11)$$

Avec $x_e(t)$ le signal échantillonné, $x(t)$ le signal d'entrée, $\delta(t - n \cdot T_e)$ le peigne de Dirac, T_e la période de répétition des impulsions de Dirac.

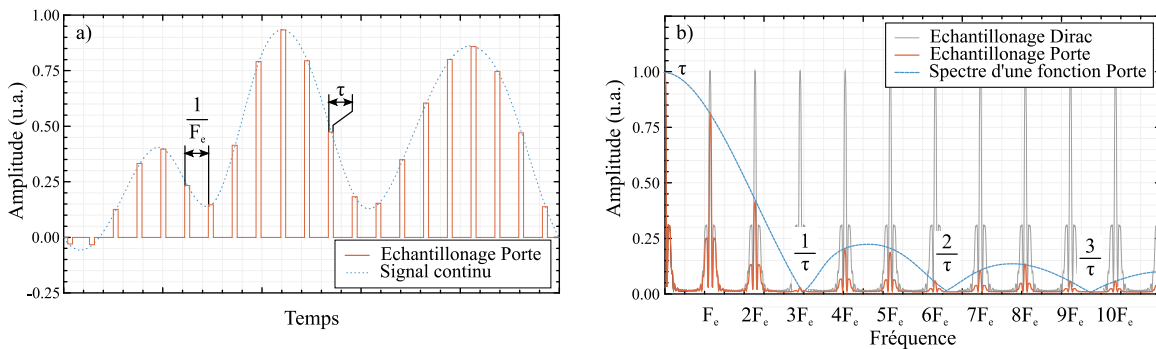


Figure 1-7 : Représentation schématique de l'effet de l'échantillonnage temporel avec une durée d'ouverture non nulle d'un signal quelconque sur sa composition spectrale. a) représente respectivement le signal continu $x(t)$ en pointillés bleus et échantillonné $x_e(t)$ en orange dans le domaine temporel. b) représente la composition fréquentielle $X_e(f)$ du signal échantillonné en orange, le spectre d'une impulsion rectangulaire seule $P(f)$ en bleu ainsi que le spectre issu de l'échantillonnage par des impulsions de Dirac en gris (échelle verticale normalisée).

Cette équation montre que le signal $x_e(t)$, échantillonné avec une durée d'impulsion non nulle possède un spectre $X_e(f)$ qui correspond au spectre du signal continu $X(f)$ dupliqué au multiple de $f = n / T_e$ et dont l'amplitude est pondérée par un sinus cardinal centré sur le signal RF (figure 1-7). En effet, pour $n = 0$, soit le spectre RF initial, le sinus cardinal vaut 1. Evidemment, en adéquation avec le théorème de Parseval (conservation de l'énergie), les amplitudes de ces multiples répétitions sont bien plus faibles que celles du spectre originel. On peut remarquer également que l'amplitude de ce signal est directement proportionnelle au rapport cyclique de fermeture de l'échantillonneur $\alpha = \tau / T_e$. En effet, plus la durée de transmission du signal est importante, plus la puissance de sortie est grande.

Par souci de clarté la figure 1-7 montre les amplitudes des signaux issus de l'échantillonnage par

un peigne de Dirac et ceux issus de l'échantillonnage par une suite d'impulsions rectangulaires de durée non nulle également.

Pour s'approcher du cas réel il est possible de réaliser un calcul similaire en utilisant l'approximation d'une réponse linéaire à une impulsion de forme gaussienne, plus proche de la réalité. Une gaussienne, $g(t) = e^{-\pi t^2}$, a pour transformée de Fourier une gaussienne, $G(f) = e^{-\pi f^2}$. Plus généralement, on peut démontrer en s'appuyant sur l'équation 7.4.6 de l'ouvrage d'Abramowitz et Stegun ([17] page 302) qu'une gaussienne $g(t) = e^{-at^2}$ a pour transformée de Fourier : $G(f) = \sqrt{\frac{\pi}{a}} \cdot e^{-\frac{\pi^2 f^2}{a}}$ dans l'objectif d'établir la relation entre la largeur à mi-hauteur de la gaussienne dans le domaine temporel (τ) et la largeur à mi-hauteur dans le domaine fréquentiel ($f_{1/2}$) [18]. Une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est notée « τ » s'exprime par :

$$g(t) = e^{-4 \cdot \ln(2) \cdot \frac{t^2}{\tau^2}} \quad \xrightarrow{TF} \quad G(f) = \tau \sqrt{\frac{\pi}{4 \cdot \ln(2)}} e^{-\frac{\pi^2 \cdot \tau^2}{4 \cdot \ln(2)} f^2} \quad (12)$$

Expression d'une gaussienne dans les domaines temporel $g(t)$ et fréquentiel $G(f)$ avec τ la largeur à mi-hauteur et \ln , la fonction logarithme népérien.

Enfin, en remplaçant l'équation (12) dans l'expression (11) :

$$X_e(f) = \frac{\tau}{T_e} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{4 \cdot \ln(2)}} \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\pi^2 \cdot \tau^2}{4 \cdot \ln(2)} \left(\frac{n}{T_e}\right)^2} \cdot X\left(f - \frac{n}{T_e}\right) \quad n \in \mathbb{Z} \quad (13)$$

Expression du signal échantillonné $X_e(f)$ avec $X(f)$ le signal d'entrée, T_e la période de répétition des impulsions de Dirac.

A partir de l'équation (13) il est possible de calculer les pertes de conversion minimales en fonction de la durée de la fenêtre d'échantillonnage. Ces pertes sont présentées en dB par l'équation (14). La figure 1-8 montre en a) les impulsions gaussiennes et rectangulaires de différentes durées (500 fs, 1 ps, 2 ps, 4 ps) et en b) les mêmes impulsions dans le domaine fréquentiel exprimées en dB suivant l'équation (14), ce qui correspond aux pertes de conversion. Sur cette figure le taux de répétition est de 1 GHz.

$$P(f_{rf}) = -20 \cdot \text{Log} \left(\frac{\tau}{T_e \sqrt{2}} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{4 \cdot \ln(2)}} \cdot e^{-\frac{\pi^2 \cdot \tau^2}{4 \cdot \ln(2)} (f_{rf})^2} \right) \quad (14)$$

Expression des pertes de conversion $P(f_{rf})$ en fonction de la fréquence du signal, de la durée τ des impulsions et de la période d'échantillonnage T_e .

A basse fréquence, la valeur du sinus cardinal ou la valeur de la gaussienne sont proches de 1. Le niveau des pertes de conversion est alors déterminé par le rapport $\frac{\tau}{T_e}$. Dans ce cas, les pertes de conversion sont donc directement proportionnelles au rapport cyclique d'ouverture de

l'échantillonneur. Plus la durée d'ouverture est grande, plus les pertes sont réduites. Aux hautes fréquences par contre, l'influence du sinus cardinal ou de la gaussienne est plus importante. A ces niveaux de fréquences, plus la durée d'ouverture est grande, plus les pertes sont élevées. A tel point que pour une impulsion gaussienne de 4 ps, les pertes de conversion passent de 50 dB à 1 GHz à 95 dB à 300 GHz (Figure 1-8-b). Cette augmentation des pertes est bien plus limitée pour une faible durée d'ouverture. Ainsi, les pertes de conversion pour une ouverture de 500 fs deviennent plus faibles à 300 GHz que pour une ouverture de 4 ps. Il existe donc un compromis à trouver entre pertes de conversion et bande passante.

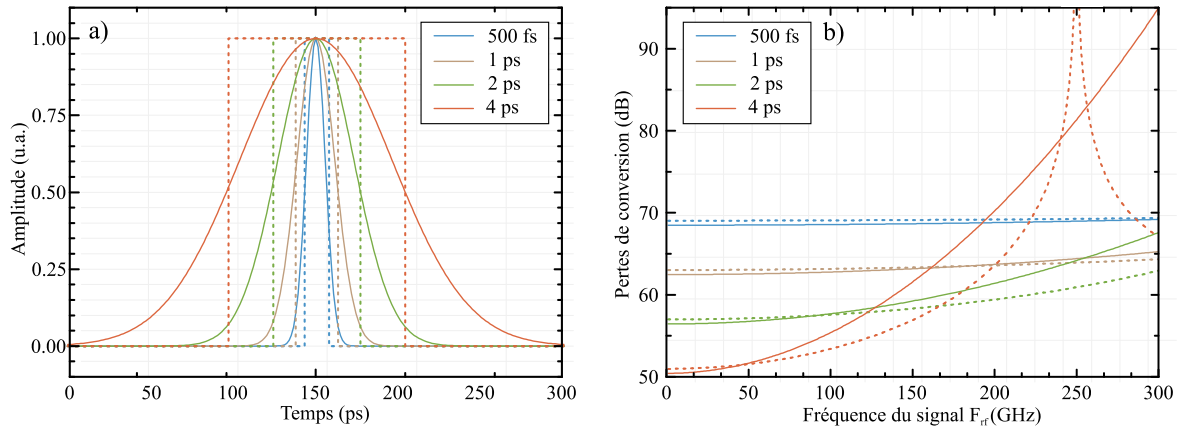


Figure 1-8 : a) Impulsions gaussiennes (en traits pleins) et rectangulaires (en pointillées) de différentes durées dans le domaine temporel et b) pertes de conversion correspondantes. ($f_e = 1$ GHz)

La figure 1-9-a montre l'évolution des pertes de conversion en fonction de la durée d'ouverture pour différentes fréquences du signal à échantillonner. On y remarque que pour chacune de ces fréquences, il existe une durée d'impulsion pour laquelle les pertes de conversion sont minimales. Ces durées sont représentées sur la figure 1-9-b en fonction de la fréquence du signal à échantillonner. On peut calculer que, dans le cas d'une impulsion de forme gaussienne, la durée d'ouverture optimale est de 37.48 % de la période minimale (T_{rf}) du signal à échantillonner. Cette valeur n'est valable que dans le cas du sous-échantillonnage pour une période d'échantillonnage d'une durée très supérieure à celle du signal à échantillonner ($T_e \gg T_{rf}$).

$$\tau_{optim} = \frac{\sqrt{2 \cdot \ln(2)}}{\pi} \cdot T_{rf} = 0,374 \cdot T_{rf} \quad (15)$$

Expression de la durée d'ouverture optimale en fonction de la période du signal à échantillonner.

On remarque alors qu'il est nécessaire de réaliser des impulsions extrêmement brèves, de l'ordre de la picoseconde, pour pouvoir échantillonner des signaux de l'ordre de la centaine de gigahertz.

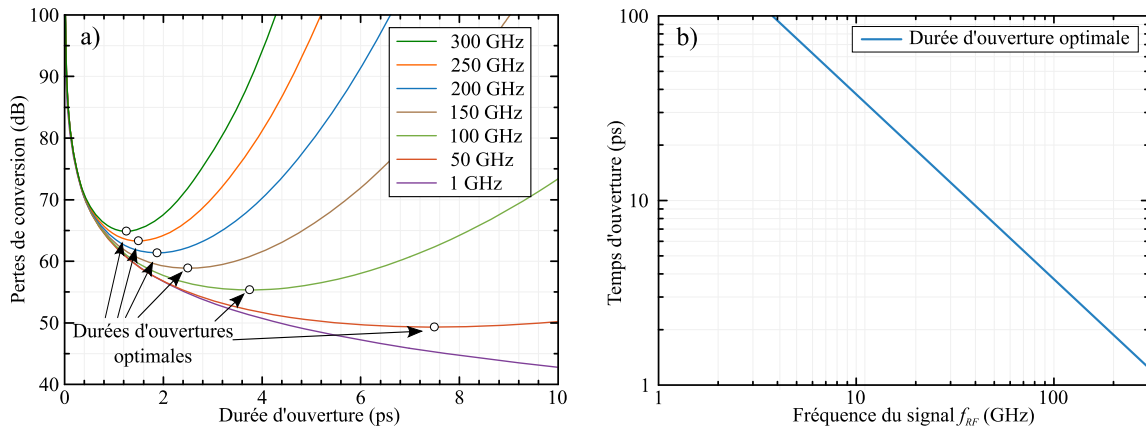


Figure 1-9 : a) Représentation des pertes de conversion en fonction de la durée des impulsions τ pour différentes fréquences d'entrée f_{rf} . b) Représentation de la durée des impulsions optimale τ (pour obtenir les pertes de conversion les plus faibles) en fonction de la fréquence d'entrée f_{rf} . ($f_e = 1\text{GHz}$)

1.2.1.5 Chaîne de réception par sous-échantillonnage

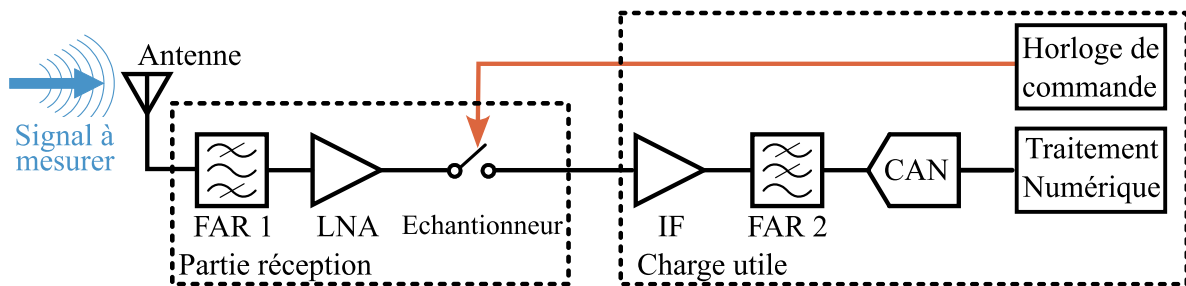


Figure 1-10 : Représentation schématique d'une chaîne de réception standard basée sur le principe de la transposition fréquentielle par sous-échantillonnage.

La figure 1-10 présente un schéma bloc fonctionnel simplifié d'une chaîne de réception standard basée sur le principe de transposition fréquentielle par sous-échantillonnage. Il détaille les différentes étapes de traitement à opérer sur le signal capté par une antenne dans le but d'obtenir un signal qui peut être numérisé. Ce système est donc une interface entre un élément rayonnant de l'antenne de réception et un processeur de traitement numérique. Il est composé de deux parties principales : la tête RF qui contient l'acquisition du signal par l'antenne et la partie traitement IF qui réalise le traitement numérique. La partie réception réalise le filtrage anti-repliement passe-bande et amplifie le signal avant de l'échantillonner pour le ramener à plus basse fréquence. L'amplificateur faible bruit (LNA sur la figure 1-10 pour « *Low Noise Amplifier* ») en réception est placé au plus près de l'antenne pour minimiser les pertes entre celui-ci et l'antenne et ne pas dégrader le facteur de bruit (théorème de Friis). La partie traitement IF, quant à elle, amplifie (amplificateur noté IF pour « *Intermediate Frequency* » en figure 1-10) le signal reçu vers des niveaux de puissances compatibles avec une exploitation en pleine échelle du convertisseur analogique/numérique situé en aval. Un deuxième filtre anti repliement passe-

bas est également placé avant le convertisseur analogique/numérique.

L'horloge de commande, un laser dans le cas de l'échantillonnage photoconductif, est placée dans la charge utile car son signal peut être distribué pour d'autres appareils et car les conditions y sont moins sévères.

Suivant la fréquence d'horloge le sous-échantillonnage est limité à des bandes de fréquences restreintes. Pour compenser cette limitation et augmenter la largeur de la bande de fréquences, des techniques d'entrelacement de plusieurs CANs ont été développées.

1.2.1.6 Entrelacement temporel

L'échantillonnage par entrelacement temporel a été développé par Black et al en 1980 [19]. Pour réaliser l'entrelacement temporel, le signal est divisé en un nombre choisi de N voies. Les signaux obtenus sont échantillonnés séparément. Un multiplexeur numérique (non représenté sur la figure 1-11) réunit les signaux numérisés obtenus. L'horloge de commande des échantillonneurs, et donc les instants d'échantillonnage, sont chacun retardés d'une durée de $\tau = T_e/N$. La fréquence d'échantillonnage effective est donc N fois la fréquence réelle de l'horloge de commande.

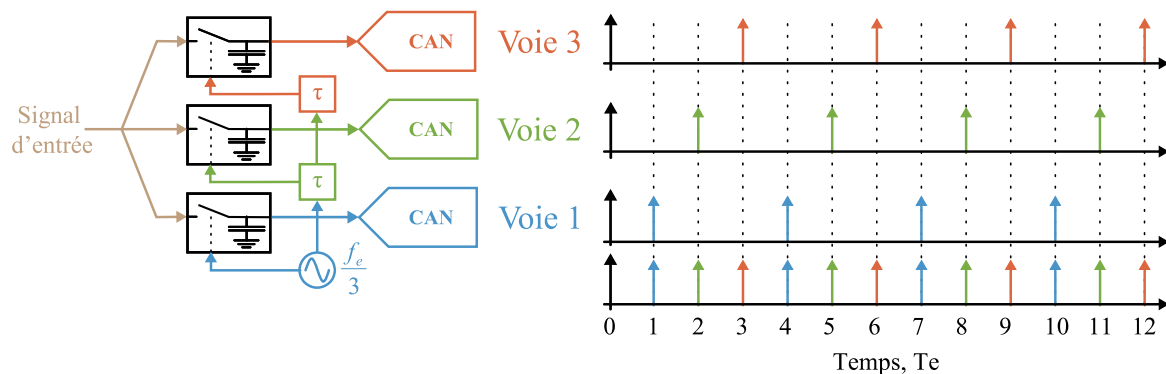


Figure 1-11 : Schéma emprunté de [20] illustrant une architecture d'échantillonnage par entrelacement temporel à trois voies. L'horloge d'échantillonnage est à la fréquence $f_e/3$. Il lui est appliqué un retard supplémentaire τ pour chaque voie.

Pour placer en parallèle différents CANs il est nécessaire de veiller à assurer une bonne adaptation des différentes voies pour éviter toute intermodulation [21]. Le retard des signaux d'horloge est un élément critique, à l'instar de la gigue temporelle. Il peut introduire une incertitude dans l'instant d'échantillonnage [22]. De plus, les imperfections de fabrication induisent des disparités dans les différentes voies d'échantillonnage. Celles-ci se traduisent par la génération d'erreurs dans la sortie échantillonnée qui sont ajoutées au bruit. Elles ont plusieurs origines [20] parmi lesquelles l'erreur de gain et le décalage du niveau continu. Il est cependant possible de compenser partiellement ces effets, à l'aide d'une calibration préalable. Par contre, l'erreur de délai fait apparaître des raies parasites difficiles à supprimer.

1.2.1.7 Entrelacement fréquentiel

Dans le cas de l'entrelacement fréquentiel, l'intégralité du signal n'est pas répartie sur les N voies mais il est filtré. Comme le montre la figure 1-12, le signal à échantillonner est divisé et

réparti sur les N voies d'échantillonnage. Il est ensuite filtré sur des plages de fréquences différentes. Les signaux ainsi obtenus, à l'exception de la branche chargée du signal de plus basse fréquence, sont transposés en fréquence vers la bande de base soit par des mélangeurs superhétérodynes soit par sous-échantillonnage. Les signaux obtenus sont ensuite échantillonnés avec une fréquence N fois inférieure à celle qui aurait été nécessaire sans entrelacement.

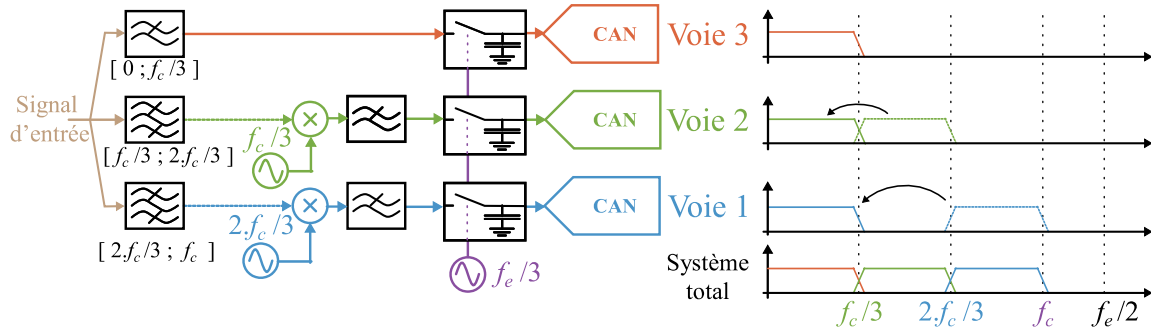


Figure 1-12 : Schéma emprunté de [20] illustrant une architecture d'échantillonnage par entrelacement fréquentiel à trois voies avec f_c la fréquence de coupure de la bande passante du système et f_e la fréquence d'échantillonnage équivalente.

En plus des différents problèmes possibles mentionnés plus haut pour l'entrelacement temporel et que l'on retrouve ici (erreurs de gain, de phase...), cette technique est lourde car elle nécessite l'utilisation de $N-1$ sources RF capables de fournir la puissance nécessaire et de $N-1$ mélangeurs hétérodynes pour réaliser la transposition de fréquence. La segmentation du signal de base en sous bandes implique des discontinuités aux jonctions de ces sous-bandes qui peuvent induire une perte d'informations. Le gain principal se fait sur le relâchement des contraintes en termes de gigue temporelle de l'horloge car l'échantillonnage est réalisé sur des signaux de plus basses fréquences. Cet avantage est contrebalancé par le bruit de phase des sources de mélanges ce qui donne un bilan global faiblement avantageux. Cependant, si l'horloge d'échantillonnage possède une gigue temporelle suffisamment faible, il est envisageable de réaliser le sous-échantillonnage direct du signal d'entrée. Cette technique permet, par les mécanismes présentés précédemment (partie 1.2.1.3), de réaliser directement la transposition de fréquence pendant la phase d'échantillonnage. Comme l'illustre la figure 1-13, cette méthode permet donc de s'affranchir des contraintes liées aux mélangeurs et à leur oscillateur local respectif.

Plus généralement, l'entrelacement permet de relâcher les contraintes sur les échantillonneurs et donc d'augmenter leur résolution à technologie égale. De plus, il a été montré que l'entrelacement permet de réduire la consommation globale du CAN à résolution et fréquence équivalentes. Ceci est dû au caractère non linéaire de la consommation en fonction de la fréquence des échantillonneurs. Cependant, ces avantages sont réduits par l'augmentation de la complexité du système global ce qui en diminue les performances. Le principal intérêt réside dans l'élargissement de la bande passante échantillonnable par des échantillonneurs et des convertisseurs bridés en fréquence. Les contraintes dont nous parlons ici sont détaillées dans la partie suivante.

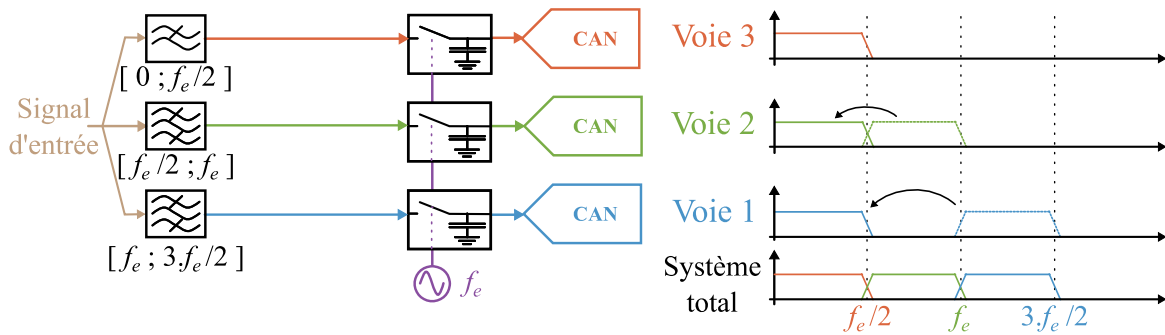


Figure 1-13 : Schéma emprunté de [20] illustrant une architecture de sous-échantillonnage entrelacé à trois voies avec f_c la fréquence de coupure de la bande-passante du système et f_e la fréquence d'échantillonnage équivalente..

1.2.2 Limitations

Les convertisseurs analogiques/numériques réels souffrent d'imperfections qui limitent leurs performances. Cette partie a pour objectif de cibler et de compiler les différentes sources de limitations des CANs afin d'en donner une estimation quantitative. Pour cela, un outil de comparaison, le nombre effectif de bits plus communément appelé ENOB (pour *Effective Number Of Bits*), sera introduit. Les bruits de quantification et le bruit thermique seront présentés dans un premier temps. Suivront les problématiques imposées par la gigue de l'horloge et par les non-linéarités des semi-conducteurs. Enfin, le calcul de la combinaison des différents effets est proposé. Cette étude permettra de définir des minimas techniques que le CAN doit respecter pour chacune de ces limitations, dans le but d'être en mesure de réaliser l'échantillonnage des signaux qui nous intéressent.

1.2.2.1 Nombre effectif de bits

Un signal parfait, sans bruit ni distorsion, peut théoriquement être converti sur un nombre de bits infini. Un convertisseur réel va, quant à lui, générer des parasites. Il apparaît inutile de quantifier ce signal avec une résolution plus faible que l'amplitude de ce bruit. Par exemple, si une étape dans la conversion génère un bruit supérieur au quantum (le quantum étant défini tel que : $Q = V_{fs}/(2^N - 1)$ avec V_{fs} la tension pleine échelle du convertisseur et N le nombre de bits physiques du convertisseur) d'un convertisseur, alors la valeur du bit de poids le plus faible ne reflète plus la réalité du signal : Il ne peut plus être pris en compte. Le nombre effectif de bits, correspond au nombre de bits réels sur lequel un CAN convertit un signal, compte tenu de ses différentes imperfections. On peut remarquer sur la figure 1-14, que lorsque le nombre de bits de quantification augmente, en présence de bruit, l'ENOB n'augmente plus. Ainsi, l'ENOB d'un convertisseur décrit le bruit et la distorsion du signal engendré par l'étape de conversion et donc impose la résolution maximale sur laquelle il sera possible désormais de numériser le signal après cette étape. L'ENOB est donc un bon outil pour comparer les performances des CANs de différentes technologies. Il est important de noter que la distorsion engendrée n'est pas forcément supérieure au quantum. L'ENOB peut donc, contrairement au nombre de bits physiques, ne pas être un entier.

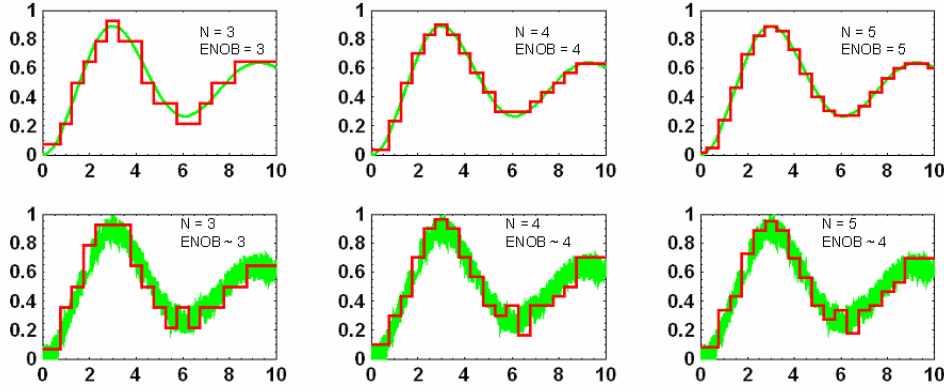


Figure 1-14 : Graphes empruntés de [23] par George C. Valley.

Graphes du haut : évolution de la tension en fonction du temps du signal non bruité avant (vert) et après comparaison (rouge) par des comparateurs de 3, 4 ou 5 bits.

Graphes du bas : évolution de la tension en fonction du temps du signal bruité avant (vert) et après comparaison (rouge) par des comparateurs de 3, 4 ou 5 bits.

L'IEEE Standard for Terminology and Test Methods for Analog-to-Digital Converters [24] définit l'ENOB comme suit :

$$SINAD_{dB} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_{signal}}{P_{err}} \right) = 6.02 ENOB + 1.76 \quad (16)$$

Expression du nombre effectif de bits en fonction du SINAD : rapport signal sur bruit et distorsions exprimé en dB.

$$ENOB = \log_2 \left(\sqrt{\frac{P_{signal}}{P_{err} \cdot 1.5}} \right) = 0.301 \cdot \log_{10} \left(\sqrt{\frac{P_{signal}}{P_{err} \cdot 1.5}} \right) \quad (17)$$

Expression générique du nombre de bits effectif.

Le facteur $6,02 \approx 20 \cdot \log_{10}(2)$ correspond à un facteur de conversion de décibels vers les bits et $1,76 \approx 20 \cdot \log_{10}(\sqrt{6}/2)$ provient de l'erreur de quantification d'un CAN idéal. Ces facteurs seront décrits ci-dessous. Le $SINAD_{dB}$ (pour *Signal-to-noise and distortion ratio*) est le rapport signal sur bruit et distorsions exprimé en dB et est défini par l'équation (18) [25] :

$$SINAD_{dB} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_{signal}}{P_{Bruit} + P_{Distorsions}} \right) = -10 \cdot \log_{10} \left[10^{-SNR/10} \cdot 10^{-THD/10} \right] \quad (18)$$

Expression du SINAD (rapport signal sur bruit et distorsions exprimé en dB) en fonction du SNR (rapport signal sur bruit) et du THD (taux de distorsion harmonique).

La formule (16) est la plus utilisée. Il est important de noter qu'elle implique que le signal doit être pleine échelle et sinusoïdal.

1.2.2.2 Bruit de quantification

Comme il a été dit précédemment, la quantification revient à scinder une plage de tension appelée pleine échelle : V_{fs} (pour full scale), en un nombre multiple en 2^N de tranches. Ainsi, le signal d'entrée peut prendre toutes les valeurs comprises entre $\pm Q/2$ d'un niveau de quantification sans en changer l'état de sortie. Ceci introduit une erreur $V_{err} = V_{signal} - V_{quantification}$ illustrée par les courbes d), e) et f) de la figure 1-15. Cette tension d'erreur est un signal en dents de scie variant entre $+Q/2$ et $-Q/2$ [26]. Bien que l'erreur de quantification soit une non-linéarité déterministe, elle est fréquemment appelée bruit de quantification et elle est analysée en tant que bruit blanc. Si l'on considère que cette erreur est uniformément distribuée [20], alors sa valeur efficace (RMS pour *Root Mean Square*) est donnée par l'équation (19) [27]:

$$V_{err,rms} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T \left(Q \cdot \left(\frac{t}{T} - \frac{1}{2} \right) \right)^2 dt} = \frac{Q}{\sqrt{12}} \quad (19)$$

Expression de la valeur efficace du signal d'erreur induit par la quantification.

Le signal est considéré sinusoïdal et d'amplitude pleine échelle crête à crête V_{signal} , on peut écrire sa valeur efficace pas $V_{fs,rms} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{V_{signal}}{2} = \frac{Q2^N}{2\sqrt{2}}$. Ceci permet d'exprimer l'influence de la quantification sur le rapport signal sur bruit par [26,28] :

$$SNR_{Q(dB,fs)} = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{V_{fs,rms}}{V_{err,rms}} \right) = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{2^N \sqrt{12}}{2\sqrt{2}} \right) \quad (20)$$

Expression rapport signal sur bruit induit par la quantification.

$$SNR_{Q(dB,fs)} = N \cdot 20 \cdot \log_{10}(2) + 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{\sqrt{6}}{2} \right) \approx 6,02 \cdot N + 1,76 \quad (21)$$

Expression simplifiée du rapport signal sur bruit induit par la quantification.

L'erreur est directement proportionnelle au quantum de quantification et donc au nombre de bits du convertisseur. Valley [23] remarque : « L'équation (21) montre qu'une amélioration de 6 dB du SINAD est nécessaire pour augmenter l'ENOB de 1 bit. Ceci est intuitif, car il est clair que doubler V_{fs} ou réduire de moitié la tension de bruit efficace (soit augmenter le SNR en puissance de 6 dB) donne l'équivalent d'un bit supplémentaire »¹

¹ Eq. (21) shows that a 6-dB improvement in SINAD is required to increase the ENOB by 1 bit. This is intuitively sensible since it is clear that doubling V or halving the rms noise voltage (either increases the power SNR by 6 dB) gives the equivalent of one additional bit.

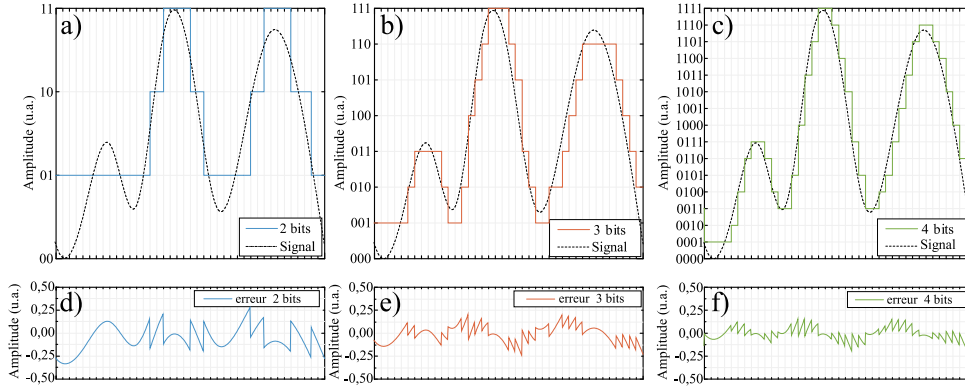


Figure 1-15 : Signaux en sortie de comparateur de 2 (a), 3 (b) et 4 (c) bits en fonction du temps. d), e) et f) représentent les signaux d'erreurs issus des comparateurs.

L'équation (21) établit donc un lien entre le nombre de bits et le rapport signal sur bruit. Ce lien est indépendant de la fréquence et peut être utilisé pour différentes sources de bruit exprimées en terme de rapport signal sur bruit et en décibel.

1.2.2.3 Bruit thermique

Le bruit thermique (également appelé bruit de Johnson-Nyquist car décrit pour la première fois expérimentalement par Johnson [29] et dont l'explication théorique a été donnée par Nyquist [30]) est le résultat de l'agitation des électrons des conducteurs sous l'action de la température. Sa variance est exprimée par l'équation (22) avec $k_B = 1,3806 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$: la constante de Boltzmann, T : la température absolue de la résistance exprimée en Kelvins, R : la résistance équivalente exprimée en ohms, et Δf : la bande considérée, ici : $\Delta f = f_e/2$.

$$v_b^2 = 4 k_b \cdot T \cdot R \cdot \Delta f \Rightarrow P_{err} = \frac{v_b^2}{R} = 4 k_b \cdot T \cdot \Delta f \quad (22)$$

Expression de la variance de la tension aux bornes d'une résistance R à une température T prise en compte sur la bande de fréquence Δf .

On en déduit l'influence du bruit sur le nombre effectif de bits en utilisant l'équation (17) :

$$ENOB_{thermique} = \log_2 \left(\sqrt{\frac{V_{fs,rms}^2}{6 \cdot k_b \cdot T \cdot R \cdot \Delta f}} \right) \quad (23)$$

Expression de l'influence du bruit thermique sur le nombre effectif de bits.

1.2.2.4 Gigue temporelle

La gigue temporelle, plus généralement appelée par son terme en anglais : jitter, est le fait que la période du signal d'horloge qui commande l'échantillonneur est entachée d'une erreur aléatoire. Comme le montre la figure 1-16, ce décalage temporel induit une erreur en amplitude

dans le niveau du signal échantillonné. Ceci va induire une remontée du plancher de bruit à haute fréquence ce qui aura donc pour effet une dégradation du SNR. Nous pouvons remarquer en comparant les graphiques a) et b) de la figure 1-16 que l'erreur induite par le jitter de l'horloge augmente lorsque la fréquence du signal à échantillonner augmente. Cette erreur en tension s'exprime, pour un signal $V = \sqrt{2}.A.\sin(2\pi.f_{RF}.t)$, par $V_{err} \leq \sqrt{2}.A.2\pi.f_{RF}.\tau_{jitter}$ [31] avec V_{err} la tension d'erreur et A la valeur RMS de l'amplitude du signal, f_{RF} la fréquence du signal, τ_{jitter} la valeur RMS du jitter.

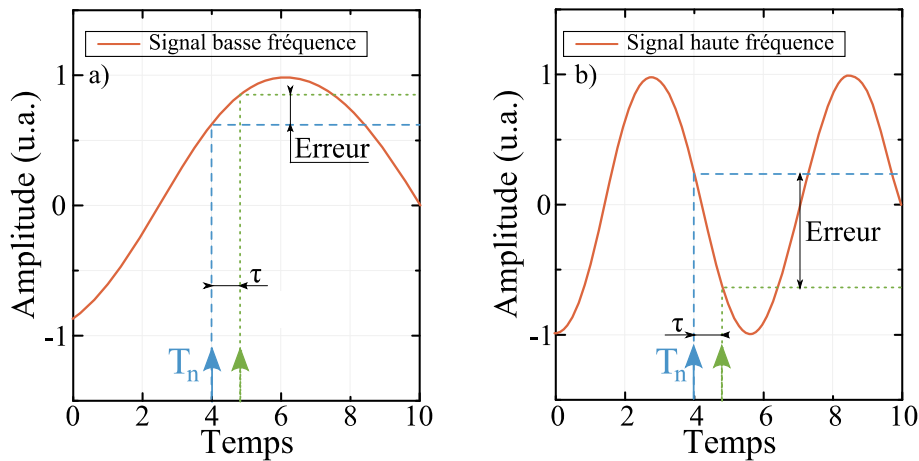


Figure 1-16 : Conséquence de la gigue temporelle sur l'échantillonnage d'un signal basse fréquence (à gauche) et sur un signal de haute fréquence (à droite)

Comme décrit par Löhning et Fettweis dans [32] et par Valley et al [23], différentes études ont été menées pour quantifier l'effet de la gigue sur le SNR : Walden [33] qui a privilégié une approche du cas le plus défavorable qui est d'échantillonner un signal sinusoïdal à la fréquence maximale de Nyquist, à l'instant où le signal a la pente la plus forte : lorsqu'il passe par 0 et pour le plus fort décalage temporel possible. L'effet de la gigue de l'horloge a également été étudié par Valley [34], Taylor [35] et Awad [36] [37].

L'équation (24) exprime le rapport signal à bruit engendré par le Jitter lorsque celui-ci est la seule source de perturbation [31].

$$SNR_{jit(dB)} = 20 \log_{10} \left(\frac{A}{V_{err,jitter}} \right) = -20 \log_{10} (2\pi f_{rf} \tau_{jitter}) \quad (24)$$

Expression du rapport signal à bruit en fonction de f_{rf} la fréquence du signal et τ_{jitter} la valeur RMS du jitter.

qui peut s'exprimer en terme de nombre effectif de bits par l'équation (25) :

$$ENOB_{jitter} = \log_2 \left(\sqrt{\frac{A^2}{1,5 \cdot V_{err,jitter}^2}} \right) = \log_2 \left(\frac{1}{\sqrt{1,5} \cdot 2\pi \cdot f_{rf} \cdot \tau_{jitter}} \right) \quad (25)$$

Expression de l'influence de la gigue temporelle de l'horloge sur le nombre effectif de bits.

En réalité la gigue est composée de deux éléments distincts : l'incertitude temporelle de l'horloge qui correspond à un bruit de phase (appelé clock jitter en anglais) ainsi que de la gigue d'ouverture (appelée aperture jitter en anglais). La première est due à l'horloge et l'autre est intrinsèque à l'échantillonneur pour un échantillonneur électronique. Cette dernière est la conséquence du temps que met un échantillonneur à changer d'état : la vitesse de balayage. Cette valeur est généralement spécifiée en fonction de l'amplitude de l'horloge ou de la vitesse de balayage. Les amplitudes d'horloge plus basses entraînent des vitesses de balayage plus lentes et par conséquent augmentent la gigue d'ouverture. τ_{jitter} s'exprime en fonction de ces deux contributions par l'équation (26) [38].

$$\tau_{jitter} = \sqrt{(\tau_{clock})^2 + (\tau_{aperture})^2} \quad (26)$$

Expression de la gigue temporelle globale en fonction de la gigue de l'horloge ainsi que de la gigue d'ouverture

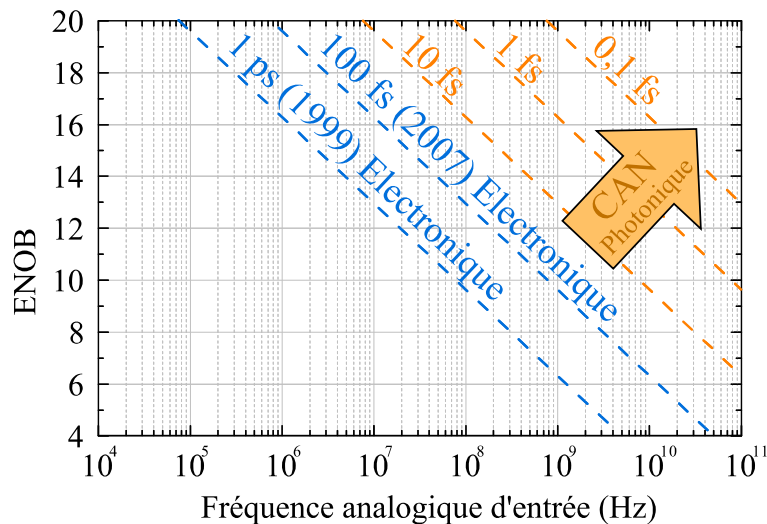


Figure 1-17 : Graphe tiré de Khilo et al. [39] qui représente la limite imposée par le jitter sur l'ENOB en fonction de la fréquence du signal à échantillonner.

La figure 1-17, réalisée par Khilo et al. [39], montre la limite imposée par le jitter sur le nombre effectif de bits en fonction de la fréquence du signal à échantillonner suivant l'équation (25). On y remarque que les CANs électroniques sont limités à environ 100 fs. Pour échantillonner des signaux de plus hautes fréquences il est nécessaire d'utiliser des horloges bénéficiant de plus faible jitter. Le jitter des horloges électroniques est limité par des effets de bruit thermique à quelques dizaines de femtosecondes. On peut remarquer sur la figure 1-18-a de B.E. Jonsson [40] qu'une saturation dans l'amélioration des performances en terme de jitter autour de 100 fs existe depuis 2005 avec Ali et al [41,42] et jusqu'à Chen et al [43] en 2012.

Murmann présente dans "The Race for the Extra Decibel : A Brief Review of Current ADC Performance Trajectories" [44] le graphique reporté en figure 1-18-b. Ce graphique représente

le produit fréquence d'entrée et de l'ENOB des trois meilleurs ADC de chaque année. Ceci permet de visualiser l'amélioration de l'état de l'art en terme de compromis résolution/vitesse. Les marqueurs rouges indiquent les données rapportées après 2010. Avec une pente de $2x / 4$ ans, la droite d'ajustement indique une évolution relativement lente de l'amélioration de la vitesse des CANs. De plus, depuis 2010, seuls deux convertisseurs ont dépassé les performances de Y. M. Greshishchev [45]. Murmann en déduit que « cela peut être indicatif d'une saturation imminente des performances de résolution/vitesse »² et Jonsson arrive à une conclusion similaire [40].

Il apparaît alors nécessaire de développer une technologie capable de s'affranchir de la limite en jitter des horloges électroniques pour augmenter ce rapport $f_{in} \times 2^{ENOB}$.

Comme le montre la figure 1-17, les lasers à verrouillage de mode, (mode-locked laser, en anglais) peuvent atteindre des jitters bien plus faibles [46,47]. Les CANs photoniques tirent bénéfice de cet avantage et seront décrits dans la partie suivante.

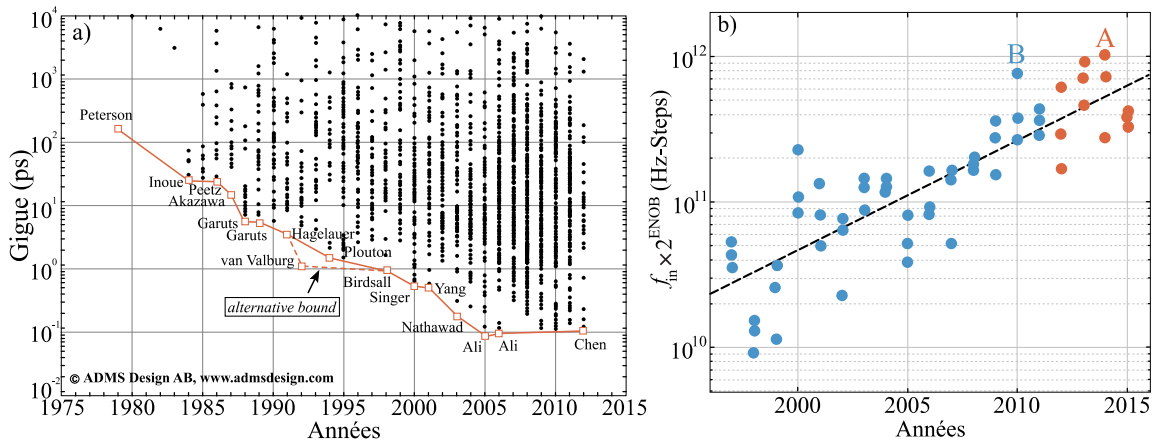


Figure 1-18 : a) Graphe tiré de la ref [40] qui retrace l'évolution de la performance en gigue temporelle de différents CANs entre 1979 et 2012. La ligne rouge retrace l'état de l'art. b) Graphe tiré de Murmann [44] et représentant le produit fréquence d'entrée-ENOB des trois premiers ADC de chaque année. Les marqueurs rouges indiquent les données rapportées après 2010. La droite d'ajustement a une pente de $2x / 4$ ans. A est [48] et B est [45].

1.2.2.5 Non-linéarités

La réponse électrique d'un échantillonneur présente des non-linéarités. Ces non-linéarités génèrent des harmoniques qui se retrouvent repliées dans la bande de base de l'échantillonnage. Ces harmoniques ne peuvent donc pas être réduites par filtrage. La figure 1-19 montre le spectre d'un signal $f_{RF} = 1004,5$ MHz échantillonné avec $f_e = 79,98$ MHz avec les raies parasites générées lors du processus d'échantillonnage. On remarque que la fréquence du fondamental H1 correspond bien à $F_{H1} = |1.f_{RF} - 13.f_e|$. Les raies d'ordre m, notées « Hm », correspondent à $f_{Hm} = |m.f_{RF} \pm n.f_e|$. Dans le cas présenté ici, il est relativement aisé de revenir au signal initial qui a généré ce spectre car il n'est composé que d'une seule fréquence. Cependant, les signaux réels qui devront être échantillonnés seront potentiellement composés de multiples fréquences. Les harmoniques mélangées de ces signaux complexes risquent de rendre impossible tout post-

² « This may, indeed, be indicative of an imminent speed-resolution performance saturation »

traitement. C'est pourquoi il est important de réduire au minimum les non-linéarités du CAN.

Il existe deux outils pour quantifier les harmoniques d'un échantillonneur :

- SFDR : le SFDR (pour *Spurious-Free Dynamic Range* en anglais) est la plage dynamique sans raie parasite. Elle peut s'exprimer de deux manières : soit par le rapport entre la puissance RMS du fondamental sur la puissance RMS de l'harmonique de plus grande amplitude, soit par le rapport entre la puissance RMS pleine échelle et la puissance RMS de l'harmonique de plus grande amplitude. Dans le premier cas le SFDR est exprimé en dBc (pour *décibel carrier* car il fait référence à la « porteuse »). Dans le deuxième cas, le SFDR, précisé ici $SFDR_{fs}$, est exprimé en dBFS (pour *décibel full scale* car il fait référence à la pleine échelle).

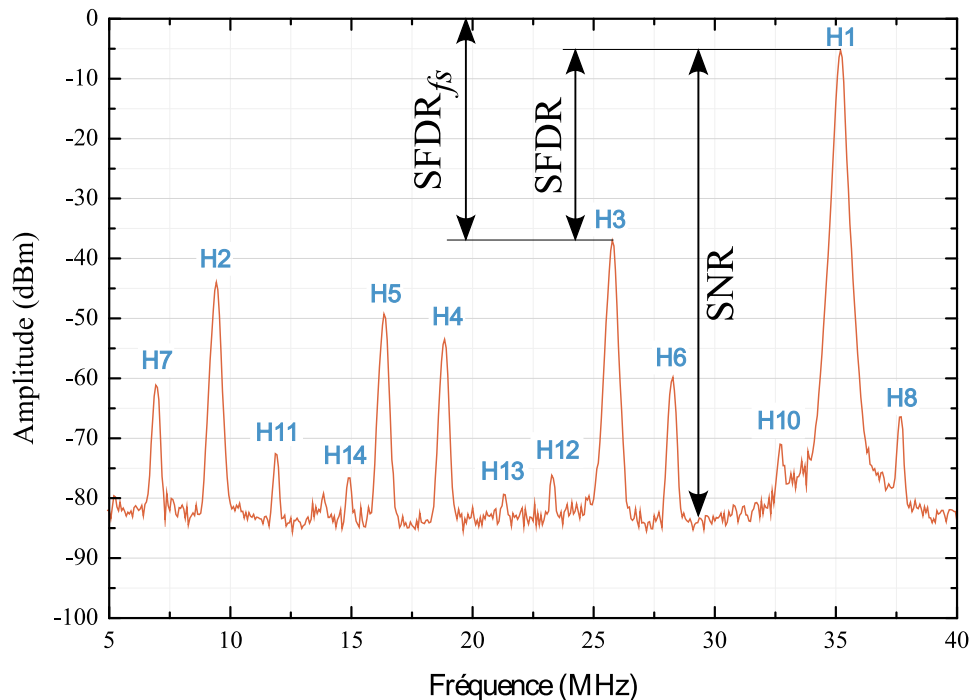


Figure 1-19 : Illustration du spectre d'un signal $f_{RF} = 1004,5$ MHz échantillonné à $f_e = 79,98$ MHz avec les raies parasites générées par l'échantillonnage.

Il est possible d'exprimer directement l'effet du SFDR sur l'ENOB en se basant sur l'équation (17) pour obtenir l'équation (27) [26]:

$$ENOB_{\text{linéarité}} = \log_2 \left(\sqrt{\frac{SFDR}{1,5}} \right) \quad (27)$$

Expression du nombre de bits effectif en fonction de la plage dynamique sans raies parasites.

- THD : Le taux de distorsion harmonique (abrégé THD, *Total Harmonic Distortion* en anglais) est le rapport des niveaux de puissance de tous les harmoniques sur la puissance du fondamental. Il est généralement exprimé en % mais peut également être exprimé en dB, comme dans l'équation (28) [10]. Ici, les signaux sont exprimés par rapport au fondamental (dBc). Contrairement au SFDR, le THD prend donc en compte toutes les harmoniques générées mais ne prend pas en compte les raies dont l'origine est autre, comme les raies d'intermodulations. Dans la réalité, on remarque que tenir compte des amplitudes des harmoniques d'ordre supérieur à 6 ne change généralement le THD que de quelques dixièmes de dB.

$$THD_{dB} = 20 \cdot \log_{10} \left(\sqrt{\left(10^{-V_{h2}/20}\right)^2 + \left(10^{-V_{h3}/20}\right)^2 + \dots + \left(10^{-V_{h6}/20}\right)^2} \right) \quad (28)$$

Expression du taux de distorsion harmonique en fonction des différentes composantes harmoniques exprimées en dB.

Il est possible d'exprimer directement l'effet du THD sur l'ENOB en se basant sur l'équation (17) pour obtenir l'équation (29) [20]:

$$ENOB_{linéarité} = \log_2 \left(\sqrt{\frac{THD}{1,5}} \right) \quad (29)$$

Expression du nombre effectif de bits en fonction du taux de distorsion harmonique.

Il est donc nécessaire de faire un choix entre tenir compte de l'influence du SFDR ou du THD sur l'ENOB en fonction de l'amplitude des différentes raies.

Il est important de noter que dans les spécifications des convertisseurs commerciaux ou dans les résultats mentionnés dans les publications scientifiques pour les CANs complets, le SFDR prend en compte les non-linéarités de la partie conversion et pas uniquement de la partie échantillonnage. Ces deux valeurs ne sont en rien comparables.

1.2.2.6 Combinaison des différents effets limitatifs.

$$ENOB_{Global} = \log_2 \left(\sqrt{\frac{1}{\frac{1}{(2^{ENOB_{jitter}})^2} + \frac{1}{(2^{ENOB_{thermique}})^2} + \frac{1}{(2^{ENOB_{linéarité}})^2}}} \right) \quad (30)$$

Expression du nombre effectif de bits global en tenant compte de la combinaison des différents effets limitatifs.

Il est possible de regrouper toutes les limitations présentées dans cette partie pour définir un $ENOB_{global}$ (équation (30)). La puissance de l'erreur totale est calculée en additionnant les puissances des erreurs des différentes contributions.

1.2.1 Comparaison échantillonnage / sous-échantillonnage.

Le principal intérêt de l'échantillonnage par rapport au sous-échantillonnage réside dans le fait que l'augmentation de la fréquence d'échantillonnage augmente le gain de traitement et donc augmente le rapport signal sur bruit (équation (31)) en augmentant le taux de conversion (équation (11)).

$$G_{trait} = 10 \cdot \log\left(\frac{f_e}{2 \cdot BW}\right) \quad (31)$$

Expression du Gain de traitement G_{trait} exprimé en dB en fonction de la fréquence d'échantillonnage f_e et de la largeur spectrale du signal.

Cependant, et comme le montre la figure 1-20, l'augmentation de la fréquence d'échantillonnage est proportionnelle à la consommation. Pour certaines applications, une consommation excessive peut être une réelle limitation en terme d'alimentation énergétique ou de dissipation thermique.

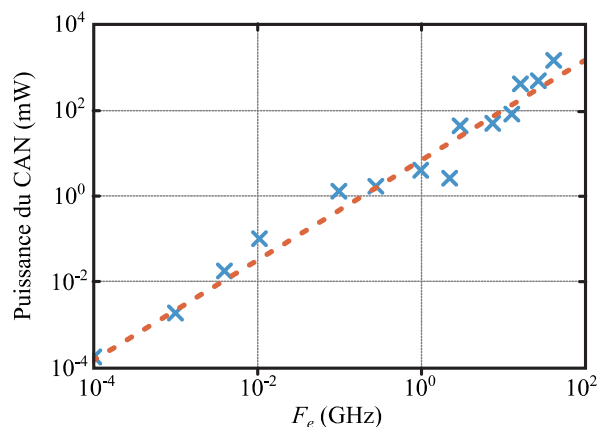


Figure 1-20 : Graphique emprunté de la ref [49] exposant la puissance consommée par différents CANs en fonction de leurs fréquence d'échantillonnage (CANs sélectionnés dans [50]).

Pour compenser cela, les systèmes d'échantillonnage peuvent utiliser un ou plusieurs étages de conversion de fréquence par mélange superhétérodyne. Le signal obtenu permet de réduire la fréquence d'échantillonnage tout en restant dans les conditions de Shannon. Cette technique nécessite l'utilisation de plusieurs oscillateurs locaux RF de forte puissance ou de mélangeurs sous harmoniques. Dans les deux cas, cela rend le circuit complexe, onéreux et nécessitant de fortes puissances RF. De plus, pour le mélange sous harmonique, le bruit de phase de la source OL est proportionnel au carré de l'ordre de la raie harmonique OL générant le mélange. Ce bruit de phase se répercute sur le signal converti. Le bruit de phase a le même impact limitatif sur la conversion analogique/numérique que le jitter et peut d'ailleurs être exprimé comme tel [51] :

$$\sigma_{RMS, \text{bruit de phase}} = \frac{\sqrt{2 \cdot 10^{A/10}}}{2\pi f_0} \quad (32)$$

Expression de la gigue temporelle d'un signal de fréquence f_0 à partir de la puissance du bruit de phase intégré sur la plage de fréquence d'intérêt A et exprimée en secondes.

Pour finir, l'isolation entre les différents ports peut être un problème pour ce type de technologies.

Conclusion sur la Conversion Analogique/Numérique

Nous avons pu étudier dans cette partie le principe de l'échantillonnage d'un signal électrique. Nous avons également détaillé mathématiquement le principe de sous-échantillonnage. Cette étude nous permet de conclure à la possibilité de réaliser le sous-échantillonnage d'un signal haute fréquence mais de bande étroite. L'entrelacement de plusieurs CANs sous-échantillonneurs, que ce soit temporellement ou fréquentiellement, peut permettre d'étendre cette technique à des signaux large bande. La transposition de fréquence réalisée par le sous-échantillonnage permet de se passer des étages de conversion superhétérodyne nécessaire pour respecter la condition de Shannon.

Cette étude mathématique révèle également l'importance de la durée d'ouverture de la porte d'échantillonnage. En effet, une ouverture trop longue ou trop courte augmente considérablement les pertes de conversion lors de l'échantillonnage de signaux hautes fréquences. Pour un signal à 40 GHz par exemple, il est nécessaire de maintenir une ouverture plus faible que 10 ps.

Enfin, les différentes limitations techniques ont été listées. Parmi celles-ci nous relèverons particulièrement la gigue de l'horloge d'échantillonnage. En effet, la gigue des horloges électroniques, ~ 100 fs, est la principale limitation de l'échantillonnage de signaux de fréquence supérieure à 10 GHz. L'utilisation de CANs s'appuyant sur les lasers impulsions rapides, pour profiter de leur gigue extrêmement faible, se pose comme une solution. Dans ce cas, les non-linéarités du photoconducteur deviendraient les premières sources de limitation.

1.3 Technologies de CANs et d'échantillonneurs

Nous détaillerons ici les différentes techniques existantes pour réaliser un sous-échantillonnage de signaux hyper-fréquences. La première partie s'attachera à décrire les technologies électroniques : horloge, générateur d'impulsions électroniques et échantillonneurs électroniques. La deuxième partie présentera les technologies optiques en commençant par les générateurs d'impulsions optiques : les lasers à verrouillage de mode. Ensuite, cette partie tâchera d'exposer une technologie particulière : l'échantillonnage photoconductif.

1.3.1 Technologies électroniques

1.3.1.1 Générateurs d'impulsions électroniques.

Comme la partie 1.2.2.4 sur la gigue temporelle le montre, la qualité de l'horloge de commande de l'échantillonneur prend une place prépondérante dans les limitations de la conversion analogique/numérique. Majoritairement, les générateurs d'impulsions électroniques exploitent les non-linéarités des jonctions pour générer des trains d'impulsions.

- **Diodes à récupération SRD**

Les diodes à récupération (SRD pour *Step Recovery Diode*) sont des diodes à jonction PN qui ont la capacité de générer des impulsions extrêmement courtes. Le principal phénomène utilisé dans les SRD est le stockage de charges électriques lors de la conduction en direct, qui est présente dans toutes les diodes à jonction semi-conductrice et est due à la durée de vie non nulle des porteurs minoritaires de part et d'autre de la jonction. Le principe de la génération d'impulsions par SRD est présenté par David Kirkby dans son manuscrit de thèse [52]. Les SRDs actuellement disponibles les plus rapides ont des temps de transition de plusieurs dizaines de picosecondes ce qui empêche leur utilisation au-delà de 40 GHz.

- **Lignes de transmission non linéaires**

Les NLTL (pour *Nonlinear Transmission Lines*) sont des lignes de transmission haute impédance le long desquelles des diodes Schottky varactor sont réparties. La dépendance de la capacité avec la tension engendre une différence de vitesse de transmission entre la partie positive du signal et la partie négative. Il en résulte un signal riche en harmoniques de hautes fréquences (front raide). Des circuits permettant l'échantillonnage sur de très larges bandes ont été démontrés [53,54].

Ces deux techniques sont similaires et des circuits combinant ces deux technologies ont même été démontrés [55]. Toutes ces technologies sont limitées, comme pour le mélange sous-harmonique, par le bruit de phase des sources hyperfréquences qui les commandent. Par rapport au mélange sous-harmonique, les ordres de non-linéarités sont bien supérieurs. Ceci génère des raies harmoniques d'amplitude plus régulière entre elles.

1.3.1.2 Echantillonneurs électroniques

Dans le cas des systèmes d'échantillonnage hautes fréquences, deux techniques sont majoritairement utilisées et sont illustrées figure 1-21 : la première est basée sur la commutation d'un pont de diodes Schottky et la deuxième sur la commutation d'un transistor bipolaire monté en émetteur suiveur (noté SEF pour *Switched Emitter Follower*). Dans les deux cas les signaux produits par les technologies électroniques présentées ci-dessus servent à générer une variation rapide du courant de polarisation ce qui permet d'ouvrir ou de bloquer les jonctions (des diodes ou base-émetteur pour le transistor), et ainsi d'obtenir les modes passant et bloqué d'un commutateur.

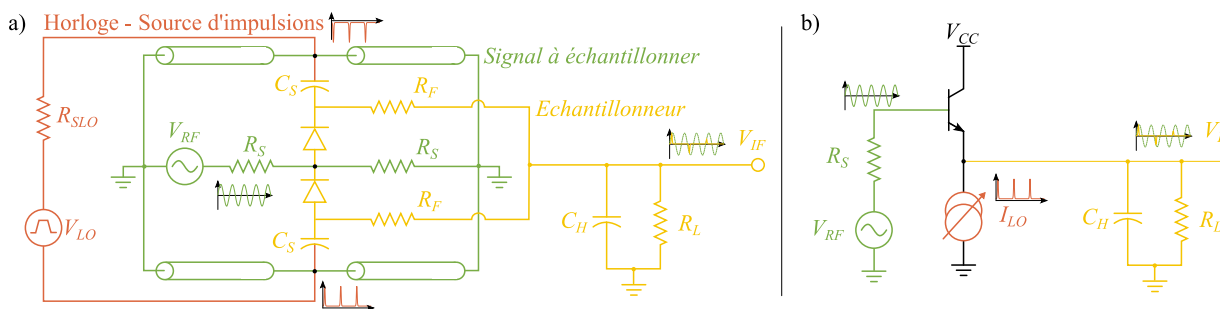


Figure 1-21 : a) Schéma d'échantillonneur à diode utilisé par Anritsu [56]. b) Schéma simplifié d'un échantillonneur à base de transistor bipolaire monté en émetteur suiveur.

La figure 1-21-a reprend le schéma utilisé par Anritsu [56] (et inspiré de Grove [57]) dans des analyseurs de réseaux vectoriels, des oscilloscopes à échantillonnage ou encore des fréquencesmètres. Dans ce circuit, les impulsions électriques sont utilisées pour polariser les diodes Schottky durant un bref instant. Pendant cet intervalle, la diode entre dans un état passant et charge les condensateurs C_S . La charge de ces condensateurs est liée à l'amplitude du signal RF à échantillonner. Pour ce qui est des performances, ce système tire avantage de la rapidité de commutation des diodes Schottky mais se heurte aux fortes non-linéarités associées à cette technique qui imposent d'avoir recours à des compensations analogiques. On utilise donc principalement cette technologie pour les applications de large bande passante moins contrainte au niveau de la résolution.

1.3.2 Technologies optiques

Comme présenté en partie 1.2, la principale limitation à la montée en fréquence des échantillonneurs est la gigue temporelle de l'horloge. Les sources optiques impulsionnelles comme les lasers à modes bloqués (également appelés : lasers à verrouillage de mode) peuvent atteindre des niveaux de gigue bien plus faibles que les horloges électroniques. Ainsi et comme dans le cadre d'autres applications hautes fréquences [58,59], différentes techniques d'échantillonnage ont été développées dans l'objectif de tirer avantage des particularités des systèmes photoniques. Cette partie a pour objectif d'analyser ces techniques. Mais d'abord, les

lasers à verrouillage de mode seront décrits pour mieux comprendre l'origine de leurs propriétés remarquables.

1.3.2.1 Lasers à mode bloqué

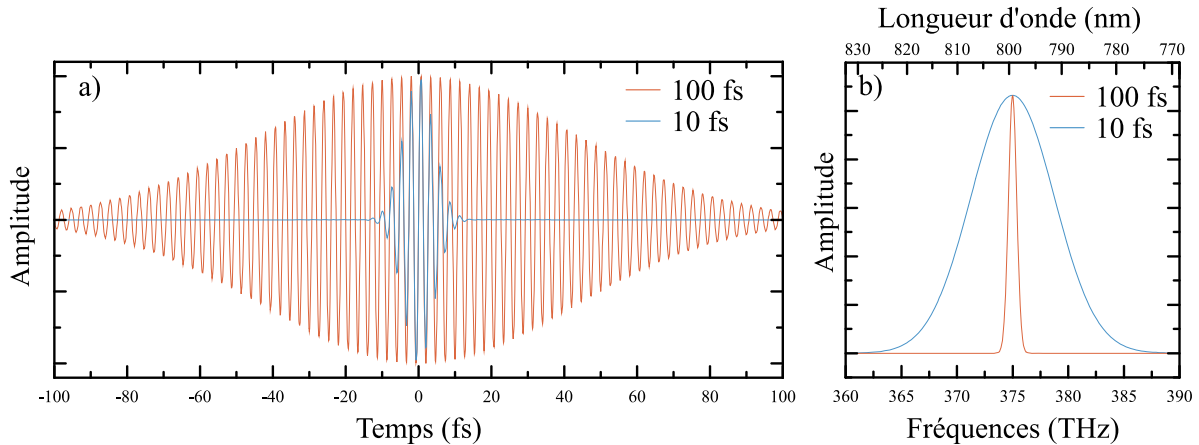


Figure 1-22 : Illustration d'impulsions de durées 100 fs (rouge) et 10 fs (bleu) (durées à mi-hauteur) de signaux optiques de longueur d'onde 800 nm dans les domaines temporel (a) et fréquentiel (b).

Pour détailler le fonctionnement des lasers à modes bloqués on rappelle qu'un laser (pour *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) est un générateur de rayonnement cohérent basé sur le principe de l'émission stimulée tel qu'énoncé par Einstein [60] en 1917. Il est composé principalement d'un milieu amplificateur placé dans une cavité optique résonante. L'une des deux parois de la cavité est partiellement transparente pour permettre d'extraire une partie des photons générés. La fréquence optique est déterminée par deux facteurs principaux. Premièrement, par le gain du milieu amplificateur qui est fonction de la fréquence du signal optique, il existe donc une fréquence optique privilégiée pour le milieu sélectionné. Deuxièmement, par la géométrie de la cavité optique qui impose l'existence d'un nombre de fréquences discrètes. Ces fréquences discrètes sont appelées les modes. La première émission laser est réalisée, sur la base des masers, par Theodore Maiman en 1960 au moyen d'un cristal de rubis [61].

Ces lasers sont le plus souvent des sources d'ondes continues. Dans l'objectif initial d'améliorer notre perception des processus naturels régis par des dynamiques se déroulant à des échelles de temps picosecondes, voire femtosecondes, des sources d'impulsions optiques ultra brèves ont été développées. La diversité de leurs applications a poussé la recherche dans le domaine et la technologie est devenue moins volumineuse, moins onéreuse et plus fiable [62]. Il est rapporté dans la ref [63] qu'à une longueur d'onde de $\lambda = 780$ nm, il est aujourd'hui possible de générer des impulsions de 5 fs de FWHM [64].

Conformément à une règle bien connue de l'étude fréquentielle, la faible largeur des impulsions impacte leur contenu fréquentiel : elles ne sont plus monochromatiques. L'équation $\Delta\nu \cdot \Delta t = Cst$, illustrée en figure 1-22, montre qu'il est nécessaire de réunir un grand nombre de modes

pour générer des impulsions de faible durée. Les matériaux dispersifs permettent donc de réaliser des étirements ou des compressions de ces impulsions, jusqu'à 3.2 fs de FWHM [65]. Ces durées faibles sont proches de la période temporelle d'une oscillation optique à $\lambda = 780$ nm $T = \lambda/c = 2.6$ fs et donc du minimum possible pour ces longueurs d'ondes. Ces lasers impulsionnels utilisent le principe du verrouillage de modes.

- **Verrouillage de modes**

Comme il a été dit, les longueurs d'ondes sont imposées par la longueur L de la cavité. Il est, bien entendu, nécessaire de tenir compte des variations d'indices des matériaux dans la cavité. L'équation (33) définit la fréquence f du mode autorisé numéroté k dans une cavité à une dimension de longueur L .

$$f_n = k \frac{c}{2nL} \quad (33)$$

Expression de la fréquence f des k modes autorisés dans une cavité à une dimension de longueur L .

Ce qui donne un peigne de fréquences potentiellement infini. Le spectre lumineux global est cependant limité par la réponse spectrale $G(f_k)$ du milieu amplificateur du laser. Nous pouvons définir le champ électrique E_{laser} du faisceau pour un déphasage inter-mode ϕ_k nul [63] :

$$E_{laser} = \sum_k G(f_k) e^{j(2\pi f_k t + \phi_k)} \propto TF^{-1}[G(f)\delta(f_k)] = G(t) * \delta(t_k) \quad (34)$$

Expression du champ électrique E_{laser} du faisceau laser en fonction de la réponse spectrale $G(f_k)$ du milieu amplificateur du laser avec ϕ_k le déphasage entre les modes et $\delta(f_k)$ et $\delta(t_k)$ sont des peignes de Dirac dans les domaines temporel et fréquentiel.

On remarque que dans le cas d'un déphasage inter-mode ϕ_n nul, la forme temporelle du champ électrique est un peigne de Dirac convolué avec la transformée de Fourier $G(t)$ de la réponse spectrale $G(f)$ du milieu amplificateur. Il s'agit donc d'une suite d'impulsions lumineuses, espacées temporellement de $\frac{2nL}{c}$ et d'autant plus brèves que la réponse spectrale $G(f)$ du milieu amplificateur est large. On dit que le laser fonctionne en modes bloqués car pour obtenir cet état il est nécessaire que les modes soient en phase. Il est possible de réaliser cela par des moyens passifs ou des moyens actifs.

Verrouillage de modes actif :

Le verrouillage de modes actif est réalisé avec une modulation du gain dans la cavité. Cette modulation est à une fréquence correspondant à un mode autorisé par la cavité. La modulation de gain génère une très courte fenêtre de gain net dans le laser. Dans le domaine temporel, comme le gain maximal correspond au pic de modulation, des impulsions optiques courtes sont générées.

Verrouillage de modes passif :

Le verrouillage de modes passif est réalisé en autorisant uniquement la formation de signaux de

hautes puissance en utilisant les effets de non-linéarité optique. Ces signaux étant issus de la synchronisation des modes, il existe plusieurs techniques pour réaliser cela. La première est l'utilisation d'un absorbant saturable placé dans la cavité. Celui-ci devient transparent uniquement au-delà d'un seuil de puissance. Le matériau peut être une couche de semi-conducteur dans des miroirs de type Bragg (SESAM pour *Semiconductor Saturable Absorber Mirror* : miroir à semi-conducteur absorbant saturable) [66], ou à base de boîtes quantiques en Sulfure de plomb sur verre [67] ou encore à base de nanotube de carbone [68] par exemple. L'effet Kerr (appelé KLM pour *Kerr Lens Mode-locking*) dans le milieu amplificateur peut également être utilisé pour focaliser les signaux puissants dans un diaphragme placé en sortie [69].

- **Technologies de lasers femtosecondes**

Titane:Saphir

Développé pour la première fois en 1982 [70], les lasers titane:saphir (également nommés Ti:Al₂O₃ ou Ti:Sa) sont des lasers accordables qui émettent entre 650 et 1 100 nanomètres. Le milieu amplificateur d'un laser Titane:Saphir est un cristal de saphir (Al₂O₃) dopé avec des ions de titane. Il est habituellement pompé par un autre laser à une longueur d'onde comprise entre 514 et 532 nm (laser Argon à 514,5 nm par exemple) correspondant à sa bande d'absorption. Les lasers Titane:Saphir ont généralement une longueur d'onde d'émission centrée près de 800 nm. A cette longueur d'onde la durée des impulsions peut descendre jusqu'à ~3 fs après compression [65] et de quelques dizaines de femtosecondes pour les lasers commerciaux. Ils sont d'ailleurs largement disponibles dans le commerce. Le taux de répétition peut aller jusqu'à 10 GHz [71] et des énergies par impulsion ont été démontrées jusqu'à 192.3 J/imp [72]. Plus généralement, l'énergie par impulsion des lasers commerciaux est de l'ordre de quelques dizaines de nJ/imp.

Ytterbium :

Ces lasers ont un milieu amplificateur dopé à l'ytterbium sous sa forme trivalente Yb³⁺. Ces matériaux peuvent être pompés par des longueurs d'ondes émises par des diodes laser ce qui, comparativement aux Ti : Saphir, en réduit le coût et l'encombrement. Ils permettent d'atteindre des niveaux de puissance 20 fois supérieurs aux lasers Ti :Sa [63]. Ces lasers émettent autour de $\lambda = 1060$ nm.

Laser à fibre :

Un laser à fibre optique est un laser dans lequel le milieu de gain actif est une fibre optique dopée avec des éléments terres rares tels que l'erbium, l'ytterbium ou le thulium. Très compacts et simples d'emploi, ils sont très répandus. Les lasers dopés à l'Erbium génèrent des signaux autour de 1550 nm qui est la longueur d'onde standard en télécommunications. Le blocage de mode passif peut être réalisé en utilisant des semi-conducteurs saturables, des nanotubes de carbone [73] voire du Graphène [74]. Ces lasers sont pompés par plusieurs diodes lasers dont les faisceaux sont ensuite injectés dans la fibre via un combineur. Les impulsions les plus brèves possibles sont

dans la gamme de 50 fs, mais les durées typiques sont dans la gamme de 100 fs. Il existe des lasers à fibre présentant un taux de répétition de plus de 10 GHz [75,76]. Mis à part le doublement de fréquence, ces lasers ne sont pas accordables.

- **Performances en termes de jitter**

Pour notre application, le principal intérêt des lasers femtosecondes à verrouillage de modes réside dans leur extrêmement faible gigue temporelle. La gigue temporelle des lasers a plusieurs origines. Le taux de répétition des lasers à verrouillage de modes étant lié à l'inverse de la longueur de la cavité optique, les perturbations environnementales imposées à la longueur de la cavité, y compris des vibrations des miroirs ainsi que les légers désalignements, entraînent des variations de ce taux. Le bruit de phase dans le train d'impulsions émis peut également être généré par l'émission spontanée dans le milieu amplificateur. Ces fluctuations de puissance, en plus de celles provoquées par le bruit d'intensité relative (RIN pour *Relative intensity noise*) du laser de la pompe, sont transformées en bruit de phase par l'effet de précontrainte (*Self-Steepening effect*) [77]. L'effet Gordon-Haus [78] peut également conduire à une instabilité accrue du temps par des variations de la fréquence centrale du spectre optique de l'impulsion laser, qui sont transformées en fluctuations de phase par la dispersion intracavité.

En 2012, Andrew J. Benedick [79] montre expérimentalement une gigue temporelle de 13 as pour un laser Titane:Saphir à verrouillage de modes par effet Kerr. En 2015 Jungwon Kim [80] montre, quant à lui, une gigue temporelle de ~ 100 as sur un laser à fibre Erbium à verrouillage de modes passif. Le graphique de Khilo [39] présenté en figure 1-17 montre que ces niveaux de jitter sont très largement suffisants pour notre application.

1.3.2.2 *Echantillonnage optique*

Un convertisseur analogique numérique photonique désigne un appareil avec une entrée électronique RF analogique et une sortie électronique numérique qui utilise la photonique dans le processus de numérisation. Ces appareils tirent bénéfice des propriétés des lasers pour améliorer la conversion analogique/numérique et une large variété de techniques a été développée. Valley [23] propose de subdiviser ces CANs photoniques en 4 grandes classes (figure 1-23) : les CANs à assistance optique, les CANs à échantillonnage optique, les CANs à quantification optique et enfin les CANs à quantification et échantillonnage optiques. Les CANs à assistance optique sont des ADC électroniques qui utilisent la photonique pour améliorer une ou plusieurs propriétés limitantes, mais qui effectuent à la fois l'échantillonnage et la quantification dans le domaine électronique. Les CANs à échantillonnage optique sont ceux dans lesquels l'échantillonnage est effectué dans le domaine optique, tandis que la quantification est effectuée dans le domaine électrique. A l'inverse, pour les CANs à quantification optique, l'échantillonnage est effectué par des techniques électroniques, le signal est ensuite converti dans le domaine photonique. Pour finir, il existe des CANs tout optique, qui réalisent donc à la fois la

quantification et l'échantillonnage par voie optique. Toutes ces techniques sont parfaitement décrites dans la référence [23] et nous ne nous attacherons ici qu'à décrire l'échantillonnage photoconductif qui correspond aux travaux précédemment menés au sein de l'équipe Photonique-THz. Dans la classification de Valley, l'échantillonnage photoconductif se positionne dans la catégorie : CANs à assistance optique.

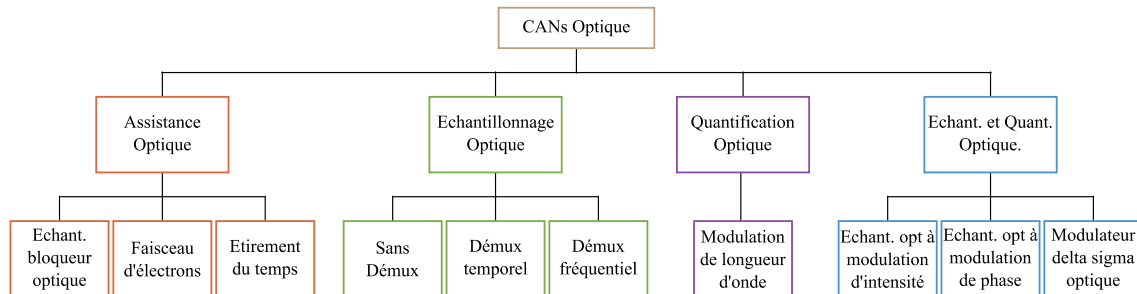


Figure 1-23 : les quatre classes principales de convertisseurs analogique/numérique optiques. [23]

• Echantillonnage photoconductif

De toutes les techniques d'échantillonnage optoélectroniques, l'interrupteur commandé optiquement est certainement le concept le plus simple. Un matériau photosensible est placé sur une ligne de propagation, par exemple sur le ruban central d'une ligne coplanaire ou d'une ligne micro-ruban. Lorsqu'il n'est pas soumis à un éclairage, ce matériau est suffisamment isolant pour empêcher le signal RF d'être transmis. Dans le cas où le matériau est éclairé, des porteurs de charge sont générés dans le matériaux, il devient conducteur et réalise la jonction électrique entre la source du signal RF et le CAN. Cette technique permet de réaliser un échantillonnage direct et sans autre forme de traitement. Les travaux fondateurs de cette technique ont été menés par Auston [81] en 1975. Ce premier échantillonneur à base de photoconducteur, illustré figure 1-24-a, utilisait une ligne micro-ruban coupée avec couche de silicium servant à la fois de substrat et de matériaux photosensible. Pour générer des impulsions brèves il utilisait des impulsions optiques à deux longueurs d'ondes : la première à $\lambda_1 = 1060$ nm générée par un laser à verrouillage de modes Nd:glass et l'autre, à $\lambda_2 = 530$ nm, provenant du même laser doublé dans un cristal KDP (diphosphate de potassium). Ces deux impulsions sont focalisées sur le gap de la ligne micro-ruban. L'impulsion à λ_2 crée une fine couche conductrice à la surface du silicium qui connecte la ligne micro-ruban. Celle à λ_1 , décalée temporellement par rapport à λ_2 , est absorbée sur une plus grande épaisseur et génère une conduction entre le ruban central et la masse. Ceci court-circuite la ligne coplanaire et réfléchit l'onde incidente. Cette technique « push-pull » permet de réduire le temps de conduction à une durée bien inférieure à celle du temps de vie des porteurs qui est très long dans le silicium (jusqu'à la milliseconde).

En écho à Auston, Castagne [82] réalise un photoconducteur, en ligne coplanaire, dans lequel la deuxième impulsion contacte le ruban central à la masse. Ainsi, Castagne n'a pas besoin de deux longueurs d'ondes. Ces deux techniques nécessitent de maîtriser parfaitement le retard entre les deux impulsions optiques et génèrent des impulsions électriques de quelques nanosecondes au

minimum. R.A. Lawton et J.R. Andrews [83] réalisent, quant à eux, un photoconducteur à base d'arséniure de Gallium (AsGa) dopé au chrome. Celui-ci semble être le premier à revenir à son état ouvert par recombinaison des porteurs. Enfin, Leonberger et Moulton [84] (figure 1-24-c) et d)) réalisent un photoconducteur en InP et échantillonnent un signal de 68.9 MHz à 275 MS/s. Tous ces travaux sont réalisés dans l'objectif de concevoir des CANs bénéficiant des caractéristiques des lasers. Un état de l'art des performances des photoconducteurs actuels est proposé dans la partie suivante. Une description plus détaillée des mécanismes électro-optiques, des matériaux utilisés aujourd'hui et des technologies développées sera exposée dans la première partie du chapitre 2.

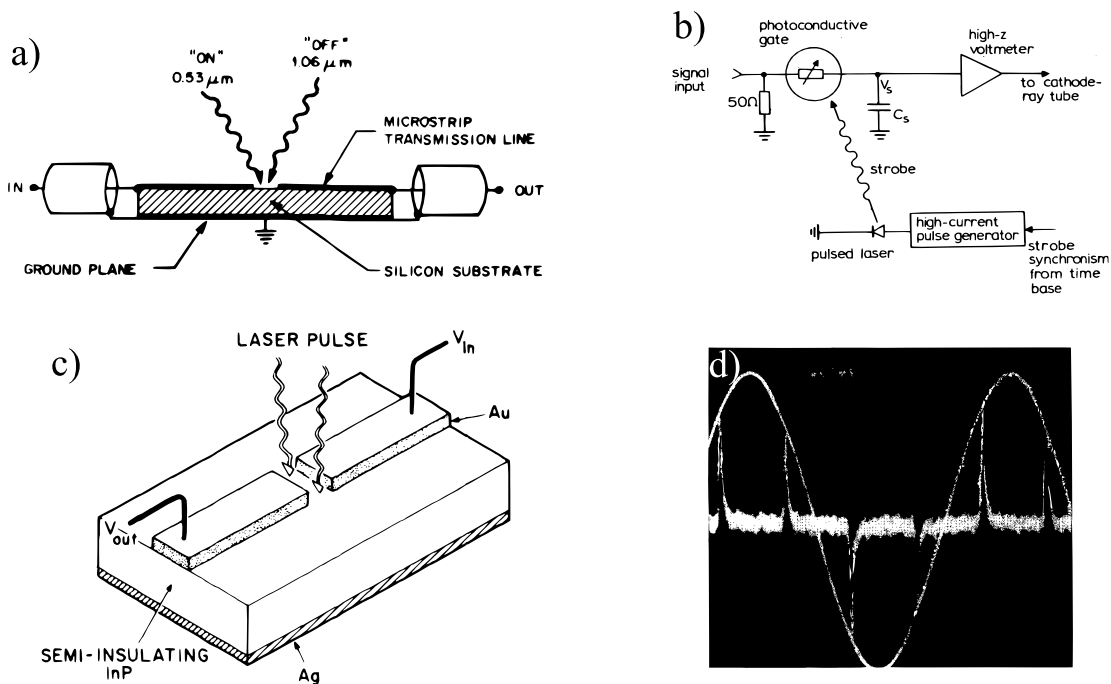


Figure 1-24 : Illustration des travaux pionniers de l'échantillonnage par photoconduction : a) Photo-interrupteur en Silicium développé par Auston [81] en 1975. b) Schéma du circuit intégrant le photoconducteur en AsGa de Lawton [83] c) Photo-interrupteur en InP développé par Leonberger et Moulton [84] en 1979. d) Résultat obtenu par Leonberger pour l'échantillonnage d'un signal de 68.9 MHz à 275 MS/s.

Conclusion sur les technologies de CANs et d'échantillonneurs

Les échantillonneurs électroniques utilisent comme horloge des trains d'impulsions produites par des générateurs d'impulsions électroniques, exploitant les non-linéarités des jonctions soumises à un signal RF. Leur gigue est donc bridée autour de 100 fs environ par le bruit de phase des sources RF à l'origine de ces impulsions.

Les lasers impulsions à verrouillage de modes comme les lasers Titane:Saphir ou à fibre permettent de générer des impulsions optiques de durée picoseconde ou femtoseconde. Pour ce qui est de la gigue, certaines publications ont détaillé des lasers dont la gigue temporelle atteint l'attoseconde.

1.4 Etat de l'art

1.4.1 Revue sur les CANs

Une grande quantité de revues sur les CANs ont été réalisées (voir annexe 2). Celle de Murmann [50], disponible en ligne, est mise à jour tous les ans. Elle compile en 2016 482 CANs électroniques répartis dans les deux conférences VLSI *Circuit Symposium* et ISSCC. Le résultat de cette étude est présenté en figure 1-25. La fréquence du signal analogique mentionnée sur cette figure est la fréquence à laquelle le SNDR a été mesuré pour chaque ADC. L'ENOB a été calculé à partir de l'équation (16) et du SNDR mesuré. On peut y voir une décroissance rapide de la résolution effective des CANs suivant la limitation due à un jitter de 100 fs. Nous pouvons citer comme référence Duan et al [85] (A sur la figure) qui proposent en 2015 un CAN à approximations successives (noté SAR pour *Successive Approximation Register*) entrelacé qui présente un ENOB de 3,89 pour un signal d'entrée de 23 GHz. Kull et al [86] (B sur la figure) proposent (en 2014) également un CAN SAR entrelacé présentant un ENOB de 5,18 pour un signal d'entrée de 20 GHz. Enfin Cui et al. [87] (C sur la figure) proposent en 2016, un convertisseur qui présente un ENOB de 5,85 pour un signal d'entrée de 16 GHz.

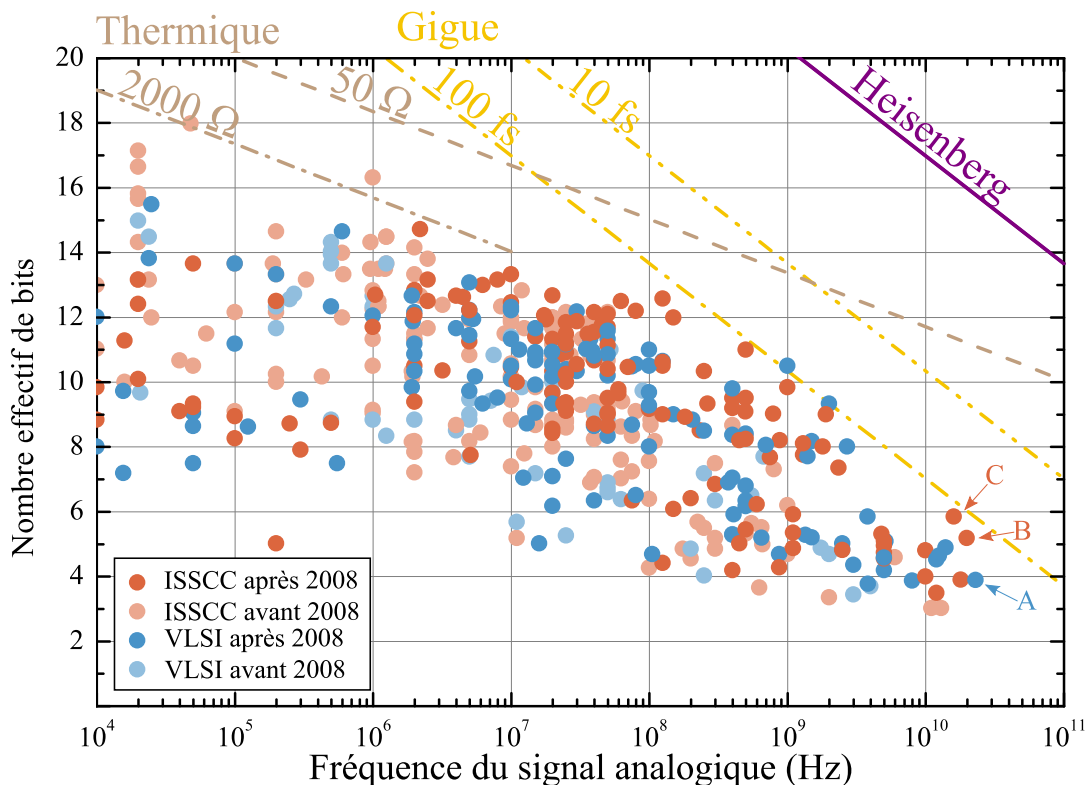


Figure 1-25 : Schéma de l'état de l'art de Walden [88] actualisé avec les données de Murmann [50]. La fréquence du signal analogique mentionnée sur cette figure est la fréquence à laquelle le SNDR a été mesuré pour chaque ADC. L'ENOB a été calculé à partir de l'équation (16) et du SNDR mesuré. Avec A : Duan et al [85] B : Kull et al [86] et C : Cui et al. [87]

1.4.2 Facteurs de mérite des CANs

Pour étudier l'évolution des avancées et la direction des recherches dans le domaine des CANs il est intéressant d'étudier les facteurs de mérite (notées FOM pour *Figure Of Merit*) choisis et utilisés par la communauté pour comparer les performances des différents ADC. Parmi tous les facteurs de mérite envisageables [89] et outre l'ENOB, dont nous avons déjà parlé, les deux FOMs les plus utilisés sont le FOM de Walden et le FOM thermique.

$$F_{Walden} = \frac{P}{2^{ENOB} \cdot f_e} \qquad F_{Thermique} = \frac{P}{2^{2 \cdot ENOB} \cdot f_e} \qquad (35)$$

Expression des facteurs de mérite de Walden et thermique en fonction de la puissance consommée (P), du nombre effectif de bits (ENOB) et de la fréquence d'échantillonnage (f_e).

Les deux FOMs présentés mettent en relation la puissance consommée, le nombre effectif de bits ainsi que la fréquence d'échantillonnage. La principale différence réside dans le fait que le FOM de Walden considère l'erreur en amplitude alors que le FOM thermique considère l'erreur en puissance. Comme expliqué dans la Ref. [89] le FOM thermique présente une meilleure correspondance pour les CANs limités par le bruit thermique et est donc plus appropriée pour les CANs d'ENOB > 9.

Si on regarde sur le graphique proposé par Jonsson [40] en figure 1-26-a, nous pouvons remarquer une évolution des performances en 2x/14 mois entre l'année 2000 et l'année 2010. Cette tendance rapide est révélatrice du dynamisme des recherches dans le domaine. Comparé à la relativement lente augmentation de la fréquence d'échantillonnage, nous pouvons en déduire que la majorité des recherches visent à augmenter l'efficacité énergétique des CANs comme l'avait déjà exprimé Murmann [90] ("The majority of designs published in recent years do not attempt to maximize bandwidth. This contrasts the situation with power efficiency, which is subject to optimization in most modern designs.").

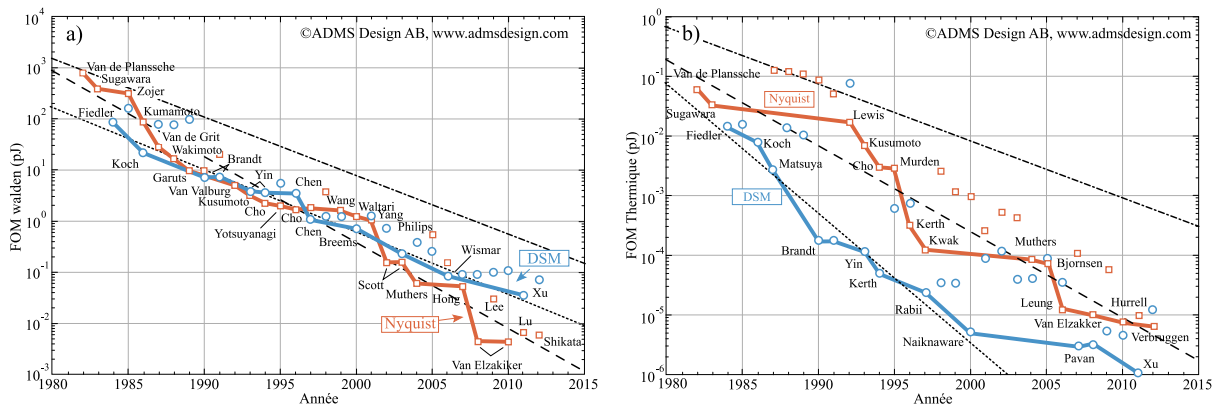


Figure 1-26 : Evolution des facteurs de mérite de Walden (a) et thermique (b) des meilleurs CANs au cours du temps recensés par Jonsson [40]. Les performances des CANs de Nyquist et les modulateurs delta-sigma (DSM) ont été séparés.

1.4.3 Etat de l'art sur les échantillonneurs

- **Echantillonneurs électroniques commerciaux**

Le Tableau I liste les échantillonneurs-bloqueurs disponibles sur le marché et dont la fréquence d'échantillonnage est supérieure à 2 GS/s. Nous pouvons remarquer que des bandes passantes relativement larges sont présentées. Cependant, ces bandes passantes ne sont valables qu'à petit signal. Pour le Inphi 1321TH par exemple, la bande passante est donnée à 13 GHz petit signal mais s'écroule à 8 GHz pour un signal d'entrée de 1 Vpp. La bande passante de HMC661LC4B de Analog devices est, quant à elle, donnée pour un signal d'entrée pleine échelle (1 Vpp). Cependant aucune mesure n'est fournie au-delà de $f_{RF} = 12$ GHz et $f_e = 1$ GS/s. On remarque à $f_{RF} = 4$ GHz et $f_e = 1$ GS/s une nette dégradation du SFDR entre 0.5 Vpp et 1 Vpp qui passe de 68 dB à 57 dB. Pour finir, ces composants sont commandés par des horloges électroniques, ils sont donc soumis à leur bruit de phase. Les ENOBs calculés ici sont le résultat des équations (25) pour l'effet de la gigue, (29) pour l'effet des harmoniques et (30) pour l'effet cumulé. Ces composants ont un coût de l'ordre de 500 à 1000 €.

TABLEAU I
LISTE DES MEILLEURS ECHANTILLONNEURS BLOQUEURS COMMERCIAUX

	Teledyne RTH090	Teledyne RTH070	Analog devices HMC661LC4B	Inphi 1321TH
f_e (GS/s)	4	4	4	2
BW (GHz)	25	20	18	13
THD @ f_{in} (dB@ GHz)	-32 @ 25	-36 @ 20	-38 @ 12 -49 @ 5	-35 @ 10
Pleine échelle V_{pp} (V)	0,3	0,3	0,5	0,5
Gigue d'ouverture (fs)	< 100	< 100	< 70	< 50
ENOB	2,20	2,3	2,33 @ 12 2,51 @ 5	2,27
Ref	[91]	[91]	[92]	[93]

- **Echantillonneurs électroniques publiés**

Le Tableau II représente les échantillonneurs-bloqueurs publiés dans des revues scientifiques. Nous remarquons en premier lieu l'hégémonie des technologies SiGe et InP. Seul Tretter [94] utilise une technologie CMOS pour éviter les difficultés imposées par l'intégration d'un échantillonneur SiGe/InP avec une technologie de CANs CMOS. Les mesures publiées sont effectuées dans des conditions très différentes les unes des autres, ce qui rend toute comparaison

relativement complexe. Elles sont, en effet, souvent réalisées soit à des fréquences d'échantillonnage soit à des fréquences d'entrée très différentes des limites affichées. Il est tout de même possible de remarquer que l'augmentation de la bande passante se fait inexorablement au détriment du taux de distorsion harmonique. On peut voir par exemple dans la Ref. [95] une chute du THD de -50.5 dB pour une $f_{rf} = 2$ GHz, à -32.5 dB pour une $f_{rf} = 10$ GHz. Les amplitudes d'entrée pleine échelle s'étalent également sur une plage relativement large. Ici aussi, il n'est pas fait mention des contraintes imposées par le signal d'horloge.

TABLEAU II
LISTE DES MEILLEURS ECHANTILLONNEURS-BLOQUEURS PUBLIES

Réf	Année	f_e (GS/s)	BW (GHz)	THD@ F_{in}/f_e (dB @ GHz/GS/s)	Pleine échelle V_{pp} (V)	Technologie
[96]	2016	108	40	-49@1/90	?	SiGe BiCMOS
[94]	2016	25	55	-28@ 50/25	0.8	CMOS 28 nm
[97]	2014	50	27	-29,5 @ 15/50	9 dBm	InP DHBT 250 nm
[98]	2012	50	40	-56,6 @ 3/50 -36,5 @ 25/50	1	InP 300 nm
[99]	2009	35	11	SNDR 19,8 @ 11/n	0.24	SiGe BiCMOS
[95]	2008	40	16	-50,5 @ 2/12 -32,4 @ 10/40	1	SiGe 130 nm
[100]	2007	50	42	-35,1 @ 40/39,99	0.63	SiGe 180 nm

- **Echantillonnage photoconductif**

Depuis les trois travaux fondateurs présentés dans la partie précédente, l'échantillonnage photoconductif a connu de nombreux travaux. Parmi les composants remarquables cités ici (Tableau III) nous en relèverons trois : Antoine Pagies a développé au cours de sa thèse à l'IEMN un photoconducteur aux dimensions nanométriques. Cette propriété géométrique assortie à un long travail d'optimisation des transitions d'accès lui ont permis de réduire la capacité du composant au minimum. Ceci a eu pour effet d'augmenter considérablement le rapport entre le coefficient de transmission à l'état ouvert et celui à l'état fermé. Gregory Moille a développé des composants à cristaux photoniques qui laissent entrevoir un échantillonnage commandé par des lasers aux longueurs d'ondes télécoms (1550 nm). Aujourd'hui, les matériaux les plus étudiés sont le phosphore d'indium (InP) et l'arséniure de gallium (AsGa) pour les applications haute vitesse. Ces travaux sont compilés dans le Tableau III. Les paramètres présentés sont τ : le temps de vie des porteurs, E_{opt} : l'énergie par impulsion du laser, f_{rep} : le taux de répétition du laser,

P_{rf} : la puissance du signal à échantillonner, f_{rf} : la fréquence du signal à échantillonner, Pertes : les pertes de conversion.

TABLEAU III
LISTE DES MEILLEURS PHOTOCONDUCTEURS PUBLIES

Réf	Année	τ (ps)	E_{opt} (pJ/Imp)	f_{rep} (MHz)	P_{rf} (dBm)	f_{rf} (GHz)	SFDR (dBc)	SNR (dB)	Pertes (dB)
Urata [101]	2002	qqps	60	80	?	20	?	?	?
Delord [102]	2009	6	26,6	75	?	10	40	50	?
Formont [103]	2011	6	26	1500	10	30	45	65	55
Pagies [104]	2011	1,4	1,8	320	20	20	40,2	20,8	47,7
Tripon-C [105]	2016	10	12,5	2000	12	20	29,3	47,3	43,8
Moille [106]	2016	<1	6	2000	0	10	?	?	95

1.4.4 Revue sur les mélangeurs sous-harmonique

TABLEAU IV
LISTE DE MELANGEURS COMMERCIAUX

	RPG HM 33-50 [107]	RPG HM 50-75 [108]	VDI WR15EHM [109]	AD HMC1093 [110]	MITEQ DB0250LW1 [111]
f_{rf} min/ Max (GHz)	33 / 50	50 / 75	50 / 75	37 / 46,5	2 / 50
f_{ol} (GHz)	8,25 / 12,5	8,33 / 12,5	10	8,5 / 11	2 / 50
Pertes de Conversion (dB)	~15	~20	~25	16	10
Puissance RF max P1dB (dBm)	-10	-3	-25	16	5

Comme présenté plus haut, le mélange superhétérodyne est un concurrent sérieux dans la transposition de fréquences. Dans le cas de signaux très hautes fréquences, les fabricants de mélangeurs sous-harmoniques ne sont pas très nombreux. Parmi ceux-là, RPG (Radiometer

Physics GmbH, filiale de Rohde & Schwarz) et VDI (Virginia Diode) sont en position dominante. Ces fabricants sont d'ailleurs les seuls à proposer des mélangeurs sous-harmoniques de fréquence maximum supérieure à 150 GHz. Le Tableau IV liste les mélangeurs commerciaux opérant dans la gamme des 50 GHz sur des bandes relativement étroites. On observe le principal avantage de cette technique : les faibles pertes de conversion.

Conclusion sur l'état de l'art

Cette revue des technologies de conversion analogique/numérique met en évidence l'importance de la limitation imposée par la gigue temporelle de l'horloge sur la fréquence d'échantillonnage. En effet, l'étude proposée par Murmann (Figure 1-25) montre bien que peu de CANs dépassent la ligne de limitation due à la gigue à 100 fs. De plus les facteurs de mérite choisis par la communauté scientifique du domaine sont un indice révélateur de la tendance de recherche et celle-ci n'est pas orientée vers l'augmentation en fréquence mais plutôt vers une diminution de la consommation. Malgré cela, les échantillonneurs bloqueurs électroniques ont tout de même connu des avancées majeures. Il est également important de mentionner les performances remarquables des technologies de mélange sous-harmonique.

Pour surpasser la limitation en jitter, des technologies de photoconducteurs rapides ont émergé principalement en France. Ces photoconducteurs n'optimisent pas l'absorption optique et nécessitent des lasers puissants. Ces niveaux de puissance peuvent être contraignants si l'on désire multiplier le nombre de CANs pour réaliser des entrelacements. Cela peut également se révéler rédhibitoire pour certaines applications en milieu contraint. Quelle que soit la technologie, les photoconducteurs présentent de fortes non-linéarités et les harmoniques qui en résultent deviennent la principale limitation de ce type de CANs. Il est donc particulièrement important de comprendre leur origine.

1.5 Conclusions du chapitre 1

Parmi les nombreuses applications des Convertisseurs Analogique/Numérique rapides, la détection de signaux radar nous intéresse tout particulièrement. Les propriétés de ces signaux, notamment leur fréquence, les placent au-delà des capacités des CANs électroniques actuels. En effet, l'étude mathématique du principe de sous-échantillonnage permet de comprendre les contraintes imposées sur l'échantillonneur. Pour échantillonner des signaux radar, la durée de l'ouverture de la porte d'échantillonnage doit être de l'ordre de la picoseconde. La gigue de l'horloge d'échantillonnage doit, quant à elle, être inférieure à la centaine de femtoseconde. L'état de l'art dressé ici montre que la principale limitation de ces CANs réside dans la gigue de leur horloge électronique. Il a également été exposé que les lasers impulsionsnels présentent une gigue bien plus faible qui permet d'envisager leur utilisation comme horloge d'échantillonneurs électro-optiques. Pour cela, les photoconducteurs semblent permettre de réaliser la fonction d'échantillonneurs. Ces photoconducteurs ne sont pas exempts de limitations. Parmi celles-ci, nous pouvons relever particulièrement les non-linéarités et le manque d'optimisation de la photo-réponse.

Le chapitre suivant propose une étude des différentes technologies de photoconducteurs classiques ainsi que de la technologie en cavité Fabry-Pérot développée au sein de l'IEMN.

Chapitre 2 :

STRUCTURES DE PHOTOCONDUCTEURS

2.1	Photoconduction impulsionnelle	61
2.1.1	Génération de porteurs	61
2.1.2	Recombinaison de porteurs	62
2.1.3	Matériaux à temps de vie court	63
2.1.4	Mesure de temps de vie	65
2.2	Photoconducteurs intégrés sur une ligne hyper-fréquence	68
2.2.1	Les photoconducteurs planaires	70
2.3	Optimisation de l'absorption dans un semi-conducteur.....	76
2.3.1	Photoconducteur à cavité résonante Fabry-Pérot	76
2.3.2	Photoconducteurs à cavité et à électrodes nanostructurées à 800 nm	83
2.4	Conclusions du chapitre 2	89

2.1 Photoconduction impulsionnelle

La partie 1.2.1.4 nous a montré l'importance de la maîtrise de la durée d'ouverture de la porte d'échantillonnage. Nous avons également vu, dans la partie 1.3.2.2 plusieurs méthodes pour réaliser cette ouverture en utilisant des photocommutateurs. La partie suivante a pour objectif de décrire la photocommutation rapide en utilisant le principe de recombinaison des porteurs. Pour cela on explicitera d'abord les phénomènes de génération et de recombinaison des porteurs. Ensuite les différents matériaux rapides potentiellement utilisables pour notre application seront présentés. Pour finir, les épitaxies réalisées au sein de l'IEMN ainsi que les mesures de temps de vie réalisées seront exposées.

A température nulle, les semi-conducteurs intrinsèques sont isolants car ils ne disposent d'aucun électron en bande de conduction. Cependant, un apport d'énergie extérieur, (thermique, électrique ou optique) permet de faire passer des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction, laissant un trou en bande de valence. Cette génération de paires électrons/trous, qui sont des porteurs de charge électrique, permet la circulation d'un courant électrique dans le semi-conducteur. Ces électrons générés tendent à reprendre un niveau d'énergie plus stable. Pour cela ils se recombinent par différents processus. Un semi-conducteur est isolant à 0 K car sa bande d'énergie occupée par des électrons la plus haute est pleine. En régime permanent, il y a équilibre entre le nombre de porteurs générés, décrit par le taux de génération G , et le nombre de porteurs recombinés, décrit par le taux de recombinaison R .

2.1.1 Génération de porteurs

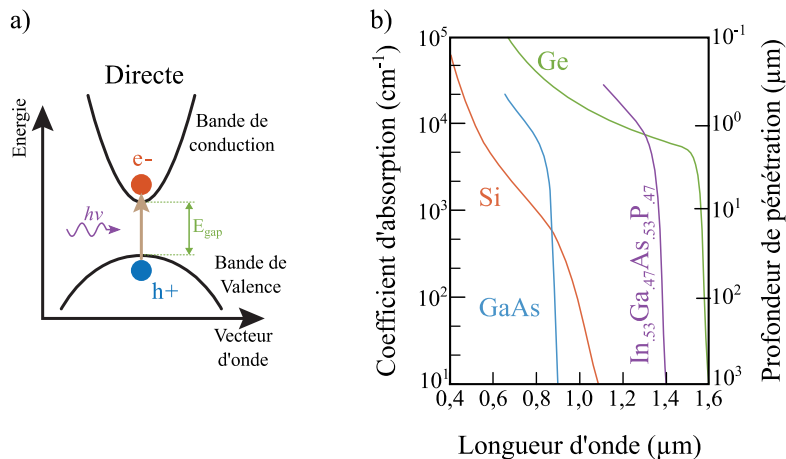


Figure 2-1 :a) Représentation schématique du processus d'absorption dans un semi-conducteur à gap direct. b) Absorption optique dans des matériaux semi-conducteurs : arséniure de gallium (courbe bleue), silicium (courbe orange), germanium (courbe verte) et composé quaternaire indium-gallium-arsenic-phosphore (courbe violette) en fonction de la longueur d'onde incidente.

La génération de porteurs se fait lorsque que le matériau semi-conducteur reçoit un apport d'énergie supérieur à l'écart d'énergie (souvent appelé « gap ») entre le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction. Ce gap est exprimé en électrons-volt (eV)

et est noté E_g . Pour les applications optiques, il existe deux familles de semi-conducteurs : les composés III-V et II-VI (comme l'AsGa ou l'InGaAsP) à gap direct, pour lesquels les deux extremums correspondent à une même valeur du vecteur d'onde k , et les composés IV (comme le Si ou le Ge) à gap indirect pour lesquels il existe une différence dans la position des deux extremums sur le vecteur d'onde. Dans un matériau à gap direct (figure 2-1-a), l'absorption d'un photon d'énergie supérieure à celle du gap entraîne le passage d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction. Dans un matériau à gap indirect, ce processus nécessite la mise en jeu d'un phonon pour assurer la conservation du vecteur d'onde. Cette génération de phonon rend ce deuxième cas moins probable que le premier. La photogénération est donc moins efficace dans un matériau à gap indirect. (voir figure 2-1-b)

Certains mécanismes d'absorption (par deux photons ou par niveaux intermédiaires) peuvent permettre de photogénérer des porteurs de charge en utilisant des longueurs d'ondes dont l'énergie est inférieure au gap du semi-conducteur. Ces mécanismes sont toutefois peu efficaces et statistiquement peu probables sauf sous forte excitation lumineuse.

2.1.2 Recombinaison de porteurs

Un excès d'électrons ou de trous par rapport à l'état d'équilibre entraîne l'augmentation du phénomène de recombinaison pour ramener le système à son état d'équilibre. La recombinaison des porteurs dans un semi-conducteur s'opère via plusieurs processus. Premièrement par un mécanisme inverse à celui de la génération directe (figure 2-2-a) qui se produit lorsque les électrons passent de la bande de conduction vers la bande de valence. Cette recombinaison entraîne la génération d'un photon. On parle de recombinaison radiative.

$$R_{rad} = \frac{NP - n_i^2}{\tau_{rad}} \quad (36)$$

Taux de recombinaison directe [112] avec N et P des densités d'électrons et de trous et τ_{rad} le temps de vie moyen.

Lorsque le nombre de porteurs devient élevé un nouveau mode de recombinaison devient important : la recombinaison Auger [113] (figure 2-2-b). Ce processus est semblable à celui de la recombinaison directe sauf que l'électron (ou le trou) qui est recombiné transfère son énergie excessive à un autre électron (ou trou) qui est transmis vers un niveau d'énergie supérieur.

$$R_{aug} = N \frac{NP - n_i^2}{\tau_{ehh}} + P \frac{NP - n_i^2}{\tau_{eeh}} \quad (37)$$

Taux de recombinaison Auger [112] avec N et P des densités d'électrons et de trous et τ_{eeh} et τ_{ehh} le temps de vie.

Enfin, il existe aussi les recombinaisons par piégeage, appelées également les recombinaisons de Shockley-Read-Hall (SRH) [114,115] (figure 2-2-c). Certaines imperfections dans un réseau cristallin peuvent entraîner l'apparition de niveaux d'énergies intermédiaires dans le gap. Ces niveaux intermédiaires agissent comme des centres de recombinaison rapides.

$$R_{SRH} = \frac{1}{\tau_{SRH}} \frac{NP - n_i^2}{N + P + 2\cosh(E_t/k_bT)} \quad (38)$$

Taux de recombinaison Shockley-Read-Hall [112] avec N et P des densités d'électrons et de trous et τ_{SRH} le temps de vie moyen.

Ces processus sont caractérisés par leur durée, nommée temps de vie τ . Dans les semi-conducteurs III-V, les temps de recombinaison sont dominés par le mécanisme Shockley-Read-Hall. Par exemple dans l'AsGa, sous une photoexcitation modérée générant une concentration de porteurs de $N = P = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$: $\tau_{Aug} = 100 \text{ } \mu\text{s}$, $\tau_{rad} \approx 100 \text{ ns}$ et $\tau_{SRH} < 1 \text{ ns}$ (valeurs relevées par Moille [112] dans [116–120]).

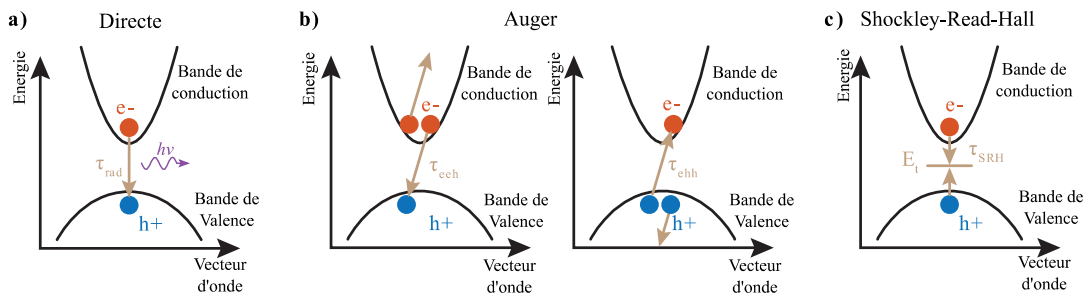


Figure 2-2 : Représentation schématique des modes de recombinaisons principaux : a) recombinaison directe b) recombinaison Auger et c) recombinaison Shockley-Read-Hall. Schémas tirés de [112].

Il est important de noter qu'à l'équilibre thermodynamique, des électrons sont excités par l'énergie thermique suivant la statistique de Fermi-Dirac. A température ambiante, le nombre de porteurs dans la bande de conduction et dans la bande de valence dépend donc de la largeur de la bande interdite. Pour notre application, le matériau choisi doit donc avoir un gap suffisamment grand pour limiter le nombre de porteurs, et donc la conduction, hors éclairage et à température ambiante. Il doit également avoir un gap qui permette une génération de porteurs avec un haut rendement quantique (rapport du nombre de porteurs générés et du nombre de photons incidents) lorsqu'il est éclairé par un faisceau provenant d'un laser femtoseconde disponible dans le commerce. Les matériaux rapides (en particulier l'AsGa-BT comme nous le verrons plus loin) fonctionnant à 800 nm ont été très étudiés car ils étaient bien adaptés aux lasers titane:saphir et ils présentent les qualités requises pour la photocommutation, mais la volonté de travailler dans les longueurs d'ondes des télécommunications conduit à développer des matériaux rapides fonctionnant dans la gamme 1,3 μm à 1,5 μm . Enfin, ils doivent bénéficier d'un faible temps de vie (pour une application autour de 40 GHz : $\tau \approx 4 \text{ ps}$) sans trop réduire la mobilité des porteurs, soit, en d'autres termes, permettre de générer des impulsions électriques brèves et intenses pour une puissance optique raisonnable.

2.1.3 Matériaux à temps de vie court

L'objectif n'est pas ici de décrire de manière exhaustive toutes les technologies de matériaux à temps de vie court. De manière générale et comme démontré dans la partie

précédente, un moyen efficace pour réduire le temps de vie des porteurs est d'augmenter les imperfections dans un réseau cristallin afin d'augmenter le piégeage Shockley-Read-Hall. Comme présenté par Krotkus dans la référence [121], historiquement, le premier matériau sur lequel les recherches se sont portées est le silicium sous sa forme amorphe [81,122] (noté a-Si) ou implanté d'ions O^+ [123]. Ces deux technologies ont permis d'atteindre des temps de vie sub-picoseconde mais au détriment de la mobilité des porteurs de charge qui chute à quelques $cm^2V^{-1}s^{-1}$ [124]. D'autres matériaux se posent en alternative au silicium pour réaliser des commutations picosecondes: le $CdS_{0,5}Se_{0,5}$ [125], le GaP [126], le Ge [127], le CdS [128] ou encore le diamant [129]. Pour pallier au problème de la faible mobilité des porteurs, l'un des matériaux étudiés est l'AsGa implanté et l'AsGa épitaxié à basse température. L'AsGa implanté permet d'obtenir des temps de vie picoseconde et subpicoseconde en y implantant des ions lourds As [130], Ga [131], Si, ou O [132], Ar [133], ou plus légers : N^+ [134], H^+ [135]. Cette technique permet d'obtenir de bons résultats en résistivité mais la mobilité des porteurs reste modeste.

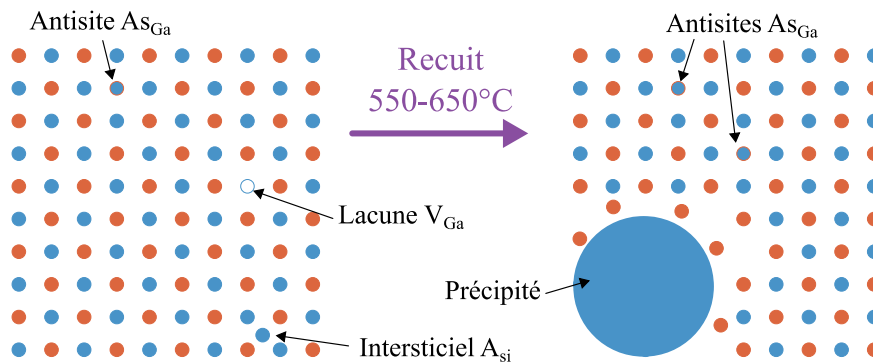


Figure 2-3 : Représentation schématique d'un cristal d'AsGa-BT avant et après recuit.

L'AsGa épitaxié à basse température s'obtient en réalisant son épitaxie par jets moléculaires en imposant une température du substrat T_s inférieure à celle utilisée usuellement. En effet, pour réaliser une épitaxie stœchiométrique de matériaux III-V, on soumet normalement le substrat à une température T_s telle que $T_{III} > T_s > T_V$, avec T_V la température de la source d'élément V et T_{III} la température de la source d'élément III. Les valeurs des températures typiquement utilisées sont $T_{III} \approx 900$ °C, $T_s \approx 600$ °C et $T_V \approx 250$ °C. En 1988, dans le cadre du développement de matériaux semi isolants pour des applications de transistors à effet de champ MESFET sur AsGa, Smith et al [136,137] ont démontré qu'il était possible d'augmenter la résistivité de l'AsGa en réduisant la température du substrat lors de l'épitaxie. Dans ces conditions l'AsGa se trouve dans un état non-stœchiométrique. L'excès d'arsenic serait présent dans le cristal de l'AsGa sous forme de défauts ponctuels en grande concentration [138–140]. Comme illustré en figure 2-3, plusieurs types de défauts seraient présents dans l'AsGa épitaxié à basse température (noté AsGa-BT ou sous sa forme anglophone LTG-GaAs pour *low temperature grown GaAs*). Il s'agirait de:

- l'arsenic en antisite As_{Ga} : un atome d'arsenic à la place d'un atome de gallium.

- l'arsenic en site interstitiel As_i : un atome d'arsenic inséré entre des atomes de maille normale.
- la lacune de gallium V_{Ga} : un atome de gallium manquant.
- Complexe As_i-As_{Ga}

Ces défauts vont générer des niveaux intermédiaires qui vont réduire le temps de vie à quelques picosecondes [141] voire moins [142]. Avec un excès d'arsenic identique, un recuit rapide (entre 550 °C et 650 °C) permet de réduire considérablement la densité de défauts ponctuels ($< 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Ceci semble indiquer que les atomes d'arsenic précipitent sous forme de nanocristaux [143,144] (voir figure 2-3). Ces précipités seraient alimentés par les atomes interstitiels car ceux-ci sont mobiles à ces températures. En agissant sur la température de recuit ainsi que sur la température d'épitaxie, il est possible de réaliser des matériaux dont le temps de vie des porteurs est bien défini et reproductible. Alors que la résistivité de l'AsGa-BT, principalement due à la conduction hopping, est dans la gamme de $10 - 10^3 \Omega \cdot \text{cm}$, elle passe à $10^6 - 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ après un recuit à 600 °C. Bien que réduit après le recuit [145], l'excès d'arsenic entraîne un désaccord de maille par rapport au substrat d'AsGa pendant la croissance et qui peut générer des dislocations. Ceci limite l'épaisseur de croissance aux alentours de 2 μm . Comparativement aux autres matériaux, l'AsGa-BT recuit est le seul à combiner une bonne résistivité et une bonne mobilité des porteurs de charge et pour des temps de vie des porteurs picosecondes.

TABLEAU V
LISTE COMPARATIVE DES PROPRIETES ELECTRONIQUES DE QUELQUES MATERIAUX
SEMI-CONDUCTEURS A TEMPS DE VIE COURT [104]

Matériau	AsGa SI	AsGa	AsGa-BT	Si
Croissance	LEC	EJM à environ 600 °C	EJM à environ 200 °C	LEC-CZ
Bande interdite (eV)	Directe : 1.42	Directe : 1.42	Directe : 1.42	Indirecte : 1.1
Résistivité ($\Omega \cdot \text{cm}$)	$1-4 \cdot 10^7$	qqs	10^7	10^3-10^4
Mobilité à 300 K ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	> 6000	7000-9000	1000	1350
Durée de vie des porteurs	qqs 100 ps	~ 1 ns	de 100 fs à qqs ps	qqs μs

2.1.4 Mesure de temps de vie.

Les mesures de temps de vie sont réalisées en utilisant la technique dite « pompe-sonde ». Les mesures « pompe-sonde » sont des mesures de variation de la réflectivité, ou de la transmission, résolues en temps. Pour cela, un rayonnement impulsif femtoseconde de

forte intensité, appelé le signal de pompe, éclaire une zone du matériau testé. Ce rayonnement génère des porteurs de charge. Les états occupés par ces porteurs saturent l'absorption [146] et modifient ainsi son coefficient de réflexion. En amont, un séparateur de faisceau a prélevé une faible quantité de puissance du faisceau de pompe. Cette impulsion, appelée la sonde, est de bien plus faible intensité (environ 100 fois moins puissante) que la pompe. Elle est retardée temporellement en ajustant la longueur du trajet qu'elle doit parcourir avant d'illuminer la même zone du matériau que l'impulsion de pompe. Une variation de longueur de la ligne à retard, induit une variation du retard temporel. Une mesure de la réflexion de la sonde grâce à une photodiode en fonction de la longueur de la ligne à retard permet d'étudier l'évolution de la réflectivité et donc du taux de porteurs recombinés en fonction du temps. Cette technique présente l'inconvénient de ne pas permettre de différencier la dynamique des électrons et des trous. [147]

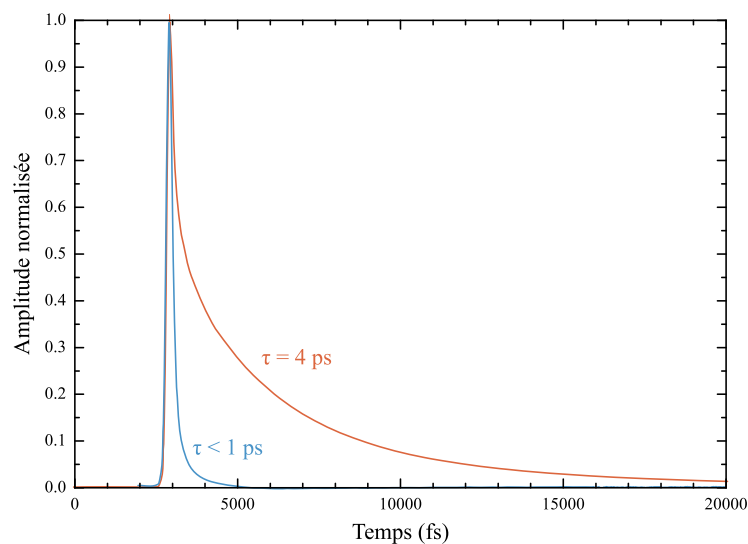


Figure 2-4 : Variation relative de réflexion (à 820 nm) résolue temporellement de deux couches de 550 nm d'AsGa-BT reportée sur substrat de silicium par thermocompression or/or. L'AsGa-BT est obtenu par croissances épitaxiales réalisées au sein de la salle blanche de l'IEMN avec une température de substrat de 245 °C (en bleu) et de 290 °C (en orange).

Dans le cadre de cette thèse nous avons réalisé plusieurs couches d'AsGa-BT. La figure 2-4 représente des mesures « pompe-sonde » de couches d'AsGa-BT de 550 nm reportées par thermocompression or/or sur un substrat de silicium haute résistivité. Le process technologique de thermocompression sera décrit dans le chapitre 4 et en annexe 4. Les courbes représentant les résultats de ces mesures peuvent être décomposées en deux parties : la première indique une décroissance rapide de la réflectivité et correspond à une thermalisation des porteurs chauds photogénérés. La seconde montre une décroissance exponentielle correspondant aux recombinaisons sur les niveaux profonds. Le temps de vie des porteurs est considéré comme étant la constante de temps de variation de cette partie exponentielle de la courbe ($1/e$).

Ces couches d'AsGa-BT ont été réalisées d'abord à une température d'épitaxie de 245 °C pour la courbe bleue et de 290 °C pour la courbe orange puis recuites suivant le procédé de recuit thermique rapide (noté RTA pour *Rapid Thermal Annealing*) à 580 °C. Nous pouvons remarquer

que ce procédé mène à des temps de vie respectifs de 500 fs et de 4 ps.

Conclusion sur la photoconduction impulsionnelle

L'AsGa-BT présente des propriétés optiques et électroniques particulièrement bien adaptées aux applications auxquelles nous nous intéressons. En effet, le gap direct de 1.42 eV peut permettre une absorption optique d'un faisceau de longueur d'onde de 800 nm. Ceci engendre une génération de porteurs libres efficace. La forte mobilité de ces porteurs de charge permet en outre d'obtenir un photocourant important. Pour finir, les techniques d'épitaxie par jet moléculaire permettent de réaliser des composés semi-conducteurs ayant une concentration de défauts contrôlée qui réduit le temps de vie à des durées de vie picosecondes ou sub-picosecondes indispensables pour des applications d'échantillonnage à des fréquences supérieures à 40 GHz.

2.2 Photoconducteurs intégrés sur une ligne hyperfréquence

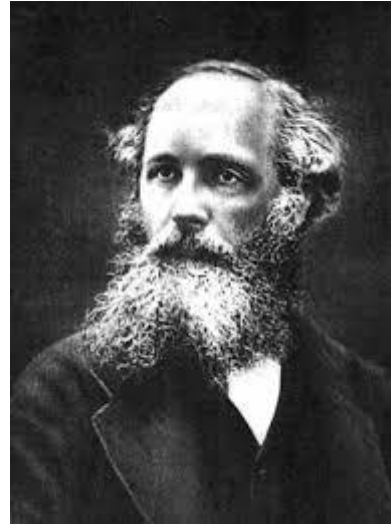
L'objectif étant de réaliser des photointerrupteurs efficaces à des fréquences de l'ordre de 40 GHz, il est important d'étudier leur intégration sur le support de propagation choisi. Pour cela, que ce soit pour les longueurs d'onde optiques ou hyperfréquences, les modèles de propagation électromagnétiques, utilisés dans cette thèse, sont basés sur les équations de Maxwell qui décrivent les sources, la structure et l'évolution des champs électromagnétiques. Dans le vide, ces équations s'écrivent :

$$\text{Maxwell-Gauss :} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$\text{Maxwell-Thomson :} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\text{Maxwell-Faraday :} \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\text{Maxwell-Ampère :} \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{j} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$



Equations de Maxwell reformulées par Heaviside

James Clerk Maxwell (1831-1879)

Toutefois les dimensions de notre photoconducteur (de l'ordre de $d = 20 \mu\text{m}$) sont bien en deçà de la longueur d'onde des signaux (à 40 GHz $\lambda_0 = 7,5 \text{ mm}$) qui font l'objet de cette étude. L'approximation en régime quasi-stationnaire ($d/\lambda_0 \ll 1$) peut être appliquée ici un modèle simplifié constitué d'une capacité en constantes localisées représentant les deux contacts métalliques face à face de même qu'une résistance variable représentant la variation de densité de porteurs induite par l'éclairement. Dans le cadre de cette approximation, le terme $\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ dans l'équation Maxwell-Ampère devient très petit devant $\mu_0 \vec{j}$ et cette équation se réduit à : $\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$ et, par analyse vectorielle, donne $\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0$. On déduit la loi des nœuds en appliquant le théorème de Green-Ostrogradski à cette expression. Un résonnement similaire permet également de déduire la loi des mailles.

Comme le montre la figure 2-5, positionner les photoconducteurs sur la ligne de propagation revient donc à positionner le condensateur, nommé C_{PC} , en parallèle avec la résistance variable nommée $R_{PC} = 1 / G_{PC}$, entre la source RF et la charge. Ici le photoconducteur est placé en série (on peut également le placer en parallèle). Une modélisation non linéaire du composant en échantillonnage sera proposée au chapitre 3.

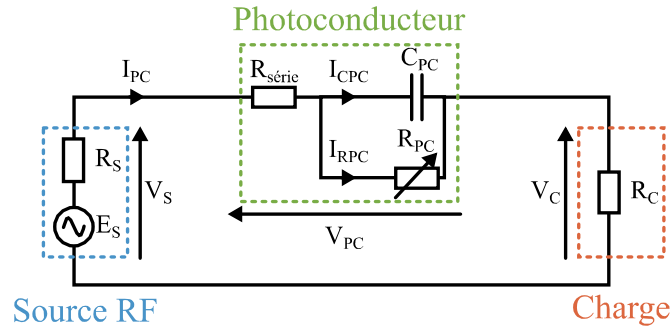


Figure 2-5 : Schéma électrique simplifié d'un photoconducteur excité par une source haute fréquence d'impédance interne R_s et chargé sur un récepteur de résistance R_c .

A partir de ce schéma, il est possible de calculer les coefficients de transmission et de réflexion de ce circuit :

$$|S_{21}| = 20 \cdot \log_{10} \left(2 \sqrt{\frac{(Z_0 G_{PC})^2 + (Z_0 C_{PC} \omega)^2}{(1 + 2Z_0 G_{PC})^2 + (2Z_0 C_{PC} \omega)^2}} \right) \quad (39)$$

$$|S_{11}| = 20 \cdot \log_{10} \left(\sqrt{\frac{1}{(1 + 2Z_0 G_{PC})^2 + (2Z_0 C_{PC} \omega)^2}} \right) \quad (40)$$

Expression du module des coefficients de transmission et de réflexion d'un photoconducteur de capacité C_{PC} , de conductance $G_{PC} = 1 / R_{PC}$ sur un circuit d'impédance caractéristique $Z_0 = R_s = R_c$

A partir de cette expression, et en considérant qu'hors éclairement G_{PC} est nul, alors la capacité du photoconducteur impose une fréquence de coupure f_{RC} telle que :

$$f_{RC} = \frac{1}{2\pi(R_C + R_S + R_{série})C_{PC}} \quad (41)$$

Expression de la fréquence de coupure f_{RC} d'un photoconducteur de capacité C_{PC} , d'une résistance série $R_{série}$, monté en série sur une charge R_C et avec un source d'impédance interne R_s .

Cette capacité C_{PC} dépend majoritairement de la géométrie du photoconducteur. Elle peut être calculée en connaissant les dimensions du photoconducteur ainsi que la disposition des lignes de champ électrique. Dans le cas des structures complexes, des techniques de simulations par éléments finis sont utilisées. On remarque dans l'équation (39) que plus la capacité C_{PC} est élevée, plus le coefficient de transmission est grand. On peut en déduire que cela va réduire la

puissance électrique modulée par la photoconduction, particulièrement à hautes fréquences.

2.2.1 Les photoconducteurs planaires

2.2.1.1 Absorption directe dans de l'AsGa-BT

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les photoconducteurs planaires standards sont formés d'une ouverture dans une ligne microruban ou coplanaire sur un substrat photoconducteur rapide, ici l'arséniure de gallium épitaxié à basse température. Dans ce cas particulier, le faisceau est directement incident sur l'AsGa-BT sans autre forme d'optimisation de l'absorption. Compte tenu de la différence d'indice entre l'air et l'AsGa-BT ($n_{\text{AsGa}} = 3,65 - 0,091j$ à $\lambda = 780 \text{ nm}$) ce faisceau est séparé en un faisceau réfléchi, un faisceau transmis et une partie absorbée. Sans tenir compte des non-linéarités optiques éventuelles (qui interviennent à des puissances crêtes supérieures à quelques W), on peut calculer par les coefficients de Fresnel un taux de réflexion de 32,5 %. La figure 2-6 montre l'évolution de l'absorption en fonction de l'épaisseur d'AsGa-BT. Cette courbe est calculée en considérant le coefficient de pertes en intensité : $\alpha = 4\pi n_i / \lambda_0$ (avec n_i la partie imaginaire du coefficient de réflexion). Nous pouvons remarquer que cette absorption atteint un maximum de 67,5 % pour une épaisseur d'AsGa-BT de 3 μm .

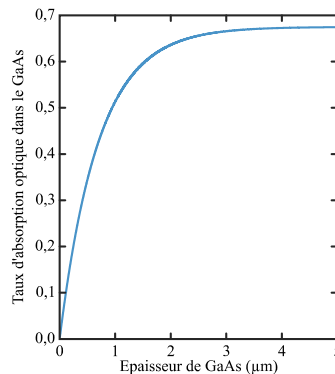


Figure 2-6 : Taux d'absorption du faisceau optique en fonction de l'épaisseur d'AsGa ($\lambda = 780 \text{ nm}$).

2.2.1.2 Photoconducteurs à ligne coupée

La figure 2-7 présente un photoconducteur planaire semblables à ceux développés par Antoine PAGIES durant son doctorat [104]. Ce type de photoconducteur est composé d'une ligne CPW (pour *coplanar waveguide* soit guide d'onde coplanaire) sur une couche d'AsGa-BT dont le ruban central est coupé. Ce composant possède donc deux ports (notés RF et IF). Une coupure est réalisée sur le ruban central. Des transitions (tapers) sont placées de chaque côté de la coupure pour permettre de réaliser l'adaptation entre la coupure très étroite et les accès plus larges. Un photoconducteur de ce type a la particularité de présenter une coupure de très faibles dimensions pour limiter la capacité du composant et cela permet en théorie d'optimiser le

rapport ON/OFF. Ces photoconducteurs sont fabriqués en utilisant une unique étape de photolithographie électronique standard directement sur l'AsGa-BT. Les composants obtenus présentent une très faible capacité, de l'ordre du femtofarad.

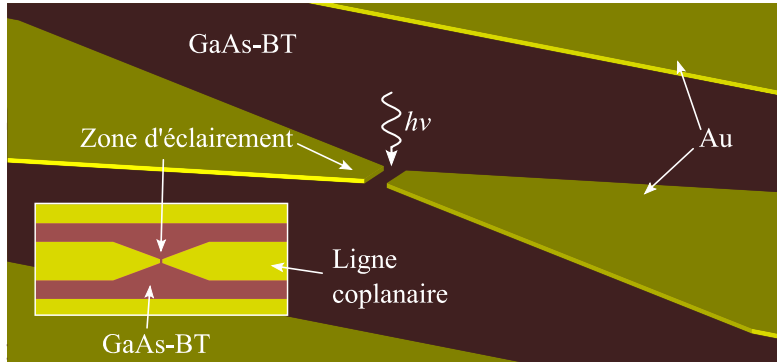


Figure 2-7 : Représentation schématique d'un photoconducteur constitué d'un gap nanométrique. Les électrodes sont d'une largeur comprise entre 500 nm et 2 μm pour une distance minimum de 1 μm .

La figure 2-8 représente les lignes de champ électrique présentes entre deux électrodes séparées de 1 μm et polarisées avec une tension de 1 V. Cette simulation est effectuée en résolvant les équations de Maxwell par la méthode numérique des différences finies (en utilisant le logiciel CST Microwave studio). La permittivité relative de l'AsGa considérée dans ces simulations est de $\epsilon_r = 12,88$ et les lignes sont constituées de 0,5 μm d'or. On voit que le champ statique dans la zone éclairée n'est pas colinéaire. De plus, l'intensité du champ électrique n'est pas constante tout au long de la structure et des effets de bord augmentent l'intensité du champ dans les zones proches des électrodes et la diminuent au milieu. Ces effets rendent complexe l'étude du déplacement des porteurs de charge et empêchent la réalisation d'un modèle fiable.

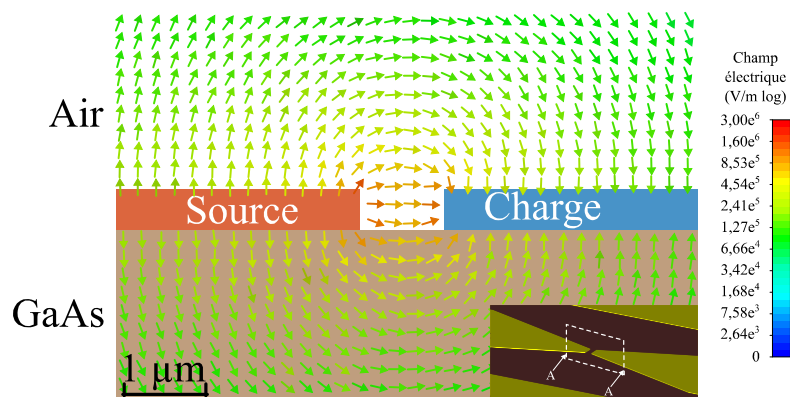


Figure 2-8 : Carte du champ électrique présent entre deux électrodes du photoconducteur soumis à une tension DC de 1 V.

Des simulations de paramètres- S de différents photoconducteurs hors éclairage ont été réalisées également par la méthode des différences finies (figure 2-9). Ces simulations sont calculées pour différentes géométries de photoconducteurs décrites par les paramètres : l la largeur de la ligne coplanaire au niveau du gap et d la distance inter-électrodes. Selon W.J.

Getsinger [148], lorsque ce gap a des dimensions très inférieures à la longueur d'onde, alors il est supposé être le dual de l'inductance d'une ligne de transmission comprise entre deux lignes identiques et parallèles et peut être calculé par l'équation (42) avec $p = \frac{d}{4l}$.

$$C_{PC} = \frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r l}{\pi} \left(p - \sqrt{1+p^2} + \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1+p^2}}{p} \right) \right) \quad (42)$$

Expression de la capacité d'une coupure de ruban de largeur l et de longueur d sur substrat d'un matériau de permittivité relative ε_r .

Les résultats de simulations hors éclairement de la figure 2-9 mettent en évidence une isolation de 20 dB à 40 GHz. Cette performance est due à la faible capacité parasite qui évite de propager le signal haute fréquence. Lorsque que le gap n'est pas éclairé, le niveau d'isolation n'est que peu affecté par les variations géométriques du gap. L'excellent adéquation entre les simulations menées dans cette étude et les mesures effectuées au cours de la thèse d'Antoine PAGIES [104], permet de valider l'effet d'isolation d'une fente de taille micrométrique. On remarque également sur cette même figure les limites d'un modèle analytique aussi simple que celui présenté en équations (39) et (40) et de l'équation (42). La capacité semble surévaluée par le modèle analytique.

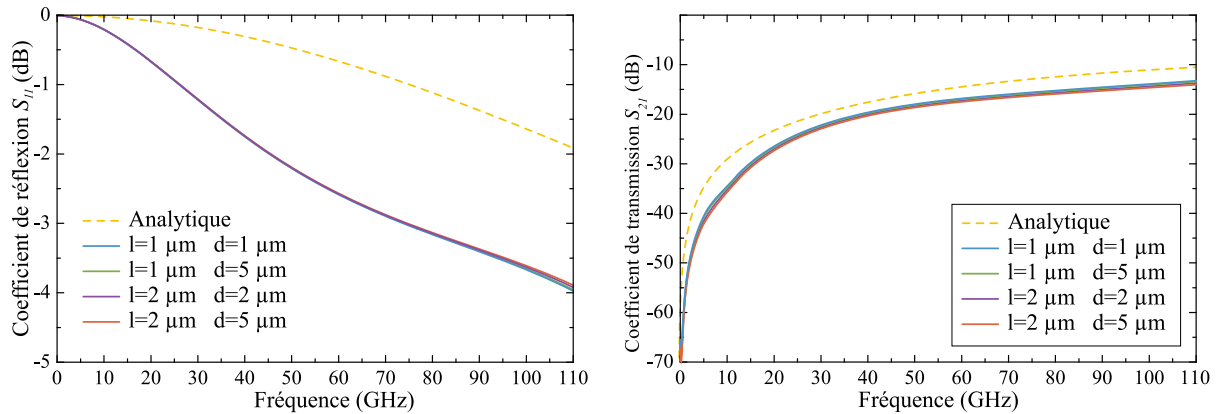


Figure 2-9 : Simulations des coefficients de réflexion et de transmission d'un photoconducteur gap en fonction de la géométrie : l est la largeur du gap, d est la distance interélectrodes. Calcul analytique effectué avec la formule 42. Ces simulations sont effectuées pour de l'AsGa hors éclairement.

Malgré cette qualité évidente, ce type de photoconducteur présente un rendement quantique faible. Ces propriétés imposent d'utiliser une couche d'AsGa-BT d'au moins 1 μm d'épaisseur. De plus, nous l'avons vu sur la figure 2-8, les porteurs de charge générés en profondeur ne profiteront que d'un champ électrique réduit et auront un chemin bien supérieur à parcourir pour atteindre l'électrode opposée. Ceci réduira le photocourant de manière importante. Pour réduire le temps de transit des charges, des photoconducteurs à gap nanométrique ont été réalisés [105]. Pour finir, les photoconducteurs de faible dimension n'exploitent pas la totalité du faisceau optique. En effet, les diamètres de champ modal (noté MFD pour *Mode Field Diameter*) des fibres optiques monomodes pour les longueurs d'onde de 800 nm sont

généralement de l'ordre de $5\ \mu\text{m}$ (ou 2 à $3\ \mu\text{m}$ pour les fibres lentillées), la totalité de la puissance optique n'est pas concentrée dans la partie active de ce type de photoconducteur. Ceci nécessite donc l'utilisation de fortes puissances optiques qui imposent des contraintes technologiques majeures pour leur génération. Ces niveaux de puissance optique peuvent également engendrer l'émergence de problèmes thermiques voire de non-linéarités optiques.

2.2.1.3 Photoconducteurs interdigités

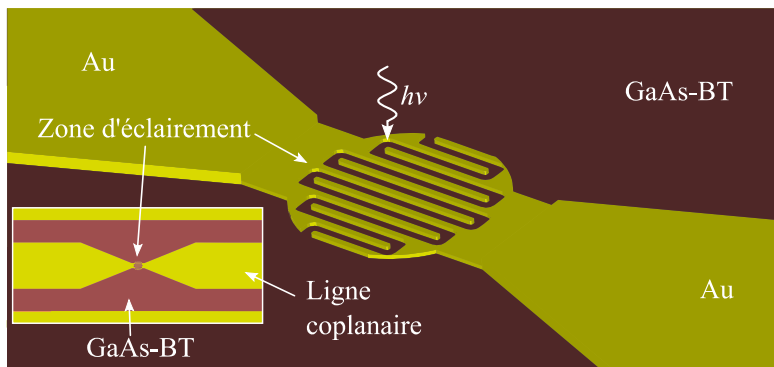


Figure 2-10 : Représentation schématique d'un photoconducteur interdigité. Les doigts mesurent $1\ \mu\text{m}$ de largeur pour une distance inter-électrodes de $1\ \mu\text{m}$. Le diamètre du photoconducteur est de $20\ \mu\text{m}$.

Dans l'objectif d'augmenter la surface effective de photoconduction et donc d'augmenter la photoréponse du composant il a également été réalisé des photoconducteurs dont les électrodes forment une structure interdigitée. Ce type de photoconducteurs est illustré en figure 2-10. Cette configuration permet d'utiliser des fibres optiques de MFD supérieur aux structures à simple gap, ce qui induit une densité de puissance optique inférieure et des effets thermiques réduits. La figure 2-11 représente le champ électrique dans le matériau photoconducteur dans le cas où les électrodes sont soumises à une tension de 1 V. La configuration est similaire à celle d'un photoconducteur à gap car l'intensité du champ électrique n'est pas uniforme dans le matériau. De plus, comme dans le cas du simple gap, le champ électrique est faible en profondeur là où des porteurs sont pourtant photogénérés. De surcroît les doigts métalliques provoquent un "effet d'ombre" et ils réfléchissent une partie de la lumière. Jean-Marie Delord [26] obtient pour ce type de composant, une photoréponse de $7,3\ \text{mA/W}$ ($4\ \mu\text{A}$ polarisé à 1 V et illuminé par un faisceau CW de $544\ \mu\text{W}$) avec une couche d'AsGa dont le temps de vie des porteurs est de $6,3\ \text{ps}$.

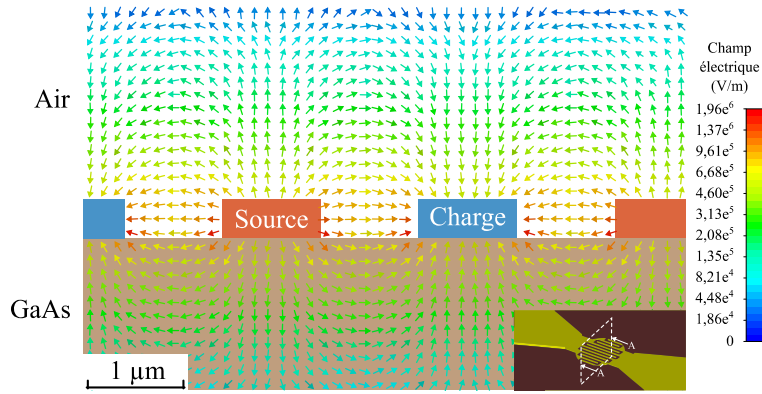


Figure 2-11 : Carte du champ électrique présent entre quatre électrodes du photoconducteur interdigité soumis à une tension DC de 1 V.

La figure 2-12 présente une simulation par différences finies des paramètres S d'un photoconducteur interdigité en obscurité. Le composant étudié a un diamètre de $20 \mu\text{m}$ et dispose de 11 doigts de $1 \mu\text{m}$ de largeur et l'espacement inter-électrodes est de $1 \mu\text{m}$. On peut remarquer une nette augmentation du coefficient de transmission comparativement au simple gap. Cette augmentation s'explique par l'accroissement de la surface des conducteurs métalliques qui forment le photoconducteur, ce qui augmente largement la capacité C_{PC} et donc réduit la fréquence de coupure. Dans ce cas la capacité est de l'ordre de 10 fF. Le calcul analytique de la figure 2-12 est calculé avec C_{PC} exprimé dans [149] par l'équation :

$$C_{PC} = \frac{A}{(d + s)} \varepsilon_0 (1 + \varepsilon_r) \frac{K(k)}{K(k')} \quad (43)$$

Expression de la capacité électrique C_{PC} d'un photoconducteur à gap interdigité en fonction de ses caractéristiques géométriques.

Où A est la surface du composant, s est la distance interdoigts, d est la largeur des doigts, ε_0 et ε_r sont respectivement la permittivité du vide et la permittivité relative du milieu, et K est l'intégrale elliptique définie par :

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2(\varphi)}} \text{ avec : } k = \tan^2\left(\frac{\pi \cdot d}{4 \cdot (d + s)}\right) \text{ et } k' = \sqrt{1 - k^2} \quad (44)$$

Expression de l'intégrale elliptique K .

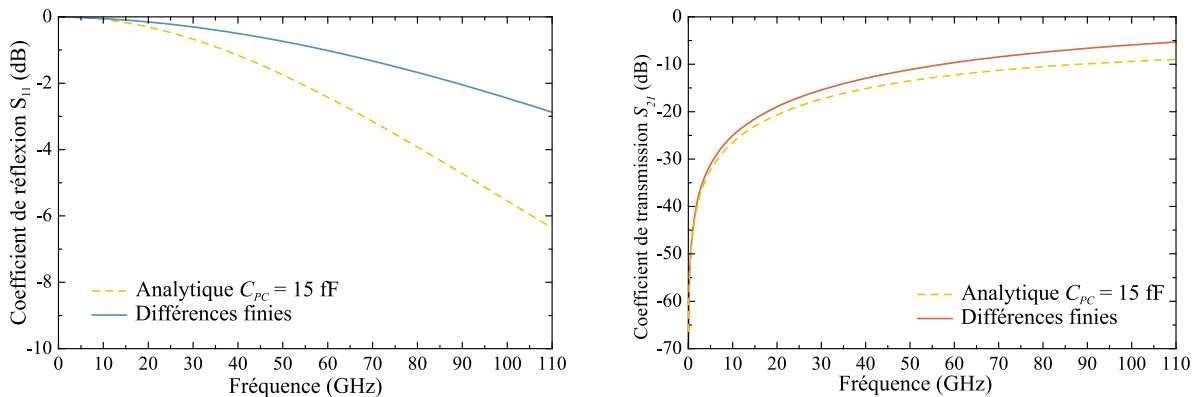


Figure 2-12 : Coefficients de réflexion et de transmission d'un photoconducteur interdigité de diamètre $20 \mu\text{m}$ et dont les doigts font $1 \mu\text{m}$ de large, pour une distance interélectrodes de $1 \mu\text{m}$. Ces simulations sont effectuées hors éclairage.

Conclusion

L'étude exposée ci-dessus montre que les photoconducteurs planaires, notamment les gaps, présentent de très faibles capacités. Ils offrent donc une bonne isolation et paraissent tout à fait indiqués pour réaliser des photoconducteurs de fréquences supérieures à 10 GHz. Cependant, leur rendement quantique est relativement faible et ils n'exploitent qu'une proportion peu importante de l'énergie optique disponible en sortie de fibre optique. Dans le but d'améliorer celle-ci, les photoconducteurs interdigités permettent d'augmenter la surface réactive du photoconducteur. Cela se fait cependant au détriment de la capacité qui réduit la fréquence de coupure du photoconducteur. Pour compenser cette faible photoconduction il est nécessaire d'augmenter la durée de vie des porteurs dans le matériau. Ceci augmente artificiellement le photocourant. Cependant, et comme décrit dans le chapitre 1, cette augmentation de la durée de vie des porteurs augmente la durée d'ouverture de la porte d'échantillonnage, et réduit d'autant la bande passante du photoconducteur. Dès lors il peut être intéressant de développer des technologies de photoconducteurs qui permettent d'obtenir un signal échantillonné sans avoir recours à l'augmentation du temps de vie des porteurs. Pour cela, il est nécessaire d'optimiser l'absorption optique dans le photoconducteur.

2.3 Optimisation de l'absorption dans un semi-conducteur

2.3.1 Photoconducteur à cavité résonante Fabry-Pérot

Nous l'avons vu, les photoconducteurs planaires sont limités par fabrication : ils présentent des contraintes de dislocation pour de grandes épaisseurs d'AsGa. Et même avec de grandes épaisseurs d'AsGa, la densité de porteurs photocréés reste faible. Pour pallier à ces problèmes, il a été développé au sein de l'IEMN des photoconducteurs dont l'absorption a été optimisée en utilisant une cavité optique résonante [3,150,151].

2.3.1.1 Cavité résonante asymétrique et à pertes.

Notre cavité résonante est réalisée en utilisant le principe de l'interféromètre Fabry-Pérot [152]. Il est constitué de deux miroirs semi-réfléchissants plans et parallèles formés par un haut contraste entre les coefficients de réflexion n de ces milieux. Il en résulte des interférences constructives et destructives induites par la cavité ainsi obtenue, des longueurs d'ondes pour lesquelles la réflexion s'annule. Pour ces longueurs d'ondes privilégiées, le champ électrique et l'absorption dans le matériau deviennent maximaux. Comme représenté sur la figure 2-13-a, dans le cas qui nous intéresse ici, la cavité est formée par une couche d'AsGa-BT d'épaisseur h_{AsGa} entre deux couches d'or, l'une suffisamment fine pour être considérée semi-transparente et l'autre suffisamment épaisse pour interdire toute transmission. Ces deux couches d'or sont également utilisées comme électrodes.

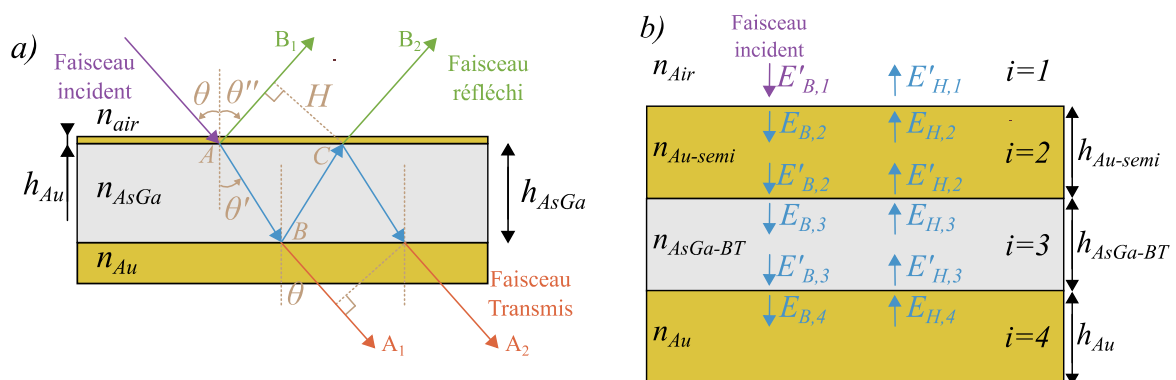


Figure 2-13 : a) Représentation selon le plan d'incidence d'une cavité Fabry-Pérot asymétrique, constituée d'une couche d'AsGa-BT entre deux couches d'or. La couche d'or supérieure est suffisamment fine pour être considérée comme transparente alors que celle du dessous est suffisamment épaisse pour empêcher toute transmission. b) Représentation schématique, selon le plan d'incidence, des multiples réflexions d'une cavité résonante Or/AsGa/Or (échelle non respectée) contenant les numérotations des différentes réflexions.

Pour étudier analytiquement ce genre de structure il est possible d'utiliser la méthode des

matrices de transfert [146]. Si l'on considère une onde électromagnétique de pulsation $\omega = 2\pi\nu$ se propageant au travers une succession de couches de matériaux i d'indices de réfraction n_i différents, le champ électrique dans un matériau i peut s'écrire comme la partie réelle de la somme des champs électriques incidents et réfléchis : $E_i = E_{B,i}e^{-jk_i z} + E_{H,i}e^{jk_i z}$ avec $k_i = 2\pi n_i/\lambda_0$ le vecteur d'onde. L'indice B indique la composante du champ électrique se propageant vers le bas et l'indice H indique la composante du champ électrique vers le haut.

Pour calculer la valeur du champ électrique de part et d'autre d'une interface et pour un faisceau optique en incidence normale, nous pouvons définir la matrice de transfert $P_{i-1,i}$ telle que :

$$\begin{bmatrix} E'_{B,i-1} \\ E'_{H,i-1} \end{bmatrix} = P_{i-1,i} \begin{bmatrix} E_{B,i} \\ E_{H,i} \end{bmatrix} \quad P_{i-1,i} = \frac{1}{t_{i-1,i}} \begin{bmatrix} 1 & r_{i-1,i} \\ r_{i-1,i} & 1 \end{bmatrix} \quad (45)$$

Expression des matrices de transfert.

Les coefficients de réflexion $r_{i-1,i}$ et de transmission $t_{i-1,i}$ sont obtenus à partir des équations de Fresnel : $r_{i-1,i} = \frac{n_{i-1}-n_i}{n_{i-1}+n_i}$ $t_{i-1,i} = \frac{2n_{i-1}}{n_{i-1}+n_i}$. La matrice de propagation s'exprime, quant à elle, en fonction du déphasage $\phi_i = 2\pi n_i h_i/\lambda_0$ induit par la propagation dans le matériau d'indice n_i et d'épaisseur h_i :

$$\begin{bmatrix} E'_{B,i} \\ E'_{H,i} \end{bmatrix} = D_i \begin{bmatrix} E_{B,i} \\ E_{H,i} \end{bmatrix} \quad D_i = \begin{bmatrix} e^{-j\phi_i} & 0 \\ 0 & e^{j\phi_i} \end{bmatrix} \quad (46)$$

Expression des matrices de propagation

La matrice de propagation totale $S_{1,4}$ se calcule en multipliant les matrices de transfert et de propagation de chaque matériau.

$$[E'_1] = P_{1,2}D_2P_{2,3}D_3P_{3,4}[E_4] = S_{1,4}[E_4] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} [E_4] \quad (47)$$

Expression de la matrice de propagation totale.

On peut donc en déduire les coefficients de réflexion N et de transmission T globaux pour le cas où on impose que la totalité de l'onde est absorbée par l'or épais ($E_{H,4} = 0$):

$$N = \left| \frac{S_{12}}{S_{22}} \right|^2 \quad T = \frac{n_4}{n_1} \left| \frac{1}{S_{22}} \right|^2 \quad (48)$$

Expression des coefficients de réflexion N et de transmission T globaux pour le cas où on impose que la totalité de l'onde est absorbée par l'or épais.

Finalement, en recalculant les champs électriques et magnétiques, on peut en déduire le vecteur de Poynting $\bar{\Pi}$ [153]. En dérivant ce vecteur sur toute l'épaisseur des différentes couches, on peut calculer l'absorption dans chacune de ces couches.

$$P_{abs} = \vec{\nabla} \cdot \langle \vec{\Pi} \rangle = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{\mu_0} \text{Re}(\vec{E} \wedge \vec{B}) \right) \quad (49)$$

Expression de la puissance absorbée P_{abs} en fonction du vecteur de Poynting.

Nous ajoutons à ce modèle une couche antireflet de Si_3N_4 de 95 nm (celle-ci est optimale pour $\lambda_0 = 800$ nm). Les résultats de ces calculs sont présentés en figure 2-14 en utilisant les paramètres listés dans le Tableau VI. On remarque dans ces résultats que l'absorption présente une suite de pics espacés de $\lambda_0/2n_{\text{AsGa}}$ [154]. Ils sont dus au déphasage subit par l'onde propagatrice par rapport à l'onde réfléchie, de la forme $e^{-j\phi}$ avec $\phi = 2\pi n l / \lambda_0$, ce qui génère des interférences constructives et destructives. Le premier pic apparaît pour une épaisseur qui dépend du déphasage subi lors des réflexions sur les deux miroirs r_{34} et r_{32} . Les épaisseurs optimales de cavité de chacun de ces pics sont listées dans le Tableau VII.

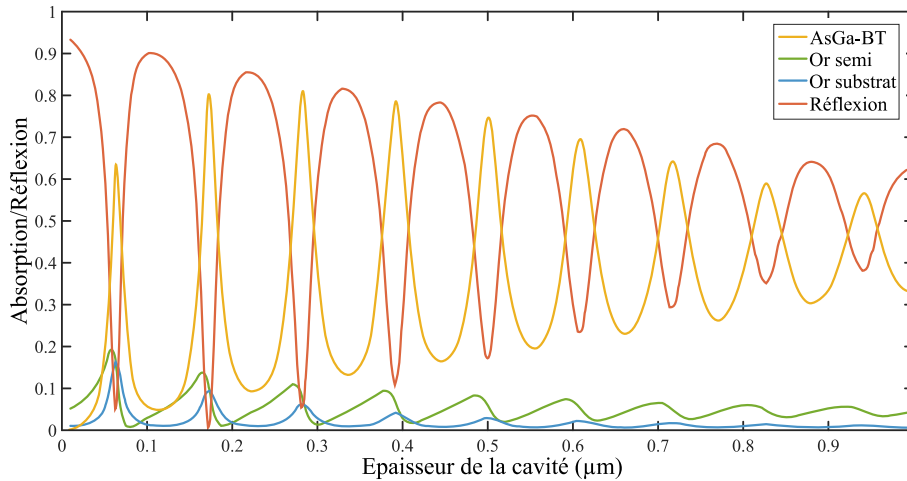


Figure 2-14 Représentation de l'absorption dans les différents matériaux et du coefficient de réflexion d'une cavité Fabry-Pérot en fonction de l'épaisseur de la cavité à $\lambda_0 = 800$ nm (voir tableau VI pour les paramètres).

Les représentations en couleur de la figure 2-15 montrent la répartition du champ électrique de la lumière (a et c) et de l'absorption optique (b et d) dans les différents matériaux pour des épaisseurs d'AsGa-BT de 283 nm, correspondant à un maximum d'absorption et de 353 nm correspondant à un minimum d'absorption. On remarque bien que le maximum d'absorption se produit pour une cavité dont l'épaisseur est un multiple de la demi-longueur d'onde dans le milieu considéré. Dans ces simulations 2D l'éclairage est en onde plane de puissance totale 1 W et de 800 nm.

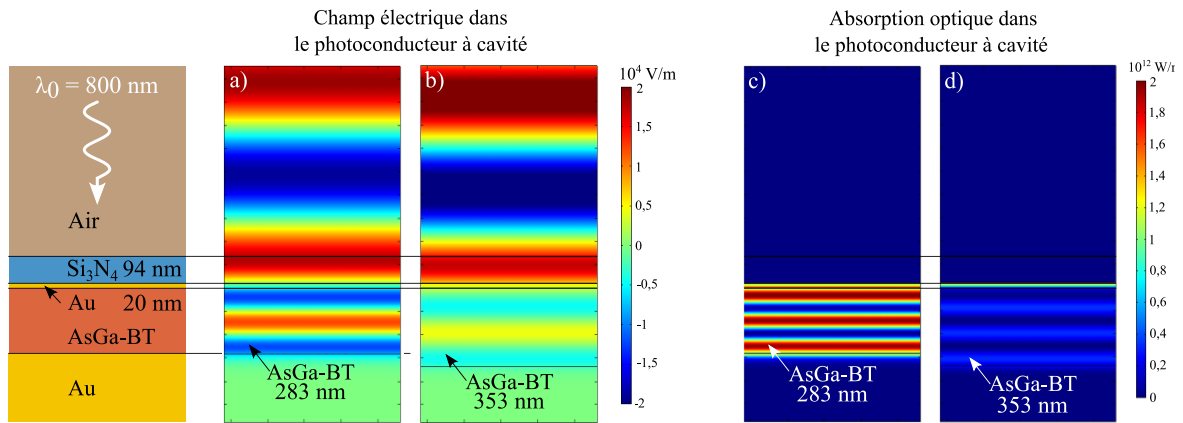


Figure 2-15 : Représentations du champ électrique (a et c) et de l'absorption (b et d) dans les différents matériaux pour des épaisseurs d'AsGa-BT de 283 nm, correspondant au 3ieme pic d'absorption et de 353 nm correspondant à un minimum d'absorption.

Cette structure est plus complexe à réaliser par des procédés de fabrication microélectronique qu'une simple coupure sur une ligne coplanaire. Pour connaître la robustesse du concept, il peut être intéressant d'étudier l'influence d'une évolution des paramètres géométriques sur sa réponse en absorption. Si l'on étudie l'évolution de l'absorption en fonction de la longueur d'onde incidente, on remarque également ces mêmes pics (figure 2-16-a). Pour ces calculs, l'évolution de l'indice de réfraction est décrite par la référence [155] pour le Si₃N₄, par la référence [29] pour l'or, et par la référence [156] pour l'AsGa.

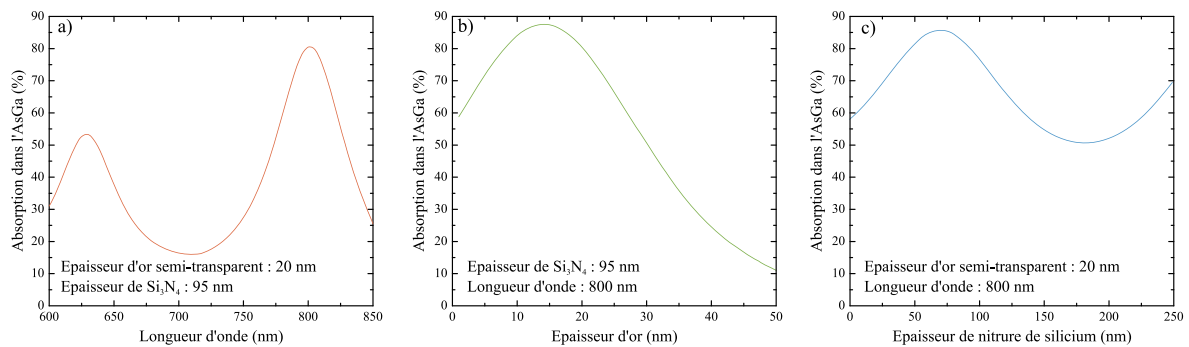


Figure 2-16 : Représentation de l'absorption dans l'AsGa-BT en fonction de la longueur d'onde du faisceau incident (a), de l'épaisseur de l'or semi transparent (b), et de l'épaisseur du Si₃N₄ (c) obtenue par la méthode des matrices de transfert.

L'effet de l'épaisseur de l'or semi-transparent (illustré en figure 2-16-b) montre que l'absorption atteint un maximum autour de 15 nm. Nous nous limiterons cependant à 20 nm car en deçà de cette valeur, la résistivité électrique devient trop grande. Au-delà de cette valeur, les pertes dans le métal deviennent trop importantes. Pour ce qui est de la variation en fonction de l'épaisseur de Si₃N₄ (illustré en figure 2-16-c) on peut remarquer une évolution périodique due aux interférences multiples dans cette couche. Il faut remarquer que le Si₃N₄ est défini dans les calculs par un coefficient de réfraction sans partie imaginaire, il est donc sans pertes.

TABLEAU VI
RECAPITULATIF DES PARAMETRES
UTILISES POUR LE MODELE
 $\Lambda_0 = 800 \text{ NM}$

n (Or)	0,174 – 4,86j
n (AsGa-BT)	3,65-0,091j
n (Si_3N_4)	1.95
n (Air)	1
Épaisseur Si_3N_4	95 nm
Épaisseur Or semi-transparent	20 nm

TABLEAU VII
LISTE DES DIFFERENTES
ÉPAISSEURS DE CAVITE
OPTIMALES A $\Lambda_0 = 800 \text{ NM}$

Numéro du pic	Épaisseur d'AsGa (nm)	Absorption (%)
1	64	56
2	173	78
3	283	85
4	392	86
5	502	85

2.3.1.2 Photoconducteur à cavité résonante intégré à une ligne coplanaire.

Comme les photoconducteurs planaires, le photoconducteur à cavité résonante est placé en série avec la charge sur le circuit. Il vient couper le ruban central de la ligne CPW. La figure 2-17 représente un tel photoconducteur (le ruban central de la ligne CPW est représenté en jaune). Des ponts à air viennent réaliser le contact entre les lignes et les électrodes du photoconducteur. Il faut remarquer qu'un pont à air est également nécessaire entre l'électrode du bas (dont l'or provient de la thermocompression) et le ruban central de sortie pour éviter toute rupture de continuité. Par souci de clarté, la couche antireflet de Si_3N_4 qui recouvre le composant n'est pas représentée. La couche d'AsGa-BT est ici représentée en bordeaux, dépassant légèrement sur le bord de l'électrode supérieure.

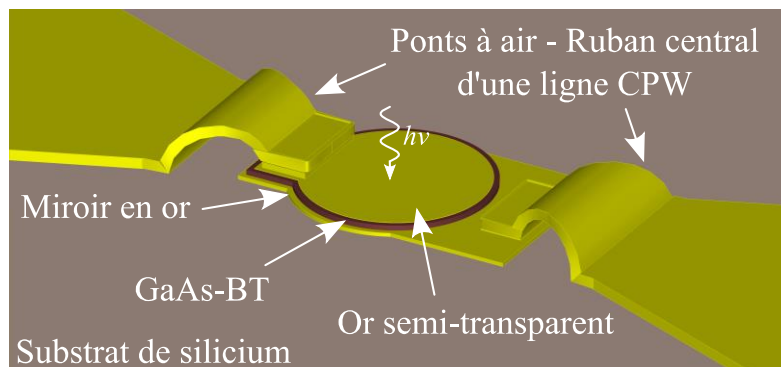


Figure 2-17 : Représentation d'un photoconducteur à cavité résonante de $10 \mu\text{m}$ de diamètre monté en série avec la charge. Les électrodes à gauche et à droite réalisent le contact avec le photoconducteur par le biais de ponts à air. Par souci de clarté, la couche antireflet de nitrure de silicium qui recouvre le composant n'est pas représentée.

La figure 2-18 montre une vue en coupe du même photoconducteur que celui qui est présenté sur la figure précédente. Sur cette représentation on remarque la couche de Si_3N_4 en bleu qui recouvre la totalité de la partie active et qui exerce en réalité le double rôle de couche antireflet et celui de couche d'encapsulation. Les différentes étapes de réalisation seront décrites dans le chapitre 4.

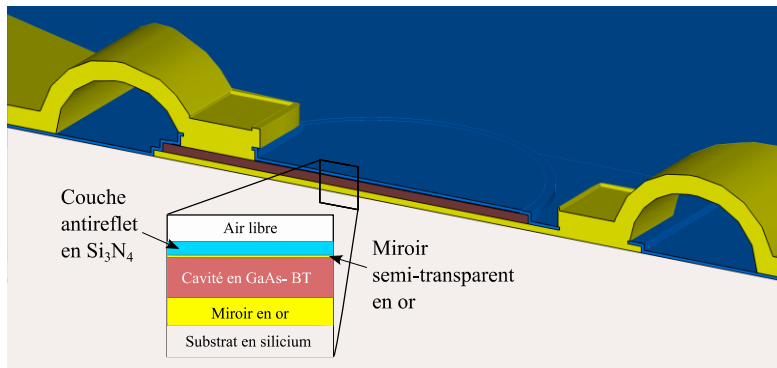


Figure 2-18 : Représentation en coupe d'un photoconducteur à cavité résonante de $10 \mu\text{m}$ de diamètre monté en série. Ici, la couche antireflet de Si_3N_4 qui recouvre le composant est représentée.

La figure 2-19 présente une carte du champ électrique entre les deux électrodes du photoconducteur à cavité résonante soumises à une tension DC de 1 V. Cette carte est, comme les précédentes, obtenue par simulation par différences finies. La cavité calculée ici est de 283 nm d'épaisseur ce qui correspond au pic d'absorption le plus intense. On y remarque qu'à l'exception des effets de bords, le champ électrique à l'intérieur de l'AsGa-BT est très uniforme. De plus, la couche étant très fine, le module du champ électrique est de forte intensité : $3,6 \times 10^6 \text{ V/m}$. Ceci implique que les porteurs de charge seront soumis à un champ électrique fort dans toute la zone de photogénération. La combinaison de ce champ électrique intense et de la forte photogénération grâce à l'optimisation de l'absorption optique permet d'optimiser fortement la photoréponse.

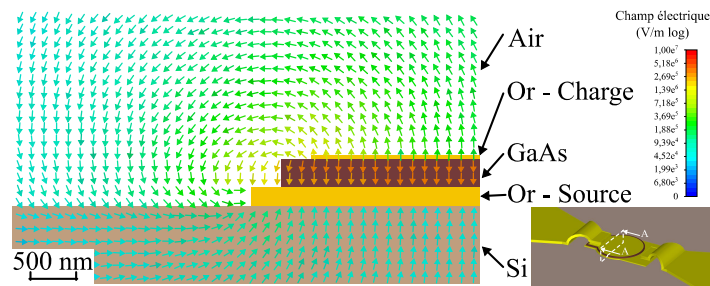


Figure 2-19 : Carte du champ électrique dans et autour du photoconducteur à cavité résonante soumis à une tension DC de 1 V.

En utilisant la technique des matrices de transfert développée précédemment pour calculer le rendement quantique η , en considérant le champ électrique uniforme, et enfin sans considérer la diffusion des porteurs, on peut définir la photoréponse \mathfrak{R} par l'équation (50) [157]. On retrouve dans cette équation : le photocourant I_{ph} , la puissance optique incidente P_{opt} , la charge d'un électron q , le rendement quantique η , le gain de photoconduction des électrons et des trous $g_{e(h)}$. Ce dernier est fonction de la vitesse de saturation v_{sat} et du temps de vie $\tau_{e(h)}$ des porteurs de charge ainsi que de l'épaisseur de la cavité h .

$$\mathfrak{R} = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} = \frac{q\eta(g_e + g_h)}{h\nu} \quad g_{e(h)} = \frac{\tau_{e(h)} \cdot v_{sat}}{h} \quad (50)$$

Expression de la photoréponse \mathfrak{R} , du rendement quantique η , du gain de photoconduction des électrons et des trous $g_{e(h)}$.

Des mesures de photoréponse ont été menées avec une couche d'AsGa-BT dont le temps de vie des porteurs de charge est de 500 fs [157]. Pour étudier la photoréponse en fonction de l'épaisseur, une couche d'AsGa a été réalisée en biseau par attaque chimique. De cette manière l'épaisseur de la cavité varie de façon régulière et continue entre les composants positionnés le long du wafer. Des mesures réalisées au profilomètre permettent de connaître l'épaisseur de chaque cavité avec une précision de 10 nm. La figure 2-20 représente en points bleus, les mesures de photoréponse obtenues pour un champ électrique de 120 kV/cm, proche du champ de claquage. La ligne rouge représente la photoréponse théorique obtenue via le modèle ci-dessus avec une vitesse de saturation des électrons de $v_{sat} = 8.10^6$ cm/s. Ces mesures ont été réalisées pour une longueur d'onde $\lambda = 820$ nm. On remarque une bonne corrélation entre les mesures et la théorie ce qui vient confirmer l'effet Fabry-Pérot. La photoréponse maximale est de 150 mA/W, bien supérieure à ce qui peut être obtenu avec un simple gap ou une structure inter-digitée.

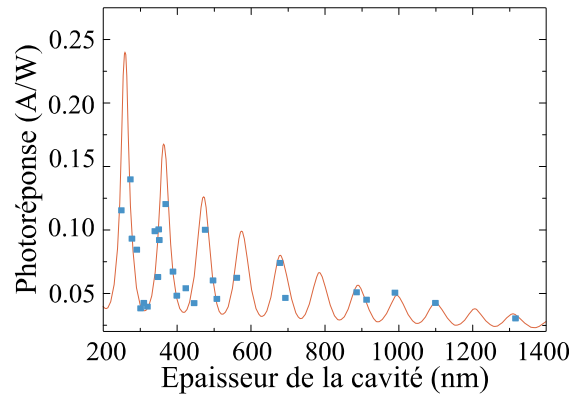


Figure 2-20 : Représentation de la photoréponse théorique et expérimentale en fonction de l'épaisseur de la couche d'AsGa-BT mesurée à $\lambda = 820$ nm.

D'un point de vue hyperfréquence, la figure 2-21 représente les paramètres S de photoconducteurs en obscurité obtenus par des simulations par différences finies. Ces simulations sont réalisées pour des photoconducteurs de différents diamètres et pour une épaisseur de cavité de 393 nm. Elles montrent bien une augmentation considérable du coefficient de transmission en fonction du diamètre du photoconducteur. Ceci est dû à la capacité du photoconducteur qui est proportionnelle au carré du diamètre : $C_{PC} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{h_{AsGa-BT}} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \pi d^2}{4h_{AsGa-BT}}$. La capacité des photoconducteurs et les fréquences de coupure associées sont représentées dans le Tableau VIII. Elles sont calculées en considérant le photoconducteur comme un condensateur plan formé de deux plaques de surface S, parallèles et face à face. La

permittivité relative (ϵ_r) de l'AsGa est de 12,9. Ces résultats de simulations sont comparés aux mesures réalisées sur des composants fabriqués (voir chapitre 4) et à des calculs analytiques d'un circuit composé uniquement d'une capacité. Tous ces résultats concordent, même si les écarts deviennent plus prononcés à haute fréquence (100 GHz).

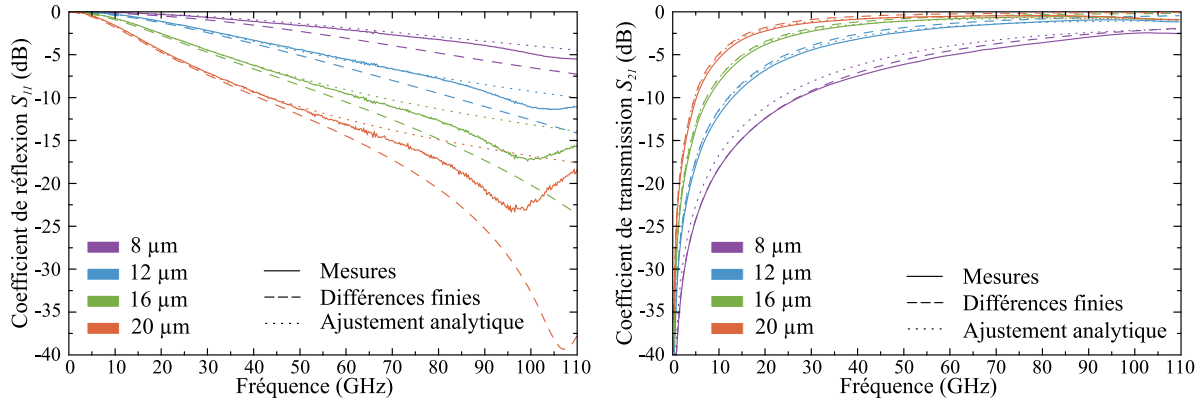


Figure 2-21 : Paramètres S de photoconducteurs à cavité Fabry-Pérot de différents diamètres obtenus par mesures, simulations par différences finies et par ajustement des résultats de calculs analytiques (équations (39) et (40)) avec $C_{PC\ 8\mu m} = 14,6\text{ fF}$, $C_{PC\ 12\mu m} = 32,9\text{ fF}$, $C_{PC\ 16\mu m} = 58,1\text{ fF}$, $C_{PC\ 20\mu m} = 92\text{ fF}$.

TABLEAU VIII

CAPACITE DES PHOTOCONDUCTEURS CIRCULAIRES ET FREQUENCE DE COUPURE ASSOCIEE EN FONCTION DE LEUR DIAMETRE

Diamètre (μm)	Capacité (fF)	Fréquence de coupure -3dB (GHz)
6	8,21	194
8	14,6	109
10	22,8	69,7
12	32,8	48,4
14	44,7	35,6
16	58,4	27,2
18	73,9	21,5
20	91,3	17,4

2.3.2 Photoconducteurs à cavité et à électrodes nanostructurées à 800 nm

Les télécommunications par fibres optiques ont poussé le développement de lasers fonctionnant à des longueurs d'onde autour de 1550 nm. Cette longueur d'onde correspond à un minimum d'absorption dans la silice utilisée dans les fibres optiques et au maximum de gain dans les amplificateurs optiques à fibre dopée à l'erbium (noté EDFA pour *Erbium Doped Fibre Amplifier*). Ces lasers sont aujourd'hui très répandus. Il est donc intéressant d'étendre la technique d'échantillonnage photoconductrice à ce type de laser. Cependant, cette longueur d'onde ne présente a priori pas une énergie suffisante pour générer des porteurs dans l'AsGa-BT. L'optimisation de l'absorption en utilisant des cavités permettrait de favoriser l'absorption

à deux photons (assistée ou non par des niveaux de défauts). Maximilien BILLET a travaillé durant sa thèse sur le développement de tels photoconducteurs [158]. Plutôt que d'utiliser une cavité formée d'un miroir semi-transparent, il a réalisé des photoconducteurs basés sur des réseaux de diffraction en Or [159]. Cette technique a montré une augmentation de la photoréponse à 1550 nm d'un facteur 3 par rapport à un miroir semi-transparent pour atteindre 0,5 mA/W pour une tension de polarisation de 1 V. Entre autres avantages, l'augmentation de l'épaisseur d'or permet d'envisager une réduction significative de la résistance série du photoconducteur.

2.3.2.1 Propriétés optiques

Ces bons résultats nous ont poussés à étudier, par simulations dans un premier temps, la possibilité de réaliser le même type de réseau pour une longueur d'onde de 800 nm, dans le but d'optimiser au maximum l'absorption dans le photoconducteur et de diminuer la résistance série.

La figure 2-22 montre une représentation schématique d'un photoconducteur à cavité résonante à réseau de diffraction. La conception optique a été effectuée à l'aide de simulations optiques par éléments finis en utilisant le logiciel COMSOL multiphysics, mais peut également être étudiée par la méthode des modes couplés ou RCWA [160–162].

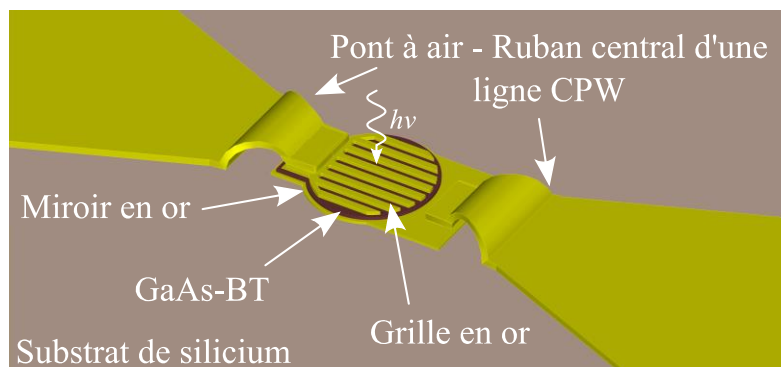


Figure 2-22 : Représentation d'un photoconducteur à cavité résonante, à miroir supérieur constitué par un réseau de diffraction en or.

Pour les calculs qui vont suivre, la cavité est considérée comme une structure 2D infiniment périodique selon une dimension, et infiniment longue selon l'autre. Le système est éclairé par une onde plane d'incidence normale, polarisée orthogonalement aux électrodes du réseau et de longueur d'onde $\lambda = 800$ nm. Comme indiqué sur la figure 2-23 nous considérerons également différents paramètres : l est la largeur des doigts, o est l'ouverture entre les doigts, p est la période de répétition du réseau de diffraction ($p = l + o$), a est la hauteur des doigts en or et $h_{AsGa-BT}$ est l'épaisseur de la cavité résonante en AsGa.

Dans l'objectif de réaliser un photoconducteur en cavité à réseau de diffraction, il faut définir les dimensions géométriques d'un réseau sur substrat d'AsGa qui maximise la transmission dans ce matériau (sans cavité). La figure 2-23-a présente le taux de transmission d'un réseau en fonction de l'épaisseur de l'or a et de la période p . L'espace interdoigts o est maintenu à 150

nm. Cet espace est considéré comme le plus petit réalisable de manière fiable grâce aux moyens de fabrication de l'IEMN. On y remarque une transmission quasitotale pour une épaisseur d'or a aux alentours de 150 nm.

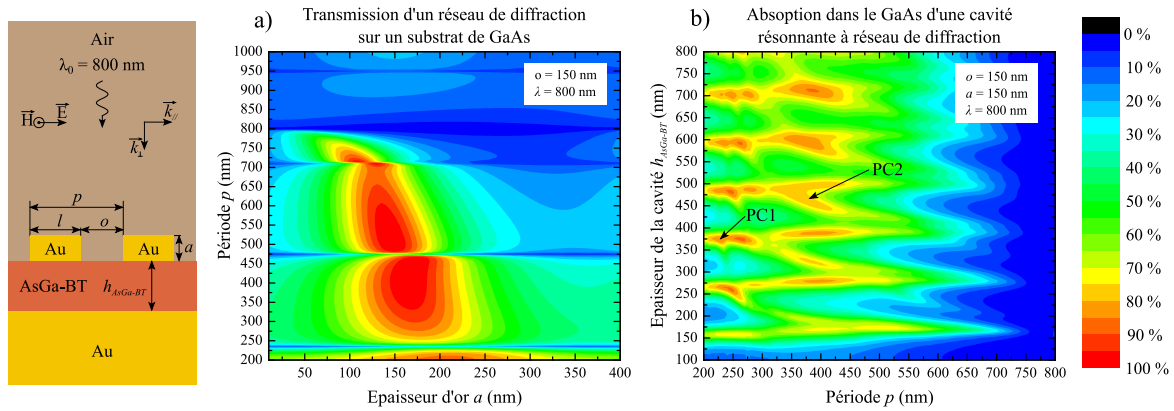


Figure 2-23 : Coefficient de transmission d'un réseau de diffraction sur un substrat d'AsGa sans cavité. b) Absorption dans l'AsGa d'une cavité résonnante à réseau de diffraction

On remarque également, une extinction totale de la transmission pour des périodes de 475 nm et de 712 nm pour toutes les épaisseurs d'or. Ces longueurs d'onde correspondent à celles pour lesquelles les anomalies de Rayleigh se vérifient : $p = \frac{m\lambda_0}{n_{GaAs,R}}$ pour tout m ($m \in \mathbb{N}$). Celles-ci ont pour effet d'annuler la propagation selon \vec{k}_\perp , l'onde est diffractée parallèlement au réseau soit \vec{k}_\parallel . La figure 2-23-b présente le taux d'absorption dans l'AsGa dans une cavité à réseau de diffraction. On y remarque que, pour une période p comprise entre 200 et 225 nm, les pics d'absorption sont identiques à ceux d'une simple cavité Fabry-Pérot, et correspondent à un ordre de diffraction de 0. Les raies induites par l'ordre de diffraction 1 ne sont pas visibles. Les pics induits par l'ordre de diffraction 2 sont visibles pour des périodes à partir de 225 nm.

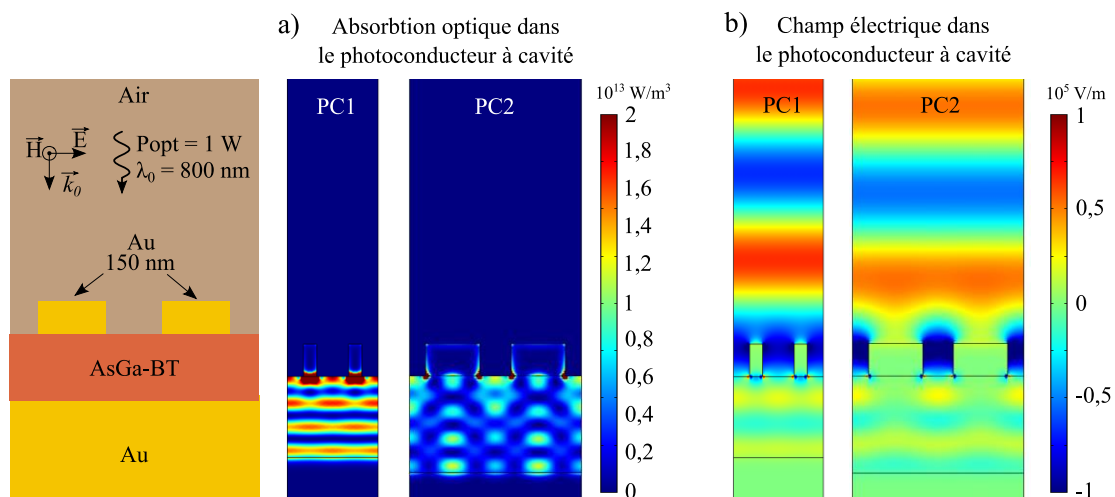


Figure 2-24 : Résultats de simulations par éléments finis de l'absorption optique (a) et du champ électrique optique (b) dans les différents matériaux qui composent une cavité avec réseau de diffraction soumis à une illumination en onde plane de longueur d'onde $\lambda = 800$ nm.

La figure 2-24 présente des résultats de simulations par éléments finis de l'absorption et du

champ électrique dans les différents matériaux qui composent une cavité avec réseau de diffraction soumis à une illumination en onde plane de longueur d'onde $\lambda = 800$ nm pour deux structures différentes. La première, notée PC1, dont les paramètres sont : $h_{AsGa-BT} = 375$ nm, $a = 150$ nm, $p = 210$ nm, $o = 150$ nm, (voir figure 2-23-b), privilégie la diffraction dans le mode d'ordre 0 et se comporte donc comme une simple cavité Fabry-Pérot. On y retrouve le même type de lignes horizontales que dans la figure 2-15-c (nœuds et ventres de champ E). La deuxième, notée PC2, dont les paramètres sont : $h_{AsGa-BT} = 450$ nm, $a = 150$ nm, $p = 400$ nm, $o = 150$ nm, exploite la diffraction d'ordre 2. En plus de la structure en lignes horizontales on remarque ici des nœuds et des ventres dans l'autre direction, qui proviennent de la propagation du mode dans le plan de la cavité.

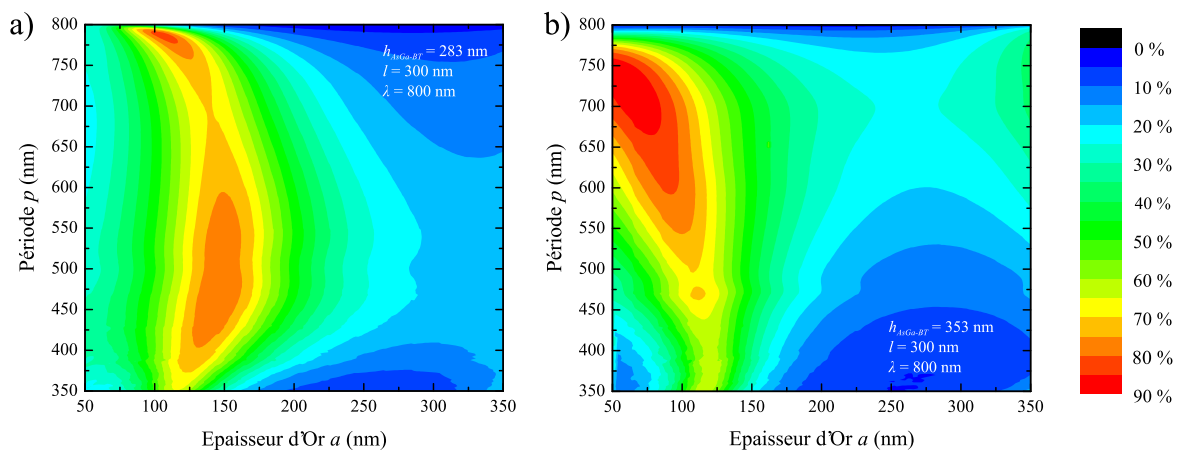


Figure 2-25 : Résultats de simulation, du taux d'absorption dans l'AsGa en fonction de différents paramètres géométriques du photoconducteur.

La figure 2-25 montre le taux d'absorption dans l'AsGa-BT en fonction de différents paramètres géométriques du photoconducteur. Dans ces simulations, l est maintenue constante à 300 nm. La figure 2-25-a est le résultat de simulations pour une structure dont l'épaisseur d'AsGa-BT est de 283 nm, ce qui correspond à un pic d'absorption de type Fabry-Pérot simple (figure 2-14) Cela permet de réaliser à la fois des composants à cavité Fabry-Pérot et des composants à réseau de diffraction. La figure 2-25-b présente le résultat de cette même simulation pour une structure dont l'épaisseur d'AsGa-BT est de 353 nm, ce qui correspond à un minimum d'absorption Fabry-Pérot. Cette simulation a pour objectif de montrer la possibilité de relâcher la contrainte de précision sur la valeur de l'épaisseur de la cavité. En effet, pour être efficace, la cavité Fabry-Pérot simple doit être réalisée avec une précision de l'ordre du nanomètre. Dans le cas d'un réseau de diffraction, il serait tout à fait possible de recalculer les paramètres du réseau à partir d'une mesure de l'épaisseur réalisée sur une couche d'AsGa-BT existante.

La figure 2-26 montre la réponse en fonction de la longueur d'onde d'une cavité. On peut remarquer que la réponse est bien entendu toujours dépendante de la longueur d'onde. Elle montre cependant une double résonance autour de 800 nm et de 750 nm qui permet à ce type de structure d'être utilisable sur une plus large bande de longueurs d'ondes.

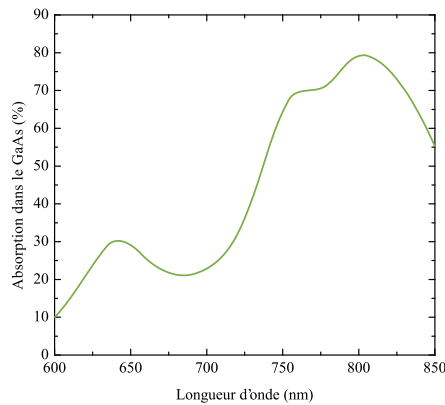


Figure 2-26 : Absorption dans l'AsGa en fonction de la longueur d'onde et dans une cavité à réseau de diffraction de paramètres $h_{AsGa-BT} = 450 \text{ nm}$, $a = 150 \text{ nm}$, $p = 400 \text{ nm}$, $o = 150 \text{ nm}$.

2.3.2.2 Propriétés électriques

La figure 2-27 montre une répartition du champ électrique qui a été obtenue par éléments finis. Elle montre que le champ est confiné dans l'épaisseur de l'AsGa de manière quasi-homogène.

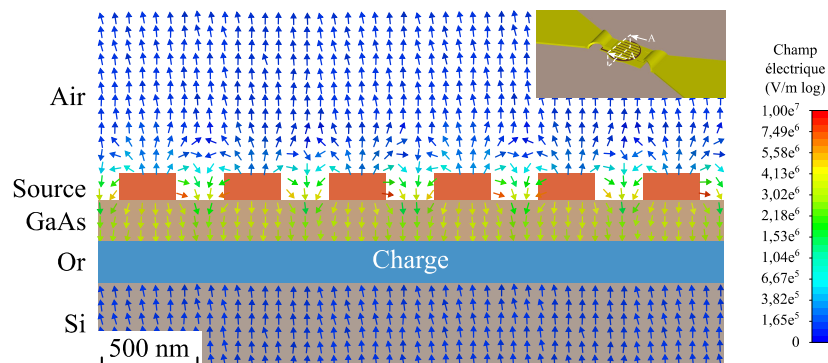


Figure 2-27 : Carte du champ électrique présent dans un photoconducteur à réseau de diffraction nanostructuré soumis à une tension DC de 1 V.

D'un point de vue hyperfréquence, le réseau de diffraction permet de réduire la capacité du photoconducteur de 23 %. En effet, les surfaces en regard sont réduites, mais le taux de remplissage reste relativement important. Les coefficients de transmission et de réflexion d'un photoconducteur à réseau de diffraction sont donc semblables à celui d'une cavité Fabry-Pérot. La figure 2-28 superpose les résultats de simulations : analytique et par différences finies ainsi que les résultats expérimentaux des photoconducteurs à réseau de diffraction et à cavité Fabry-Pérot (déjà présentés en figure 2-21).

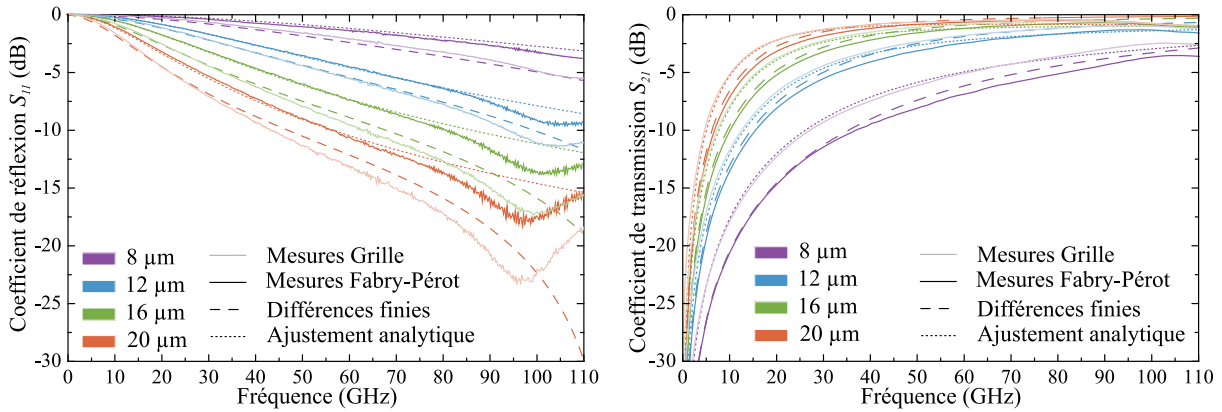


Figure 2-28 : Paramètres S de photoconducteurs à cavité Fabry-Pérot de différents diamètres (regroupés par couleurs) obtenus par mesures, simulations par différences finies et par ajustement des résultats de calculs analytiques (équations (39) et (40)) avec $C_{PC\ 8\mu m} = 15\text{ fF}$, $C_{PC\ 12\mu m} = 36,2\text{ fF}$, $C_{PC\ 16\mu m} = 55,6\text{ fF}$, $C_{PC\ 20\mu m} = 84\text{ fF}$.

Conclusions sur l'optimisation de l'absorption dans le semi-conducteur

La cavité Fabry-Pérot permet une optimisation conséquente de l'absorption optique dans l'AsGa-BT pour atteindre des rendements quantiques jusqu'à 80 %. De plus, cette absorption se fait sur des épaisseurs d'AsGa-BT très réduites ce qui diminue d'autant les problématiques liées aux épitaxies de grandes épaisseurs, comme les contraintes et les éventuelles dislocations. Enfin, le champ électrique se retrouve concentré dans le centre de la cavité, précisément aux endroits mêmes où sont concentrés les porteurs de charge photogénérés. Ceci permet d'atteindre des photoréponses conséquentes.

Pour ce qui est des cavités à réseau de diffraction, elles affichent en simulations des performances tout à fait similaires à celles des cavités Fabry-Pérot. Leur principal avantage réside dans le degré de liberté supplémentaire qu'offre la période du réseau et qui permettrait potentiellement de compenser une incertitude sur l'épaisseur de la cavité. Dans ce cas, la photoréponse dépend de la polarisation du faisceau optique. Ceci impose l'utilisation de matériel particulier comme des fibres à maintien de polarisation et de lignes demi-onde par exemple.

Ces deux techniques présentent comme inconvénient, une importante capacité. Cette capacité entraîne une plus faible isolation d'obscurité que pour les photoconducteurs planaires.

2.4 Conclusions du chapitre 2

Ce chapitre a montré que l'épitaxie à basse température d'arséniure de gallium permet d'obtenir des temps de vie des porteurs de l'ordre de la picoseconde, indispensables pour des applications d'échantillonnage à des fréquences supérieures à 40 GHz. Son gap direct de 1,42 eV et la forte mobilité de ses porteurs de charge permettent en outre d'obtenir un photocourant important avec un éclairage à 800 nm de longueur d'onde.

Ce matériau a donc rapidement été utilisé pour des applications d'échantillonnage optoélectronique. Deux technologies existantes ont été présentées : Le photoconducteur planaire qui présente une très faible capacité ce qui lui confère une très bonne isolation. Cependant, le rendement quantique de cette technologie est relativement faible et elle n'exploite qu'une proportion peu importante de l'énergie optique. Le photoconducteur interdigité a été développé dans le but d'améliorer celle-ci. Cependant cela augmente la capacité et réduit la fréquence de coupure du photoconducteur. Pour compenser le manque d'absorption optique de ce type de photoconducteur, on peut accroître le photocourant en augmentant la durée de vie des porteurs de charge dans le matériau. Ceci entraîne un allongement de la durée d'ouverture de la porte d'échantillonnage et réduit la bande passante du photoconducteur.

Pour ne pas avoir à augmenter la durée des impulsions, une technologie de photoconducteur, basée sur le principe de la cavité Fabry-Pérot permet une optimisation de l'absorption optique dans l'AsGa-BT. Il a été montré dans ce chapitre que le rendement quantique de ce type de photoconducteurs peut atteindre 80 %. De plus, cette absorption se fait sur une épaisseur d'AsGa-BT très réduite ce qui augmente la densité de porteurs photogénérés, diminue les problématiques liées aux épitaxies de grandes épaisseurs, et concentre le champ électrique dans le centre de la cavité, ce qui permet d'augmenter la photoréponse.

Des cavités à réseau de diffraction ont également été présentées et elles affichent en simulation des performances tout à fait similaires à celles des cavités Fabry-Pérot. Ces deux techniques présentent comme inconvénient, une grande capacité parallèle. Cette capacité impose une plus faible isolation d'obscurité en hautes fréquences que dans le cas des structures planaires.

Chapitre 3 :

CARACTERISATION ET MODELISATION DES PHOTOCONDUCTEURS

3.1	Caractérisation des photoconducteurs existants	93
3.1.1	Photoconducteurs existants	93
3.1.2	Caractérisation statique	94
3.1.3	Caractérisation en échantillonnage.....	96
3.2	Influence des éléments d'accès	108
3.3	Modélisation et simulations non linéaires	112
3.3.1	Schéma électrique équivalent du photoconducteur	112
3.3.2	Saturation du circuit	114
3.3.3	Résultats d'échantillonnage linéaire.....	116
3.3.4	Modèle non linéaire.....	118
3.3.5	Modèle basé sur la caractéristique courant-tension.....	122
3.3.6	Différentes approches pour l'analyse des non-linéarités	127
3.3.7	Calcul numérique dans le domaine temporel	128
3.3.8	Résultats de simulation à partir du modèle quasi physique.....	129
3.3.1	Conclusions sur la modélisation non linéaire.....	129
3.4	Conclusions du chapitre 3	130

3.1 Caractérisation des photoconducteurs existants

Le chapitre précédent a démontré l'intérêt, d'un point de vue optique, que présente l'utilisation d'une cavité pour la photogénération de porteurs. D'un point de vue électrique, nous avons également vu que le recours à ce type de cavité se traduit, de par la géométrie même du photoconducteur, par une augmentation de la capacité par rapport aux autres technologies. Cet inconvénient peut toutefois être compensé par la forte photoréponse attendue. Il est ici intéressant de réaliser une caractérisation complète de photoconducteurs dont les propriétés géométriques et matériau varient. L'objectif est de quantifier les performances de ces photoconducteurs et de comprendre l'impact de chacun de leurs paramètres sur le taux d'harmoniques qu'ils génèrent.

3.1.1 Photoconducteurs existants

TABLEAU IX
LES DIFFERENTS PHOTOCONDUCTEURS TESTES ET LEURS PARAMETRES RESPECTIFS.

Nom	τ (ps)	h (nm)	d (μm)	Capacité (fF)	Intégration
<i>A</i>	0,5	170	6 & 12	19 & 76	Parallèle
<i>B</i>	0,5	280	6 & 12	11 & 46	Parallèle
<i>C</i>	0,3	400	6 & 12	8 & 32,3	Parallèle
<i>D</i>	4	400	10 & 20	22,4 & 89,7	Série

Afin de faire une étude complète, plusieurs types de photoconducteurs ont été fabriqués. Ces composants présentent différents paramètres matériau tels que la durée de vie des porteurs τ (mesurée par photoréflectance résolue en temps) et différents paramètres géométriques tels que l'espacement inter-électrodes (défini par l'épaisseur de la couche AsGa-BT h) et le diamètre du photoconducteur d . L'espacement inter-électrodes a été choisi pour correspondre aux trois premières résonances de la cavité Fabry-Pérot afin d'optimiser l'absorption (170, 280 et 400 nm pour une excitation optique par un faisceau de 780 nm de longueur d'onde). En ce qui concerne la durée de vie des porteurs, la croissance épitaxiale a été effectuée à une température comprise entre 200 °C et 280 °C pour augmenter le nombre de défauts et réduire la durée de vie de l'AsGa-BT entre 0,3 et 4 ps. Le Tableau IX répertorie les quatre types de photoconducteurs testés. Ils seront nommés dans la suite de ce chapitre par la lettre qui leur est associée et par leur diamètre. Pour des raisons technologiques, certains composants sont placés en série avec la ligne CPW et d'autres en parallèle.

3.1.2 Caractérisation statique

3.1.2.1 Banc expérimental

Pour connaître la photoréponse de ces composants nous utilisons un banc de caractérisation DC (voir figure 3-1). Pour sa partie optique, ce banc est composé du laser titane:saphir *Mai Tai HP* de *Spectra-Physics*. Le train d'impulsions est généré en espace libre (longueur d'onde $\lambda = 780$ nm et taux de répétition de 80 MHz). La puissance optique est ajustée à l'aide d'atténuateurs en verre de type "neutral density filters". Cette puissance est mesurée à l'aide d'un powermeter *PM100D* avec son capteur à photodiode silicium *S120C* capable de mesurer des signaux optiques dont la longueur d'onde s'étend de 400 à 1100 nm. Une lame demi-onde permet de contrôler la polarisation. Le faisceau est ensuite injecté dans une fibre optique via un collimateur *F240APC-B* disposant d'une connectique FC/APC. La fibre est une fibre 780HP dont une extrémité est connectée (FC/APC) et l'autre extrémité est lentillée pour focaliser le faisceau sur le photoconducteur. En sortie de fibre, le faisceau est concentré en un diamètre de champ (noté MFD pour *Mode field diameter*) d'environ 5 μm . La dispersion de la fibre optique (d'environ 1 m) augmente la durée des impulsions de 150 fs à environ 1 ps à la sortie. Le couplage est typiquement de 18 %. Cette fibre est positionnée sur un support (visible sur la figure 3-2-b), lui-même fixé sur un bras micropositionneur à vis différentielles *nanomax TS* de *Thorlabs*. Cette configuration permet d'ajuster très précisément la position du spot optique au centre du photoconducteur mais également de gérer l'inclinaison de la fibre pour obtenir une incidence normale.

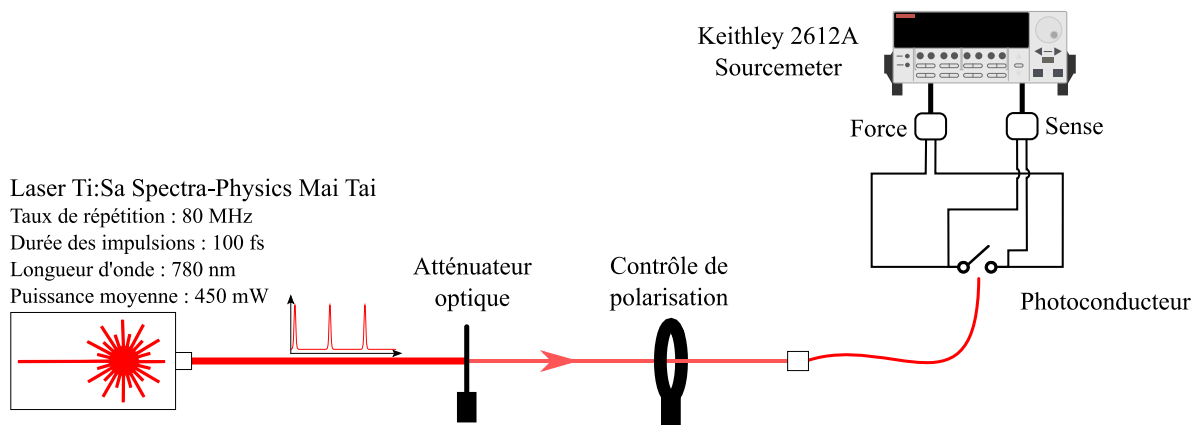


Figure 3-1 : Représentation schématique du dispositif de caractérisation électro-optique DC.

Les mesures en courant continu sont effectuées par la technique des quatre fils [163]. Cette méthode permet, en dissociant les câbles appliquant la tension de polarisation (force) des câbles de mesure (sense), de s'affranchir des limitations induites par les résistances des câbles et des aiguilles entre l'appareil et le composant sous test. La manipulation des aiguilles de contact est réalisée à l'aide de bras micropositionneurs *Suss Microtec Cascade PH100*. Les mesures sont réalisées à l'aide d'un sourcemeter *Keithley 2612A* (visible sur la figure 3-2-a). Une caméra analogique CCD avec un objectif 5x corrigé pour le proche infrarouge permettent de visualiser

la fibre optique pour la placer au-dessus du photoconducteur ainsi que les aiguilles de mesures on-wafer.

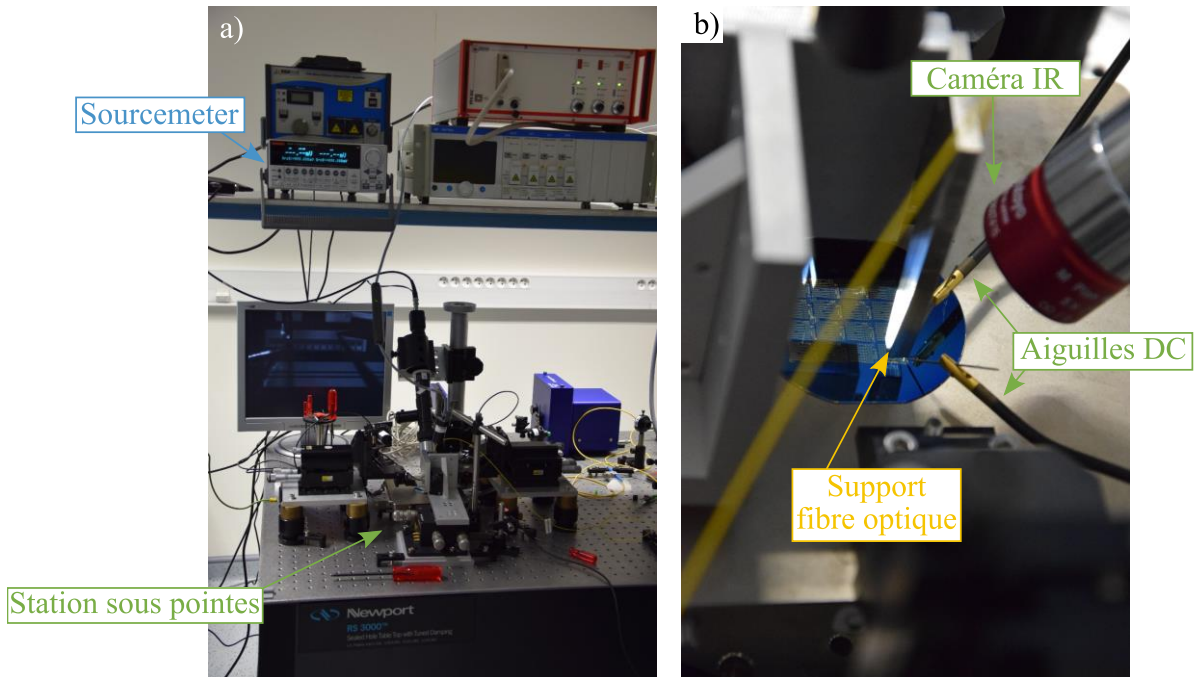


Figure 3-2 : Photographies de la station de caractérisation DC. a) vue d'ensemble de la station sous pointes et du sourcemeter Keithley 2612 A. b) Vue de l'échantillon avec deux aiguilles de contact DC (deux aiguilles ont été retirées pour la photo), le support de fibre optique et l'objectif de la caméra.

3.1.2.2 Mesures DC

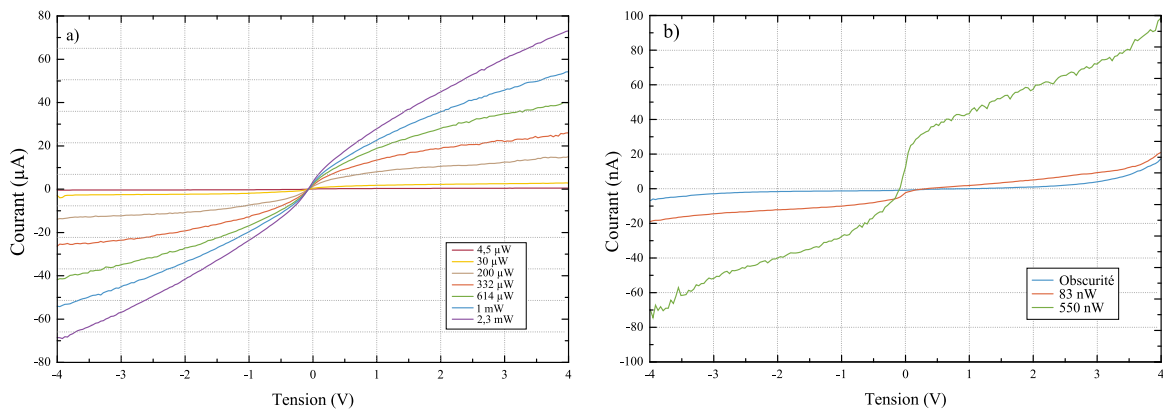


Figure 3-3 : Caractéristiques $I(V)$ d'un photoconducteur de diamètre $20 \mu\text{m}$ et d'épaisseur de cavité 393 nm soumis à une illumination laser femtoseconde de différentes puissances.

Les graphiques en figure 3-3 montrent un exemple de caractéristiques courant-tension (notées $I(V)$) d'un photoconducteur $D20$. Un comportement non linéaire est visible. Une région de conductivité élevée est présente pour une tension inférieure à $0,3 \text{ V}$. A une tension de polarisation plus élevée, une réduction de la conductivité apparaît en raison de la saturation de la vitesse des porteurs. Une concentration des porteurs non homogène dans l'épaisseur de la

couche d'AsGa-BT sous l'illumination pourrait expliquer le faible photocourant mesuré à 0 V (figure 3-3-b). Ces caractéristiques non linéaires modifient la forme sinusoïdale du signal d'entrée et génèrent des harmoniques d'ordre pair et impair. Nous utiliserons ces caractéristiques $I(V)$ pour modéliser et simuler avec Matlab le comportement non linéaire et la génération d'harmoniques qui y est associée.

La figure 3-4 montre l'évolution de la photoréponse (en courant moyen) de photoconducteurs : 'A', 'B', 'D' de diamètres différents soumis à une illumination laser femtoseconde en fonction de la puissance optique moyenne (P_{opt}) appliquée. Comme indiqué au chapitre précédent, on remarque que la photoréponse est bien proportionnelle au temps de vie des porteurs de charge et inversement proportionnelle à l'épaisseur du photoconducteur. On observe également une augmentation de la photoréponse pour un photoconducteur de diamètre supérieur, en dépit du fait que le diamètre de photoconducteur le plus petit ($6\ \mu\text{m}$) est déjà supérieur à la MFD ($5\ \mu\text{m}$). Cela peut être expliqué par une focalisation différente du spot optique entre les deux mesures. Il est également possible que cette différence soit due à la photogénération par la puissance contenue dans la zone périphérique du faisceau gaussien rendue possible par l'optimisation de l'absorption grâce à la cavité Fabry-Pérot.

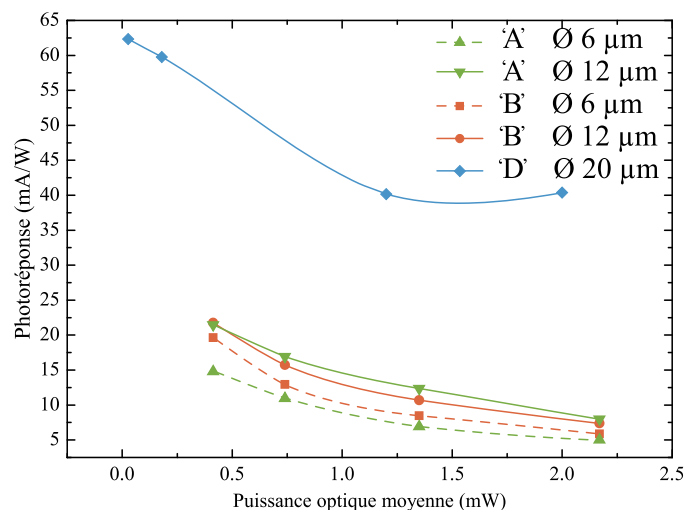


Figure 3-4 : Phtoréponse (à 1 V) de photoconducteurs de type 'A', 'B' et 'D' de diamètres différents soumis à une illumination laser femtoseconde de différentes puissances pour $\lambda = 780\ \text{nm}$.

3.1.3 Caractérisation en échantillonnage

3.1.3.1 Banc expérimental

Le banc de mesures peut être décomposé en trois parties. La première est la partie optique. Elle vise, comme pour les mesures DC, à maîtriser les différents paramètres, (la position, l'intensité...) du spot optique. La deuxième est appelée partie RF par analogie aux mélangeurs électroniques. Elle génère et achemine le signal de haute fréquence qui va être échantillonné. Enfin, la partie IF porte le signal échantillonné.

A l'exception de la partie IF du circuit, les bancs de mesures en échantillonnage sont identiques

pour les mesures temporelles et fréquentielles. Dans un souci de concision, le banc de mesure le plus complet sera présenté ici, c'est-à-dire celui qui permet de réaliser des mesures dans le domaine fréquentiel. Je détaillerai les différences avec le banc de mesures temporelles par la suite. La partie optique du banc de mesures en échantillonnage est identique à celle utilisée pour les mesures en courant continu.

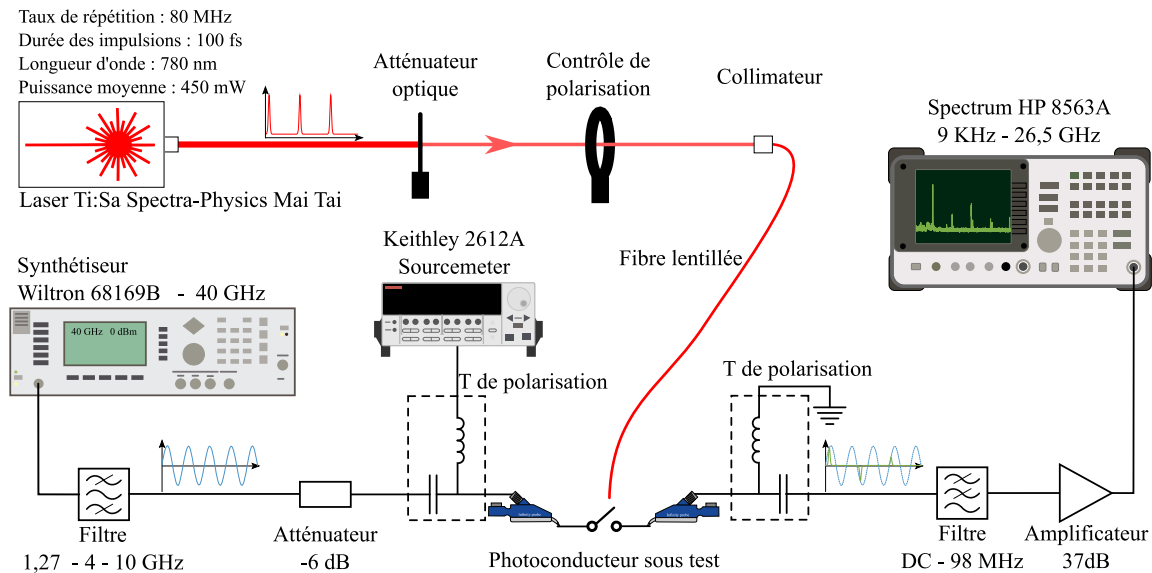


Figure 3-5 : Représentation schématique du dispositif de caractérisation électro-optique en échantillonnage dans le domaine fréquentiel.

Du côté électrique les mesures sont effectuées sous pointes (on wafer). Pour cela, une onde RF, qui sera échantillonnée, est générée par un Synthétiseur *Wiltron 68169B*. Celui-ci permet de produire des signaux jusqu'à 40 GHz avec une puissance de +13 dBm (à 10 GHz). Le signal obtenu est ensuite filtré par des filtres passe bandes disponibles centrés autour de 1,27 GHz, 4 GHz et 10 GHz, qui permettent de réduire considérablement les harmoniques générés par le synthétiseur, notamment pour de fortes puissances. L'onde filtrée est ensuite guidée vers la pointe RF par un câble coaxial de connectiques K et d'impédance caractéristique de 50Ω qui est utilisable jusqu'à 40 GHz. Comme indiqué sur la figure 3-5, un atténuateur de 6 dB est positionné entre la pointe hyperfréquences et le câble RF. Celui-ci a pour objectif de limiter la puissance de l'onde réfléchie lorsque le photoconducteur se trouve hors éclairage, et d'améliorer ainsi l'adaptation d'impédance et de limiter les ondes stationnaires. Un T de polarisation *SHF BT 65b* permet d'ajouter une composante continue sur le photoconducteur. Les pointes sont des pointes *GSG Infinity 67 GHz* avec un pitch de $125 \mu\text{m}$. Celles-ci sont montées sur des bras micropositionneurs *PH250* de *Suss Microtech*.

La partie IF du banc de mesures diffère pour ce qui est des mesures de spectres et des mesures temporelles. Un DC block (*SHF DCB65 65 A*) peut être positionné dans le but d'éviter d'envoyer une composante continue au niveau de l'analyseur de spectre, ce qui pourrait lui être

préjudiciable. A la place de ce DC-block, un deuxième T de polarisation peut permettre d'appliquer une tension sur un composant intégré en série. Un câble coaxial ayant des connectiques K et d'impédance caractéristique de 50Ω et qui est utilisable aussi jusqu'à 40 GHz connecte ce T de polarisation (ou DC-block) à un filtre passe-bas *minicircuit SPL-100+* de fréquence de coupure 98 MHz. Un amplificateur *Miteq* de 37 dB de gain et de bande passante 1-500 MHz est enfin placé juste avant l'analyseur de spectre. Disposant d'un amplificateur de fréquence de coupure de 500 MHz, nous avons décidé d'élargir le spectre mesurable aux deux premières zones de Nyquist. L'analyseur de spectre utilisé est un HP 8564E capable de décomposer un signal entre 9 kHz et 40 GHz.

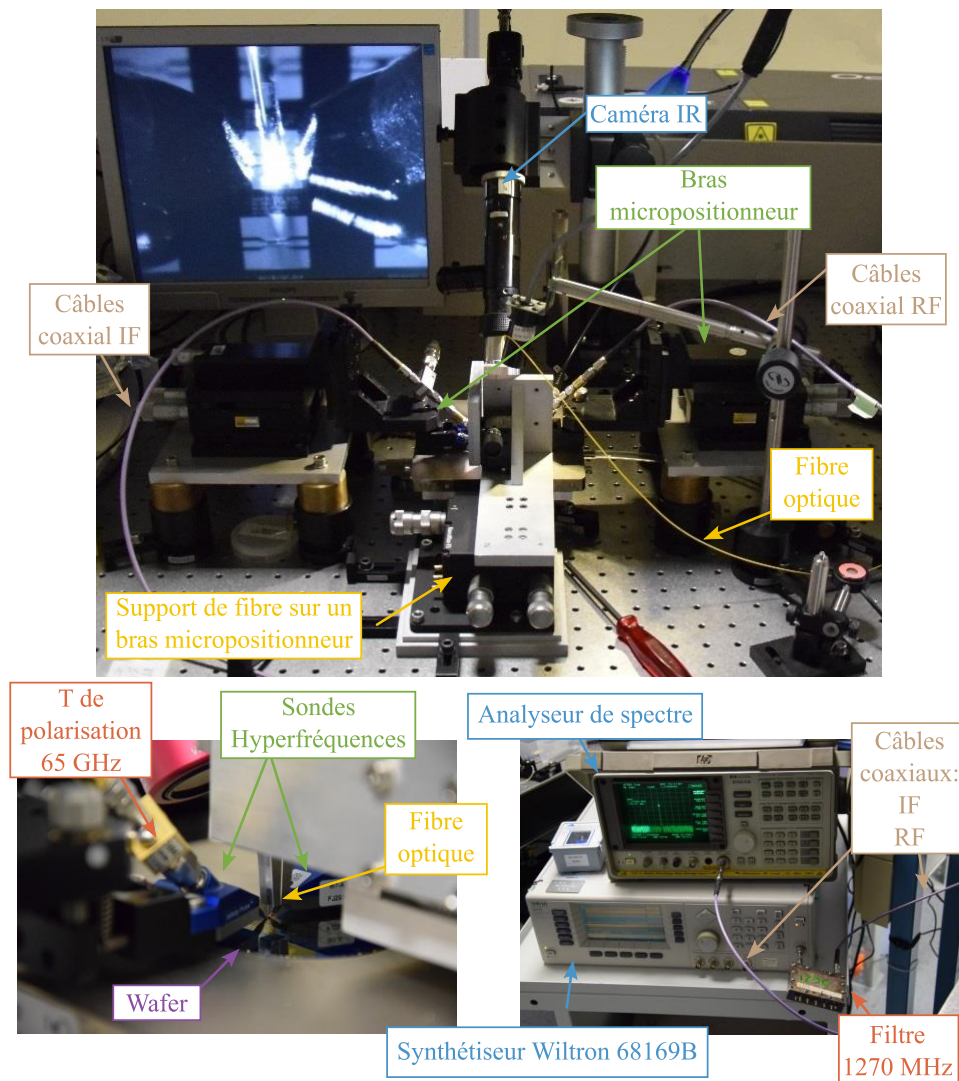


Figure 3-6 : Photographies de la station sous pointes de caractérisation en échantillonnage.

Pour réaliser les mesures temporelles la partie IF a été modifiée. Ces mesures ont été réalisées à l'aide d'un oscilloscope keysight DSA-X 96204G 62 GHz avec 160 GEch/s. Son impédance interne est de 50Ω . Pour conserver la plus grande partie du spectre du signal, le filtre et l'amplificateur, trop limités en bande passante, ont été retirés. Nous avons également remplacé le câble coaxial 40 GHz par un câble 67 GHz en connectique V.

3.1.3.2 Domaine temporel

La figure 3-7 présente des résultats de mesures réalisées sur un photoconducteur D20. La fréquence du signal échantillonné est de 4013 MHz et sa puissance est de 10 dBm. Le taux de répétition du laser f_{opt} est de 80 MHz à une puissance moyenne de 1,35 mW en sortie de la fibre (17 pJ/impulsion). Nous pouvons remarquer sur la trace temporelle en a) la présence d'une suite d'impulsions suivant l'enveloppe d'une sinusoïde. Ces impulsions sont bien espacées de 12,5 ns correspondant à l'inverse du taux de répétition du laser ($1/80 \text{ MHz} = 12,5 \text{ ns}$). La sinusoïde ainsi formée à une fréquence de $f_{IF} = f_{RF} - 50 f_{opt} = 13 \text{ MHz}$. Son amplitude est de 175 mV crête à crête ce qui correspond à une puissance de -11 dBm sur une charge de 50 Ω . On peut remarquer un décalage de 25 mV par rapport au 0 V. Le graphique b) est un zoom de la figure a) centré autour de 231 ns. Il permet de remarquer qu'une partie (50 mV crête à crête soit -22 dBm) du signal à 4013 MHz est transmis du côté IF. La durée de l'impulsion échantillonnée à mi-hauteur est de 26 ps. Cet étirement par rapport à la durée de conduction réelle est certainement dû au filtrage imposé par la pointe hyperfréquence, le câble et l'oscilloscope. La bande passante de 62 GHz de l'oscilloscope correspond à un temps de montée théorique de $0,35/62 = 5,6 \text{ ps}$.

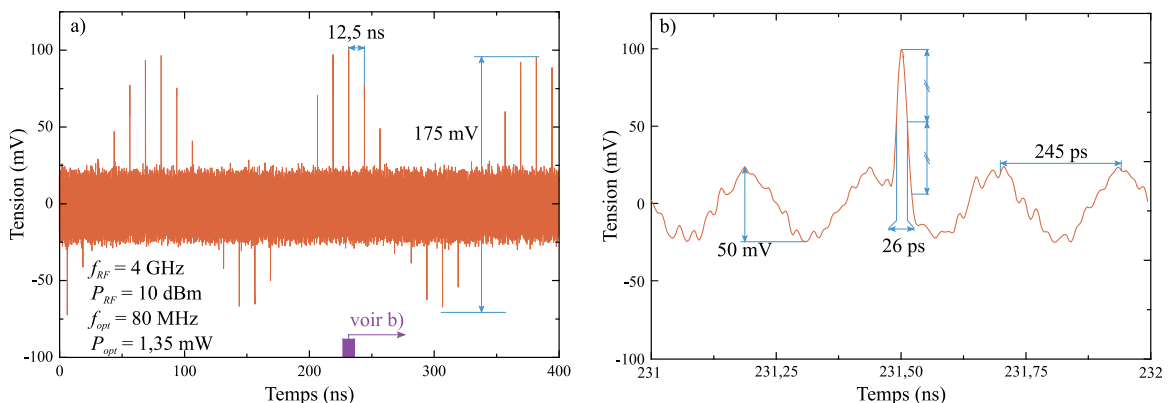


Figure 3-7 : Représentations temporelles d'un signal de fréquence 4 GHz et de puissance 10 dBm échantillonné par un photoconducteur D20 et de 393 nm d'épaisseur, illuminé par un faisceau de puissance 1,27 mW et de taux de répétition : 80 MHz. La figure b) est un zoom de la figure a) centré autour de 231 ns.

3.1.3.3 Domaine fréquentiel

Des courbes comme celles présentées en figure 3-8 sont obtenues lors de mesures dans le domaine spectral. Cet exemple montre le spectre du signal en sortie d'un photoconducteur D20 excité par un signal à 1270 MHz d'une puissance de 17 dBm et éclairé par le laser Mai-Tai à un taux de répétition de 80 MHz, et à une puissance moyenne de 2,1 mW (soit 26 pJ/impulsion). On y retrouve bien les différents harmoniques $H1 = f_{RF} - m_1 \cdot f_{opt}$, $H2 = 2 \cdot f_{RF} - m_2 \cdot f_{opt}$, $H3 = 3 \cdot f_{RF} - m_3 \cdot f_{opt} \dots$ avec m_1 , m_2 et $m_3 \dots$ des entiers. On ne note pas de différence entre le plancher de

bruit de -88 dBm pour une bande de résolution (notée RBW pour *Resolution Bandwidth*) de 500 kHz avec et sans excitation (lumineuse et électrique) du photoconducteur. Le facteur de bruit calculé de cet analyseur est de 20 dB. Dans le cas de la figure 3-8, il s'agit de mesures brutes (non corrigées des pertes des différents éléments et du gain de l'amplificateur). Pour les mesures qui vont suivre, ces éléments seront soustraits de manière à positionner les mesures dans le plan des pointes de manière scalaire.

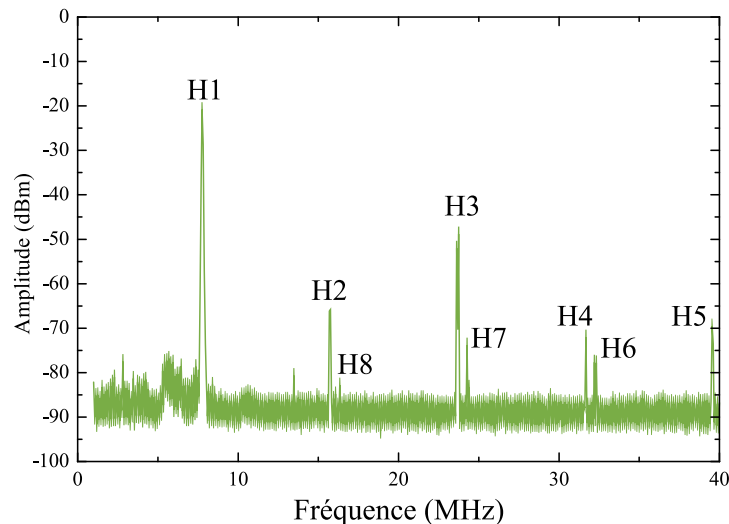


Figure 3-8 : Spectre d'un signal à 1270 MHz et 17 dBm échantillonné avec un photoconducteur D20 éclairé par le laser Mai-Tai à un taux de répétition de 80 MHz et à une puissance moyenne de 2,1 mW.

- **En fonction de la puissance optique.**

La figure 3-9 montre une saturation de la puissance de l'harmonique d'ordre 1 (noté $H1$) pour des puissances optiques moyennes supérieures à 1,35 mW (soit 17 pJ/impulsion). Cependant, comme le montrent les mesures DC (figure 3-3), la saturation n'est pas induite par une saturation de la photoréponse. A cette puissance optique, la résistance transitoire du photoconducteur est très inférieure à l'impédance du circuit et à l'impédance de l'analyseur de spectre. Même si la photorésistance continue de diminuer avec l'augmentation de la puissance optique, la puissance RF ne peut pratiquement plus augmenter : il s'agit d'une "saturation circuit". Ce point sera précisé dans la suite de ce chapitre.

En ce qui concerne les harmoniques d'ordre 2 (noté $H2$) et d'ordre 3 (noté $H3$), on peut voir la même saturation à 1,35 mW de puissance optique moyenne. En effet, pour $H2$ et $H3$, la différence entre $P_{opt} = 1,35$ mW et $P_{opt} = 414$ μ W est d'environ 3 dB alors que, parallèlement, la différence peut s'élever jusqu'à 10 dB pour $H1$.

Cela implique une augmentation du SFDR (entre $P_{opt} = 414$ μ W et $P_{opt} = 1,35$ mW) et ensuite une stagnation pour une puissance optique supérieure.

Avec un SFDR élevé (> 30 dBc à $P_{RF} = 0$ dBm) et une P_{opt} relativement faible, nous pouvons

suggérer que 1,35 mW est la puissance optique moyenne optimale. Cela revient à une énergie par impulsion de 16,8 pJ, soit, en considérant une durée d'impulsion de 1 ps en sortie de la fibre optique, une puissance crête de l'impulsion optique gaussienne de 67,5 W.

On remarque qu'à $P_{opt} = 414 \mu\text{W}$ et entre $P_{RF} = 0 \text{ dBm}$ et 8 dBm, la puissance $H2$ semble cesser d'augmenter avec la puissance RF. Ce comportement a pu également être observé pour d'autres fréquences RF et pour d'autres diamètres de ce photoconducteur.

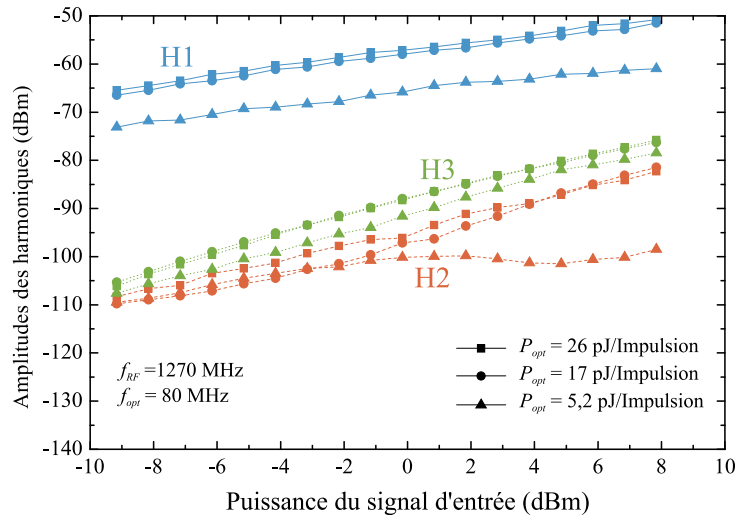


Figure 3-9 : Amplitude des premier, deuxième et troisième harmoniques en fonction de la puissance du signal RF et pour différentes puissances optiques moyennes ($P_{opt} = 2,17 \text{ mW}$; $1,35 \text{ mW}$; $414 \mu\text{W}$). Ces harmoniques sont générés par un photoconducteur D20. ($f_{RF} = 1270 \text{ MHz}$, $f_{opt} = 80 \text{ MHz}$, $\tau = 4 \text{ ps}$)

- **En fonction de la fréquence.**

Sur la figure 3-10, on retrouve les résultats obtenus avec un photoconducteur de type C6 pour $f_{RF} = 1,27 \text{ GHz}$, 4 GHz et 10 GHz. On peut remarquer tout d'abord qu'à $f_{RF} = 10 \text{ GHz}$ la puissance de $H1$ chute de 12 dB par rapport à celle obtenue pour $f_{RF} = 1,27 \text{ GHz}$ ou 4 GHz. Deux phénomènes peuvent réduire la puissance de sortie en fonction de la fréquence d'entrée : les pertes de conversion dues à la largeur d'ouverture de la porte d'échantillonnage et les pertes induites par la capacité. En ce qui concerne la première cause potentielle, la durée de vie de porteurs, qui impose la durée d'ouverture, est ici de 0,3 ps. Entre 1 GHz et 10 GHz cette faible durée génère une variation théorique des pertes inférieure à 0,1 dB. Elle ne peut donc pas expliquer la variation d'intensité de $H1$. Pour ce qui est des pertes induites par la capacité, les simulations électromagnétiques donnent, pour un photoconducteur de diamètre 6 μm , une variation de S_{21} en obscurité entre 1 GHz et 10 GHz de 20 dB.

Concernant $f_{RF} = 1,27 \text{ GHz}$ et 4 GHz, la fréquence RF n'affecte pas la réponse $H1$. En augmentant la fréquence, la répartition de la puissance harmonique bénéficie aux harmoniques impairs, la puissance $H2$ diminue contrairement à la puissance $H3$.

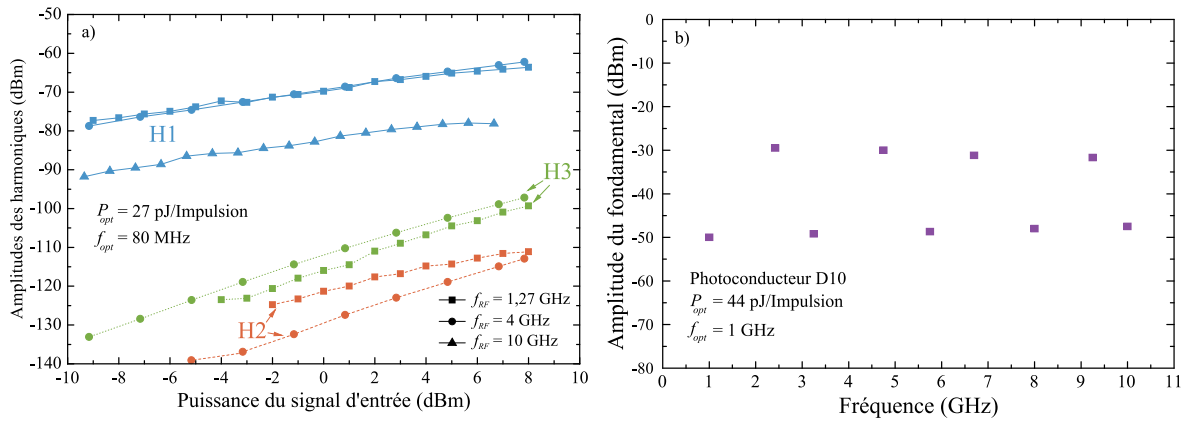


Figure 3-10 : a) Amplitude des premier, deuxième et troisième harmoniques en fonction de la puissance du signal RF et pour différentes fréquences RF. ($f_{RF} = 1270$ MHz, 4 GHz et 10 GHz) générées par un photoconducteur C6 ($P_{opt} = 2,17$ mW, $f_{opt} = 80$ MHz, $\tau = 0,5$ ps.). b) Amplitude du premier harmonique généré par un photoconducteur D10 en fonction de la fréquence du signal RF.

Des mesures effectuées dans un second temps, avec un laser à 1 GHz de taux de répétition, ont montré que l'évolution de l'amplitude de H1 avec la fréquence du signal RF suit des oscillations. Les nœuds et les ventres de ces variations sont en réalité toujours présentes aux mêmes fréquences IF. On peut donc en déduire que ces variations sont dues à des ondes stationnaires induites par les désadaptations coté IF.

- **En fonction du temps de vie.**

Pour étudier l'influence du temps de vie des porteurs de charge, nous avons comparé un photoconducteur 'D' (temps de vie des porteurs de charge de 4 ps) et un photoconducteur 'C' (temps de vie des porteurs de charge de 0,3 ps). Ils ont également une capacité similaire de respectivement $C_{PC} \approx 22,3$ fF et 32,3 fF. Ces valeurs sont calculées en considérant que le photoconducteur est constitué de deux plaques parallèles.

La figure 3-11 montre le comportement de ces photoconducteurs. La puissance de H1 est 12 dB plus élevée pour les photoconducteurs de plus longue durée de vie ('D'), la puissance de H2 et la puissance de H3 sont environ 20 dB plus élevées pour le 'D'. Le SFDR est donc réduit de 8 dB.

L'augmentation de la puissance de sortie est d'abord due au temps de conduction plus long qui induit une augmentation de la puissance RF moyenne transmise ($10 \cdot \log_{10}(\frac{4 \text{ ps}}{0,3 \text{ ps}}) = 11$ dB). On peut également noter que la densité des défauts est inférieure pour les matériaux à temps de vie plus long ce qui augmente la mobilité des porteurs et donc augmente la photoréponse. Pour l'augmentation du niveau de H2 et H3, cela peut être dû à la non-linéarité ajoutée par la réduction de la densité des défauts dans le matériau. En effet, la vitesse des porteurs va saturer avec un champ électrique inférieur pour des matériaux avec une plus faible densité de défauts. Avec moins de puissance RF, le 'D' (4 ps) est déjà saturé et génère plus d'harmoniques que le

'C' (300 fs). Lorsque la puissance RF d'entrée augmente, les harmoniques de 'C' augmentent plus rapidement que ceux de 'D' car 'C' entre dans un régime saturé tandis que 'D' est déjà complètement saturé.

En outre, pour les applications d'échantillonnage, la durée de vie des porteurs de charge déterminera la fenêtre d'échantillonnage. Le choix de la durée de vie des porteurs de charge est donc le fruit d'un compromis. Avec un temps de vie très court, la puissance de sortie sera très faible et la dynamique ne sera pas suffisante. A l'inverse, si elle est trop longue, elle affectera la bande passante.

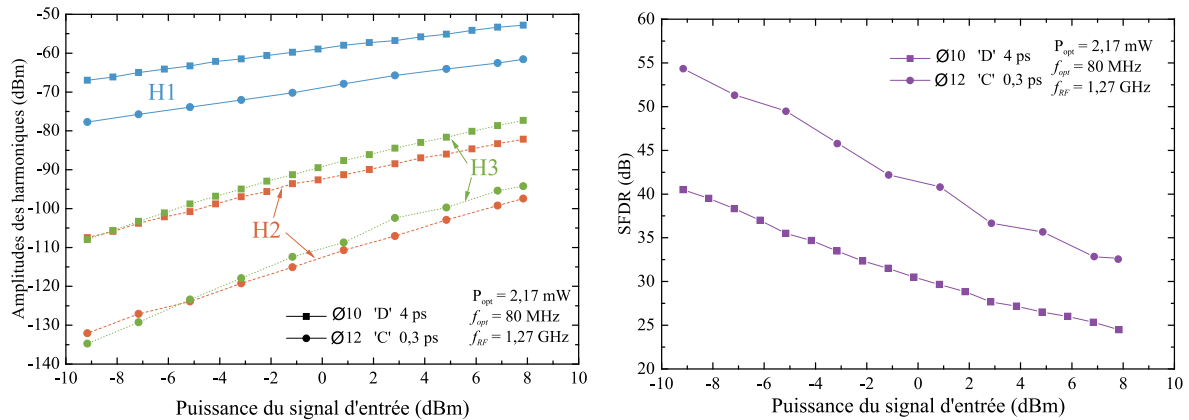


Figure 3-11 : Amplitude des premier, deuxième et troisième harmoniques en fonction de la puissance du signal RF et pour deux photoconducteurs dont les temps de vies diffèrent : 'D' avec $\tau = 4$ ps et 'C' avec $\tau = 0,3$ ps. ($f_{RF} = 1270$ MHz, $P_{opt} = 2,17$ mW, $f_{opt} = 80$ MHz)

• En fonction de l'épaisseur de l'AsGa

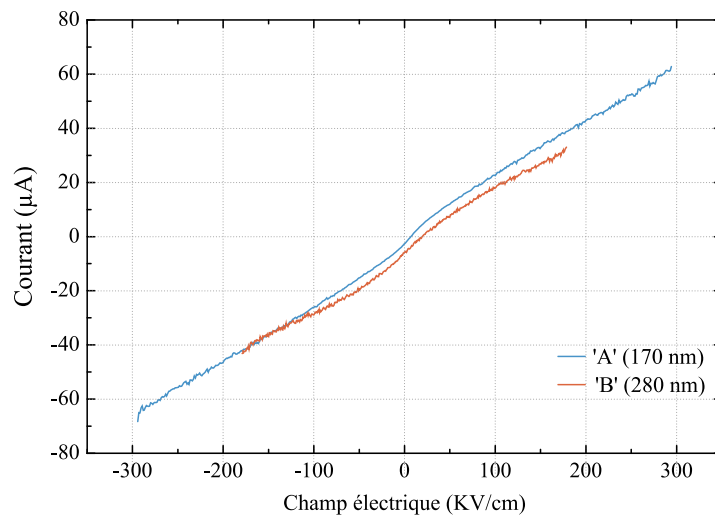


Figure 3-12 : Courant en fonction du champ électrique appliqué sur des photoconducteurs dont les cavités sont de 170 nm (pour 'A' en bleu), et de 280 nm (pour 'B' en orange) pour une même puissance optique.

La figure 3-12 montre le photocourant en fonction du champ électrique pour deux photoconducteurs (A12 et B12). La seule différence technologique entre ces deux

photoconducteurs est l'épaisseur de la cavité : 170 nm pour le 'A' et 280 nm pour le 'B'.

La conclusion principale que l'on peut tirer à la suite de cette expérience est que les caractéristiques sont extrêmement proches (à l'exception du décalage de courant d'environ 5 μA). Ce décalage montre que le photocourant à tension nulle est plus important pour les cavités plus épaisses. Ce qui confirme l'hypothèse selon laquelle ce courant pourrait être dû au gradient de la concentration de porteurs. À partir de cette observation, les effets non linéaires devraient être similaires pour un champ crête identique. Lorsque le photoconducteur est utilisé à haute fréquence, la différence de capacité (270 fF pour 'A' et 164 fF pour 'B') devrait alors expliquer une grande partie de la variation de la réponse en fréquence.

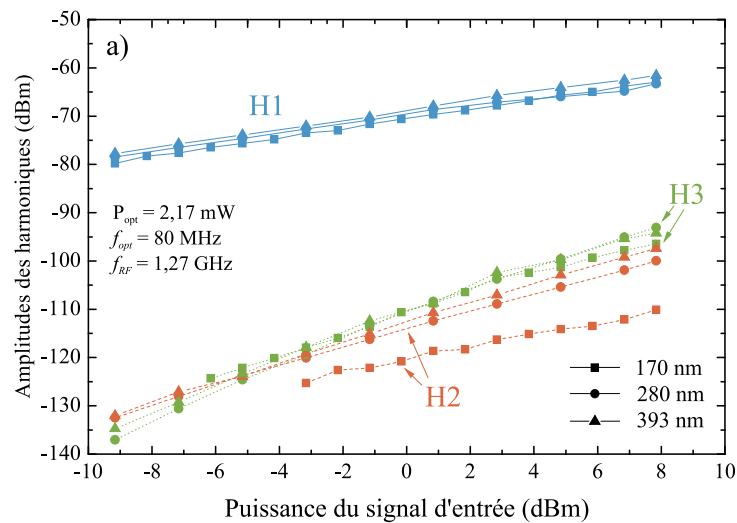


Figure 3-13 : Amplitude des premier, deuxième et troisième harmoniques générés par des photoconducteurs de différentes épaisseurs de cavité en fonction de la puissance du signal RF. (pour 'A' 170 nm, pour 'B' 280 nm et pour 'D' 393 nm). La fréquence du signal d'entrée est de $f_{RF} = 1270 \text{ MHz}$.

- **En fonction du diamètre du photoconducteur**

Les deux différences principales entre deux composants de différents diamètres sont la capacité et la photo-réponse "apparente" (pour un MFD inférieur au diamètre du photoconducteur). Comme on le voit sur la figure 3-14, le comportement est assez similaire au comportement observé dans la figure 3-13 (comparaison de l'épaisseur). Une augmentation du diamètre n'affecte pas le niveau de puissance $H1$ et $H3$ mais réduit le $H2$. Pour la puissance $H1$, la "saturation du circuit" est à nouveau observée. De plus, il est important de noter que le MFD de la fibre est de $5 \mu\text{m}$, plus petit que le plus petit photoconducteur testé. La zone active (la zone éclairée) reste donc la même pour les deux composants et la photoréponse ne varie pas de manière quadratique avec le diamètre du photoconducteur, comme elle pourrait le faire avec des diamètres proches ou inférieurs à $5 \mu\text{m}$. Pour $H3$, le même niveau de puissance est probablement dû à cette même réponse effective. Nous assistons au même comportement en puissance pour $H2$ mais avec un décalage de 9 dB.

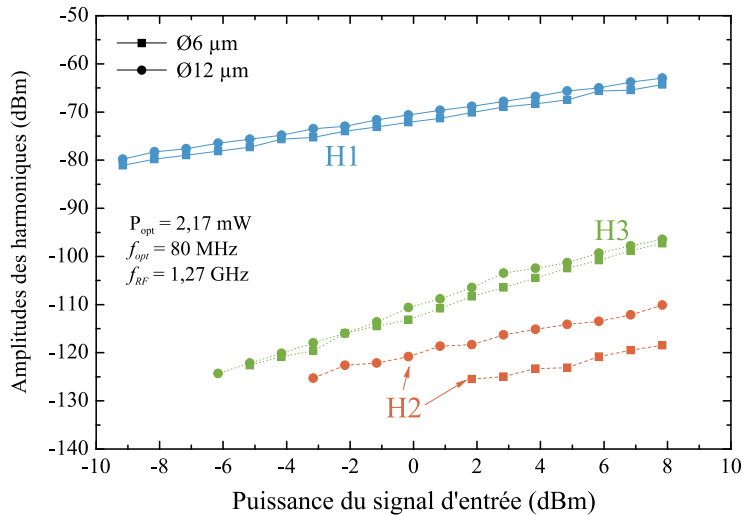


Figure 3-14 : Amplitudes des premier, deuxième et troisième harmoniques générés par des photoconducteurs de type A6 A12 en fonction de la puissance du signal RF. ($f_{RF} = 1270 \text{ MHz}$, $f_{opt} = 80 \text{ MHz}$, $\tau = 0,3 \text{ ps}$.)

• **Etude en température**

Des mesures complémentaires d'échantillonnage sur porte-échantillon chauffant ont été effectuées dans le but d'étudier l'influence de la température sur les performances du composant. Ces mesures sont réalisées pour un photoconducteur de type D20. Il est à noter que le composant mesuré est collé sur un substrat de silicium à l'aide d'une résine. La résistance thermique de cette résine peut induire une différence de quelques degrés entre la température du porte-échantillon et celle du composant.

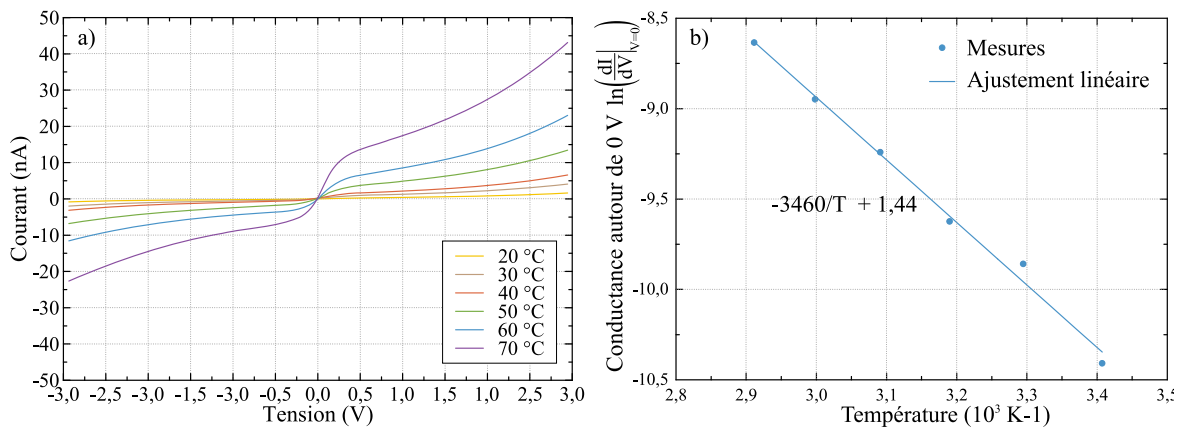


Figure 3-15 : a) Caractéristiques courant-tension en obscurité d'un photoconducteur de type D20 pour différentes températures. b) Diagramme d'Arrhenius réalisé à partir des données présentées en a).

La figure 3-15-a montre les caractéristiques courant-tension en obscurité pour des températures allant jusqu'à 70°C. On remarque bien une augmentation du courant d'obscurité induite par l'augmentation de la concentration des porteurs libres à l'équilibre. Le graphique b) de cette même figure montre que cette évolution correspond à une génération thermique des porteurs

dans un semi-conducteur intrinsèque avec une conductivité C suivant donc une loi en $C \propto T^{\frac{2}{3}} \cdot e^{-\frac{E_A}{k \cdot T}}$ (avec E_A l'énergie d'activation, k la constante de Boltzmann et T la température absolue). On déduit une énergie d'activation de $E_A = 0,29 \text{ eV}$. L'augmentation du courant d'obscurité reste limitée à 40 nA pour un champ de 77 kV/cm. Aucune différence n'est mesurable pour des caractéristiques courant-tension sous éclairage.

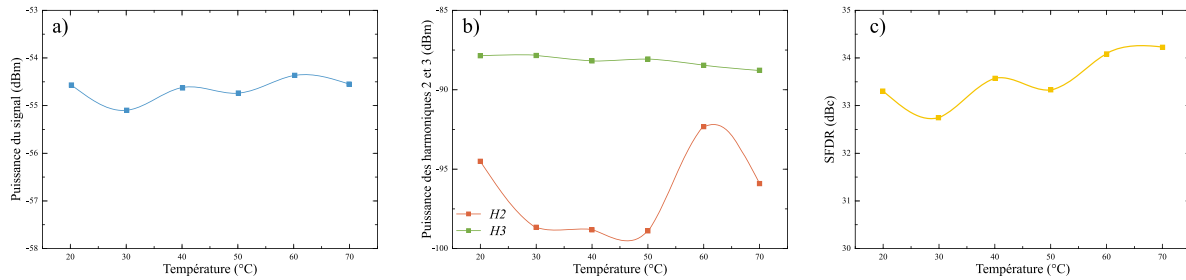


Figure 3-16 : Amplitude des premier (a), deuxième et troisième (b) harmoniques et du SFDR (c) en fonction de la température pour un photoconducteur de type 'D' de 20 µm de diamètre. ($f_{RF} = 1270 \text{ MHz}$, $f_{opt} = 80 \text{ MHz}$, $P_{RF} = 0 \text{ dBm}$.)

La figure 3-16 présente les résultats d'échantillonnage en fonction de la température. Ces mesures sont effectuées pour une puissance RF de 0 dBm à une fréquence de 1270 MHz. Pour la partie optique, le photoconducteur est éclairé par un faisceau de puissance optique moyenne de 1,49 mW (soit 19 pJ/impulsion) et un taux de répétition de 80 MHz. En dépit d'une augmentation du courant d'obscurité due aux porteurs générés thermiquement nous ne pouvons constater qu'une très faible évolution de la puissance du signal. L'harmonique 3 est lui aussi très constant. Le SFDR est toujours limité par l'harmonique de rang 3.

Conclusions sur la caractérisation des photoconducteurs existants

La caractérisation optoélectronique des non-linéarités du photoconducteur s'avère relativement complexe. Elle impose l'utilisation de bancs de mesures sous pour lesquels de nombreuses précautions expérimentales doivent être prises. Malgré celles-ci on peut citer des raisons qui limitent la répétabilité. Le caractère intrinsèquement désadapté d'un échantillonneur générant de fortes réflexions, avec de grandes variations temporelles, peut avoir une influence substantielle et parfois difficilement prédictible sur les résultats de mesures.

Cette caractérisation nous permet cependant de dégager quelques résultats : la dépendance en puissance du signal fondamental est particulièrement bien comprise. En ce qui concerne la durée d'ouverture de la porte d'échantillonnage, elle suit la caractéristique décrite au chapitre précédent. Pour ce qui est des harmoniques 2 et 3, les différents paramètres matériaux ne semblent avoir que peu d'effets significatifs. Pour finir, le diamètre du photoconducteur joue principalement un rôle pour ce qui est de la réponse en fréquence, dans la partie haute fréquence.

D'un point de vu circuit, nous avons observé l'importance d'améliorer autant que possible l'adaptation d'impédance RF et IF. Dans ces mesures un atténuateur a été placé en amont du

circuit pour diminuer les ondes stationnaires du côté RF. Cette technique présente deux limitations majeures :

- Elle augmente nécessairement les pertes de conversion et réduit donc d'autant le SFDR.
- Etant placé sur le câble coaxial, cela ne permet pas d'atténuer la désadaptation induite par les sondes et les transitions sondes/lignes coplanaires.

3.2 Influence des éléments d'accès

Avant de s'intéresser aux paramètres du composant nous avons optimisé les lignes d'accès. Pour quantifier l'impact de chaque paramètre des lignes d'accès sur les performances du photoconducteur, des lignes sans composants ont donc été fabriquées, et des mesures de paramètres S ont été réalisées. Cette partie présente l'influence de trois paramètres principaux : d'abord l'adaptation et l'isolation des lignes d'accès, ensuite l'influence de la couche de nitrure de silicium et enfin les dimensions des transitions (tapers).

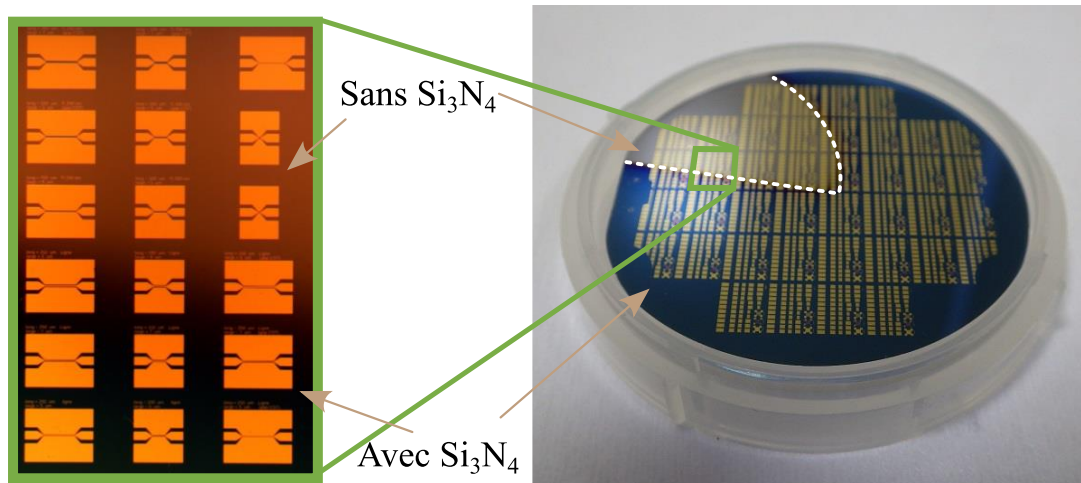


Figure 3-17 : Images des circuits réalisés pour l'étude des accès. La photographie de gauche est un zoom sur la partie verte. Les pointillés blancs marquent la limite entre la partie de l'échantillon avec Si₃N₄ et celle sans.

- Lignes d'accès.

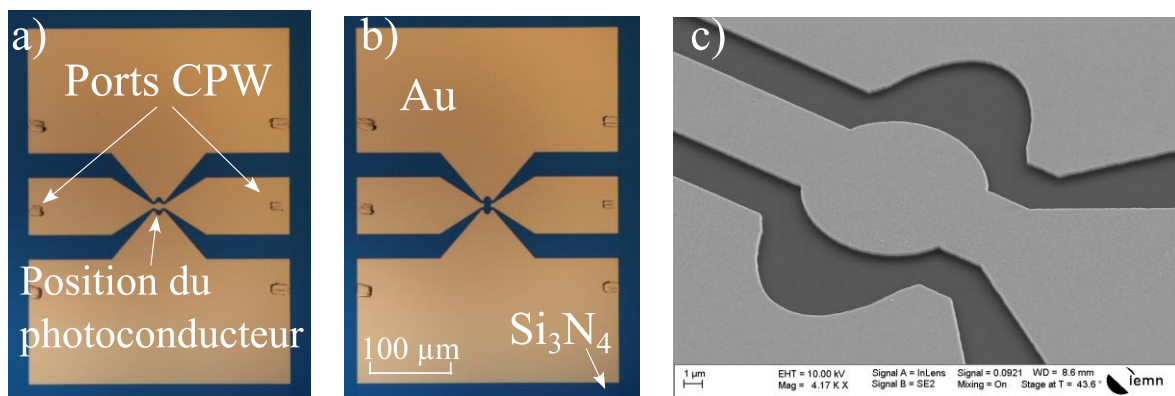


Figure 3-18 : Photographies de lignes d'accès avec photoconducteur fictif en circuit fermé (a), et en circuit ouvert (b).

Des mesures de lignes d'accès ont été réalisées sur des lignes sans photoconducteur. La figure 3-18 montre en a) et en c) une ligne CPW dont le photoconducteur est remplacé par un disque d'or, cette ligne en circuit fermé correspondant à un photoconducteur illuminé parfait. L'image b) montre une ligne CPW dont le photoconducteur est remplacé par un circuit ouvert. Cette ligne en circuit ouvert correspond au cas d'un photoconducteur non illuminé parfait. Ces photoconducteurs fictifs sont intégrés avec la CPW via des transitions où les masses se

rapprochent ("tapers") dans le but de maintenir une impédance caractéristique de 50Ω sur toute la longueur des lignes. Des lignes sans ces rapprochements sont également fabriquées, mesurées et seront comparées à celles avec rapprochements. Toutes ces lignes sont formées d'une couche de 200 nm d'or et d'une couche d'accrochage de 20 nm de titane sur un substrat de silicium haute résistivité ($> 5000 \Omega.cm$).

Les résultats de mesures de paramètres S sont présentés en figure 3-19. Ces lignes ont été conçues pour une utilisation jusqu'à 40 GHz mais ont été mesurées jusqu'à 110 GHz ce qui correspond à la totalité de la gamme de fréquences de l'analyseur de réseau vectoriel en connecteur coaxial disponible au sein de la centrale de caractérisation de l'IEMN. La ligne en circuit fermé montre une transmission S_{21} supérieure à -0,15 dB jusqu'à 80 GHz pour une réflexion inférieure à -25 dB jusqu'à 40 GHz. Le maintien de l'impédance caractéristique améliore la réflexion de 3 dB et sans dégrader la transmission. Le circuit ouvert présente une isolation supérieure à -30 dB jusqu'à 90 GHz. On remarque une amélioration notable (~ 5 dB) des lignes avec rapprochements par rapport à celles sans rapprochements. Cette amélioration est certainement due au fait que l'impédance caractéristique de la ligne reste identique sur toute la longueur des lignes avec rapprochements.

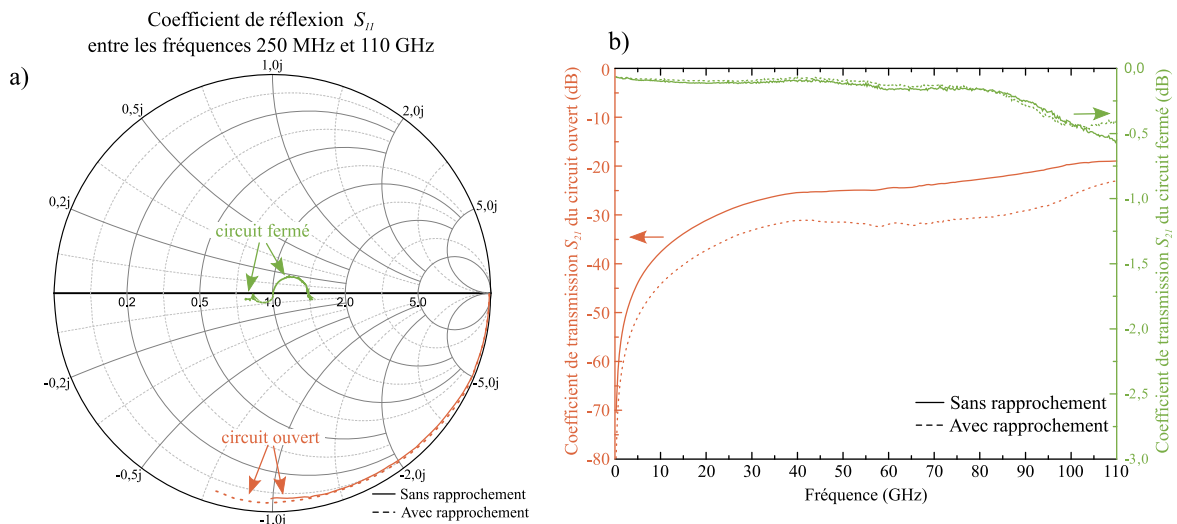


Figure 3-19 : en vert : les structures en circuit fermé, en rouge les structures en circuit ouvert. Paramètres S des lignes présentées en figure 3-18.

- **Nitrure de silicium sous les lignes coplanaires**

Comme exposé au chapitre précédent, une couche de nitrure de silicium est nécessaire dans la structure optique du photoconducteur en cavité. Cette couche est appliquée par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (noté PECVD pour *Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition*) sur la totalité de la surface du substrat de silicium. Les lignes coplanaires sont déposées au-dessus de cette couche et elle n'est gravée qu'aux endroits précis où doivent se faire les contacts électriques. Les motifs de tests ont été réalisés sur un substrat dont une

partie, visible en figure 3-17, a été masquée durant le dépôt PECVD. Il est possible de cette façon de disposer de motifs sans Si_3N_4 et de pouvoir ainsi en étudier l'éventuel effet sur la réponse électrique. Les mesures de paramètres S , présentées en figure 3-20, permettent de remarquer que cette couche affecte de manière négligeable le signal électrique jusqu'à 110 GHz.

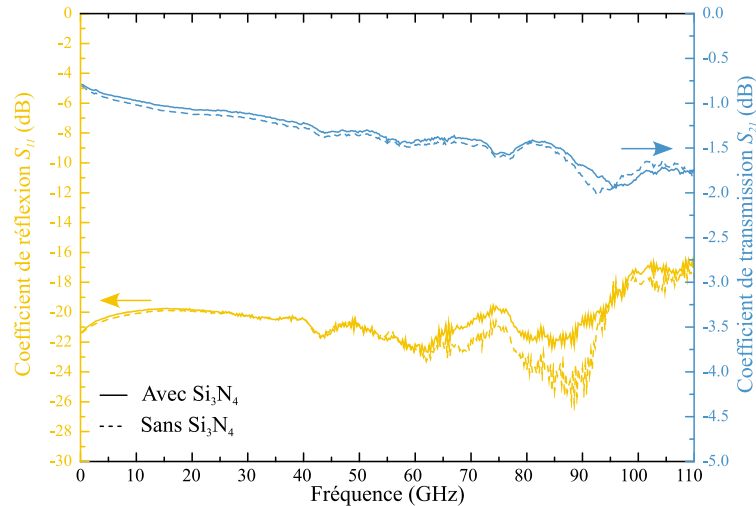


Figure 3-20 : Comparaison des coefficients de transmission et de réflexion des lignes avec et sans Si_3N_4 .

• Influence de la taille des transitions

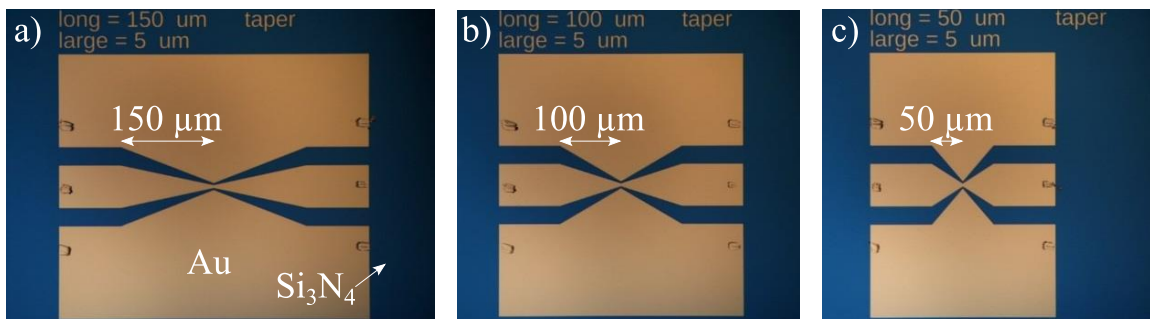


Figure 3-21 : Photographies (réalisées au microscope optique) des trois lignes d'accès avec différentes longueurs de transition.

Enfin, nous avons réalisé une étude de l'impact de la longueur des transitions sur la réponse haute fréquence du circuit. En effet, une transition mal conçue peut entraîner une désadaptation qui dégrade les performances. Pour cela, trois doubles transitions de différentes longueurs (50 μm , 100 μm et 150 μm), présentées en figure 3-21, ont été réalisées. On remarque sur l'abaque de Smith en figure 3-22 que la désadaptation la plus forte est pour les transitions 150 μm et au-delà de 60 GHz. Pour ce qui est de la transmission, on remarque une baisse de 0.1 dB pour chaque augmentation de 50 μm des transitions. Cela est uniquement dû aux pertes induites par la distance supplémentaire que le signal doit parcourir (respectivement 300 μm – 400 μm et 500 μm).

Comparaison de l'adaptation de tapers de différentes longueurs entre les fréquences 250 MHz et 110 GHz

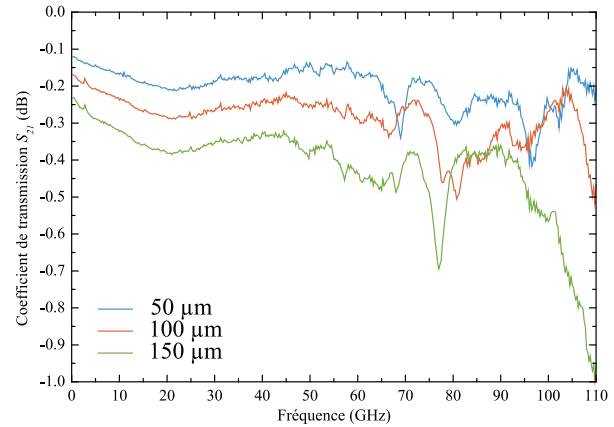
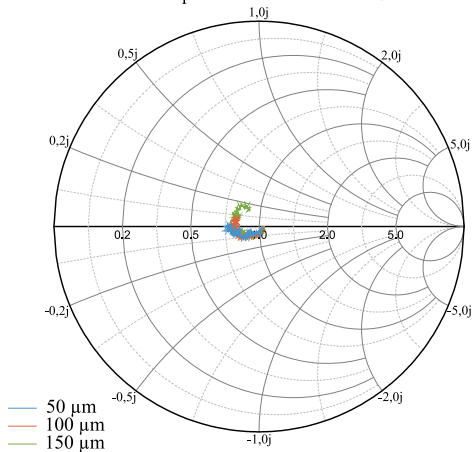


Figure 3-22 : Coefficients de transmission et de réflexion mesurés à l'analyseur de réseau vectoriel entre 250 MHz et 110 GHz sur les trois types des transitions.

Conclusions sur l'influence des éléments d'accès

Cette étude montre que les éléments d'accès peuvent avoir une influence non négligeable sur les performances dans la gamme 0-110 GHz. On a montré une optimisation de l'isolation grâce à un rapprochement des masses qui permet de maintenir l'impédance caractéristique constante tout le long de la ligne CPW. L'effet de la couche de Si_3N_4 est négligeable. Enfin, on peut retenir les transitions de petites dimensions, de l'ordre de 50 μm , pour minimiser leurs pertes.

3.3 Modélisation et simulations non linéaires

L'amélioration des performances des échantillonneurs optoélectroniques passe par le développement d'un modèle capable de restituer de manière fiable le comportement harmonique du circuit du photoconducteur dans son ensemble. Dans un premier temps, nous allons présenter un schéma équivalent du photoconducteur dans lequel sa réponse en courant est linéaire avec la tension appliquée à ses bornes et avec la puissance optique incidente. Dans un second temps, nous allons présenter un modèle non linéaire tenant compte de la non-linéarité de la caractéristique $I(V)$ du photoconducteur sous éclairage.

3.3.1 Schéma électrique équivalent du photoconducteur

Comme l'illustre le schéma en figure 3-23, il est possible d'extraire plusieurs éléments des caractéristiques $I(V)$ (voir figure 3-3). D'abord on remarque bien évidemment une augmentation de la conductance avec la puissance optique. Il faut également noter que la conductance évolue en fonction de la tension de polarisation. Ces deux effets peuvent être modélisés par une résistance notée $R_{PC}(P_{opt}, V)$ dont la valeur varie avec la puissance optique et avec la polarisation. Ensuite, on constate un photocourant à tension nulle qui fait que la caractéristique $I(V)$ ne passe pas par l'origine. Ce décalage étant fonction de la puissance optique, il sera modélisé par une source de courant $I_{série}(P_{opt})$. La capacité C_{PC} est également représentée. Enfin, une résistance série $R_{série}$, a été estimée pour un photoconducteur de diamètre $20 \mu\text{m}$ à $\approx 6 \Omega$. Cette valeur, correspondant à la fois à la résistance de la couche d'or de 20 nm d'épaisseur et des ponts à air, est issue de mesures expérimentales à 4 pointes sur un photoconducteur de test à deux ponts sur l'électrode supérieure, et pour différents diamètres de celle-ci, afin de séparer l'influence de la résistance des ponts de la résistance de la couche d'or semi-transparente.

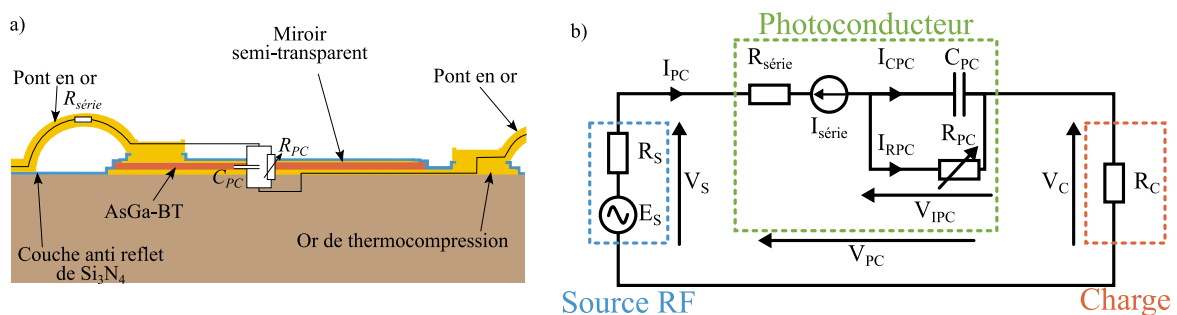


Figure 3-23 : a) Schéma du photoconducteur. b) Schéma équivalent d'un circuit d'échantillonnage à photoconducteur.

Il est possible, comme montré en figure 3-24-a, de retrouver la valeur du courant crête en connaissant le courant moyen, en considérant la durée de conduction de 4 ps , la durée de vie des porteurs obtenue par mesure pompe-sonde présentée au chapitre précédent, et pour un taux de répétition laser de 80 MHz . Avec ce courant crête, on peut retirer numériquement l'effet de

la résistance pour en déduire uniquement le photocourant du photoconducteur "intrinsèque". (figure 3-24-b).

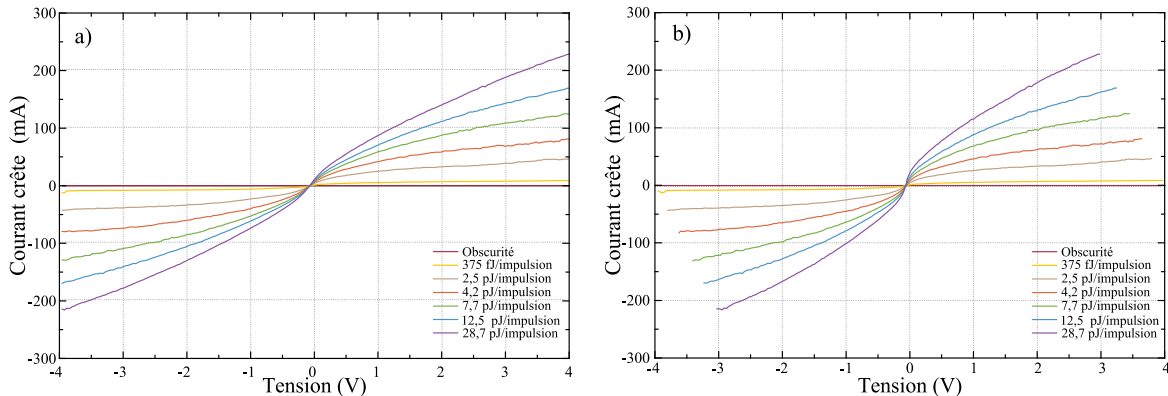


Figure 3-24 : a) Courant crête en fonction de la tension de polarisation (composant de la figure 3-3 pour lequel le courant crête a été calculé pour $\tau = 4$ ps et $f_{opt} = 80$ MHz). b) Mêmes caractéristiques que a) corrigées de la résistance série.

A partir de ces résultats, il est possible d'exprimer la conductance du photoconducteur en fonction de l'éclairement en calculant la dérivée autour de 0 V ($G_{pc} = \frac{dI}{dV} \Big|_{V=0}$). La figure 3-25 montre l'évolution de celle-ci en fonction de la puissance optique (en bleu). Pour extraire la résistance série $R_{série}$ du schéma équivalent, il faut accéder à la caractéristique $I_{PC} = f(V_{IPC})$. On peut voir que l'on a $V_{PC} = R_{série} \cdot I_{PC} + V_{IPC}$. Donc, pour chaque point de courant on peut retrouver la tension correspondante. L'évolution de la photoconductance dont la résistance série a été soustraite, est présentée en rouge sur la figure 3-25. On remarque que la résistance série sature le composant. Pour un composant sans résistance série, et autour de 0 V, il est possible d'approximer l'évolution de la conductance avec la puissance optique par une fonction linéaire présentée en équation (51).

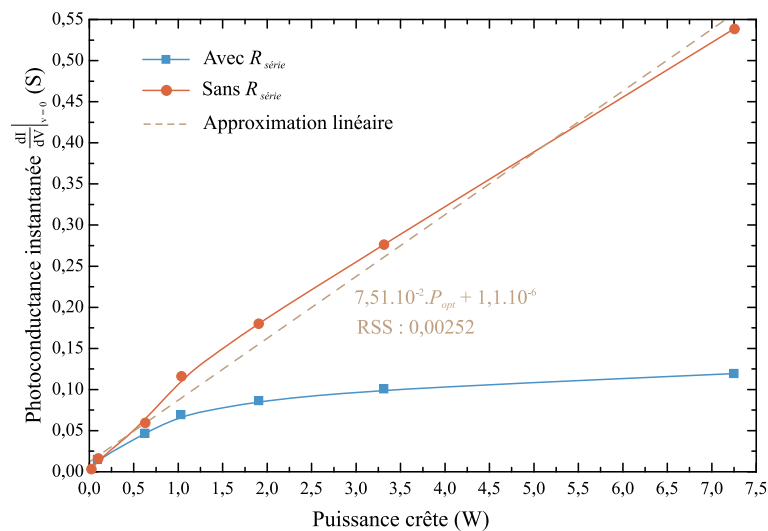


Figure 3-25 : Photoconductance d'un photoconducteur autour de 0 V avec et sans $R_{série}$.

$$R_{PC}(P_{opt}) = \frac{1}{7,51 \cdot 10^{-2} \cdot P_{opt} + 1,2 \cdot 10^{-6}} \quad (51)$$

Expression de la résistance du photoconducteur R_{PC} en fonction de la puissance optique instantanée P_{opt} .

3.3.2 Saturation du circuit

Si, en première approximation, on néglige les effets de la capacité C_{PC} et de la source de courant $I_{série}$, on peut décrire le courant circulant $I(t)$ dans le circuit par l'équation (52) [164] ci-dessous en considérant une source de tension V_s de la forme $V_s = V_{smax} \cdot \cos(2\pi f_s t)$.

$$I(t) = V_{smax} \cdot \cos(2\pi f_s t) \cdot \frac{1}{R_s + R_C + R_{série} + R_{pc}(P_{opt})} \quad (52)$$

Expression du courant $I(t)$ circulant dans le circuit simplifié.

La figure 3-26 montre les résultats obtenus avec les équations (51) et (52) avec des impulsions gaussiennes de la forme $P_{opt}(t) = P_{optmax} \cdot e^{(-4 \cdot \ln(2) \cdot t^2 / FWHM)}$, pour des puissances optiques moyennes (avec $FWHM = 4$ ps et $f_{RF} = 80$ MHz) variant entre 10 nW et 2,3 mW et en considérant le temps de vie des porteurs négligeable devant la durée des impulsions optiques. Ce dernier élément fait que la forme temporelle du signal électrique est identique à celle du signal optique. Le graphique a) montre l'évolution temporelle de la puissance optique. Le graphique b) représente l'évolution de l'impédance du photoconducteur soumis à l'éclairement. Enfin, le graphique c) illustre l'évolution de la résistance en fonction de la puissance instantanée consommée par la charge R_C .

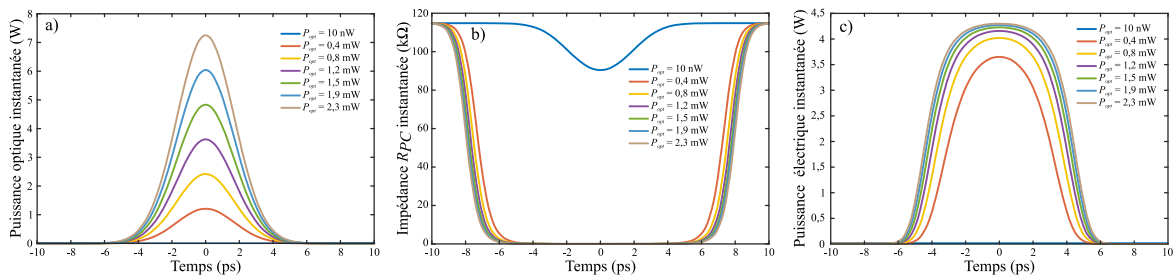


Figure 3-26 : a) Puissances optiques gaussiennes instantanées. b) Résistance instantanée du photoconducteur éclairé par les impulsions optiques gaussiennes présentées en a). c) Puissance électrique instantanée consommée par la résistance de charge R_C .

On remarque que la résistance du photoconducteur devient rapidement négligeable vis-à-vis des autres impédances en jeu dans le circuit. Cela engendre une saturation de la puissance maximale transmise à la charge. Cet effet est illustré en figure 3-27 où sont représentées les puissances électriques moyennes et crêtes consommées par la charge en fonction de la puissance optique moyenne. La puissance moyenne montre une saturation beaucoup moins brutale que la

puissance crête. Cela est dû au fait que la puissance optique nécessaire pour rendre la résistance du photoconducteur négligeable est atteinte de plus en plus rapidement lors de la montée de la gaussienne et subsiste de plus en plus longtemps lors de la descente. Cela induit un élargissement de la durée de conduction et augmente donc la puissance électrique moyenne transmise. La durée de conduction effective, considérée à mi-hauteur, est représentée en figure 3-28-a.

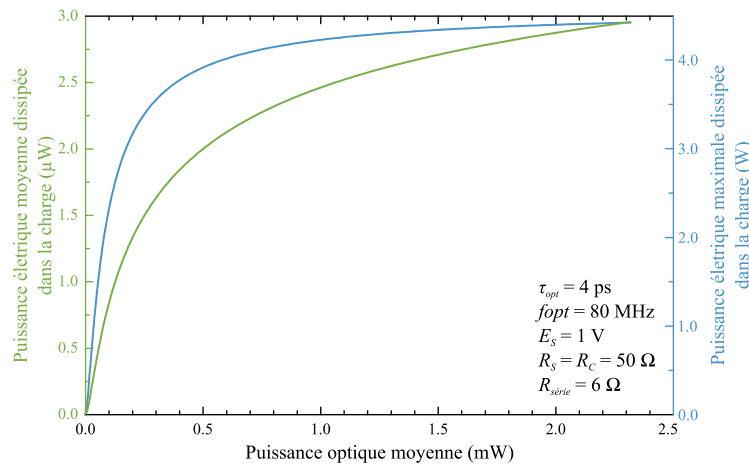


Figure 3-27 : Puissance électrique moyenne (en vert) et maximale (en bleu) consommée par la résistance de charge R_c en fonction de la puissance optique moyenne.

Comme montré au chapitre 1, un élargissement de la durée d'ouverture de la porte impacte la largeur de bande de l'échantillonneur. La figure 3-28-b reprend l'équation (15) pour déduire, des résultats présentés en figure 3-28-a, la bande passante de l'échantillonneur.

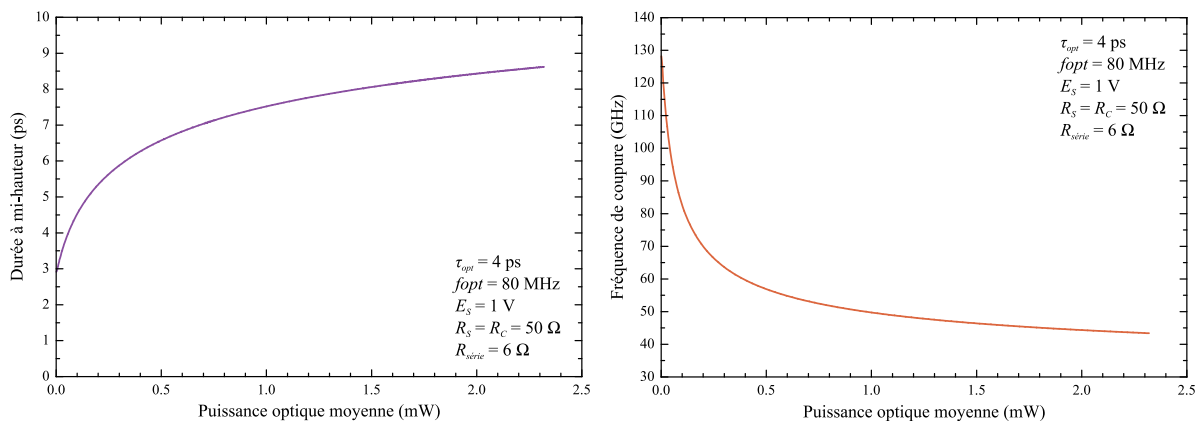


Figure 3-28 : a) Durée de conduction en fonction de la puissance optique moyenne et (b) fréquence de coupure associée calculée selon l'équation (15).

Cet effet d'élargissement est diminué dans le cas où le temps de vie des porteurs est nettement supérieur à la durée des impulsions optiques. En effet, dans ces conditions c'est le temps que mettent les porteurs à se recombiner qui fixe la durée de conduction. Le temps de vie des porteurs de charge pouvant être considéré comme peu dépendant de la puissance optique aux puissances qui nous concernent ici, celle-ci ne peut plus influencer la durée d'ouverture.

3.3.3 Résultats d'échantillonnage linéaire

Dans le domaine temporel, l'expression qui régit le circuit (présentée en équation (52)) est composée de la multiplication du signal à échantillonner par un facteur qui est fonction de la puissance optique. Dans le domaine fréquentiel cette opération revient à convoluer ces deux fonctions. Si l'on étudie l'échantillonnage d'un signal sinusoïdal $V_s(t)$ (de fréquence f_s et d'amplitude crête V_s) échantillonné par une suite d'impulsions $P_{opt}(t)$ dont la forme est approximée par une gaussienne alors on peut calculer les transformées de Fourier de ces deux fonctions (présentées par les équations (53) et (54)). Ici on néglige C_{PC} . On remarque que, dans le domaine fréquentiel, le résultat de l'opération d'échantillonnage génère des signaux aux fréquences explicitées au chapitre 1 (figure 1-4).

$$TF[V_s(t)] = TF[V_s \cdot \cos(2\pi f_s t)] = \frac{V_s}{2} (\delta(f - f_s) + \delta(f + f_s)) \quad (53)$$

Expression de la tension en sortie du générateur dans le domaine fréquentiel.

$$TF[P_{opt}(t)] = P_{optmax} \cdot \frac{\tau}{T_e} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{4 \cdot \ln(2)}} \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\pi^2 \cdot \tau^2}{4 \cdot \ln(2)} \left(\frac{n}{T_e}\right)^2} \quad n \in \mathbb{Z} \quad (54)$$

Expression de la puissance optique dans le domaine fréquentiel.

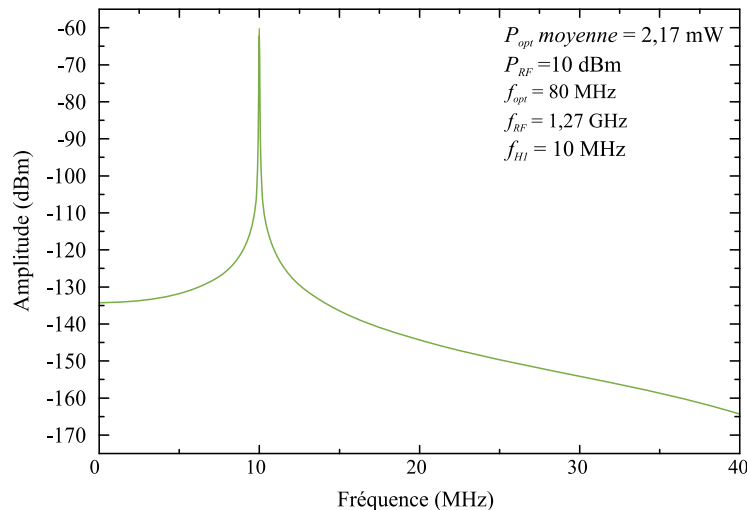


Figure 3-29 : Spectre fréquentiel obtenu par l'échantillonnage d'un signal de fréquence $f_{RF} = 1270 \text{ MHz}$ à un taux de répétition de $f_{opt} = 80 \text{ MHz}$ et une durée d'ouverture de 4 ps .

La figure 3-29 représente dans le domaine fréquentiel l'échantillonnage d'un signal de fréquence $f_{RF} = 1270 \text{ MHz}$ et de puissance $P_{RF} = 10 \text{ dBm}$ par un signal optique de taux de répétition $f_{opt} =$

80 MHz et de puissance moyenne $P_{opt} = 2,17$ mW. Ce signal est obtenu en résolvant l'équation (52) dans le domaine temporel et en procédant à une FFT. On y retrouve bien le signal attendu, une raie dont l'amplitude est comparable aux résultats expérimentaux et de fréquence $|f_{RF} - n.f_{oI}|$ (avec $n=16$). On constate l'absence de raies non-désirées dues aux fréquences harmoniques car la fonction qui lie le courant au champ électrique est ici linéaire.

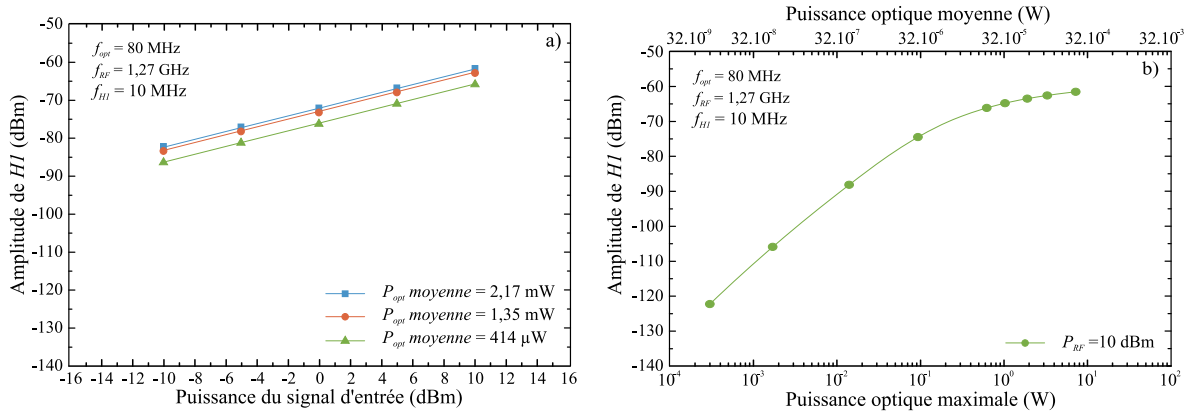


Figure 3-30 : a) Amplitude du signal échantillonné H1 en fonction de la puissance du signal d'entrée P_{RF} et pour différentes puissances optiques P_{opt} . b) Amplitude du signal échantillonné H1 en fonction de la puissance optique P_{opt} maximale.

La variation de l'amplitude du signal échantillonné H1 en fonction de la puissance du signal d'entrée P_{RF} et pour différentes puissances optiques P_{opt} est présentée en figure 3-30-a. Cette évolution est linéaire et a une pente de 1 (1 dB/dB). La saturation en fonction de la puissance optique moyenne est illustrée en figure 3-30-b et est due à cet effet de saturation "circuit" évoqué en partie 3.3.2.

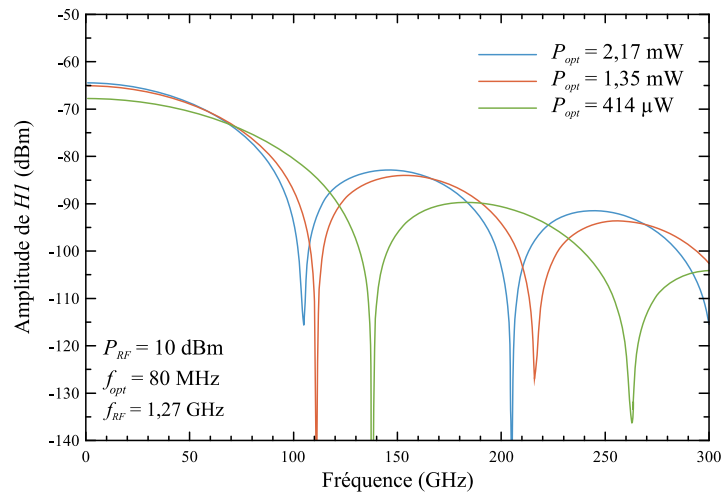


Figure 3-31 : Amplitude du signal échantillonné H1 en fonction de la fréquence du signal à échantillonner et pour différentes puissances optiques moyennes P_{opt} .

La figure 3-31 montre l'évolution de la puissance du signal échantillonné en fonction de sa fréquence d'entrée. Ces courbes évoquent une forme de sinus cardinal ce qui indique que la porte d'échantillonnage prend une forme proche de la forme rectangulaire en particulier aux

fortes puissances optiques. La fréquence pour laquelle on a la première annulation de H1 montre que la durée d'ouverture de la porte augmente avec la puissance optique.

3.3.4 Modèle non linéaire

3.3.4.1 Génération de fréquences harmoniques

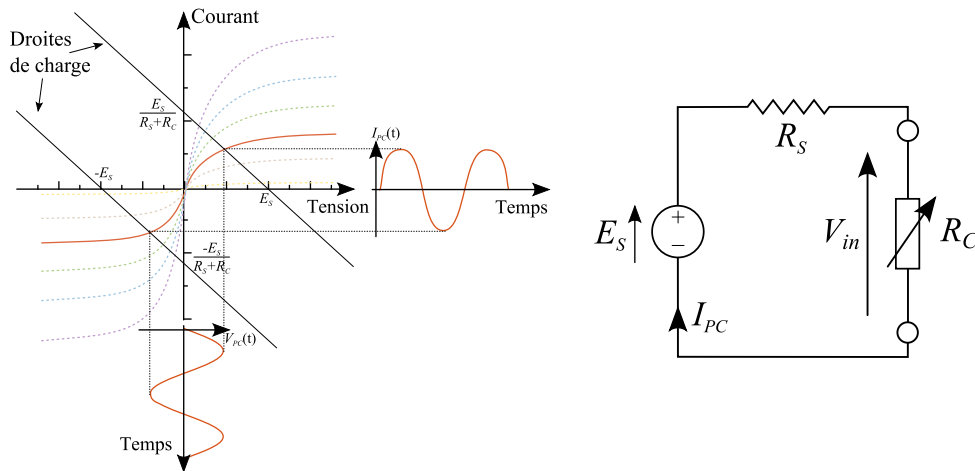


Figure 3-32 : Représentation de la modification de la forme temporelle sinusoïdale du signal d'entrée par la non-linéarité de la caractéristique $I(V)$.

La figure 3-32 illustre le cas où la relation courant-tension (la résistance) n'est plus linéaire. Soumis à une tension sinusoïdale, cette forme non linéaire de la caractéristique déforme la sinusoïde du courant. Dans le domaine fréquentiel, cette déformation se traduit par l'apparition de fréquences multiples de la fréquence du signal d'origine. Cette affirmation nécessite d'émettre l'hypothèse selon laquelle le courant ou la charge dans un élément non linéaire est une fonction algébrique d'une ou de plusieurs tensions ou courants de commande. Ainsi, lorsque cette tension (ou courant) de commande change, la quantité contrôlée change instantanément. Cette hypothèse est dite quasi statique. Comme toute fonction continue, il est mathématiquement possible de modéliser la caractéristique courant-tension d'un système par un polynôme d'ordre suffisamment élevé. L'équation (55) présente un polynôme d'ordre z ayant coefficients constants réels g_k qui associent à une tension d'entrée V_{in} un courant I_{out} . Pour revenir dans le domaine des circuits électriques et conformément au théorème de substitution, cette expression peut être schématisée par une suite de k sources de courants placées en parallèle (figure 3-33).

$$I_{out} = f(v_{in}) = \sum_{k=0}^z g_k V_{in}^k \quad (55)$$

Expression du courant en fonction de la tension à travers une résistance non linéaire dont la caractéristique $I(V)$ peut être modélisée par un polynôme d'ordre z de coefficients g_k .

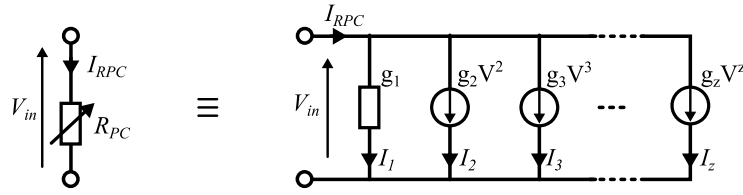


Figure 3-33 : Schéma équivalent de la résistance non linéaire présentée en équation (55). [165]

Si la tension de commande V_{in} est de la forme sinusoïdale ($V_{in} = V_{inmax} \cdot \cos(\omega t)$) alors les courants sont de la forme :

$$I_1(t) = g_1 \cdot V_{inmax} \cdot \cos(\omega_s t) \quad (56)$$

$$I_2(t) = g_2 \cdot V_{inmax}^2 \cdot \cos^2(\omega_s t) = g_2 \cdot V_{inmax}^2 \cdot \frac{1 + \cos(2\omega_s t)}{2} \quad (57)$$

$$I_3(t) = g_3 \cdot V_{inmax}^3 \cdot \cos^3(\omega_s t) = g_3 \cdot V_{inmax}^3 \cdot \frac{\cos(3\omega_s t) + 3 \cdot \cos(\omega_s t)}{4} \quad (58)$$

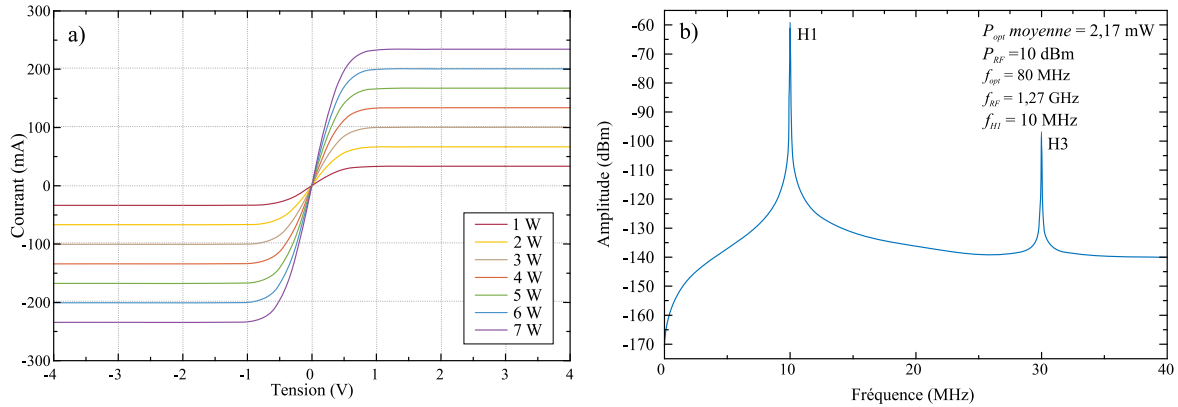
$$I_4(t) = \dots$$

Expressions des courants de différentes fréquences générés par un système non-linéaire.

On remarque rapidement que chaque degré du polynôme supplémentaire ajoute un harmonique d'ordre correspondant. Dans le but d'obtenir une approximation correcte de la génération d'harmoniques par le photoconducteur, il apparaît donc nécessaire de modéliser précisément sa caractéristique $I(V)$. De plus, le photoconducteur n'étant pas éclairé par une onde continue, sa caractéristique $I(V)$ varie au cours du temps. Il est ici indispensable d'étudier à la fois la dépendance du courant en fonction du champ électrique, mais également en fonction de la puissance optique incidente. Comme nous l'avons expliqué succinctement lors du chapitre 1, la multiplication de ces effets (la génération d'harmoniques induite par les non-linéarités du photoconducteur et la source laser à taux de répétition élevé) génère des produits d'intermodulation qui sont renvoyés vers la bande de fréquence utile. Ils sont donc impossibles à filtrer et ils réduisent d'autant la dynamique du signal échantillonné.

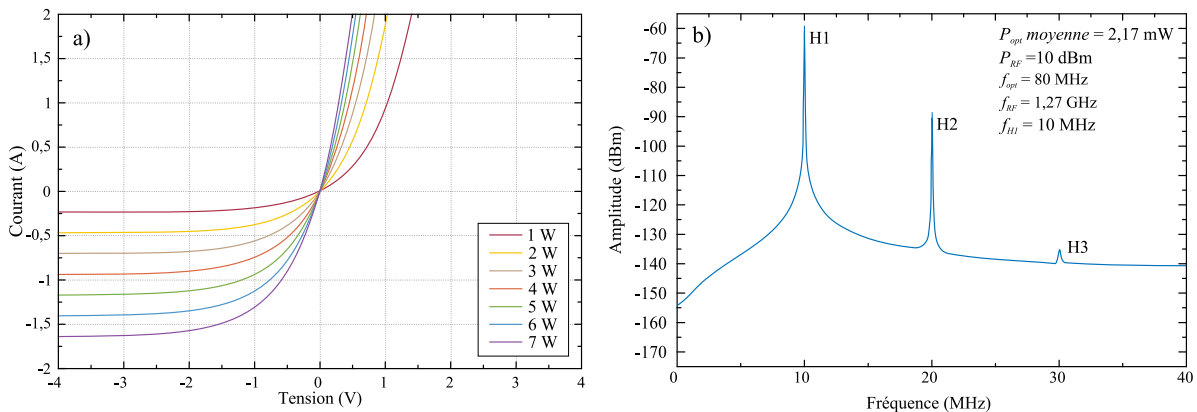
- **I(V) saturé**

La figure 3-34 montre l'effet d'une saturation du courant sur le spectre d'un signal échantillonné. L' $I(V)$ proposé est créé de manière à respecter la photoconductance mesurée autour de 0 V sans $R_{série}$ (voir la figure 3-25). Ces courbes sont basées sur la fonction erreur $\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$. La dépendance à la puissance optique est ici considérée comme linéaire. Sur la même figure, le graphique de droite représente le spectre du signal échantillonné par un photoconducteur qui aurait cette caractéristique $I(V)$. On peut remarquer que cette structure ne génère que des harmoniques d'ordre 3. Cela est dû à la symétrie impaire de la fonction décrivant la caractéristique $I(V)$.



• I(V) asymétrique

Suivant le même modèle que celui présenté précédemment, un $I(V)$ fictif a été testé dans le but d'illustrer l'influence de la forme de l' $I(V)$ sur la composition harmonique du spectre du signal échantillonné. Ici l' $I(V)$ est basé sur la fonction exponentielle pour son caractère asymétrique. On peut remarquer qu'un tel $I(V)$ génère très majoritairement des harmoniques d'ordre pair. L'harmonique 3 est bien visible sur le graphique mais est de puissance extrêmement faible en comparaison de l'harmonique 2. Cela est dû à la présence d'une saturation du courant pour des tensions négatives.



3.3.4.2 Produits d'intermodulation passive

On peut considérer un système R_{PC} quelconque dont la caractéristique $I(V)$ est donnée par le polynôme du troisième degré (équation (59)). Comme présenté précédemment ce système ne doit générer que des harmoniques 2 et 3.

$$I = f(V_{in}) = aV_{in} + bV_{in}^2 + cV_{in}^3 \quad (59)$$

Expression du courant I traversant une résistance non-linéaire R_{PC} en fonction de la tension V_{in} à ses bornes.

Si l'on place cette résistance non linéaire en série avec une résistance R linéaire, on peut calculer le courant I circulant dans le circuit en procédant à une inversion de l'équation pour obtenir l'expression de la tension V_{in} (annexe 3). En ajoutant la composante RI à cette équation il est possible d'obtenir l'expression de la tension V en fonction de I (équation (60)). En procédant à une nouvelle inversion on obtient l'équation (61) qui montre que le signal obtenu contient des composantes harmoniques d'ordre, théoriquement, infini. On peut en déduire qu'en plus d'augmenter les pertes inhérentes à la dissipation Joule, l'adjonction d'une résistance série est finalement génératrice d'harmoniques de rangs supérieurs par intermodulation "passive".

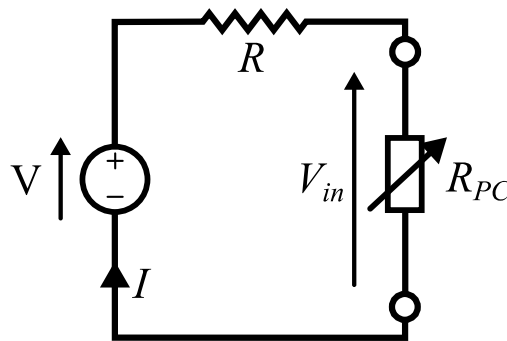


Figure 3-36 : Schéma équivalent de la résistance non linéaire R_{PC} en série avec une résistance R .

$$V_{in} = f^{-1}(I) = AI - BI^2 + CI^3 + DI^4 \dots \Rightarrow V = (R + A)I - BI^2 + CI^3 + DI^4 \dots \quad (60)$$

$$I = f^{-1}(V) = \frac{1}{(R + A)}V - \frac{B}{(R + A)^3}V^2 + \frac{2B^2 - (R + A)C}{(R + A)^5}V^3 + \dots \quad (61)$$

Expression des tensions V_{in} et V en fonction du courant I .

3.3.4.3 Lois de Mass pour la modélisation des intermodulations

Dans la référence [166], Mass propose une suite de règles à suivre dans le but de modéliser précisément un système générant des produits d'intermodulation. Sans toutes les citer, car elles ne sont pas toutes applicables à notre problématique, on peut en dégager quelques règles principales.

- Premièrement, et comme nous l'avons vu en partie 3.3.4.1, dans le but de modéliser les intermodulations d'ordre n générées par un système, il est nécessaire que le modèle

- choisi représente fidèlement la caractéristique $I(V)$ et au moins n premières dérivées.
- Deuxièmement, ce modèle doit être valide sur toute la plage de tension (ou de courant) utile.
 - Troisièmement, il est nécessaire de bien choisir la méthode d'analyse des non-linéarités. Ces méthodes seront présentées dans la sous-partie suivante.

3.3.5 Modèle basé sur la caractéristique courant-tension

3.3.5.1 Régression polynomiale

La régression polynomiale est la méthode la plus simple permettant d'obtenir un bon ajustement d'une fonction sur une courbe expérimentale. En effet, ajouter un monôme d'ordre plus élevé permet d'obtenir des variations aussi rapides que nécessaire. Cependant, l'ajout d'ordre trop élevé peut rendre l'équation très instable, être source de discontinuités et rendre impossible toute extrapolation.

3.3.5.2 Modélisation quasi physique

Une modélisation polynomiale n'a en général pas de sens physique. Dans le but d'étudier l'impact des paramètres électriques macroscopiques (comme la mobilité et la vitesse de saturation des porteurs de charge par exemple) du photoconducteur sur sa réponse en échantillonnage, il peut être intéressant de réaliser un modèle physique du photoconducteur. Ainsi, il serait possible de connaître les paramètres sur lesquels il serait nécessaire d'influer pour améliorer les performances du photoconducteur.

- **Conduction dans le semi-conducteur**

La conduction dans l'AsGa-BT est induite par la mise en mouvement des porteurs de charge (de charge élémentaire notée q) par un champ électrique appliqué E . Dans le cas de notre structure, et comme nous l'avons vu au chapitre 2, le champ électrique est en théorie homogène dans toute l'épaisseur du matériau semi-conducteur entre les deux électrodes parallèles. Il est donc possible d'exprimer le champ électrique E en fonction de la tension de polarisation V et de l'épaisseur de la cavité w comme $E = V/w$. Ces porteurs de charge sont générés par l'effet photoélectrique avec une efficacité quantique $\eta = P_{abs} / P_{opt}$. Le photocourant traversant un photoconducteur peut être exprimé par l'équation (62) :

$$I(t) = \frac{q}{hv} \eta P_{opt}(t) (g_e + g_h) \tag{62}$$

Expression du courant parcourant le photoconducteur .

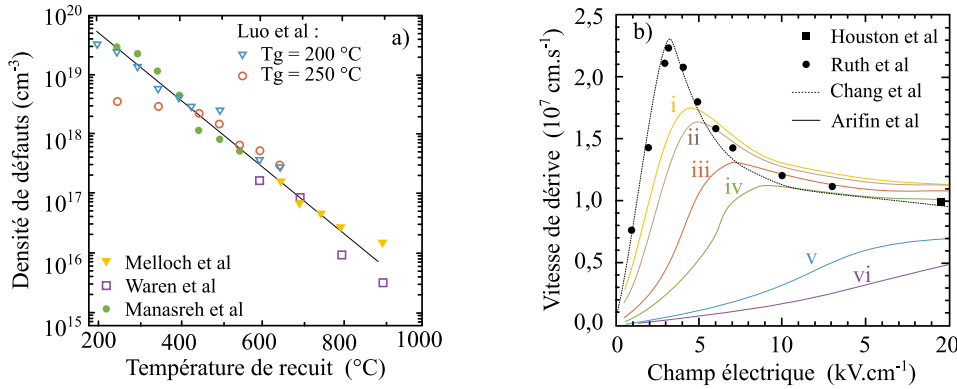


Figure 3-37 : a) Densité de défauts en fonction de la température de recuit dans de l’AsGa-BT [167]. (Données provenant de [168],[169] et [170]) b) Simulation de Monte Carlo de la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique pour différentes concentrations de défauts agrégats de As : (i) 0, (ii) 1x10¹⁵cm⁻³, (iii) 5x10¹⁵cm⁻³, (iv) 1x10¹⁶cm⁻³ et (vi) 1x10¹⁷cm⁻³[171] comparée aux données expérimentales de [172] et [173] et au modèle de [174].

Dans cette équation, $g_e = \tau_e/\tau_{tre}$ et $g_h = \tau_h/\tau_{trh}$ représentent les gains de photoconduction des électrons et des trous. Ces gains sont exprimés en fonction de τ_e et τ_h qui sont la durée de vie des électrons et des trous, et de $\tau_{tre} = w / v_e$ et $\tau_{trh} = w / v_h$ qui sont les temps de transit des électrons et des trous [151]. Le temps de vie des porteurs est majoritairement fonction de la quantité de défauts dans la structure de l’AsGa-BT. Dans des conditions de très forte puissance optique d’illumination, ou de champ électrique très intense, il a été observé des variations du temps de vie moyen [175]. La configuration qui nous intéresse nous place dans un cas où le temps de vie moyen peut être considéré comme constant. Pour ce qui est du temps de transit, cette durée est fonction de l’épaisseur w de semi-conducteur à traverser et de la vitesse moyenne de déplacement des porteurs de charge v_e et v_h . La dépendance entre la vitesse de déplacement des électrons et des trous avec le champ électrique était jusqu’ici supposée linéaire. Cette relation linéaire n’est plus vraie pour des champs élevés. De nombreuses études ont été menées sur cet effet et une partie d’entre elles est compilée dans la figure 3-37-b. Cette figure montre qu’en fonction de la qualité cristalline, la dérive des porteurs de charge en fonction du champ appliqué peut présenter une survitesse. Celle-ci est due au fait qu’une vallée secondaire située dans la bande de conduction (la vallée L) devient accessible aux niveaux d’énergie atteint par l’électron soumis au champ électrique en question. Dans cette vallée, la masse effective des porteurs est plus grande et leur vitesse s’en trouve réduite.

Dans le cas des matériaux à temps de vie court développés au sein de l’IEMN, la densité de défauts a volontairement été augmentée au moment de l’épitaxie du matériau. La figure 3-37-a montre qu’après une croissance à $T_g = 200$ °C et un recuit à 600 °C le matériau présente une densité de défauts de l’ordre de 2.10^{17} cm⁻³. Pour ce niveau de densité de défauts, Arifin (figure

3-37-b) montre par des simulations Monte Carlo dans la ref. [171] que l'effet de survitesse des porteurs de charge n'est pas visible. Pour ces matériaux, la vitesse de dérive peut être étudiée (comme pour le silicium) par l'équation (63) avec $\mu_{e(h)}$ la mobilité des porteurs des électrons et des trous, et $v_{se(h)}$ leur vitesse de saturation.

$$v_{e(h)} = \frac{\mu_{e(h)}E}{1 + \left(\frac{\mu_{e(h)}E}{v_{se(h)}}\right)} \quad (63)$$

Expression de la vitesse de dérive des porteurs de charge en fonction de leur mobilité, de leur vitesse de saturation et du champ électrique appliqué.

L'équation (64) est également largement utilisée [176]. β est une constante qui exprime la "rapidité" de la saturation de vitesse. Cette variable est utilisée comme paramètre d'ajustement et autorise un degré de liberté supplémentaire.

$$v_{e(h)} = \frac{\mu_{e(h)}E}{\beta \sqrt[1 + \left(\frac{\mu_{e(h)}E}{v_{se(h)}}\right)^\beta]} \quad (64)$$

Expression de la vitesse de dérive des porteurs de charge en fonction de leur mobilité, de leur vitesse de saturation et du champ électrique appliqué.

L'équation (65) reprend tous les paramètres qui permettent d'évaluer le courant traversant le photoconducteur à la fois en fonction de la puissance optique incidente mais également de la tension de polarisation. Nous avons réalisé l'ajustement de la caractéristiques I(V) d'un photoconducteur de type D20 avec l'équation (65). Dans la procédure d'ajustement, il était nécessaire de faire varier $\mu_{e(h)}$ et $v_{se(h)}$ avec la puissance optique.

$$I(t) = \frac{qE}{h\nu w} \eta P_{opt}(t) \left(\frac{\tau_e \mu_e}{\beta \sqrt[1 + \left(\frac{\mu_e E}{v_{se}}\right)^\beta]} + \frac{\tau_h \mu_h}{\beta \sqrt[1 + \left(\frac{\mu_h E}{v_{sh}}\right)^\beta]} \right) \quad (65)$$

Expression du courant en fonction des différents paramètres présentés plus haut.

- **Vitesse de saturation des porteurs**

A partir des I(V) à différentes puissances optiques incidentes présentées en figure 3-3 on peut déduire une vitesse de saturation des porteurs de charge $v_{se(h)}$ en fonction de la puissance

optique. La figure 3-38-a montre les valeurs des vitesses de saturation des trous (cercles bleus) et des électrons (carrés verts) pour différentes puissances optiques incidentes qui permettent d’ajuster les courbes issues de la formule (65) aux courbes I(V) expérimentales. On remarque une forte diminution de cette vitesse avec la puissance optique. Cela se traduit sur la caractéristique I(V) par un coude de saturation plus prononcé et présent pour un plus faible champ électrique pour les fortes puissances optiques. Il est possible d’ajuster ces courbes avec les équations présentées en (66). La figure 3-38-b [177] montre l’évolution de la vitesse de saturation des électrons dans l’AsGa-BT en fonction de la température. Les mesures sont expérimentales et sont réalisées pour un champ électrique élevé (supérieur à 150 kV/cm). On remarque une baisse de la vitesse de saturation des porteurs de charge avec la température. Nous interprétons la variation de vitesse de saturation comme un effet indirect de la puissance optique absorbée qui élève la température des porteurs et du cristal.

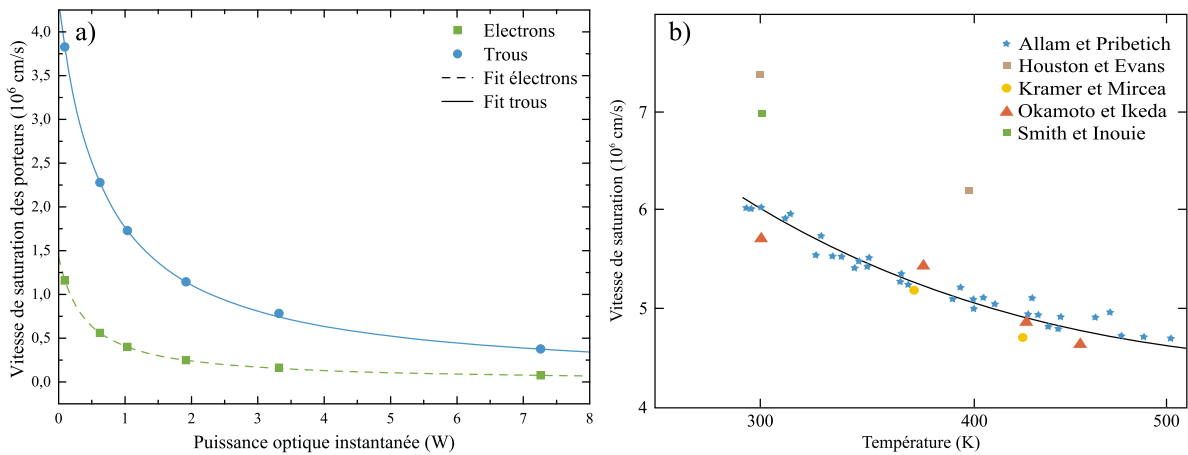


Figure 3-38 : a) Evolution de la vitesse de saturation des porteurs en fonction de la puissance optique incidente pour un D20. b) Vitesse de saturation des électrons en fonction de la température, par Allam dans la référence [177] compilant les données des références [173,178–180].

$$v_{se} = \frac{1}{3,36 \cdot 10^{-5} P_{opt} + 2,3 \cdot 10^{-5}} \quad v_{sh} = \frac{1}{1,74 \cdot 10^{-4} P_{opt} + 7 \cdot 10^{-5}} \quad (66)$$

Expression de la vitesse de saturation des porteurs (en cm/s) en fonction de la puissance optique incidente (en W) d’un photoconducteur D20.

• **Mobilité des porteurs**

Comme pour leur vitesse de saturation, la figure 3-39 montre que l’ajustement de la caractéristique I(V) par l’équation (65) impose que la mobilité des porteurs de charge soit également variable avec la puissance optique. Ici aussi nous supposons que cette baisse de mobilité est due à l’élévation de la température des porteurs et/ou du cristal. La variation de la mobilité des trous et des électrons en fonction de la puissance optique incidente prend la forme ci-dessous (67) :

$$\mu_e = \frac{1}{36,43 \cdot P_{opt} + 34,88} \quad \mu_h = \frac{1}{95,84 \cdot P_{opt} + 1075,46} \quad (67)$$

Expression de la mobilité des porteurs (en cm^2/Vs) en fonction de la puissance optique (en W) d'un photoconducteur D20.

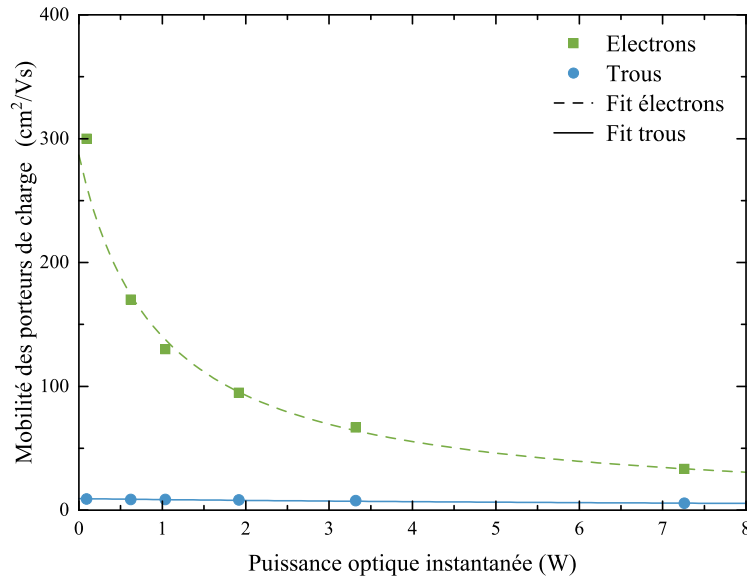


Figure 3-39 : Evolution de la mobilité des porteurs en fonction de la puissance optique incidente pour un photoconducteur D20.

- **Caractéristique courant tension**

La figure 3-40 représente les caractéristiques I(V) mesurées (ligne continue) et obtenues par l'équation (65) (tirets) d'un photoconducteur de type D20 pour différentes puissances optiques. Les puissances optiques sont ici présentées comme la valeur moyenne d'un train d'impulsions gaussiennes de taux de répétition 80 MHz et de durée à mi-hauteur 1 ps. Afin de comparer les résultats expérimentaux et ceux provenant de la modélisation, nous avons retiré l'effet de la chute de tension due à la résistance série de 6 Ω . On constate une très bonne adéquation entre ces deux résultats. On remarque particulièrement une bonne concordance dans la position du coude de saturation pour toutes les puissances optiques. Pour finir, cette équation permet potentiellement d'extrapoler la valeur du courant pour des champs supérieurs.

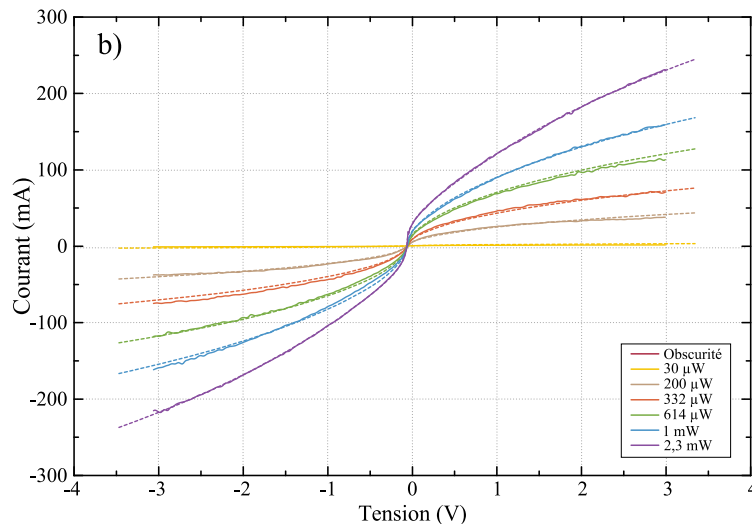


Figure 3-40 : Caractéristiques $I(V)$ en fonction de la puissance mesurées (courbes continues) et modélisées (courbes en tirets) pour un photoconducteur D20 ($w = 393 \text{ nm}$ et $\beta = 0,98$).

3.3.6 Différentes approches pour l'analyse des non-linéarités

Comme nous l'avons vu, il n'est pas possible d'étudier le circuit de manière analytique. Dans l'objectif d'obtenir une approximation fiable de la puissance des harmoniques et suivant les caractéristiques particulières du circuit à étudier, plusieurs méthodes sont généralement utilisées : elles simulent le comportement du circuit dans le domaine fréquentiel ou dans le domaine temporel.

- **Domaine fréquentiel**

Dans le domaine fréquentiel, deux techniques sont principalement utilisées : La méthode d'équilibrage harmonique (plus souvent notée en anglais : *Harmonic balance*) a été développée à l'origine pour modéliser des circuits combinant des éléments de longues et de courtes constantes de temps [181] et permet d'obtenir les coefficients de Fourier. Elle s'applique principalement aux circuits fortement non linéaires, excités par une source unique de forte amplitude. A l'inverse, la technique dite des séries de Volterra (plus souvent notée en anglais : *Volterra-series*) [182] s'applique plutôt aux circuits faiblement non linéaire et excités par de multiples signaux de faible intensité.

- **Domaine temporel**

Ces deux premières techniques sont très majoritairement utilisées pour décrire des éléments dont les non-linéarités restent identiques à tout instant. Dans le cas qui nous intéresse, la caractéristique courant-tension évolue, avec l'excitation lumineuse, au cours du temps. Une troisième approche, fréquemment utilisée pour la conception analogique et numérique à basse fréquence, consiste à calculer la forme des signaux dans le circuit dans le domaine temporel. Les équations différentielles qui régissent le circuit sont non linéaires, mais elles peuvent

souvent être résolues numériquement. En contrepartie, l'analyse temporelle n'est pas adaptée aux composants caractérisés dans le domaine fréquentiel (en particulier par des paramètres S ou leurs extensions non linéaires), et à des circuits à excitations multiples. Nous limiterons notre analyse au schéma présenté en figure 3-23, ne comportant que des éléments discrets linéaires et non linéaires. Nous négligerons également les effets de la capacité.

3.3.7 Calcul numérique dans le domaine temporel

La simulation proposée a pour objectif de recréer la forme temporelle du signal échantillonné absorbé par l'analyseur de spectre et d'effectuer ensuite une transformée de Fourier rapide (notée FFT pour *Fast Fourier Transform*) de ce signal pour obtenir le spectre et en extraire l'amplitude de chaque harmonique. Le signal est donc calculé sur une durée T telle que $1/T = f_{res}$ (avec f_{res} la résolution fréquentielle souhaitée du spectre final). Dans l'objectif de le recréer fidèlement, le signal est échantillonné à une fréquence f_e supérieure à 10 fois la fréquence maximum du signal que nous souhaitons calculer. Ici c'est la puissance optique qui varie le plus rapidement. Le spectre d'une gaussienne de durée 4 ps s'étend jusqu'à 0,25 THz environ. Pour cet exemple f_e doit donc être d'au moins 2,5 THz. On peut remarquer que pour avoir une résolution en fréquence inférieure au MHz le signal temporel sera composé de plusieurs millions de points. La transformation de Fourier peut dans ces cas prendre un temps non négligeable. Ici le signal optique est une suite d'impulsions gaussiennes dont l'amplitude P_{optmax} et la durée τ_{laser} sont variables. Le taux de répétition f_{opt} peut également être fixé. Pour ce qui est du signal RF à échantillonner, il est représenté par une tension sinusoïdale d'amplitude V_b et de fréquence f_{RF} . Il serait également possible de simuler une forme temporelle quelconque.

Une fois que les signaux d'excitation sont créés, on peut calculer à chaque instant la caractéristique $I(V)$ du photoconducteur en fonction de la puissance optique instantanée à partir de l'équation (65). Il faut remarquer que le temps de vie des porteurs n'intervient que dans l'équation (65), il n'y a donc pas ici d'effets de recombinaison dans le temps (et donc de "trainage" suivant la gaussienne d'excitation optique). A partir des valeurs de résistances de la source et de la charge, ainsi que de la tension V_b instantanée, on peut calculer la droite de charge du circuit. Ici aussi, la tension est considérée comme une tension de polarisation constante pendant toute la durée $1/f_e$. Pour connaître la tension aux bornes du photoconducteur, on calcule le point d'intersection entre la droite de charge et la caractéristique $I(V)$ correspondant à la puissance optique instantanée. A partir de cette valeur on peut recréer le signal aux bornes de la charge.

Cette méthode simple permet de modéliser la réponse non linéaire d'un photoconducteur uniquement à partir de sa caractéristique $I(V)$. Par contre, les effets jouant sur la réponse fréquentielle comme la capacité et le temps de vie, ne sont pas pris en compte.

3.3.8 Résultats de simulation à partir du modèle quasi physique

La figure 3-41 montre le spectre d'un signal de fréquence $f_{RF} = 1,27$ GHz et de puissance $P_{RF} = 10$ dBm, échantillonné par un signal optique de taux de répétition $f_{opt} = 79,875$ MHz et de puissance moyenne $P_{opt\ moyenne} = 2,17$ mW, généré par le programme écrit avec MATLAB décrit ci-dessus. Le signal fondamental H1 est bien à la fréquence $f_{H1} = 16.f_{opt} - f_{RF} = 8$ MHz. Les harmoniques H2, H3 et H4 sont également visibles aux fréquences : $f_{H2} = 33.f_{opt} - 2.f_{RF} = 16$ MHz, $f_{H3} = 48.f_{opt} - 3.f_{RF} = 24$ MHz, $f_{H4} = 64.f_{opt} - 4.f_{RF} = 32$ MHz. La partie b de cette même figure montre les niveaux de puissance des harmoniques H1, H2 et H3 pour des puissances optiques moyennes de $P_{opt\ moyenne} = 2,17$ mW, 1,35 mW et 0,4 mW et pour des puissances RF allant de $P_{RF} = -10$ dBm à 8 dBm. Nous pouvons remarquer une bonne concordance entre les simulations et les mesures pour les signaux H1 et H3. Par contre pour H2 les amplitudes sont systématiquement sous-estimées par la simulation en particulier pour les faibles puissances. La diminution de H2 aux fortes puissances RF et faibles puissances optiques n'est pas reproduite. Le modèle n'est pas parfait toutefois, l'harmonique qui limite la SFDR est en général H3, qui est relativement bien prédit par le modèle.

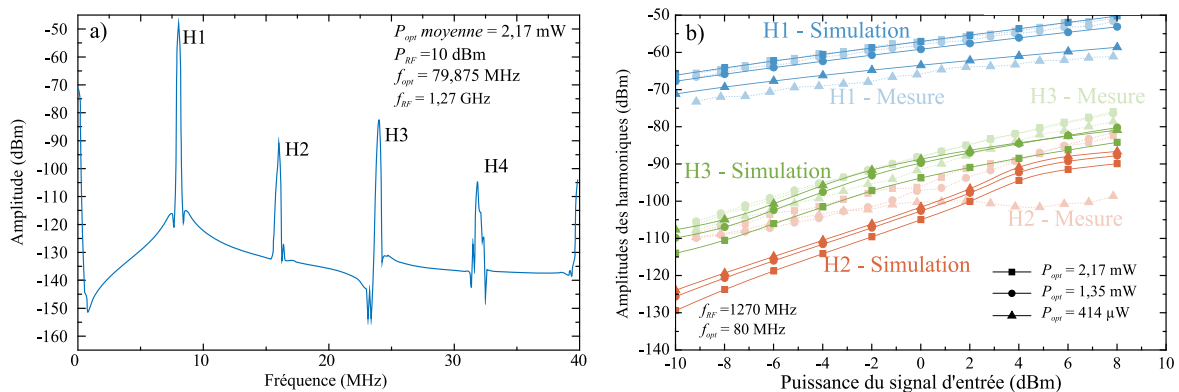


Figure 3-41 : a) Spectre du signal obtenu par simulation. b) comparaison entre simulations et expérience.

3.3.1 Conclusions sur la modélisation non linéaire

Le modèle très simplifié que nous venons de décrire montre une bonne corrélation avec la réalité expérimentale. Il permet, dans une certaine mesure, de comprendre l'origine de ces harmoniques et de les estimer afin d'obtenir un modèle prédictif d'un échantillonneur si le photoconducteur est connu.

Il apparaît ici clairement qu'une linéarisation de la caractéristique I(V) pourrait diminuer les harmoniques parasites. Cette linéarisation passe par une symétrisation dans le but de diminuer les harmoniques d'ordre pair. Elle passe également par une réduction du champ électrique interne dans le but d'éloigner le coude de l'I(V) vers de plus fortes puissances RF et ainsi de réduire les harmoniques impairs. De plus, nous l'avons vu, la capacité parallèle réduit la bande passante du photoconducteur et la résistance série est source de pertes et d'harmoniques. Ces deux éléments doivent être minimisés.

3.4 Conclusions du chapitre 3

La première partie de ce chapitre a porté sur la réalisation de mesures alliant photonique femtoseconde et électronique haute fréquence non linéaire. Les résultats expérimentaux montrent un comportement très complexe des harmoniques en fonction des différents paramètres d'excitation. En effet, la puissance du fondamental est ici bien comprise et cohérente, cependant les harmoniques H2 et H3 peuvent présenter une évolution qui n'est jusque-là pas encore complètement comprise. Ces mesures nous ont tout de même permis de dégager un modèle simplifié de photoconducteur en se basant sur la caractéristique statique du composant. Cette approche originale permet, en considérant un certain nombre d'approximations, d'appréhender les différentes caractéristiques intrinsèques du photoconducteur qui influencent ses performances et qui sont susceptibles d'être améliorées.

Des campagnes de mesures complémentaires ont été réalisées pour étudier les paramètres externes du photoconducteur, tels que les transitions des lignes d'accès ou la couche de nitrure de silicium, pour en comprendre l'effet sur les performances du photoconducteur. Ces mesures nous ont permis d'optimiser la conception des photoconducteurs.

Le chapitre suivant portera donc sur le développement des éléments d'améliorations possibles. Ces améliorations sont à la fois des modifications internes du photoconducteur mais également externes. Elles nécessiteront une modification du procédé technologique qui sera également présentée.

Chapitre 4 :

DEVELOPPEMENT DE PHOTOCONDUCTEURS ET DE COMPOSANTS PASSIFS OPTIMISES POUR L'ECHANTILLONNAGE

4.1	Photoconducteur symétrisé	133
4.1.1	Description	133
4.1.2	Modélisation du photoconducteur symétrique à partir du modèle du chapitre 3.....	135
4.1.3	Conclusions sur les photoconducteurs symétriques	137
4.2	Amélioration de l'adaptation	138
4.2.1	Atténuateurs intégrés.....	138
4.2.2	Filtres non réfléchifs	141
4.2.3	Conclusions sur les pistes d'amélioration de l'adaptation.....	144
4.3	Fabrication.....	145
4.3.1	Procédé de fabrication.....	145
4.4	Caractérisation et comparaisons	168
4.4.1	Composants symétriques.....	168
4.4.2	Comportement non linéaire.....	170
4.4.3	Evolution des performances avec la fréquence	172
4.5	Conclusions du chapitre 4	176

4.1 Photoconducteur symétrisé

Nous avons montré dans le chapitre 3 que la forme de la caractéristique courant-tension $I(V)$ du photoconducteur est une source de la génération d'harmoniques. On a montré que l'asymétrie de cette courbe est majoritairement source d'harmoniques pairs et que sa saturation est source d'harmoniques impairs. Plusieurs causes peuvent être à l'origine de l'asymétrie de la caractéristique $I(V)$, toutes directement liées à la structure même du photoconducteur. On peut citer, les inhomogénéités spatiales de la génération des porteurs de charge dans la couche d'AsGa-BT, mais également les différences de métallisation (et donc de contact métal/semi-conducteur) entre la face supérieure et la face inférieure du photoconducteur. Une possibilité pour annuler les harmoniques d'ordre pair serait donc de symétriser la structure du photoconducteur.

4.1.1 Description

Pour rendre la structure du photoconducteur symétrique, il est par exemple possible de le scinder en deux parties identiques. Cette structure est illustrée en figure 4-1. On peut imaginer le déplacement des porteurs de charge comme suit : ils arrivent sur le photoconducteur, par le ruban central de la ligne CPW, via un premier pont à air. Ils traversent la couche d'or semi-transparente de l'électrode correspondante. En éclairage, l'AsGa-BT étant conducteur, ils traversent cette couche et atteignent l'électrode inférieure (flottante du point de vue du potentiel). Enfin, ils quittent le photoconducteur via le deuxième demi-disque d'AsGa-BT, la deuxième électrode semi-transparente et le deuxième pont à air. On peut alors considérer le photoconducteur comme un assemblage en série de deux photoconducteurs dont la superficie est divisée par deux. Bien entendu, pour qu'il y ait une réelle symétrie, il est nécessaire d'éclairer de manière identique les deux parties.

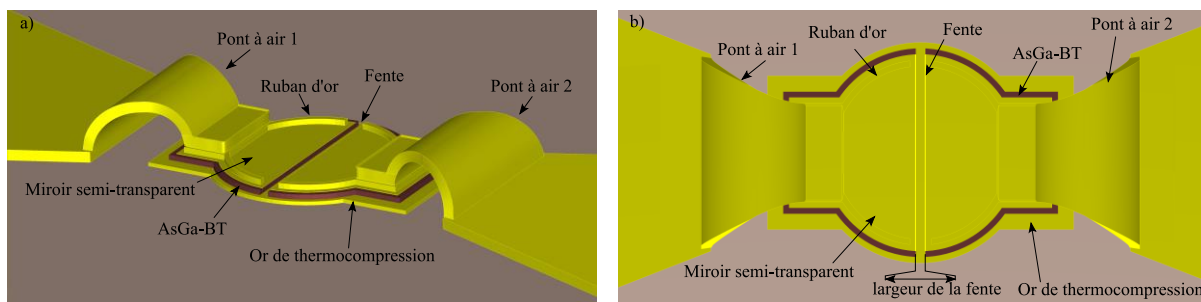


Figure 4-1 : Schémas du photoconducteur symétrisé en vue 3D a) et en vue de dessus b).
La couche de nitrure de silicium n'est pas représentée sur ces schémas.

La principale différence entre les photoconducteurs standards et les photoconducteurs fendus réside dans la gravure de la couche d'AsGa-BT. Dans ces derniers, il est nécessaire de réaliser une fente au milieu du photoconducteur qui doit être aussi étroite que possible car, si elle était trop large, une trop grande partie de la puissance optique serait perdue (elle est située là où la densité de puissance optique est maximale pour un faisceau gaussien). De plus, pour bénéficier

de l'effet de cavité optique de manière optimale, mais également pour conduire les porteurs de charge vers les zones où l'AsGa-BT est éclairé, l'électrode-miroir supérieure doit être la plus proche possible de la fente. La largeur minimale de la fente est quant à elle fixée par des contraintes de fabrication qui seront détaillées ultérieurement.

La figure 4-2 montre une représentation de la direction et de l'intensité du champ électrique, issue d'une résolution des équations de l'électrostatique par une méthode de différences finies, lorsque le photoconducteur symétrisé est soumis à une tension de 1 V entre les deux ponts à air. Ces simulations sont réalisées en considérant que le photoconducteur n'est pas éclairé (état ouvert). Elles mettent en évidence la concentration du champ électrique dans la couche d'AsGa-BT, dans des directions opposées pour chaque partie du photoconducteur. Cette carte de champ montre également que l'intensité de celui-ci est divisée par deux par rapport à celle d'un photoconducteur résonant normal. La scission en deux parties agit ici comme si l'on disposait d'une cavité deux fois plus épaisse du point de vue électrostatique. On peut espérer que cette réduction du champ électrique interne permette de repousser l'effet de saturation de la vitesse des porteurs avec la tension (d'un facteur 2) et donc d'agir sur les harmoniques d'ordre impair. Pour ce qui est de la résistance d'obscurité du photoconducteur, elle est ici composée de deux résistances R_{PC} montées en série (figure 4-2-b). De section deux fois inférieure à celle des photoconducteurs complets (non-fendus), la résistance d'obscurité globale des photoconducteurs fendus est donc 4 fois supérieure à la résistance d'obscurité.

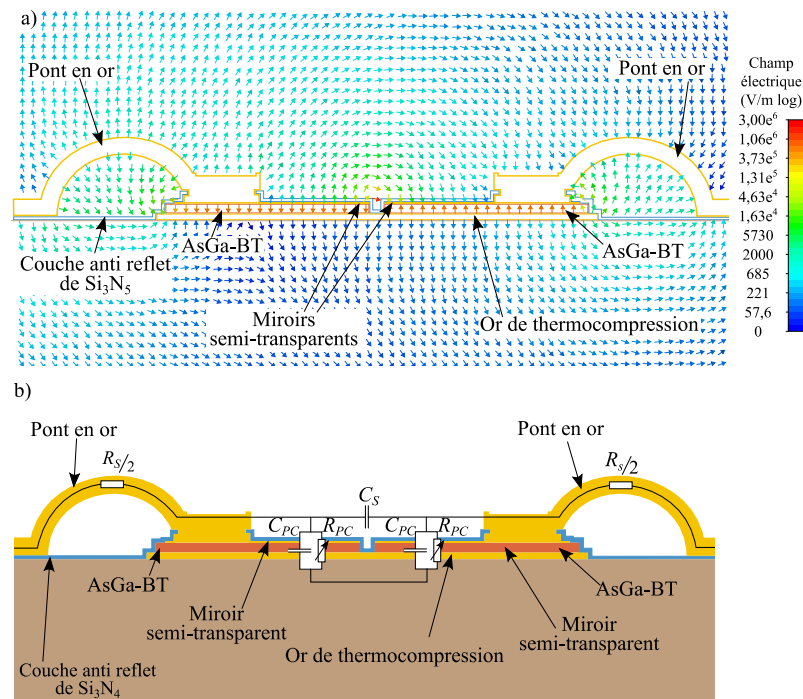


Figure 4-2 : a) Résultat d'une simulation par différences finies du champ électrique lorsque le photoconducteur est soumis à une tension de 1 V entre les deux ponts à air. b) Schéma du photoconducteur symétrisé superposé à son schéma électrique.

Les capacités présentes sont de deux types. Pour la plus faible (notée C_s sur la figure 4-2-b), on peut remarquer en figure 4-2-a que le champ est particulièrement fort dans la fente entre les deux miroirs semi-transparents. La structure, constituée des deux faces métalliques planes

séparées par le diélectrique qu'est l'air, va induire une capacité de l'ordre de la dizaine d'attofarads pour un photoconducteur de diamètre 10 μm . Bien entendu, cette capacité est d'autant plus faible que la fente est large. Les deuxièmes capacités, notées C_{PC} sur la figure 4-2-b, sont dues, comme pour les photoconducteurs résonants normaux, aux structures métalliques que sont les électrodes séparées par le diélectrique qu'est l'AsGa-BT. De manière analogue à ce qui se produit pour la résistance d'obscurité, la surface des capacités est divisée par deux et leur valeur est donc également divisée par deux pour chaque demi-photoconducteur. Ces deux demi-photoconducteurs sont placés en série, la valeur de la capacité globale est la moitié des valeurs des capacités C_{PC} . La capacité globale est donc divisée par un facteur 4. Ici aussi la symétrisation permettra théoriquement une amélioration des performances, notamment pour l'échantillonnage des signaux de haute fréquence.

4.1.2 Modélisation du photoconducteur symétrique à partir du modèle du chapitre 3.

En éclairage, la caractéristique $I(V)$ peut être reconstruite à partir des mesures obtenues pour les photoconducteurs déjà réalisés. La figure 4-3-a montre, en bleu, la caractéristique $I(V)$ d'un photoconducteur résonant standard de diamètre 20 μm . Ce photoconducteur est éclairé par un signal de 2,17 mW de puissance moyenne, à un taux de répétition laser $f_{opt} = 80$ MHz. La valeur du courant représentée est celle du courant crête calculé en partant du courant moyen mesuré et compte tenu de la durée de conduction ($\tau_e = 4$ ps) et du taux de répétition laser ($I_{crête} = \frac{I_{moy}}{\tau_e \cdot f_{rep}}$). Pour obtenir la caractéristique supposée d'un photoconducteur symétrique, on peut considérer qu'un photoconducteur standard est constitué de deux demi-photoconducteurs en parallèle. On modifie ensuite le schéma en les mettant en série.

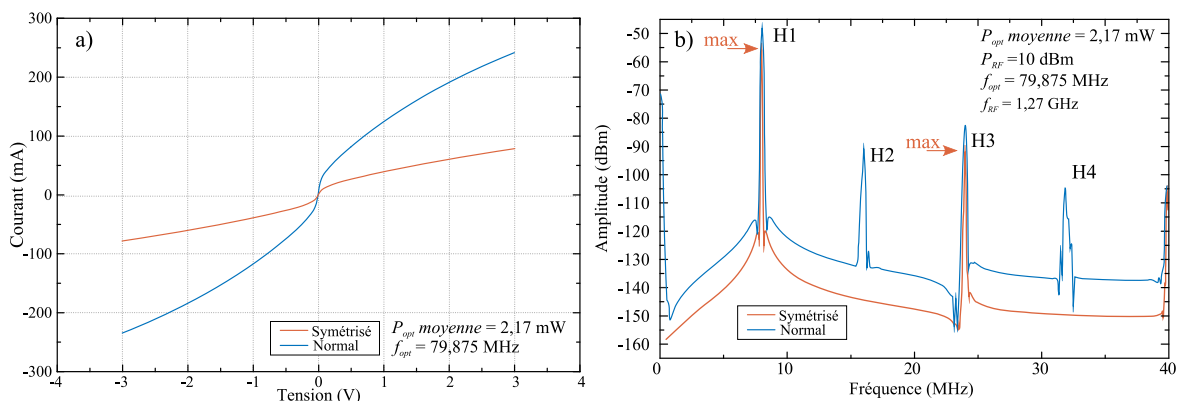


Figure 4-3 : a) Caractéristique $I(V)$ d'un photoconducteur normal (bleu) et d'un photoconducteur fendu (rouge) soumis à la même puissance optique moyenne. b) Spectre d'un signal échantillonné par un photoconducteur fendu.

On remarque que cette manipulation induit une antisymétrisation de la caractéristique $I(V)$ qui passe par l'origine. Ceci est fait au détriment de la photoréponse qui est réduite d'un facteur 3,1

(à 3 V). Ce facteur est inférieur au facteur 4 qui aurait été obtenu dans le cas d'une caractéristique $I(V)$ linéaire.

La figure 4-3-b présente le résultat d'une simulation issue du programme décrit au chapitre 3. Ces résultats montrent le spectre d'un signal échantillonné par un photoconducteur symétrisé. La caractéristique $I(V)$ du photoconducteur symétrisé est obtenue à partir des caractéristiques $I(V)$ du photoconducteur résonant normal de 20 μm de diamètre présentées en figure 4-3-a. On peut remarquer la disparition totale des harmoniques d'ordre pair, en adéquation complète avec ce qui avait été décrit dans le chapitre 3. Contrairement à ce que la réduction du champ interne pouvait laisser espérer, ces résultats ne mettent pas en évidence une quelconque réduction des harmoniques d'ordre impair. Le coude est sans doute toujours trop proche de 0 V.

4.1.2.1 Simulations optiques

Dans le paragraphe précédent, nous avons supposé que la fente n'induisait pas de pertes de photons. Dans ce paragraphe, des simulations par éléments finis sur deux dimensions de l'absorption du faisceau optique dans le photoconducteur, en fonction de la largeur de la fente, ont été réalisées. Le but est ici d'estimer l'impact de cette fente sur les performances en absorption du photoconducteur. Ces simulations ont été réalisées en utilisant le logiciel commercial COMSOL MULTIPHYSICS avec les mêmes paramètres matériaux que ceux utilisés au chapitre 2. Le signal optique d'excitation est une onde plane de longueur d'onde 780 nm. Le faisceau est polarisé avec le champ électrique dans le sens de la fente. La figure 4-4 montre le résultat de ces simulations pour trois largeurs de fentes. La cavité Fabry-Pérot est composée d'une couche d'AsGa-BT de 276 nm (correspondant au 2ème pic d'absorption) entre un miroir semi-transparent de 20 nm d'or et un autre miroir de 400 nm d'or. La totalité de la structure est recouverte d'une couche antireflet de nitrure de silicium de 95 nm d'épaisseur. Les résultats montrent bien la présence de nœuds et des ventres d'absorption caractéristiques de l'effet Fabry-Pérot dans la cavité. On remarque tout de même la présence de perturbations aux abords de la fente.

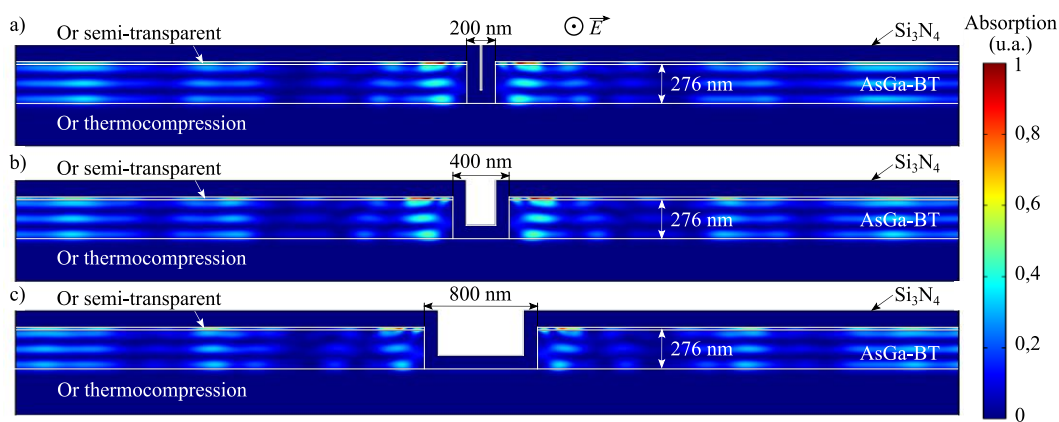


Figure 4-4 : Cartes des zones d'absorption optique dans 3 trois cavités fendues pour lesquelles la fente est de largeur différente. Les cavités sont supposées recouvertes de Si_3N_4 .

La figure 4-5 montre le résultat de l'absorption du faisceau optique dans l'AsGa-BT en fonction de l'épaisseur de la cavité et de la largeur de la fente. La plage de largeurs de fente considérée ici tient compte des contraintes de fabrication, 200 nm étant estimée comme la plus petite fente réalisable. L'examen de ce graphique, pour une largeur de fente constante, permet de remarquer la présence des raies d'absorption Fabry-Pérot. L'évolution de la largeur de la fente ne semble avoir que peu d'impact sur cette caractéristique. Les seules variations observables le sont pour des largeurs de fente supérieures à la longueur d'onde du faisceau optique. Les simulations en fonction de la polarisation du faisceau optique n'ont montré aucun impact de celle-ci sur l'absorption dans l'AsGa-BT. On peut conclure de ces simulations que la fente ne risque pas de nuire aux performances optiques de la cavité résonante. On peut tout de même estimer que pour une ouverture de 400 nm, considérée comme typique, la perte de surface éclairée va de 2,5 % pour un photoconducteur de diamètre 20 μm à 12,5 % pour un photoconducteur de diamètre 4 μm .

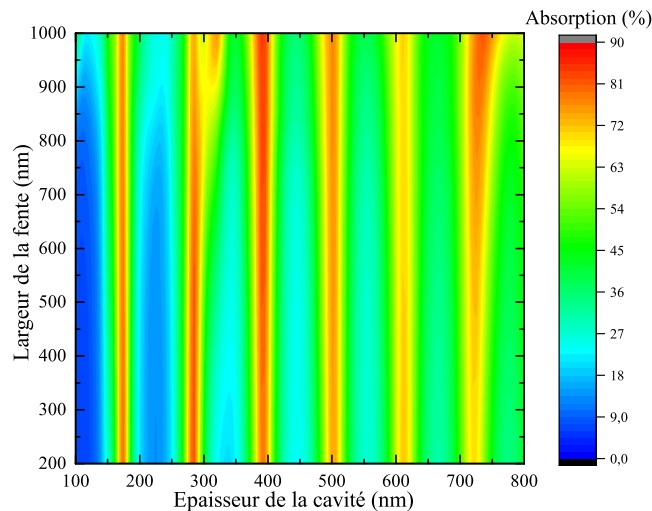


Figure 4-5 : Simulations par éléments finis de l'absorption optique dans l'AsGa-BT en fonction de l'épaisseur de la cavité et de la largeur de la fente.

4.1.3 Conclusions sur les photoconducteurs symétriques

Cette partie étudie l'amélioration des performances en échantillonnage que pourrait apporter la symétrisation du photoconducteur. Il est montré que ceci divise par un facteur 4 la capacité et augmente par un facteur 4 la résistance d'obscurité. Les résultats de simulations en échantillonnage montrent que le photoconducteur symétrique ne génère pas d'harmoniques d'ordre pair comme attendu. D'un point de vue optique, les simulations par éléments finis montrent que la fente ne devrait pas perturber l'absorption. La largeur de la fente sera fixée la plus faible possible compte tenu des contraintes technologiques : anisotropie de la gravure de l'AsGa-BT et précision de la lithographie électronique.

4.2 Amélioration de l'adaptation

4.2.1 Atténuateurs intégrés

Nous l'avons vu au chapitre 3, les ondes stationnaires dans le circuit ont un impact sur la réponse en échantillonnage. Le rapport d'ondes stationnaires (noté ROS) est directement lié au coefficient de réflexion du circuit et donc aux désadaptations des différents éléments présents dans ce circuit. Durant ses phases d'obscurité, le photoconducteur est, par principe, désadapté. De plus, pour bénéficier pleinement de l'intérêt du sous-échantillonnage (voir chapitre 1) son utilisation doit se faire sur une très large bande de fréquences (au moins une décade). Il n'est donc pas envisageable de chercher à réaliser une adaptation de l'impédance du photoconducteur à base d'éléments $\frac{1}{4}$ d'onde simples ou multiples. Une technique couramment utilisée est alors d'ajouter un atténuateur dans le circuit.

4.2.1.1 Principe

Insérer un atténuateur adapté (impédance de la source R_s) devant une impédance de charge désadaptée R_l , permet d'améliorer la désadaptation "vue" à l'entrée de l'atténuateur d'une valeur égale au double de la valeur de l'atténuateur. Le coefficient de réflexion (noté RL pour *return loss*) est défini comme étant la part du signal d'entrée qui est réfléchi sur la charge (en raison de la désadaptation d'impédance) et renvoyée à la source. Supposons que la charge est un circuit ouvert (ou un court-circuit), où la totalité du signal est renvoyée à la source : le coefficient de réflexion est de 0 dB. Si l'on insère un atténuateur, d'atténuation $A = 3$ dB par exemple, avant la charge, l'onde incidente subira l'atténuation correspondante avant d'atteindre la désadaptation. Cette onde atténuée sera alors réfléchi en totalité et retraversera l'atténuateur avant de retourner vers la source pour une perte totale de 6 dB. Le même principe s'applique pour une charge quelconque.

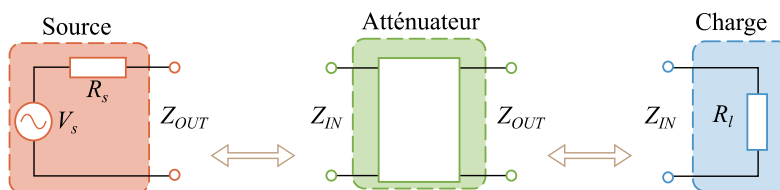


Figure 4-6 : Schéma de la position de l'atténuateur dans le circuit.

Les équations (68) et (69) permettent de calculer l'amélioration du rapport d'ondes stationnaires ROS en fonction de l'atténuation placée dans le circuit. Un atténuateur de 3 dB permet donc de réduire le rapport d'ondes stationnaires d'un facteur 2.

$$RL_{charge} = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{ROS + 1}{ROS - 1} \right) \quad RL_{amélioré} = -2 \cdot A + RL_{charge} \quad (68)$$

$$ROS_{amélioré} = \frac{10^{\frac{RL_{amélioré}}{20}} + 1}{10^{\frac{RL_{amélioré}}{20}} - 1} \quad (69)$$

Expression du rapport d'ondes stationnaires ROS et des pertes en réflexion $RL_{amélioré}$, améliorées par l'ajout d'un atténuateur.

Jusqu'ici nous utilisons un atténuateur connecté du commerce (voir figure 3-5). Nous souhaitons développer un atténuateur intégré réalisé en technologie coplanaire en même temps que le photoconducteur pour s'affranchir des désadaptations induites par les pointes et les connecteurs dans le cas de mesures sous pointes, ou bien de fils de "bonding" pour les composants en boîtiers.

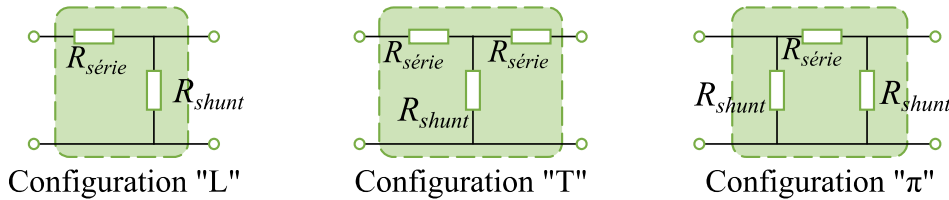


Figure 4-7 : Schémas des différents types d'atténuateurs réalisables

Les atténuateurs les plus communément utilisés se composent d'un arrangement d'impédances résistives. Il existe plusieurs types d'arrangements (figure 4-7) tous basés sur le pont diviseur. Pour un atténuateur de type π (voir figure 4-7) on peut calculer les valeurs des résistances [183] par:

$$R_{série} = Z_C \frac{1 - 10^{-\frac{A}{20}}}{2 \cdot 10^{-\frac{A}{20}}} \quad R_{shunt} = Z_C \frac{1 + 10^{-\frac{A}{20}}}{1 - 10^{-\frac{A}{20}}} \quad (70)$$

Expression des résistances $R_{série}$ et R_{shunt} qui composent un atténuateur en π en fonction de l'atténuation désirée A et de l'impédance caractéristique du circuit.

Les résultats pour les atténuateurs en π et en T sont présentés dans ce tableau :

TABLEAU X
VALEURS DES RESISTANCES (EN Ω) DES ATTENUATEURS ADAPTES A 50 Ω

		Atténuation			
		3dB	4 dB	5 dB	6 dB
T	$R_{série}$	8,5	11,3	14	16,6
	R_{shunt}	141,9	104,8	82,2	66,9
II	$R_{série}$	17,6	23,8	30,4	37,3
	R_{shunt}	292,4	220	178,5	150,5

4.2.1.2 Fabrication et caractérisation électrique

L'atténuateur doit s'insérer avec un guide coplanaire dont le ruban central est de largeur $20 \mu\text{m}$ et d'espace inter-masses de $10,26 \mu\text{m}$ (figure 4-9) afin d'avoir une impédance caractéristique de $Z_c = 50 \Omega$ ($\epsilon_r = 11,55$). Ces dimensions sont également nécessaires pour s'adapter aux pointes RF. Des atténuateurs en π utilisant une unique et fine couche de métal comme résistances ont été montrés [184]. Nous utilisons ici des résistances en titane pour bénéficier de sa résistivité relativement élevée [185], déposées en couche mince par évaporation sous vide. Une résistance par carré de $50 \Omega/\square$ est obtenue pour une épaisseur de 28 nm . Pour un atténuateur de 3 dB , les résistances shunts sont donc des rubans de titane de 28 nm d'épaisseur, de $10,2 \mu\text{m}$ de longueur et de $1,75 \mu\text{m}$ de largeur pour obtenir la résistance de $292,4 \Omega$ nécessaire. La résistance série est, quant à elle, de $7 \mu\text{m}$ de largeur. Des simulations par différences finies (calculées avec CST) ont été réalisées pour valider ce concept.

La fabrication est entièrement effectuée grâce à des procédés de lithographie électronique. La valeur des résistances par carré étant directement liée à l'épaisseur de titane, une calibration du bâti d'évaporation a donc été réalisée pour obtenir l'épaisseur la plus précise possible. Pour cela un dépôt sur un échantillon d'AsGa semi-isolant est effectué et sa résistance par carré est mesurée par effet Hall.

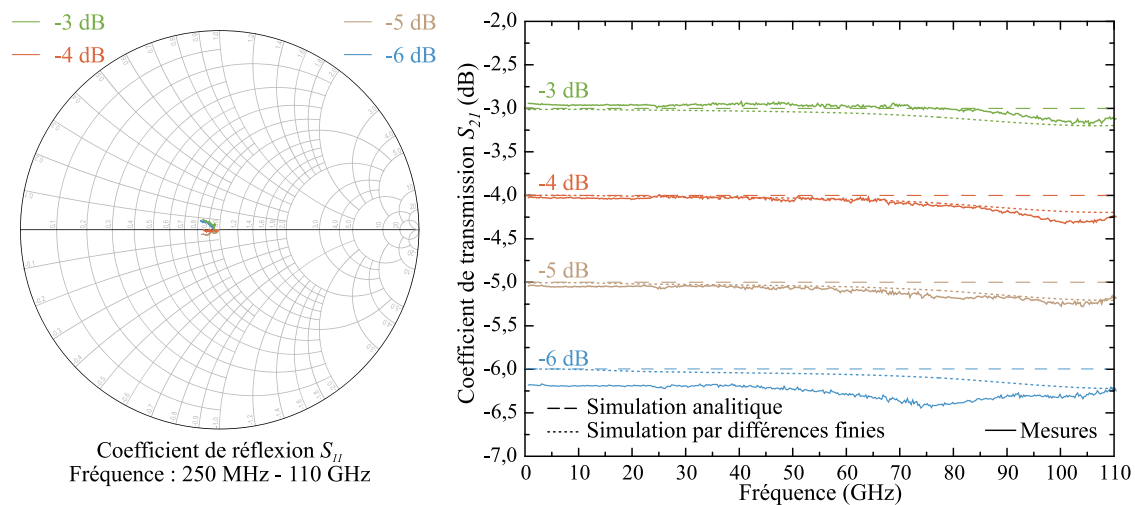


Figure 4-8 : Coefficients de transmission et de réflexion de quatre atténuateurs issus des mesures et des simulations électromagnétiques par différences finies (CST) et de type circuit (ADS).

Les atténuateurs fabriqués ont été mesurés sous pointes jusqu'à 110 GHz (Figure 4-8). On remarque que les circuits mesurés présentent une atténuation correspondant à celle attendue. Une bonne adéquation est constatée entre ces résultats expérimentaux et ceux obtenus par les deux types de simulations. Les atténuateurs présentent une bonne adaptation avec un coefficient de réflexion inférieur à -20 dB sur toute la plage de fréquences mesurées et pour tous les atténuateurs. Ce coefficient descend jusqu'à -35 dB sur toute la bande pour les atténuateurs que nous utilisons pour l'échantillonnage. Il faut remarquer que comme ces atténuateurs sont très

large bande, ils contribuent à améliorer l'adaptation à la fréquence RF mais aussi à toutes les fréquences générées par l'échantillonnage (H1, H2, H3, etc...).

4.2.1.3 Performances en puissance

La figure 4-9, montre le résultat de simulations électrothermiques par différences finies réalisées grâce au logiciel CST. Ces simulations ont pour objectif de montrer la tenue en puissance des atténuateurs. En effet, la forte puissance dissipée dans le faible volume des résistances peut induire une destruction. Sur cette image les circuits sont soumis à une onde électromagnétique de fréquence 20 GHz et de 30 dBm (1W) de puissance. On remarque que la plus haute élévation de température a lieu pour la première résistance de l'atténuateur de 6 dB et est de 238 °C. Cette température est bien inférieure à celle de fusion du titane (1668 °C) et du silicium (1414 °C). Le photoconducteur peut donc tout à fait supporter les niveaux de puissance requis pour notre application (< 20 dBm). De plus le faible coefficient de température du titane ($\sim 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$ [185,186]) fait que cette élévation de température n'a pratiquement pas d'impact sur les propriétés de l'atténuateur dans la gamme de puissances qui nous intéresse.

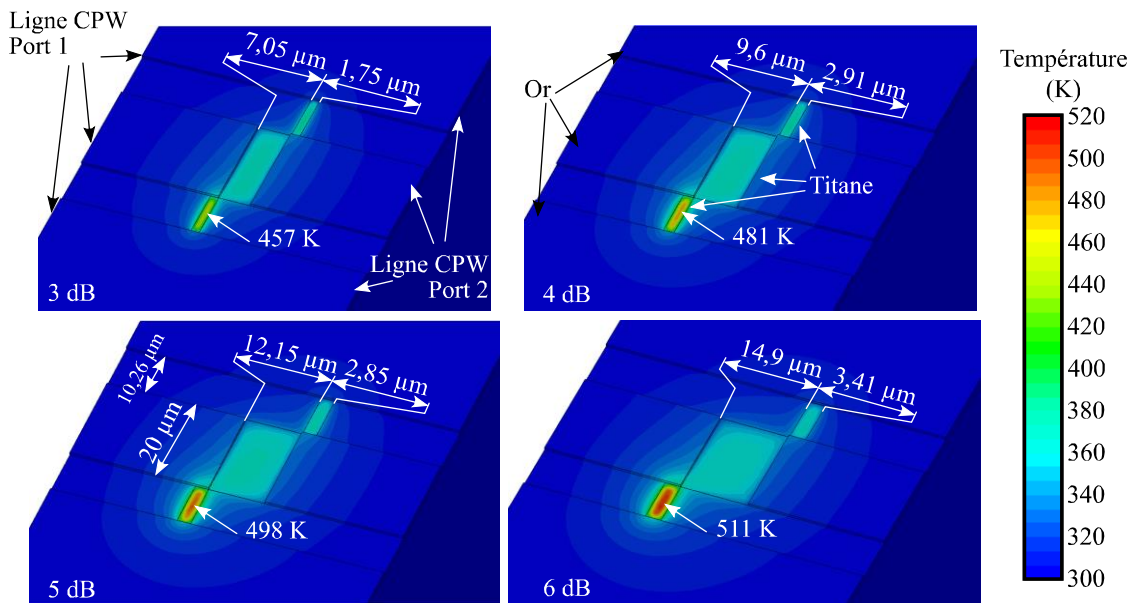


Figure 4-9 : Résultats de simulations électrothermiques par différences finies des quatre atténuateurs soumis à une puissance de 30 dBm à 20 GHz.

4.2.2 Filtres non réfléchifs

Un deuxième élément indispensable dans la chaîne d'échantillonnage est le filtre IF. Ce filtre passe-bas permet de ne conserver que la partie du spectre comprise dans la première zone de Nyquist. La majorité de ces filtres réfléchissent les fréquences plus élevées que leur fréquence de coupure. C'est le cas en particulier de la fréquence RF et de certaines raies produites par les non-linéarités d'un mélangeur ou d'un échantillonneur non idéal. Cependant il existe également des filtres qui absorbent les fréquences hors de leur bande passante. Il a été

montré que l'utilisation de ces filtres non réfléchitifs en partie IF de mélangeur hétérodyne, utilisé soit en *up* soit en *down-conversion*, permet de réduire de manière significative l'amplitude des raies harmoniques [187,188]. De manière analogue, dans son ouvrage « *Reflectionless Filters* » [189] paru en 2017, Morgan fait état de la possible amélioration des performances des CANs par l'utilisation de tels filtres. En effet, comme illustré en figure 4-10 a) et b), si on considère un circuit contenant un mélangeur, les non-linéarités de celui-ci vont générer des raies parasites en plus de son signal utile. Dans le cas d'un filtre réfléchitif, ces raies situées en dehors de la bande du filtre pour la plupart, vont être renvoyées vers le mélangeur et peuvent être converties à nouveau. Ces nouvelles conversions vont générer de nouvelles raies parasites, possiblement dans la bande de fréquences IF. On comprend donc aisément l'utilité qu'il peut y avoir à limiter le plus possible ces réflexions intempestives. Le fabricant Mini-Circuits commercialise ce genre de filtres. Dans sa note d'application AN-75-007 [188] il montre expérimentalement une augmentation du SFDR de 30 dB en utilisant un filtre non réfléchitif (le XLF-421+) en sortie d'un mélangeur. De plus il met en évidence le fait que l'absence d'ondes stationnaires permet de rendre plus prédictible le comportement du mélangeur.

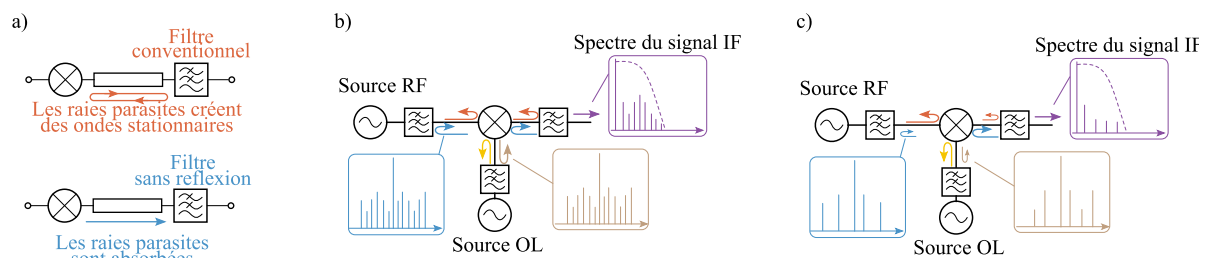


Figure 4-10 : a) Illustration de l'effet de réflexion induit par les filtres dans une ligne de transmission. b et c) Illustration de l'effet de réflexion induit par les filtres dans un circuit à base de mélangeurs [188].

Les filtres non réfléchitifs Mini-Circuit se basent sur les travaux brevetés de Morgan et Boyd [190,191]. D'ailleurs, même s'ils citent quelques travaux menés entre la fin des années 50 et 2000 [192–197], ils s'étonnent dans la ref [190] que, malgré leurs avantages listés ci-dessus, ces filtres soient si peu étudiés. La figure 4-11a) présente un schéma simplifié d'un filtre passe-bas sans réflexion. Ces filtres sont basés sur le routage du signal dans le circuit en fonction de sa fréquence. Lorsque la fréquence du signal se trouve dans la bande passante du filtre, comme le montre la figure 4-11-b, il passe directement d'un port à l'autre. Lorsque la fréquence du signal se trouve hors de la bande du filtre, comme illustré sur la figure 4-11 c), son chemin direct est bloqué par les inductances. Il est alors acheminé vers les résistances absorbantes du circuit. Pour développer ces circuits, Morgan et Boyd ont basé leur analyse sur le théorème de dichotomie de Barnett [198]. L'analyse mathématique de ce genre de circuits n'entrant pas dans le cadre de ce manuscrit, elle ne sera pas présentée mais peut être trouvée dans le livre « *Reflectionless filters* » [189].

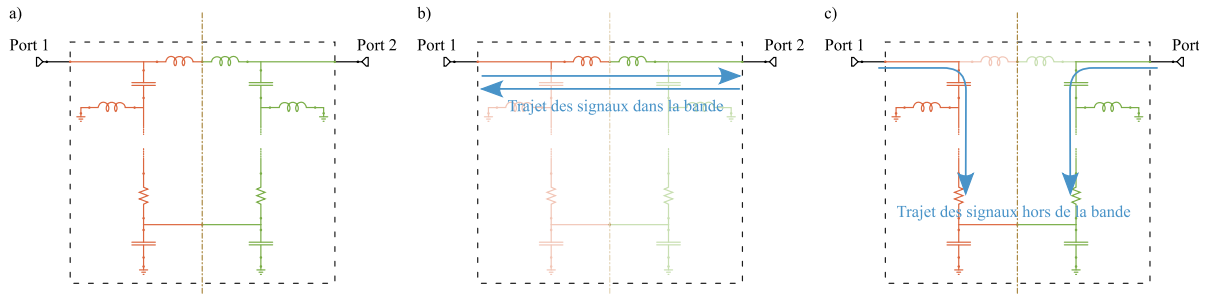


Figure 4-11 : Schémas simplifiés d'un filtre sans réflexion avec les différents « trajets » des signaux [190].

Dans la perspective de tester ce type de filtres pour notre application nous avons décidé d'acheter une version connectorisée (SMA) des filtres non réfléchifs. Le filtre passe-bas XLF-641M+ de Mini-Circuits est choisi. Il possède une fréquence de coupure de 640 MHz ce qui permet de couvrir la bande de base d'un échantillonnage à 1 GEch/sec. En effet, depuis les premières caractérisations présentées au chapitre précédent, la centrale de caractérisation de l'IEMN s'est dotée d'un laser (Menlo Systems) femtoseconde fonctionnant à une longueur d'onde de $\lambda = 800$ nm et à un taux de répétition de 1 GHz. La figure 4-12 présente les coefficients de transmission et de réflexion des deux filtres XLF-641M+ achetés, (en bleu et en vert) mesurés avec un analyseur de réseau vectoriel. Ces mesures sont comparées aux données du constructeur du même filtre en version non connectorisée. Les coefficients de transmission et de réflexion du filtre utilisé jusqu'ici (le SPL-550+ de Mini-Circuits) sont également représentés. Les filtres correspondent bien aux spécifications attendues, les différences pouvant être attribuées aux connecteurs SMA. Par rapport à un filtre traditionnel on note une plus grande perte de transmission dans la bande passante (1,8 dB contre 0,1 dB) et une moins bonne réjection des fréquences filtrées (-30 dB environ jusque 10 GHz). Au-delà d'importantes fluctuations avec des remontées à -10 dB, au lieu de très bonnes réjections pour les filtres classiques (> 60 dB), sont présentes. Le filtre affiche un coefficient de réflexion inférieur à -15 dB jusqu'à 10 GHz et reste inférieur à -3 dB jusqu'à la limite de la mesure, 40 GHz (qui est au-delà de la fréquence de coupure des connecteurs SMA qui est de 18 GHz).

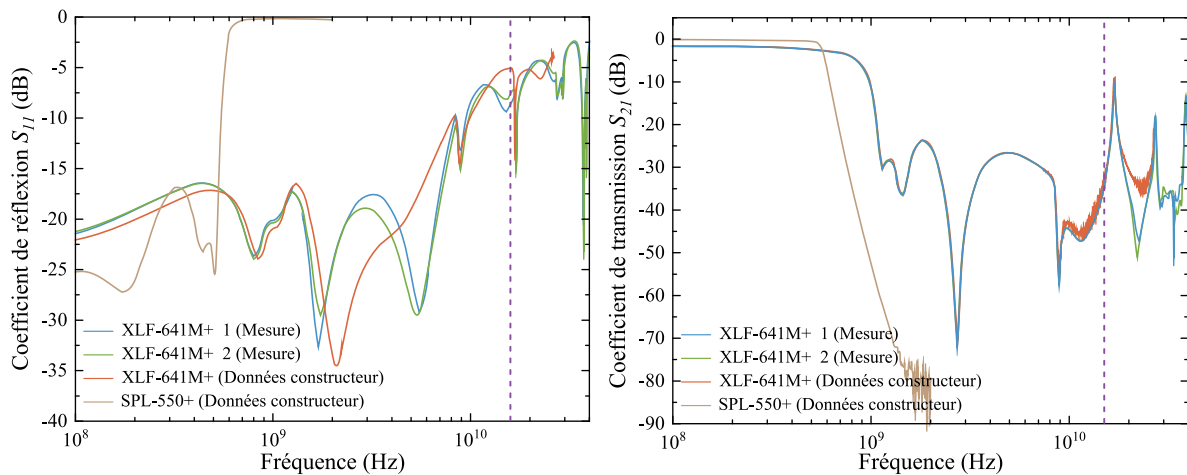


Figure 4-12 : Mesures des coefficients de transmission et de réflexion des deux filtres XLF-641M+ (en bleu et en vert) comparées aux données constructeur de ce même filtre (en orange) et à celles d'un filtre SPL-550+ (en marron). Les barres représentent la limite d'utilisation des connecteurs SMA.

4.2.3 Conclusions sur les pistes d'amélioration de l'adaptation

L'adaptation d'impédance d'un circuit d'échantillonnage reste un défi. Premièrement car il met en jeux des signaux dans des gammes de fréquences très différentes. Deuxièmement parce qu'hors éclairement, un échantillonneur photoconductif est par nature totalement désadapté. Deux voies visant à améliorer cette adaptation sont évoquées ici :

- l'intégration monolithique d'un atténuateur sur le substrat du photoconducteur qui permettrait de limiter au maximum tout risque de création d'ondes stationnaire issues du circuit. Cette technique se fait au prix de pertes de signal utile et d'une réduction de le dynamique de l'échantillonneur.

- l'utilisation d'un filtre non réfléchitif qui permettrait, là aussi de réduire les réflexions des raies parasites et diminuer les variations d'amplitude en fonction de la fréquence et d'augmenter le SFDR. Toutefois, l'impact de ces filtres sur la diminution des raies parasites n'a pas pu être vérifié expérimentalement. Ils feront l'objet d'une étude approfondie lors de prochains travaux.

4.3 Fabrication

Les propositions d'améliorations présentées précédemment nécessitent la fabrication de nouveaux photoconducteurs. Ceux-ci seront fabriqués à partir d'une couche d'AsGa-BT disponible. Cette partie du chapitre présente les étapes successives qui doivent être réalisées pour obtenir le photoconducteur et ses accès en guide coplanaire. Les photoconducteurs fabriqués ont des diamètres différents et certains disposent d'atténuateurs d'adaptation intégrés. Pour comparer l'impact de la symétrisation, plusieurs photoconducteurs non fendus seront également réalisés.

4.3.1 Procédé de fabrication

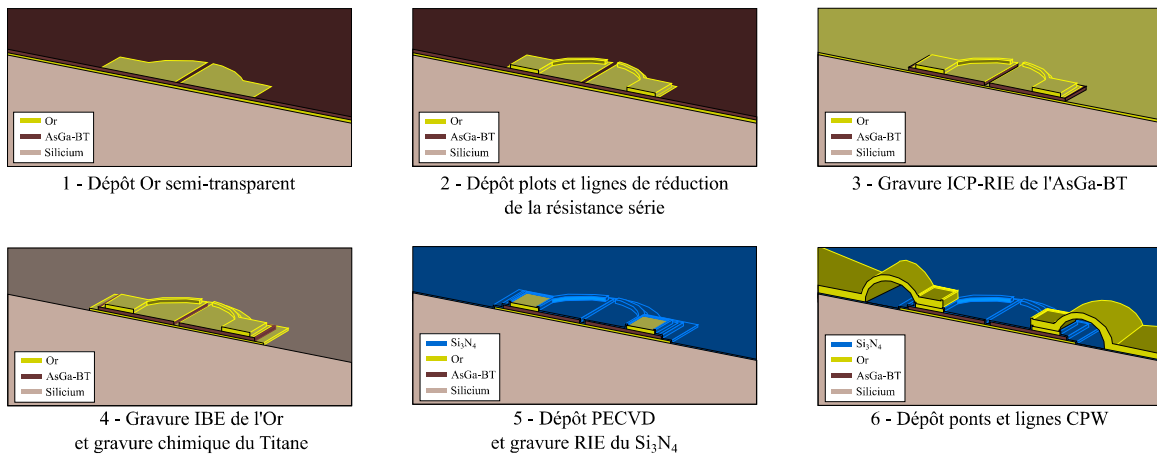


Figure 4-13 : Schémas du processus de fabrication.

Le procédé de fabrication débute par le report de la couche épitaxiée d'AsGa-BT sur un substrat de silicium haute-résistivité. Comme l'illustre la figure 4-13, le procédé de fabrication se poursuit par deux étapes de lithographies électroniques. Celles-ci ont pour but de créer le miroir semi-transparent ainsi que les plots de contact des ponts à air. Les couches d'AsGa-BT et d'or sont ensuite gravées pour isoler chaque composant. Puis une couche antireflet de nitrure de silicium est déposée. Celle-ci est gravée pour permettre les contacts électriques. Enfin des ponts à air sont effectués pour intégrer les photoconducteurs sur le guide d'onde coplanaire.

4.3.1.1 Epitaxie par jets moléculaires

Les épitaxies par jets moléculaires ont été réalisées au sein de l'IEMN. Comme présenté au chapitre 2, la température de croissance fixe le temps de vie des porteurs de charge, elle est ici de 290 °C. Un recuit thermique rapide (noté RTA pour *Rapid Thermal Annealing*) à 580 °C pendant 40 secondes est ensuite effectué. Cette épitaxie est réalisée sur un substrat de 2 pouces en AsGa semi-isolant.

4.3.1.2 Report d'épitaxie et amincissement

Une fois l'épitaxie effectuée, la couche d'AsGa-BT est reportée sur un wafer de silicium. Ceci permet d'obtenir le miroir d'or sous la couche d'AsGa-BT. Le lecteur pourra s'étonner de voir que le substrat d'AsGa-BT est préalablement clivé en $4 \times \frac{1}{4}$. Ceci est effectué dans l'unique but de permettre la réalisation de différentes fabrications pour chaque couche épitaxiée. Cela permet également un report de bonne qualité sur un wafer de silicium de deux pouces de diamètre.

Il existe plusieurs techniques de report d'épitaxie par collage ("bonding") de différents métaux. En plus de ses propriétés électriques et optiques nécessaires pour notre application, l'or est particulièrement intéressant ici car il ne forme pas d'oxyde natif, (aucun traitement de surface n'est nécessaire avant collage), et il peut être déposé selon une grande variété de techniques avec un bon contrôle de l'épaisseur. Cependant, les techniques d'évaporation et de pulvérisation sont privilégiées à la galvanoplastie (électrolyse) pour le bon état de surface et pour la reproductibilité qu'elles permettent d'atteindre [199]. Enfin, la thermocompression or-or est plus simple que celle d'autres métaux comme or-étain [200] par exemple.

- **Thermocompression**

Comme l'illustre la figure 4-14-a la thermocompression or-or est réalisée par la jonction de deux couches d'or de 200 nm d'épaisseur chacune. Cette épaisseur est jugée comme le minimum nécessaire pour obtenir une adhésion fiable. Pour le $\frac{1}{4}$ de substrat d'AsGa, une désoxydation de la surface de l'AsGa-BT est réalisée grâce à une solution à base d'ammoniaque (NH_4OH - solution aqueuse basique de l'ammoniac) et d'eau (proportions : 1/1). Les deux substrats sont alors métallisés par évaporation sous vide. Très rapidement après la métallisation, ils sont mis en contact (figure 4-14) pour minimiser la pollution des surfaces et le risque d'impuretés à la jonction du collage.

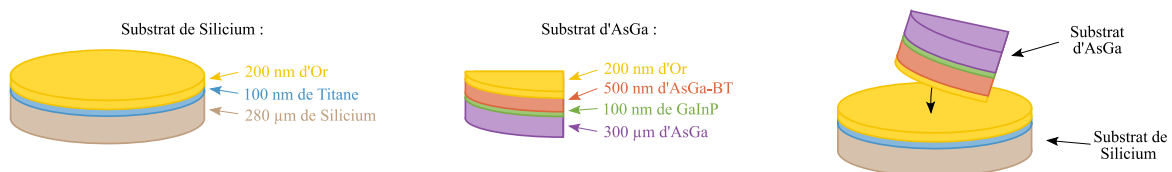


Figure 4-14 : Schémas des substrats métallisés avant collage.

L'empilement obtenu est ensuite soumis à une pression de 52,6 bar et à une température de 200 °C pendant 1 h 30. Ces paramètres étant le résultat d'un développement réalisé, entre autres, par Emilien Peytavit. Une description plus détaillée du processus de thermocompression est disponible en annexe 4. Le résultat de cette étape est présenté en figure 4-15. Le $\frac{1}{4}$ de wafer d'AsGa présente une très bonne adhésion et résiste aux pressions latérales exercées manuellement. La figure 4-15-b montre une coupe FIB (*focused ion beam*) du joint d'or réalisé

observée au microscope électronique. On y remarque nettement les couches d'AsGa-BT, d'or, de titane et de silicium. La jonction entre les couches d'or ne présente pas de défauts apparents.

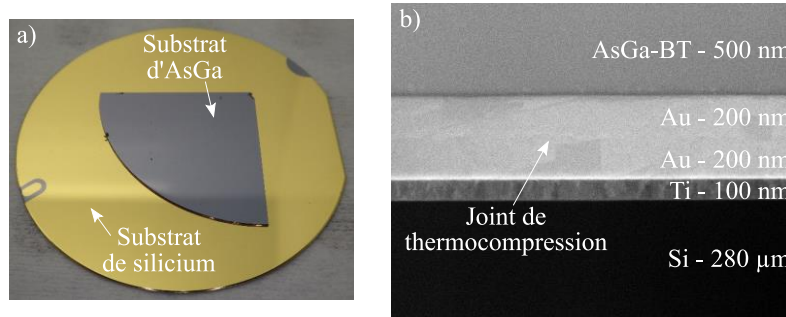


Figure 4-15 : a) Photographie d'un échantillon après thermocompression. b) Image d'une coupe FIB observée au microscope électronique à balayage d'un joint.

• Gravure du substrat d'épitaxie d'AsGa

Il est nécessaire de graver le substrat d'AsGa de 280 μm qui a permis de faire croître la couche cristalline d'AsGa-BT par épitaxie. Cette étape est réalisée par gravure chimique. L'AsGa ne se dissout pas dans les acides (pH 1 à 7). Le mécanisme de gravure nécessite donc d'oxyder préalablement la surface de la couche [201]. On peut, pour cela, utiliser le peroxyde d'hydrogène (H_2O_2). Les acides pouvant être utilisés sont, entre autres, l'acide chlorhydrique (HCl), l'acide sulfurique (H_2SO_4), l'acide phosphorique (H_3PO_4) [202]. La solution : H_2SO_4 (96 %) / H_2O_2 (30%) / H_2O offre une très bonne sélectivité entre AsGa et GaInP même s'il n'existe pas, à ma connaissance, de valeur chiffrée dans la littérature. Les proportions de cette solution ont été largement étudiées (figure 4-16-a, pour une température de 0°C), majoritairement pour de fortes dilutions. Nous optons pour une proportion 9.6 % d' H_2SO_4 , 24 % d' H_2O_2 et 66 % d' H_2O (soit 1/8/1 exprimés en volume avec les produits déjà dilués disponibles au laboratoire) qui permet une vitesse de gravure rapide mais contrôlable (autour de 10 $\mu\text{m}/\text{min}$ à température ambiante). Les 400 μm d'AsGa sont donc gravés en ~ 35 minutes. Durant la gravure, il est indispensable d'en vérifier la vitesse réelle en mesurant régulièrement l'épaisseur restante à l'aide d'un comparateur, afin d'éviter au maximum de percer la couche de GaInP en raison d'une trop longue exposition à la solution. Des défauts de croissance sont toujours présents et l'attaque se fait par ces défauts ("perforations"). Malgré l'agitation magnétique de la solution, il a été observé que le centre du $\frac{1}{4}$ de wafer d'AsGa était gravé légèrement plus rapidement que les côtés. La couche de GaInP est donc exposée plus longtemps à la solution au centre que sur les extrémités. Même si dans la majorité des gravures réalisées, la couche de GaInP résiste bien, dans certains cas nous avons assisté à une plus grande densité de perforations dans cette zone centrale (figure 4-16-b). Pour y remédier nous avons changé de solution lorsque la couche atteint ~ 30 μm d'épaisseur au centre. La solution $\text{NH}_4\text{OH}/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ [203–205] dans des concentrations 1/1/2 permet de graver l'AsGa à température ambiante à une vitesse de 1 $\mu\text{m}/\text{min}$. Cette vitesse permet un meilleur contrôle visuel de la fin de la gravure

(figure 4-16-c).

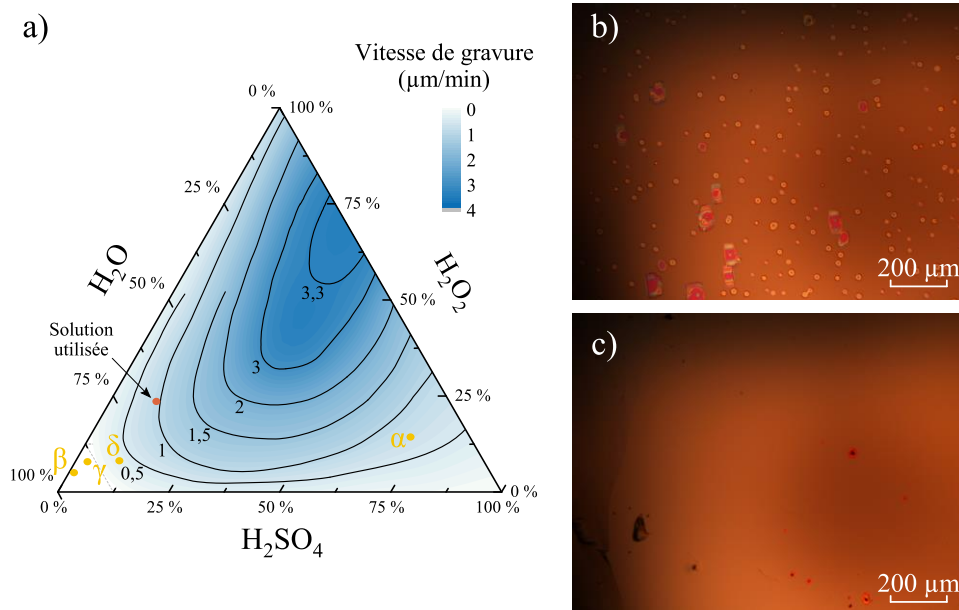


Figure 4-16 : a) Vitesse de gravure de l'AsGa en fonction de la concentration des différents produits dans la solution à 0°C [206] (avec α : [207]; β : [208]; γ : [209]; δ : [210]).
b et c) Photographies au microscope optique de couches d'AsGa-BT après gravure.

La couche de GaInP est gravée dans un bain d'acide chlorhydrique. L'absence d'oxydant empêche la gravure de la couche d'AsGa-BT sous celle-ci. Les mesures de temps de vie par pompes-sondes présentées au chapitre 2 sont réalisées à ce niveau.

• Amincissement de l'AsGa-BT

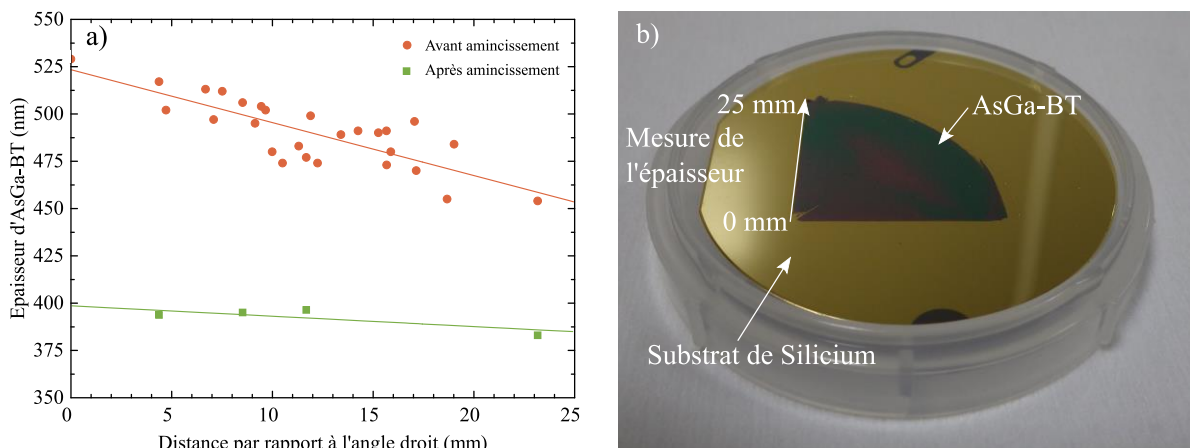


Figure 4-17 : a) Mesures de l'épaisseur d'AsGa-BT avant et après amincissement. b) Photographie de l'échantillon après amincissement.

Comme il a été montré au chapitre 2, l'épaisseur de la couche d'AsGa-BT fixe l'épaisseur de la cavité Fabry-Pérot. L'absorption optique étant fortement dépendante de cette épaisseur de cavité, une précision de l'ordre de $\pm 5 \text{ nm}$ est requise. Pour cela, la couche a été volontairement épitaxiée avec une épaisseur trop importante (au centre de la couche : 505 nm nominal). La figure 4-17-a montre la variation de cette épaisseur mesurée au profilomètre mécanique sur le

rayon du wafer (ce dernier est représenté en figure 4-17-b). On remarque la variation d'épaisseur de la couche liée aux variations de flux moléculaires lors de la croissance. Pour cette étape nous utilisons le premier type de solution, H_2SO_4 (96 %) / H_2O_2 (30%) / H_2O , cette fois-ci avec une concentration de 1/1/120 ce qui grave l'AsGa-BT à une vitesse faible d'environ 25 nm/min. Pour obtenir l'épaisseur souhaitée, des contrôles au réflectomètre optique sont effectués régulièrement. Le résultat d'une cavité de 395 nm d'épaisseur est présenté figure 4-17-a. On observe une précision de ± 3 nm sur un rayon de 1,5 cm.

4.3.1.3 Lithographie électronique

- **Miroir semi-transparent**

Les trois étapes qui suivent consistent à définir trois motifs avec des couches d'or d'épaisseur différente en utilisant des procédés de lithographie électronique. Les motifs en question sont :

- Les marques d'alignement pour le masqueur électronique, qui lui permettront de superposer les différents niveaux de masques successifs.
- Les miroirs semi-transparents qui sont des motifs circulaires (diamètre entre 6 et 20 μm) constitués d'une couche d'or de 20 nm d'épaisseur.
- Les plots, supports des ponts à air, constitués d'une couche d'or de 150 nm d'épaisseur. Les grilles des photoconducteurs présentés au chapitre 2 sont également réalisées à cette étape.

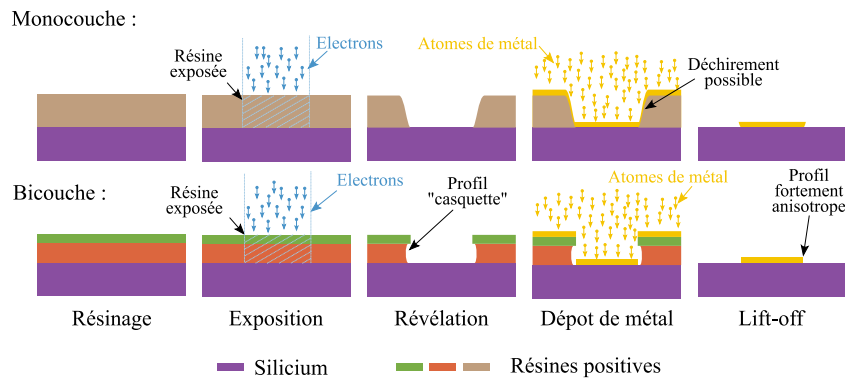


Figure 4-18 : Schémas des techniques de lithographie électronique.

Technique très couramment utilisée au sein du laboratoire, la lithographie électronique permet d'exposer une résine électrosensible à un faisceau d'électrons focalisé. Pour les résines négatives, le phénomène de « cross-linking » polymérise les molécules exposées de la résine, ce qui augmente son poids moléculaire et donc en réduit la solubilité. Au contraire, dans le cas des résines positives, la cassure des chaînes du polymère en augmente la solubilité. Après exposition, l'étape de révélation consiste à immerger l'échantillon dans un bain réactif pour en dissoudre la résine dans les zones souhaitées afin de faire apparaître les motifs exposés. La solution choisie dépend bien évidemment du type de résine à révéler. Le métal en question est déposé par la technique d'évaporation ou de pulvérisation cathodique. Enfin la résine est entièrement dissoute dans un solvant. En conséquence, elle emporte le métal non désiré, et le

laisse donc uniquement aux endroits où il a été déposé directement sur le substrat (voir figure 4-18).

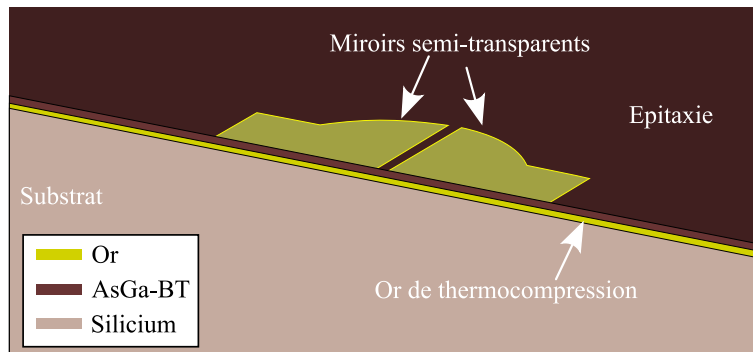


Figure 4-19 : Schéma simplifié du photoconducteur après l'étape du miroir semi-transparent.

Pour les trois étapes présentées ici, comme illustré sur la figure 4-18, nous utilisons un bicouche de Copolymère MAA 8.5 (COPO) / Polyméthyl-méthacrylate (PMMA) 495K (dont les épaisseurs sont de, respectivement, 700 nm et 70 nm). La résine copolymère est plus sensible et est donc dissoute plus rapidement que la PMMA lors de la révélation. Cette différence de vitesse forme un décrochage du profil des motifs révélés. La forme de cette « casquette » associée à la forte directionnalité de la métallisation par évaporation permet donc d'éviter toute connexion entre le métal posé sur le substrat et celui posé sur la résine. Ainsi, les motifs peuvent être mieux définis.

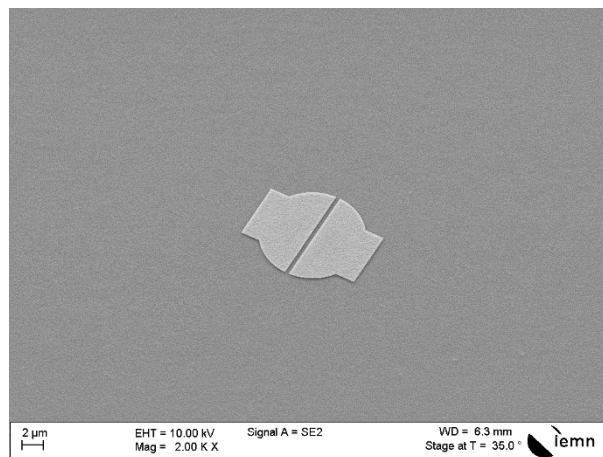


Figure 4-20 : Image MEB du photoconducteur après l'étape du miroir semi-transparent.

Le miroir semi-transparent est une couche d'or de 20 nm d'épaisseur. Cet or est déposé par évaporation. Les motifs sont des demi-disques inscrits sur la résine en utilisant la technique du profil « casquette » présentée ci-dessus. Le résultat souhaité est présenté en figure 4-19.

Pour réaliser le photoconducteur fendu, il est nécessaire de réaliser une fente de 500 nm entre les deux demi-disques. L'optimisation des paramètres de doses au masqueur électronique, ainsi que la correction des effets de proximité, permet de réaliser cette fente avec une précision finale (± 10 nm). Une image MEB du résultat est présentée en figure 4-20.

• **Dépôt des plots et des grilles**

Nous l'avons vu au chapitre 2, l'addition d'un ruban d'or (figure 4-21) sur le pourtour du photoconducteur peut permettre de diminuer sa résistance série. Une autre approche envisagée, décrite également dans le chapitre 2, consiste à réaliser une cavité à réseau de diffraction. Ce réseau est une grille d'or de 150 nm d'épaisseur. Les ponts à air étant des couches d'or de 600 nm, les poser directement sur les miroirs de 20 nm d'épaisseur peut être source de contraintes et de déchirements. Pour éviter cela, des plots d'or sont déposés au niveau du contact pont/miroir. Pour réaliser ces trois éléments en une seule étape et ainsi économiser en temps d'écriture au masqueur électronique et en dépôt d'or, l'épaisseur des plots et des rubans sera fixée à celle, plus critique, des réseaux de diffraction. Ici aussi l'optimisation des paramètres de doses au masqueur électronique ainsi que la correction des effets de proximité ont permis de réaliser les rubans et les grilles avec précision (± 20 nm). Deux images MEB du résultat de cette étape sont présentées en figure 4-22.

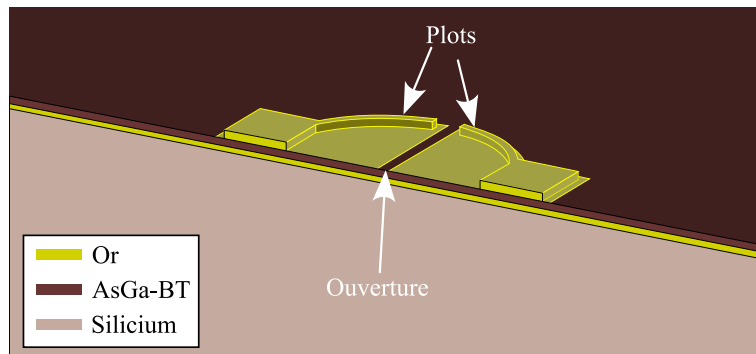


Figure 4-21 : Schéma simplifié du photoconducteur après l'étape de réalisation des plots et des lignes de réduction de la résistance série.

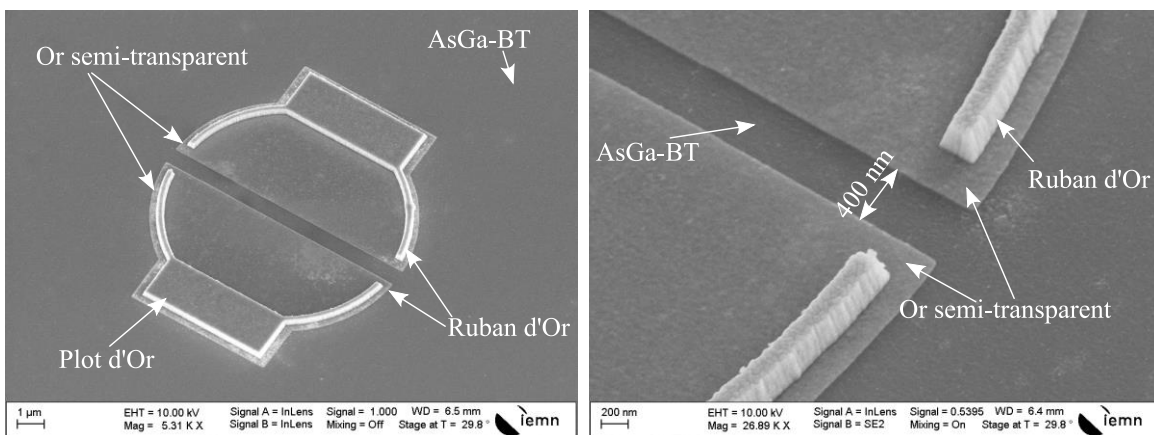


Figure 4-22 : Images MEB du photoconducteur après l'étape de réalisation des plots et des lignes de réduction de la résistance série.

4.3.1.4 Gravure de la couche d'AsGa-BT

L'étape suivante consiste à isoler chaque photoconducteur en gravant la couche d'AsGa-BT. Le résultat de cette étape est schématisé en figure 4-23.

Comme nous l'avons vu en partie 2 de ce chapitre, la problématique posée par les photoconducteurs symétriques est qu'il est nécessaire de graver l'AsGa-BT sur une largeur de 800 nm (« ouverture » sur la figure 4-23) pour les séparer en deux parties. De plus cette ouverture doit coïncider le plus exactement possible avec la couche d'or semi-transparente de 20 nm. Ces contraintes imposent d'obtenir des flancs de gravure les plus verticaux et rectilignes possible.

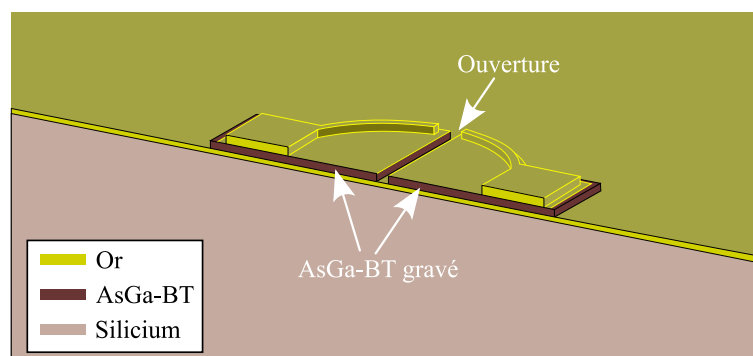


Figure 4-23 : Schéma simplifié du photoconducteur après l'étape de gravure de l'AsGa-BT.

- **Gravure ICP-RIE :**

Celle-ci n'est pas réalisable avec la solution de gravure chimique utilisée pour graver le substrat d'AsGa. En effet, à part les effets géométriques induits par les plans cristallins des matériaux, les gravures chimiques sont isotropes. Comme indiqué en figure 4-24-a et b) l'isotropie est définie par le rapport entre la vitesse de gravure latérale et la vitesse de gravure verticale. Comme nous le verrons pour la gravure IBE, les gravures plasma peuvent être beaucoup plus anisotropes, généralement au détriment de la sélectivité.

La différence principale entre la gravure ionique réactive (notée RIE pour *Reactive-Ion Etching*), habituellement utilisée pour les gravures sèches, et la gravure ionique réactive à plasma couplé par induction (notée ICP-RIE pour *Inductively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching*), réside dans le fait qu'une source d'énergie RF indépendante est connectée à la cathode (en rouge sur la figure 4-24-c). Ainsi, avec la technologie ICP-RIE, il est possible de découpler le courant ionique et l'énergie des ions appliquée au support échantillon, ce qui ajoute un degré de liberté à la gravure. De plus ces sources peuvent atteindre des densités d'ions de 10 à 100 fois supérieures aux décharges capacitatives (soit 10^{11} - 10^{12} ion/cm³ [211])

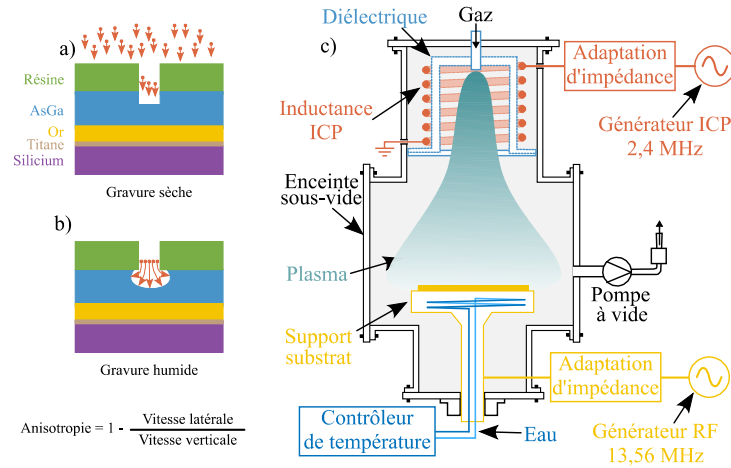


Figure 4-24 : a et b) Schémas illustrant l'anisotropie de la gravure. c) Schéma simplifié d'un bâti de gravure ICP-RIE

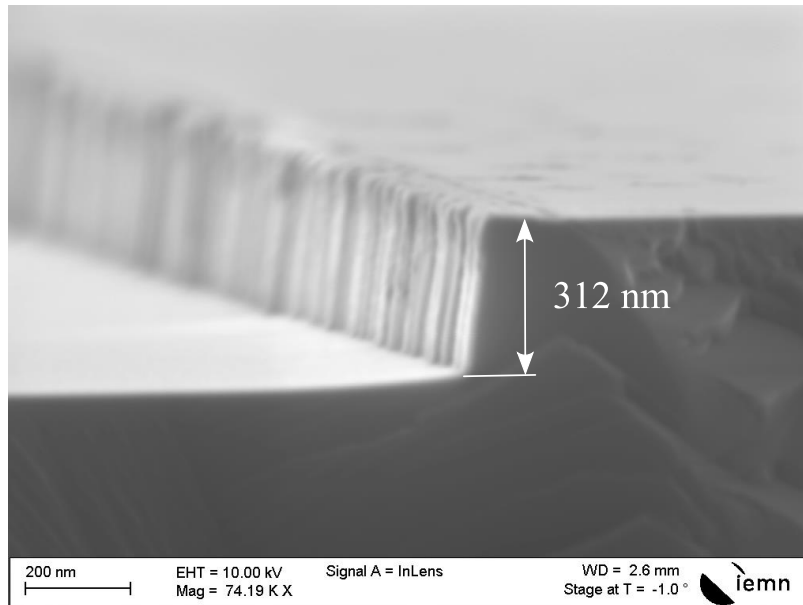


Figure 4-25 : Image MEB du photoconducteur après l'étape de gravure de l'AsGa-BT.

Différents tests sur des substrats d'AsGa ont été réalisés sur l'équipement dont dispose l'IEMN (ICP-RIE Plasmalab 100 de la société Oxford) pour optimiser le procédé. La figure 4-25 montre une image MEB du résultat d'une gravure au Trichlorure de bore BCl_3 . On y remarque une excellente anisotropie majoritairement due à la forte puissance ICP (300 W). Avec une puissance RF-RIE de 50 W, la vitesse de gravure est de 200 nm/min. Pour la fabrication des photoconducteurs, la détection de fin de gravure est faite par contrôle visuel grâce à un hublot. Lorsque l'or sous l'AsGa-BT est apparent, une sur-gravure de 25 secondes est effectuée.

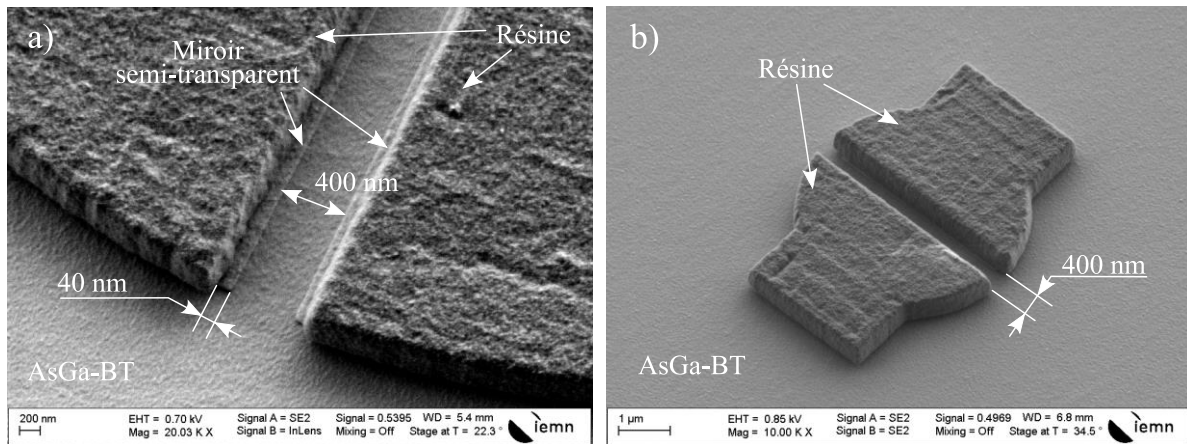


Figure 4-26 : Images MEB de la résine de protection destinée à la gravure avant (a) et après (b) les corrections de proximité.

En plus de l'anisotropie de la gravure, le deuxième enjeu imposé par la fente est la nécessité de superposer le plus précisément possible le bord de la couche de résine protectrice et le bord des miroirs semi-transparentes. La résine utilisée ici étant négative, les électrons l'insolent sur les deux demi-cercles qui forment le photoconducteur, génèrent des électrons secondaires qui insolent la résine sur les bords des motifs désirés. Il en résulte un élargissement global des formes obtenues après révélation. Cet effet est particulièrement gênant pour notre application car il induit une imprécision sur la largeur finale de la fente. Pour le limiter, une correction, visant à faire varier la dose reçue en chaque point de l'écriture en fonction de sa position sur le motif, a été optimisée. Les points sur les bords sont plus insolés que ceux situés au centre du motif. L'optimisation des paramètres de doses au masqueur électronique a également été nécessaire. Ainsi la figure 4-26-a montre une résine de protection sous-exposée, elle ne recouvre pas complètement le motif laissant visible le miroir semi-transparent. L'image présentée en figure 4-26-b montre une résine de protection correctement exposée, les miroirs semi-transparentes sont totalement recouverts, uniquement discernables grâce à la vue inclinée .

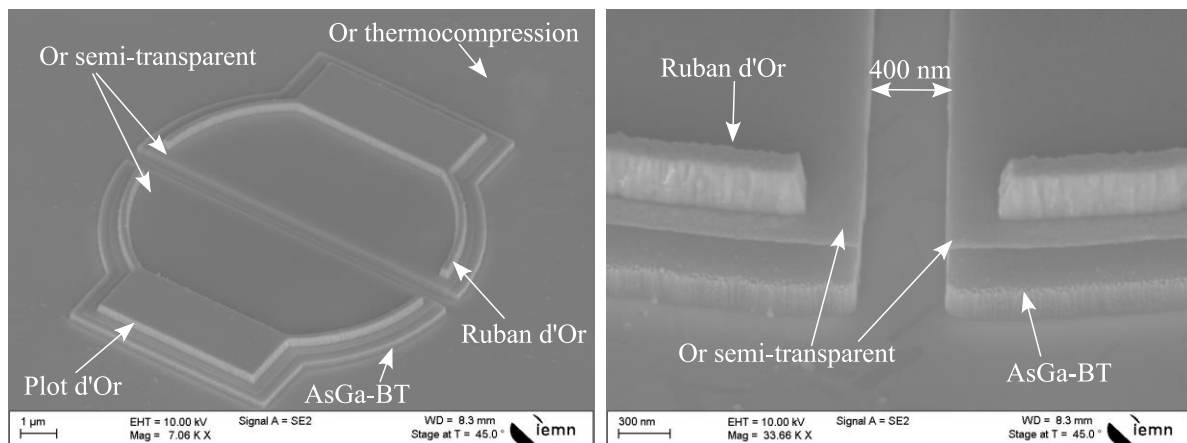


Figure 4-27 : Images MEB du photoconducteur après l'étape de gravure de l'AsGa-BT.

Les résultats présentés en figure 4-27 montrent que la totalité de la couche d'AsGa-BT est bien

gravée. La sélectivité de gravure est de 1, et aucun problème lors de sa dilution de la résine de protection n'a été constaté. De plus on peut remarquer que tous les critères de qualité (anisotropie, homogénéité) sont respectés.

4.3.1.5 Gravure de l'or

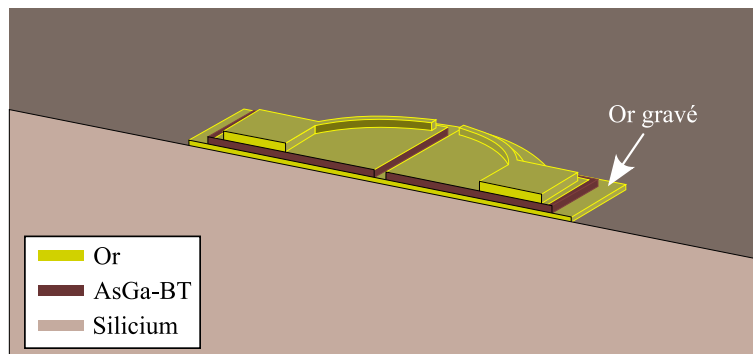


Figure 4-28 : Schéma simplifié du photoconducteur après l'étape de gravure de l'or.

Des travaux réalisés au sein de l'équipe Photonique-THz [158] ont montré qu'il était possible de réaliser des accès RF via des lignes microruban pour profiter de leur grande bande passante. Ces lignes utilisent comme diélectrique une couche d' $\sim 2 \mu\text{m}$ de SiO_2 déposée par PECVD et comme plan de masse la couche d'or utilisée pour la thermocompression. Cependant, la transition entre la ligne microruban et les accès en ligne coplanaire des pointes de mesures hyperfréquences GSG n'est pas optimale. En outre, le procédé de fabrication technologique de modelage des couches de SiO_2 ainsi que la réalisation des ponts à air (dénivelé de $2 \mu\text{m}$) se sont avérés relativement lourds. Cette technique impose également de relier l'électrode basse du photoconducteur à la masse et donc de la placer en parallèle avec la charge. Pour pallier à ces problèmes, il a été choisi de réaliser des lignes d'accès en technologie CPW. Dans cet objectif, il est nécessaire d'isoler l'électrode basse et de dégager le substrat en silicium haute résistivité qui sert ici de diélectrique. Pour cela il faut graver la couche d'or qui a préalablement permis le report de l'AsGa-BT par thermocompression. La figure 4-28 illustre le résultat attendu lors de cette étape. De par ses propriétés électriques, thermiques et chimiques (faible corrosion), l'or est l'un des matériaux les plus utilisés en microélectronique, et de nombreuses études portant sur des techniques permettant sa gravure ont été réalisées [212]. Cependant, une couche d'or issue d'un procédé de thermocompression présente quelques spécificités qui imposent le développement d'un procédé de gravure adapté.

Différents travaux ont été menés au sein de l'IEMN sur des gravures de couches d'or de ce type [213,214] et ont montré qu'une gravure purement chimique, notamment à base de diiode I_2 ($2 \text{Au} + \text{I}_2 \rightarrow 2 \text{AuI}$) et d'iodure de potassium KI, ne pouvait pas être envisagée. En cause ici, une intrusion de cette solution au niveau de la jonction des deux couches d'or entraînant une sous-gravure importante. La solution adoptée lors de ces travaux est la gravure par faisceau d'ions

(notée IBE pour *Ion Beam Etching*). Cette technique offre en effet de nombreux avantages comme son absence de sous-gravure, sa grande résolution (~ 10 nm) et son haut niveau de contrôlabilité. Néanmoins, les résultats obtenus présentent des imperfections rédhibitoires pour notre application, notamment des collerettes d'or tout autour de la gravure, laissées par le redépôt de l'or sur la résine de protection après dilution de cette résine. De plus l'IEMN s'est aujourd'hui doté d'une nouvelle machine, la IonSys 500 de Meyer Burger. Le travail présenté dans cette sous-partie porte sur la calibration de cette nouvelle machine et l'amélioration du process de fabrication existant, dans le but d'éviter le phénomène de collerette. Je commencerai par décrire la nouvelle machine IBE. Ensuite je décrirai le principe physique sous-jacent et les contraintes qu'il impose dans notre cas. Enfin, je présenterai les tests les plus pertinents que nous avons réalisés dans le but de répondre à ces difficultés.

- **Bâti de gravure IBE :**

La gravure IBE est une technique basée sur le bombardement de la surface à graver par un flux d'ions. Un schéma simplifié du bâti est proposé en figure 4-29-a. Pour cela, le bâti de gravure comporte une source d'ions. Ces ions sont extraits du plasma grâce à un système de grilles accélératrices et sont envoyés vers l'échantillon à graver.

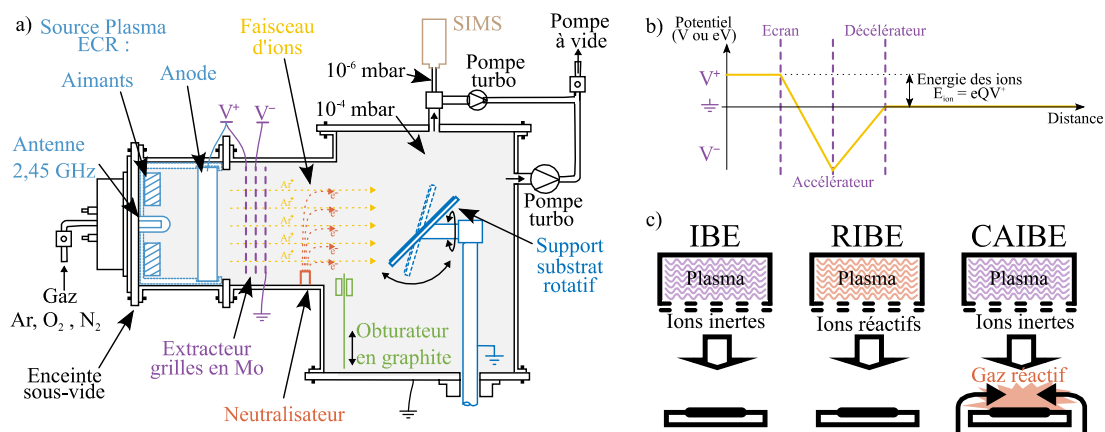


Figure 4-29 : a) Schéma simplifié d'une machine de gravure par faisceau d'ions (modifié à partir de la ref [215]). b) potentiel électrique en fonction de la position dans l'extracteur. c) illustration des différences entre les gravures physiques et réactives permises par le bâti [216].

La IonSys 500 que nous utilisons est dotée d'une source d'ions (Tamiris 220-f) basée sur la résonance cyclotron (noté ECR pour *Electron Cyclotron Resonance*). Cette dernière permet de réduire le libre parcours moyen des électrons et ainsi d'augmenter le nombre de collisions [217]. Les sources de ce type ont été développées dans les années 70 [218,219] et rapidement utilisées pour réaliser des gravures [220]. Par rapport aux sources de type Kaufman [221] initialement utilisées, les sources ECR peuvent générer des plasmas à partir d'une pression beaucoup plus basse (10^{-4} mbar) ce qui améliore la directivité du faisceau. Elles permettent également de s'affranchir des problèmes de corrosion du filament de tungstène lors de l'utilisation de gaz réactifs (O_2 ou Cl_2) [222].

Une fois générés, ces ions sont extraits du plasma par un extracteur. Celui-ci est composé de 3

grilles en molybdène à travers lesquelles passent les ions. La première est la grille d'écran (tension V^+ en figure 4-29-b). Cette tension détermine l'énergie des ions (jusqu'à 1000 eV) $E_{ion} = eQV^+$ avec e la charge de l'électron et Q l'état de charge de l'ion [223]. V^+ détermine également la densité de courant J (jusqu'à 1 mA/cm²) conformément à la loi de Child-Langmuir [224,225] : $J = k.V^{+3/2}$ avec k un coefficient dimensionnel. La deuxième grille, l'accélérateur, (tension V^- négative), aide à extraire les ions et permet de focaliser le faisceau. Enfin le décélérateur, mis au potentiel de la masse, améliore la collimation du faisceau et réduit le reflux des électrons issus du neutralisateur vers la source. L'extracteur permet d'obtenir un faisceau d'ions uniforme sur un diamètre de 220 mm.

Le faisceau d'ions étant chargé positivement, un neutralisateur injecte des électrons dans le faisceau. Ces électrons ne se combinent pas avec les ions présents dans le faisceau, mais ils le rendent électriquement neutre afin d'éviter la charge de la surface de l'échantillon. Un obturateur en graphite permet de protéger l'échantillon lors des phases transitoires du plasma, comme au démarrage, et de mieux contrôler le temps de gravure. Cet obturateur est également équipé d'une cavité de Faraday qui permet de surveiller le courant incident. Pour assurer l'uniformité de la gravure, l'échantillon est placé sur un support rotatif (entre 2 et 20 tours/min). Ce support est également inclinable entre 0 et 90° (par pas de 0,1°) pour contrôler l'angle d'incidence du faisceau. Ce porte-échantillon est refroidi par liquide caloporteur pour limiter son échauffement à 50 °C maximum. Enfin, un spectromètre de masse à ions secondaires (noté SIMS pour *Secondary-ion mass spectrometry*) permet d'analyser le matériau en cours de gravure. La détection du matériau utilisé comme couche d'arrêt (dans notre cas le titane) indique alors l'instant auquel il faut stopper la gravure.

Comme illustré en figure 4-29-c, il est possible d'utiliser des gaz réactifs, soit directement dans le plasma, on parle alors de gravure réactive par faisceau d'ions (notée RIBE pour *Reactive ion beam etching*) ou bien ajoutés au niveau de l'échantillon, on parle alors de gravure par faisceau d'ions assistée chimiquement (notée CAIBE pour *Chemically Assisted Ion Beam Etching*). Ces techniques permettent d'améliorer la sélectivité et la vitesse de gravure au détriment de l'anisotropie.

- **Principe de la gravure :**

Lorsqu'un ion possédant une énergie cinétique E_{ion} importante entre en collision avec les atomes en surface d'un solide, l'énergie et la quantité de mouvement des ions sont transférées au solide. Un atome en surface est éjecté du solide si l'énergie qui lui est transférée est supérieure à l'énergie des liaisons chimiques E_{CBE} (CBE pour *chemical binding energy*) et si la quantité de mouvement est dirigée vers l'extérieur du solide [226]. L'énergie nécessaire à l'extraction d'atomes dépend à la fois de la masse des ions utilisés et des caractéristiques (température de sublimation et orientation cristalline) du matériau gravé. Pour de l'or déposé par évaporation comme la couche que nous souhaitons graver, l'énergie des ions doit être de quelques centaines d'électrons-volts. On remarque sur les données expérimentales extraites de

la ref [227] et présentées en figure 4-30-b que le rendement de la gravure Y (rapport du nombre d'atomes extraits par ion Ar^+ incident) augmente avec l'énergie des ions.

$$S = 1,04 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{JwY}{\rho} \quad (71)$$

Expression de la vitesse de gravure S (en m/s) en fonction de la densité de courant J (en A/m^2), du rendement de la gravure Y , de la masse atomique w et de la densité ρ du matériau gravé. ref [217]

Comme le montre l'équation (71) extraite de la ref [217], augmenter l'énergie des ions (et par conséquent la tension V^+ de l'accélérateur) permet d'augmenter la vitesse de gravure. V^+ contrôle également la densité de courant. Celle-ci impacte directement la vitesse de gravure. Nonobstant la régulation thermique du porte-échantillon, augmenter l'énergie des ions peut générer un échauffement destructif des dispositifs gravés. L'énergie sélectionnée, de 600 eV, est donc le fruit d'un compromis qui doit permettre d'obtenir une vitesse de gravure en incidence normale de 55 nm/min. Pour ce qui est de l'angle d'incidence (par rapport à la normale), on remarque sur la figure 4-30-b [228], qu'à l'exception de l'or, la vitesse de gravure la plus grande est obtenue pour une incidence du faisceau de 40° à 50° . Dans cette configuration, l'angle d'incidence optimise les chances que la quantité de mouvement transmise aux atomes soit dirigée vers l'extérieur et augmente ainsi les chances d'extraire l'atome.

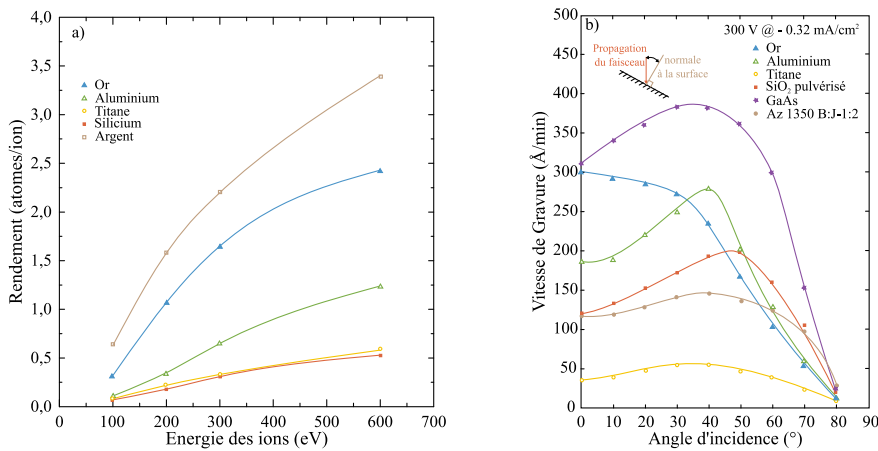


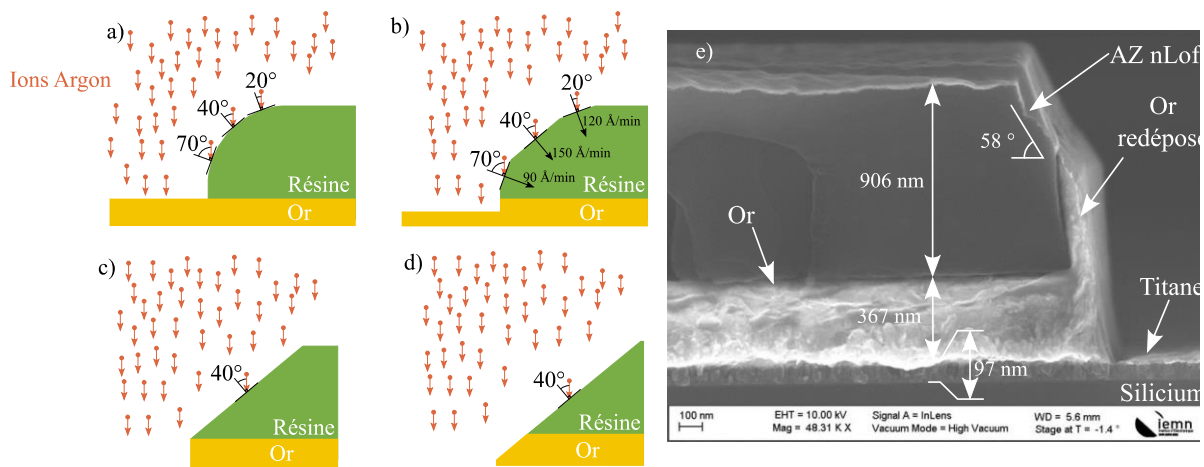
Figure 4-30 : a) Rendement de gravure en fonction de l'énergie des ions Ar^+ [227]. b) Vitesse de gravure par IBE Argon en fonction de l'angle d'incidence des ions [228].

Pour ce qui est de la sélectivité, on peut remarquer sur le graphique en figure 4-30-b, que la résine Az 1350 et l'or ont, pour des angles d'incidence du faisceau compris entre 0° et 30° , une sélectivité d'1/2. Dans le but de réduire le temps d'utilisation du masqueur électronique nous utiliserons une résine négative très utilisée et bien maîtrisée au sein de l'IEMN : l'AZ nLof 2020 de Clariant. On peut également remarquer une sélectivité d'1/6 entre le titane et l'or pour un angle d'incidence du faisceau compris entre 0° et 30° .

- **Création de facettes :**

Bien que relativement peu prononcé pour les résines, comparativement à d'autres

matériaux, l'effet de variation de la vitesse en fonction de l'angle d'incidence va provoquer la création de facettes sur le flanc de la résine [217]. En effet, bien que la gravure soit fortement anisotrope, les arêtes de la résine ne présentent pas un angle de 90 ° parfait. Ces arêtes sont en réalité plus ou moins arrondies (figure 4-31-a). Elles présentent donc localement des tangentes à tous les angles. La résine va être gravée plus rapidement aux angles privilégiés (figure 4-31-b). Cette gravure va se poursuivre jusqu'à atteindre, si la résine est trop fine, le matériau à graver (figure 4-31-c). La gravure va alors attaquer l'or dans les zones qui devraient rester intactes (figure 4-31-d). La seule solution simple pour éviter ce problème est de veiller à avoir une épaisseur de résine suffisante. Compte tenu des vitesses de gravure mesurées expérimentalement, il est nécessaire de déposer au moins autant de résine que d'or à graver.



- **Collerettes :**

Comme il a été évoqué précédemment, les atomes arrachés de la surface sont projetés dans toutes les directions et ont tendance à se redéposer sur les flancs de la résine (figure 4-32-b). Après la dissolution de cette dernière (figure 4-32-d et e), l'or accumulé à cet endroit reste présent et forme une collerette conductrice sur tout le pourtour de la zone gravée. Lors des étapes suivantes il va être nécessaire de réaliser des ponts à air par-dessus ces collerettes. Elles vont imposer d'effectuer des ponts plus hauts et plus longs pour être sûr de ne pas réaliser de couplage capacitif, voire de court-circuit. Pour éviter cela, on peut réduire la hauteur de résine. Cependant, nous l'avons vu ci-dessus, la hauteur minimale est limitée par le phénomène de facettage.

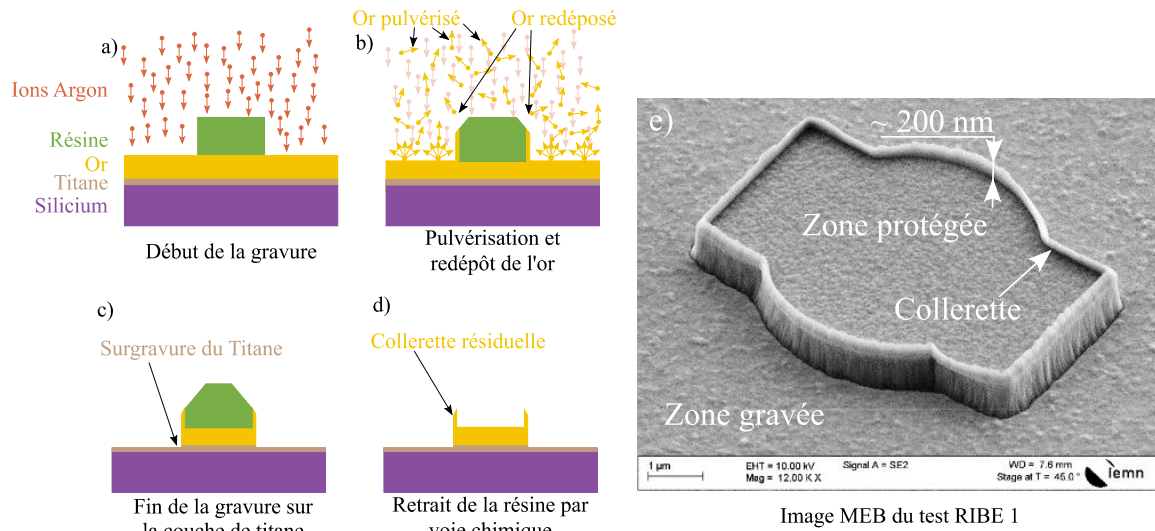


Figure 4-32 : Schémas illustrant le phénomène de redéposition par pulvérisation du matériau gravé (a, b, c, d). e) Image MEB d'une couche d'or de 400 nm d'épaisseur gravée par IBE en incidence normale.

• Ombrage :

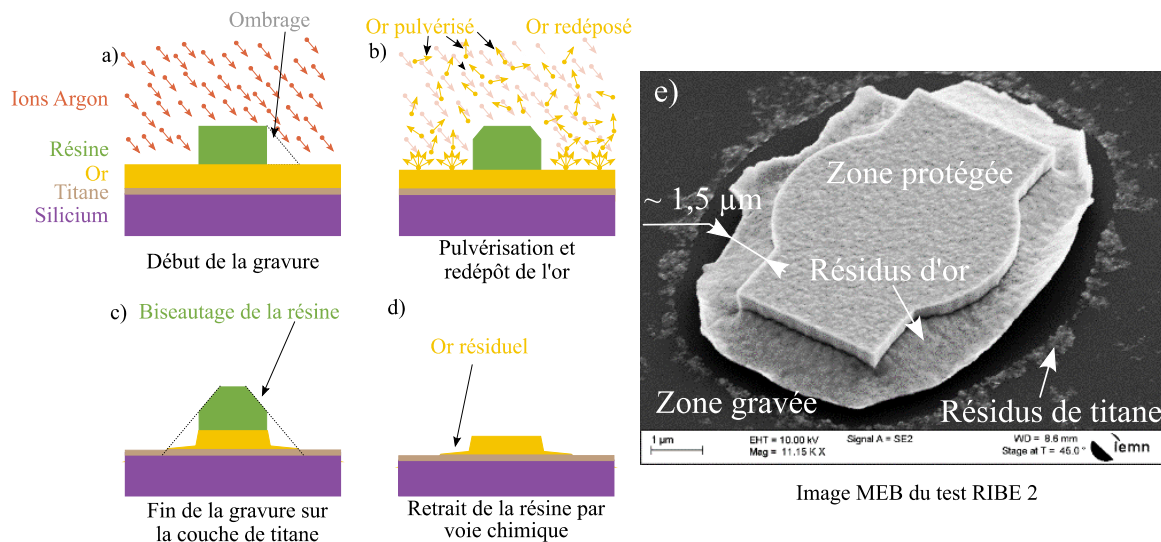


Figure 4-33 : Schémas illustrant le phénomène d'ombrage (a, b, c, d). e) Image MEB d'une couche d'or de 400 nm d'épaisseur gravée par IBE avec un angle de 45°.

Pour éviter les problèmes de collerettes sans modifier l'épaisseur de résine, nous avons tenté de graver les motifs avec une incidence non normale. Cette technique vise à graver en même temps la couche d'or dans l'épaisseur et l'or en cours de redéposition sur les flancs de la résine. Comme l'illustrent les schémas en figure 4-33 (a, b, c, d) la résine va masquer le faisceau d'ions dans certaines zones. Cette ombre projetée va limiter le temps effectif de gravure dans ces zones. Il en résulte une couronne où l'or n'a pas pu être gravé sur toute son épaisseur autour des motifs. L'image MEB présentée en figure 4-33-e montre par exemple une couche de 800 nm d'or

protégée par une résine de 750 nm d'épaisseur et gravée en totalité avec un angle de 45 °. Sur cette image, la couche d'arrêt en Titane a été gravée par voie chimique et la résine a été dissoute. On remarque bien la présence de la couronne de 1,5 µm de large. Cette couronne imposerait, ici encore, l'allongement du pont. De plus, cette technique a réduit les dimensions du motif de 400 nm.

- **Optimisation du procédé :**

Les différents résultats expérimentaux que nous avons obtenus sont récapitulés dans le Tableau XI. Nous pouvons en déduire que :

- La gravure IBE par faisceau d'ions argon Ar⁺ doit être réalisée avec une énergie de 600 eV, valeur issue du compromis entre temps de gravure et échauffement de l'échantillon.

- L'épaisseur de résine doit être supérieure à l'épaisseur du matériau à graver pour éviter les problèmes induits par le facettage. A contrario, la résine doit être suffisamment fine pour éviter les effets d'ombrage si la gravure est réalisée avec un angle d'incidence, ou pour limiter la hauteur des collerettes.

TABLEAU XI
RECAPITULATIF DES PERFORMANCES DES TROIS PRINCIPAUX TESTS DE GRAVURE.

Nom	Durée et Angle	"Dentelle"	Ombrage	Dimensions	Epaisseur gravée (nm)		Vitesse de gravure (nm/min)	
					Résine	or	Résine	or
RIBE 1	10 min à 0°	Tout le contour 200 nm de haut	non	correctes	155	580	15,5	58
RIBE 2	17 min à 45°	non	1,5 µm	réduites	490	797	29	47
RIBE 3	13 min à 0° + 2 min à 70°	Ponctuellement : max 60 nm	non	correctes	263	836	/	/

Pour améliorer le résultat de gravure nous avons optimisé l'épaisseur de résine et nous avons modifié le protocole de gravure. Pour ce qui est de l'épaisseur de la résine, nous avons choisi une épaisseur permettant de tirer bénéfice du phénomène de facettage. L'objectif est que la facette s'arrête le plus près possible de l'arête d'or souhaitée. L'or ne se déposant pas sur les flancs obliques, cela permet de limiter au maximum les collerettes.

En ce qui concerne le protocole de gravure nous avons choisi de réaliser cette dernière en deux temps : elle sera d'abord réalisée en incidence normale (figure 4-34-a) pour bénéficier de la plus grande vitesse de gravure de l'or et pour éviter les effets d'ombrage. Ensuite, après détection de la fin de la gravure de l'or grâce au SIMS, une gravure rasante (figure 4-34-b),

avec un angle de 70° , sera effectuée pour attaquer l'or déposé sur les flancs de résine. L'angle de 70° est choisi car il offre un bon compromis entre les différentes vitesses de gravure des matériaux à leurs angles d'incidence respectifs. En effet l'or qui est gravé à cette étape forme une surface qui est perpendiculaire aux autres (figure 4-34-b). Celle-ci présente donc avec le faisceau incident un angle de 20° seulement, angle pour lequel la vitesse de gravure est quasiment maximale (28 nm/min à 300 eV [228]). En opposition, le titane et la résine présentent un angle d'incidence de 70° pour lequel la vitesse de gravure est très faible (respectivement 2,5 nm/min et 9 nm/min à 300 eV [228]). La gravure à 70° n'a donc que peu d'impact sur les autres matériaux.

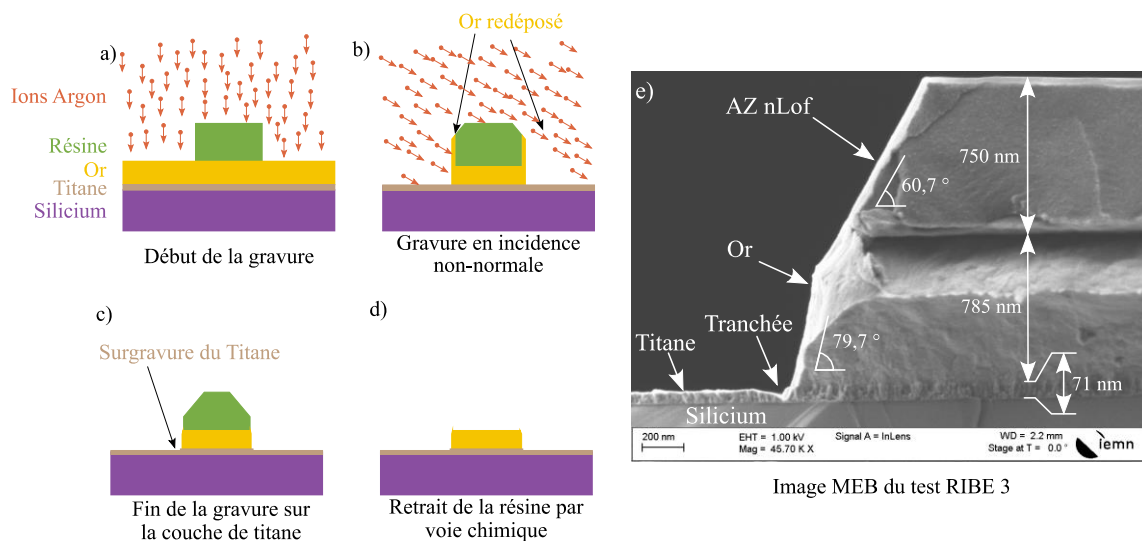


Figure 4-34 : Schémas illustrant le procédé de fabrication combinant différents angles d'incidence des ions.

L'image MEB présentée en figure 4-34-e, montre le résultat d'un test d'une telle gravure. Il s'agissait ici de graver une couche de 800 nm d'or déposée par pulvérisation cathodique protégée par 800 nm d'AZnLof. La couche d'arrêt est une couche de 100 nm de titane. Cette gravure a duré 17 minutes en incidence normale et 2 minutes en incidence à 70° . On observe que le flanc de la résine suit un angle de $60,7^\circ$ par rapport à la surface du substrat. Cet angle est le produit du facettage mais également de la gravure oblique. Le facettage a atteint la couche d'or et celle-ci a commencé à être gravée sur ~ 50 nm. Ce résultat est tout à fait correct mais est tout de même signe d'une résine légèrement trop fine. On constate la gravure totale de l'or, l'absence de toute collerette et de tout résidu d'ombrage, principaux objectifs de la gravure. On peut noter également la présence de microtranchées formées dans le titane, au pied du motif d'or. Celles-ci sont dues soit à un effet de charge (malgré le neutralisateur) [229], soit à une réflexion sur les flancs légèrement pentus [230–232]. Pour les besoins des tests, la couche d'or gravée est deux fois plus épaisse que la gravure que nous allons réaliser dans le cas de nos composants finaux. Pour ces derniers, la durée de la gravure sera donc beaucoup moins longue et ce phénomène ne devrait pas être présent dans ces proportions.

Sur les échantillons réels, le report de couche épitaxiée n'a été réalisé que par ¼ de wafer. Comme le montre la photographie présentée en figure 4-35 à gauche, l'échantillon à graver est composé de 2 parties : l'une avec une seule couche d'or de 200 nm et l'autre avec 2 couches d'or pour un total de 400 nm d'épaisseur. C'est donc dans cette deuxième zone où se trouvait l'AsGa-BT que se situent les photoconducteurs. La gravure IBE étant homogène sur toute la surface de l'échantillon, la couche de titane sera nue plus rapidement dans toute la zone où l'or est fin. On peut remarquer cette étape dans l'évolution temporelle de la détection des atomes d'or et de titane par le SIMS (figure 4-35 à droite). A ce moment de la gravure il y a une grande surface d'or et la détection est alors forte. Le titane est pour l'instant caché et sa détection est faible. Lorsque la fine couche d'or est gravée, le titane devient visible et il est gravé à son tour. Son niveau de détection SIMS augmente. La surface d'or gravée diminue, sa détection diminue donc également. Il est nécessaire de graver l'or sur la deuxième partie du wafer. Au moment où la double couche d'or arrive à terme le SIMS ne le détecte plus. Nous effectuons alors une surgravure de 2 minutes afin d'en éliminer tous les résidus. Enfin, le support-échantillon tourne pour afficher un angle de 70 ° afin de graver les flancs de résine. La gravure est alors terminée et l'obturateur est fermé.

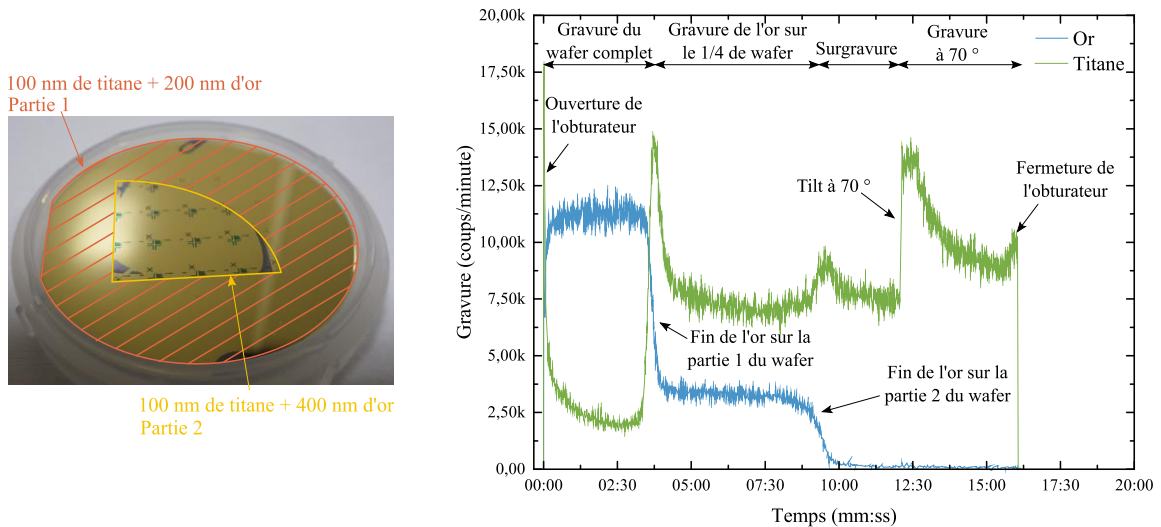


Figure 4-35 : A gauche : Photographie d'un échantillon avec les différentes épaisseurs d'or ; A droite : Evolution temporelle de la détection des atomes d'or et de titane par le SIMS au cours de la gravure.

• **Gravure du Titane :**

Après la gravure de l'or, il est nécessaire de graver la couche d'arrêt en titane. Cette couche ne présente pas de problème particulier et nous pouvons la réaliser en utilisant des techniques standards de gravure chimique à base d'acide fluorhydrique (HF). Nous profitons également du fait que la résine qui a servi à la gravure de l'or ne soit pas trop endommagée pour l'utiliser en guise de protection pour la gravure du titane. Il n'y a pas de performance particulière à atteindre concernant l'isotropie. Par contre, il est important de limiter le temps de gravure pour maintenir

la sous-gravure au minimum. Il est également important de noter que l'effet de microtranchée peut favoriser la sous-gravure.

La figure 4-36-a montre un exemple de sous-gravure de titane. Sur cette image, l'échantillon utilisé est issu d'un test de gravure IBE longue, avec une fine couche de résine. Cette sur-gravure n'impact pas le titane mais elle est à l'origine de cette forme biseautée de l'or. Cette gravure est réalisée en utilisant une solution composée d'une solution tampon (nommée BOE pour *Buffered Oxide Etch*), de fluorure d'ammonium ($\text{NH}_4\text{F}/\text{HF}$) et d'un réactif, l'acide fluorhydrique. Cette solution permet de rendre la gravure plus contrôlable en rendant l'acide fluorhydrique un peu moins réactif avec un pH plus stable [233] et en maintenant une vitesse de gravure constante [234]. Le substrat est donc immergé 30 secondes dans du BOE avec un ratio de 7/1 entre le fluorure d'ammonium (40 % de NH_4F et 60 % d'eau) et l'acide fluorhydrique (49 % de HF et 51 % d'eau). Avec cette solution la vitesse de gravure du titane est de 4 nm/seconde. Les vitesses de gravure du silicium et de la résine sont quasi nulles. On remarque qu'il ne reste que quelques résidus épars (figure 4-36-b).

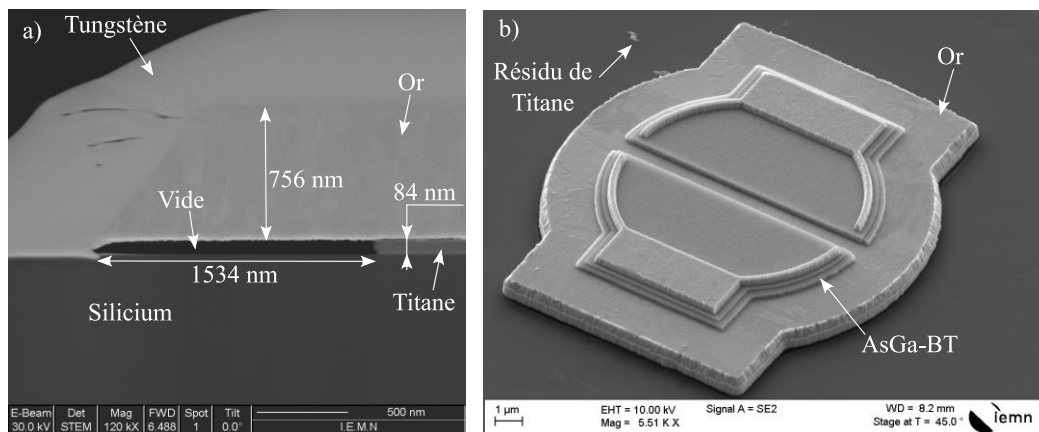


Figure 4-36 : a) Coupe FIB en transmission de la sous-gravure du test IBE 7, après 60 sec dans le BOE 7/1. b) Image MEB du photoconducteur après l'étape de gravure de l'or.

4.3.1.6 Dépôt et gravure Si_3N_4

La couche antireflet de nitrure de silicium (Si_3N_4) est maintenant appliquée par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma ou PECVD (pour *Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition*) [235]. Ses propriétés physiques (haute densité, grande résistivité, haute constante diélectrique) font du Si_3N_4 déposé par PECVD un matériau utilisé pour une large gamme d'applications : couche anticorrosion, couche de passivation [236], isolant électrique [237] ou diélectrique de condensateur [238]. Le dépôt du matériau dans ces exemples est principalement réalisé à haute température, entre 300 et 400 °C. Largement étudié et modélisé [239], nous n'entrerons pas ici dans une étude de la formation chimique du Si_3N_4 à partir d'un plasma d'ammoniac (NH_3) et de silane (SiH_4).

Pour notre application, le résultat des calculs présentés au chapitre 2 impose de déposer une couche de Si_3N_4 de 95 nm d'épaisseur pour un indice de réflexion de 1,94. Les paramètres de

dépôt permettant d'obtenir une telle couche ont fait l'objet de travaux précédents.

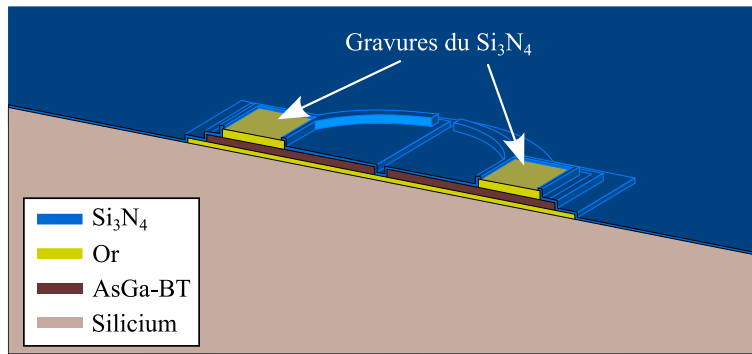


Figure 4-37 : Schéma simplifié du photoconducteur après l'étape de gravure de la couche de Si_3N_4 .

Pour permettre le contact électrique entre la ligne coplanaire et les électrodes du photoconducteur, il est nécessaire de graver le Si_3N_4 au niveau des plots (figure 4-37). Pour cela nous pourrions utiliser une gravure humide à base d'acide phosphorique. Cependant, ces méthodes entraînent un profil de gravure isotrope, ce qui rend difficile l'obtention de motifs de dimensions inférieures à $3 \mu\text{m}$. Différents gaz fluorés ($\text{CF}_4/\text{H}_2/\text{He}$ [240], CHF_3/O_2 [241]...) ont été expérimentés dans la littérature pour réaliser une gravure plasma (RIE) anisotrope, le fluor réagissant chimiquement avec le silicium. Nombre d'entre elles sont d'ailleurs répertoriées et comparées dans la ref [242]. Ces études cherchent majoritairement à répondre à des problématiques de sélectivité voire à des problématiques environnementales [243]. Nous utiliserons ici un mélange de Tétrafluorure de carbone (CF_4) et de Trifluorométhane (CHF_3). Ce dernier augmente la sélectivité avec le silicium. La totalité de la gravure est effectuée en ~ 7 minutes et la fin est détectée grâce à un réflectomètre. Il est primordial de graver la totalité du Si_3N_4 . Si tel n'était pas le cas, une capacité serait introduite par la jonction métal/semi-conducteur/métal (Pont/ Si_3N_4 /plot).

4.3.1.7 Ponts à air et lignes CPW

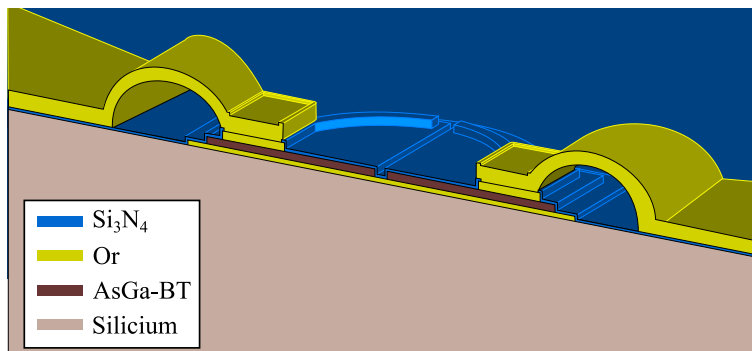


Figure 4-38 : Schéma simplifié du photoconducteur après l'étape des ponts à air.

Le contact électrique entre le ruban central de la ligne coplanaire et le photoconducteur est réalisé par l'intermédiaire de ponts à air. L'objectif final de cette étape est illustré en figure

4-38. Cette technique permet d'éviter un court-circuit entre la ligne CPW et l'or situé sous le photoconducteur. De plus le pont à air permet de réaliser une transition entre deux couches de hauteurs différentes en s'assurant qu'il n'y a pas de discontinuité. Pour réaliser un pont, on doit utiliser un matériau « cintre » qui va le supporter durant le dépôt de l'or. Ce cintre est enlevé à la fin du processus. Avant le dépôt de l'or, une résine est déposée par-dessus pour définir les motifs du pont. La réalisation se base sur deux techniques : la première consiste à utiliser les propriétés d'insolation des résines électroniques en fonction de la tension d'accélération des électrons. Le but de cette technique est de déposer une seule résine et d'insoler les cintres et la définition des motifs en utilisant deux tensions d'accélération [244]. Pour éviter d'avoir à modifier la tension d'accélération, manoeuvre toujours délicate, la deuxième technique consiste à utiliser deux matériaux déposés et révélés l'un à la suite de l'autre. Cette technique suppose que l'écriture et la révélation du deuxième matériau n'endommagent pas le matériau cintre. Plusieurs types de matériaux ont été utilisés, parmi lesquels le SiO_2 [245] ou le BCB (benzocyclobutene) [246]. Ces matériaux mettent en œuvre des gravures sèches qui peuvent être lourdes. Il est également possible d'employer une résine de lithographie comme cintre. La PMGI-SF11 (Polyméthyl glutarimide, de la société Microchem) est utilisée, notamment à l'IEMN [247,248], dans ce but.

On débute donc la construction des ponts à air en déposant par enduction centrifuge une couche de PMGI. Comme l'illustre la figure 4-39, il est nécessaire d'arrondir les angles de cette résine pour assurer la continuité de la ligne d'or. La PMGI ayant une température de transition vitreuse de $190\text{ }^\circ\text{C}$ [249], un recuit à $200\text{ }^\circ\text{C}$ permet de la faire fluer.

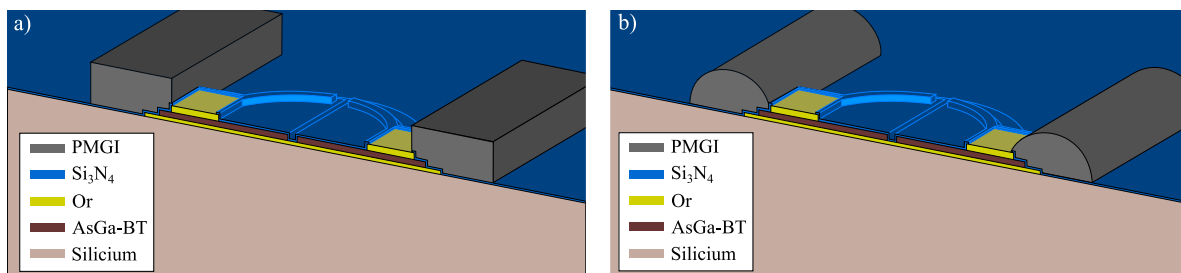


Figure 4-39 : Schémas simplifiés du photoconducteur après dépôt (a) et fluage (b) de la résine pilier.

On dépose ensuite la couche qui va définir la forme des ponts. Pour leur assurer une bonne rigidité et un bon contact avec pointes de mesures coplanaires, les couches d'or sont épaisses de 600 nm . Pour obtenir le profil casquette déjà utilisé avec cette grande épaisseur d'or, on dépose ici un bicouche COPO/PMMA. Cette résine nécessite une dose bien plus faible ($400\text{ }\mu\text{C}/\text{cm}^2$) que la PMGI pour pouvoir être révélée. C'est cette différence de dose d'écriture qui assure le fait que la PMGI n'est pas dissoute lors de la révélation de cette dernière couche. En effet, il a été montré que pour des doses supérieures à $500\text{ }\mu\text{C}/\text{cm}^2$, le mélange IPA/MIBK (Isopropanol/Méthylisobutylcétone) standard pour la révélation du couple COPO/PMMA, peut développer la PMGI [250] (figure 4-40-a). Le tricouche est recuit à $120\text{ }^\circ\text{C}$ au lieu de $185\text{ }^\circ\text{C}$,

cette température étant trop proche de la température de transition vitreuse de la PMGI. Malgré cette précaution, lors des recuits des résines, la PMGI semble instable et des contraintes mécaniques se forment. Ces dernières se relâchent aux points où elles se concentrent, ici aux angles droits, et des craquelures apparaissent. L'or déposé par-dessus cette résine fendillée pour former les ponts s'immisce alors dans les fissures et peut ne pas être retiré lors de lift off. Cet or forme alors des fils très fins qui peuvent court-circuiter le photoconducteur. Ce problème a déjà été rencontré lors d'un précédent projet [251], (consistant à faire une étape de lithographie sur un substrat en polymère). Ces travaux ont montré qu'arrondir les angles permettait de limiter considérablement ce genre de problème. Comme le montre la figure 4-40-b, cette technique a été appliquée avec succès pour la réalisation de ces ponts. L'or est ensuite déposé par évaporation et les trois résines sont dissoutes.

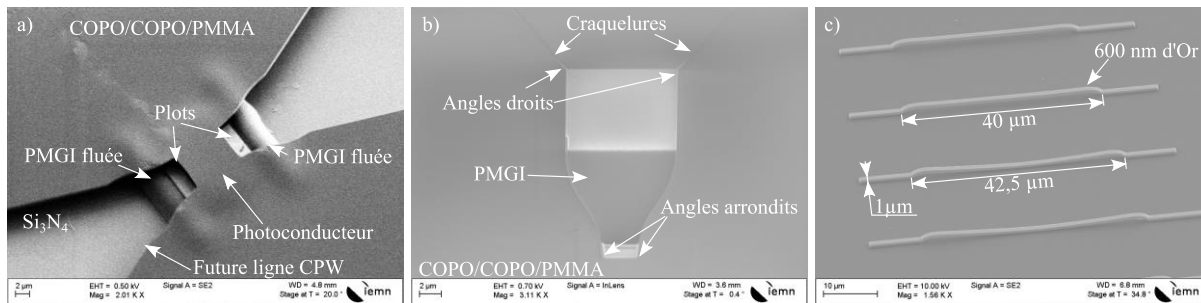


Figure 4-40 : a) Image MEB du tricouche COPO/COPO/PMMA sur la PMGI. b) Image MEB d'un tricouche COPO/COPO/PMMA avec des craquelures. c) Image MEB de ponts d'or d'épaisseur 600 nm, de largeur 1 µm et de différentes longueurs.

Des tests de longueurs de ponts ont été réalisés (figure 4-40-c). Ils montrent que certains, d'une largeur de 1 µm, peuvent atteindre une portée jusqu'à 40 µm, et augmenter jusqu'à 60 µm pour ceux qui mesurent plus de 7 µm de large. Comme le montre la figure 4-40-c, les ponts ne se brisent pas mais "s'affaissent" jusqu'à toucher le substrat, probablement en raison de relaxations de contraintes. Les images en figure 4-41 présentent le photoconducteur terminé.

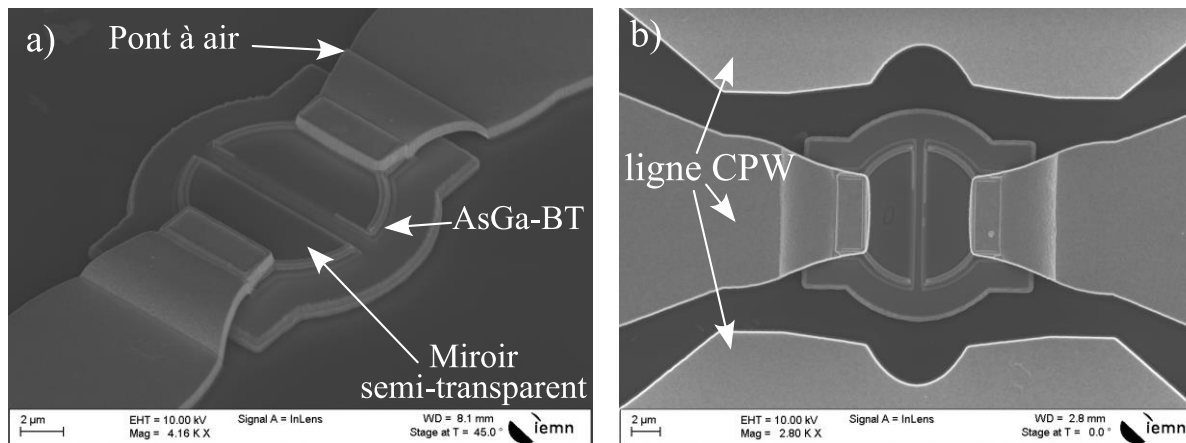


Figure 4-41 : Images MEB du photoconducteur terminé.

4.4 Caractérisation et comparaisons

Comme indiqué dans la deuxième sous-partie de ce chapitre, depuis les premières caractérisations présentées au chapitre précédent, effectuées avec un laser titane-saphir ayant un taux de répétition 80 MHz, Stefano Barbieri (Directeur de Recherches au CNRS) du groupe Photonique-THz a mis à notre disposition un laser femtoseconde fonctionnant à une longueur d'onde de $\lambda = 780$ nm et à un taux de répétition de 1 GHz (Menlo Systems). La durée de ses impulsions est estimée à 100 fs en sortie de la fibre optique. Le banc de mesures en échantillonnage reste inchangé à l'exception du filtre IF. Celui-ci est remplacé par un filtre passe-bas SLP-550+ (bande passante 0 - 550 MHz) pour bénéficier de toute la première zone de Nyquist.

4.4.1 Composants symétriques

4.4.1.1 Caractéristique courant-tension

La figure 4-42 représente une comparaison des caractéristiques $I(V)$ d'un photoconducteur normal et d'un photoconducteur fendu. Les deux photoconducteurs ont un diamètre de 10 μm . Ces mesures sont réalisées en utilisant le sourcemètre Keithley en montage quatre fils présenté au chapitre précédent. Le photocourant affiché ici est bien sur une valeur moyenne.

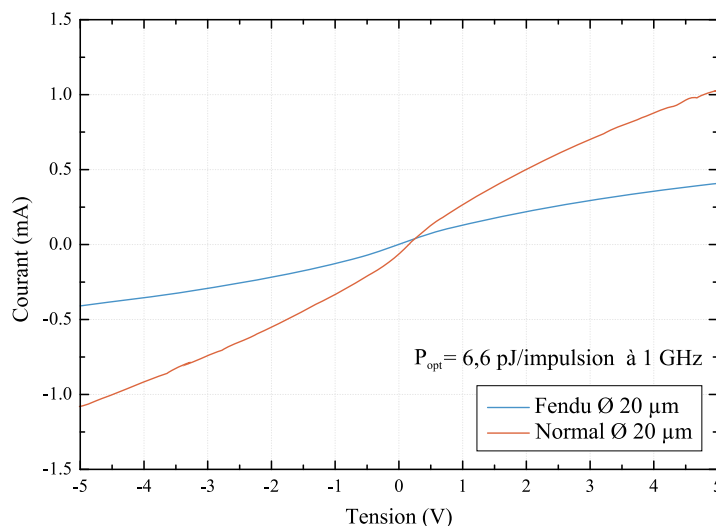


Figure 4-42 : Caractéristiques $I(V)$ d'un photoconducteur normal et d'un photoconducteur fendu éclairés par un faisceau impulsionnel identique de longueur d'onde 780 nm et d'énergie des impulsions de 6,6 pJ/Impulsion. Photoconducteurs de diamètres 20 μm et ayant une largeur de fente de 400 nm.

On y observe que la photoréponse d'un photoconducteur dont la cavité est symétrisée, est bien inférieure de moitié à celle d'un photoconducteur à cavité résonante classique. Le rapport des photocourants est ici de 2,5 (à 3V, contre 3,1 dans les simulations de la partie 4.1.2). Cette

caractéristiques $I(V)$ est également quasiment parfaitement antisymétrique et passe par l'origine. Bien sûr, pour que la courbe soit antisymétrique, il a été nécessaire d'optimiser la position de la fibre à l'aide du bras micropositionneur. Ces caractéristiques courant-tension montrent clairement l'effet de la symétrisation attendu et présenté en figure 4-3-a). Il n'est représenté ici que les caractéristiques $I(V)$ obtenues pour une énergie des impulsions optiques de 6,6 pJ/Impulsion, mais ces mêmes propriétés sont visibles pour toutes les puissances optiques et pour les deux diamètres de photoconducteurs testés (10 μm et 20 μm).

4.4.1.2 Capacité parallèle

Comme mentionné dans la première partie de ce chapitre, la symétrisation du photoconducteur permettrait également de diviser par 4 sa capacité. Des mesures de paramètres S ont été réalisées à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel sous pointes pour valider cette hypothèse. Les coefficients de transmission de photoconducteurs fendus (de diamètres 4 μm , 10 μm et 20 μm) et de photoconducteurs normaux (de diamètres 10 μm et 20 μm) sont présentés en figure 4-43. Ces mesures sont réalisées en obscurité.

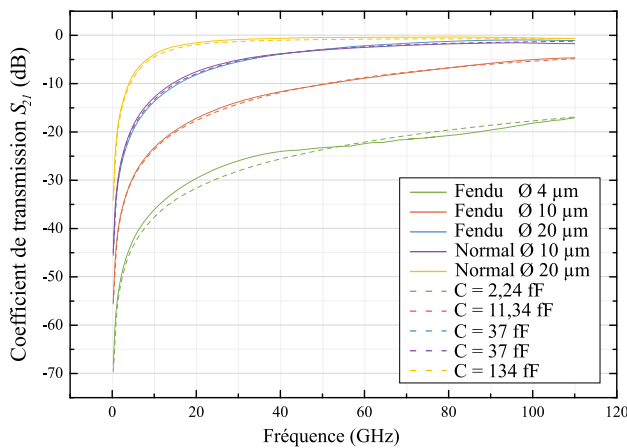


Figure 4-43 : Comparaison des coefficients de transmission de photoconducteurs fendus et de photoconducteurs normaux, de différents diamètres, hors éclairage en obscurité. En pointillés : courbes analytiques ajustées pour obtenir la valeur de la capacité.

TABLEAU XII
VALEURS DES CAPACITES

Photoconducteur	Ajustement aux mesures (fF)	Plaques parallèles (fF)
Fendu \varnothing 4 μm	2,24	1,3
Fendu \varnothing 10 μm	11,34	8,12
Fendu \varnothing 20 μm	37	32,5
Normal \varnothing 10 μm	37	32,5
Normal \varnothing 20 μm	134	130

Des courbes de coefficients de transmission de circuits ne comportant qu'une capacité en série, obtenues analytiquement, sont ajoutées à ce graphique. La valeur de la capacité a été ajustée pour que ces courbes se superposent le mieux aux mesures. Cette superposition permet d'estimer la capacité des photoconducteurs qui va de 2,24 fF pour le photoconducteur fendu de diamètre 4 μm , à 134 fF pour le photoconducteur normal de diamètre 20 μm . Pour les photoconducteurs normaux, ces valeurs correspondent, en ordre de grandeur, à celles obtenues par l'approximation de deux plaques métalliques parallèles calculées au chapitre 2 (Tableau XII). On remarque que le photoconducteur fendu de diamètre 20 μm et le photoconducteur normal de diamètre 10 μm ont le même coefficient de transmission. De superficie 4 fois

inférieure, la capacité du photoconducteur fendu est, à diamètre identique, 4 fois inférieure. Ces mesures mettent donc clairement en évidence que les photoconducteurs fendus ont une capacité plus faible que leurs équivalents normaux. On remarque que les photoconducteurs fendus transmettent le signal jusqu'à ~ 25 dB (à 30 GHz) de moins que ceux qui sont normaux.

4.4.2 Comportement non linéaire

Des mesures d'échantillonnage ont été réalisées avec le banc de mesures présenté au chapitre 3. Pour s'extraire des différences issues de l'épithaxie et de la fabrication technologique, seules les mesures réalisées sur le même substrat seront présentées. Les deux composants comparés ont un diamètre de $10\ \mu\text{m}$ et une épaisseur de cavité de $276\ \text{nm}$. Pour le photoconducteur fendu, la coupure est de $400\ \text{nm}$ de largeur. La figure 4-44 montre les amplitudes du fondamental H1 et des deux premiers harmoniques H2 et H3 générés par les photoconducteurs normaux et fendus en fonction de la puissance du signal à échantillonner. Elles sont issues de l'échantillonnage d'un signal de fréquence $1,27\ \text{GHz}$ et d'une puissance allant de $-10\ \text{dBm}$ à $+10\ \text{dBm}$. D'un point de vue optique, le faisceau est généré par le laser titane-saphir MAI-TAI de taux de répétition $80\ \text{MHz}$, présenté au chapitre 3. La puissance moyenne de ce faisceau laser en sortie de fibre optique est de $1,37\ \text{mW}$. Une lame demi-onde est placée sur son trajet avant l'injection pour contrôler sa polarisation.

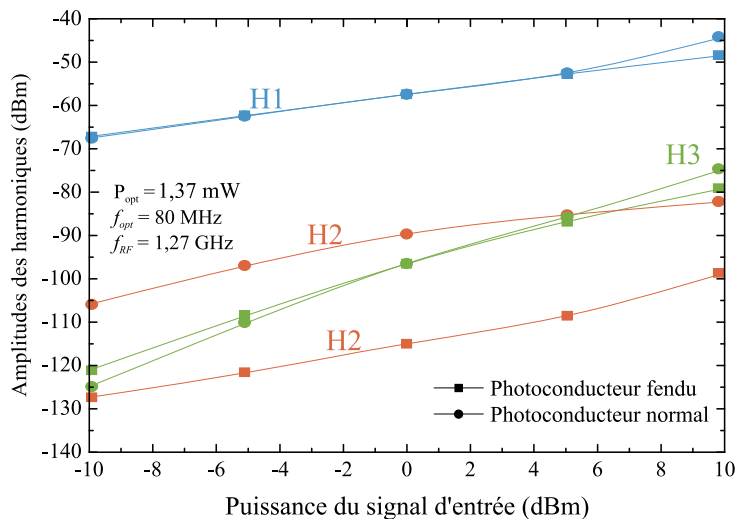


Figure 4-44 : Amplitudes du fondamental H1 et des deux premiers harmoniques H2 et H3 générés par les échantillonneurs normaux et fendus en fonction de la puissance du signal à échantillonner.

Ces mesures montrent tout d'abord qu'il existe bien un signal ramené dans la première zone de Nyquist en utilisant un photoconducteur fendu comme échantillonneur. L'échantillonnage est bel est bien possible avec des photoconducteurs fendus, l'électrode flottante ne posant pas de problème. Elles valident donc l'utilisation en tant qu'échantillonneurs les photoconducteurs de ce type.

Malgré ce que la différence de photoréponse pouvait laisser penser, les mesures ne révèlent *aucune différence notable* entre la puissance du fondamental du signal issu du photoconducteur fendu et celle du signal issu du photoconducteur normal. Par rapport aux simulations, qui montraient une disparition totale des harmoniques d'ordre pair, on peut observer que l'harmonique 2 reste présent dans des proportions mesurables. Cela est dû aux différentes imperfections de la symétrie: lithographie électronique et éclairage. Pour l'éclairage, on peut remarquer par des modifications manuelles de la position de la fibre placée au-dessus du photoconducteur, que l'amplitude de cet harmonique est fortement dépendante de cette symétrie, ce qui démontre bien que, comme supposé dans cette thèse, H2 est dû à la caractéristiques I(V) du photoconducteur. Lorsque le spot est bien réglé (cas de la figure) on peut toutefois noter une très forte réduction de ce signal: 24 dB en moyenne, mais elle peut atteindre 30 dB. Il permet de faire passer cet harmonique sous le niveau de l'harmonique d'ordre 3 pour les puissances inférieures à +5 dBm. Le SFDR s'en trouve amélioré dans toute la gamme -10, +5 dBm avec une amélioration maximale de 15 dB à -10 dBm. Contrairement à ce que l'on pouvait espérer on ne peut pas noter de réelle différence entre les amplitudes des harmoniques H3 des deux types de photoconducteurs. Il semble, d'après ces mesures, que la réduction du champ interne n'ait pas d'impact sur cet ordre d'harmoniques. Un décalage de l'effet non linéaire dû à la saturation de la vitesse des porteurs de charge n'est donc pas observé. Aucune dépendance à la polarisation du faisceau optique n'a été constatée.

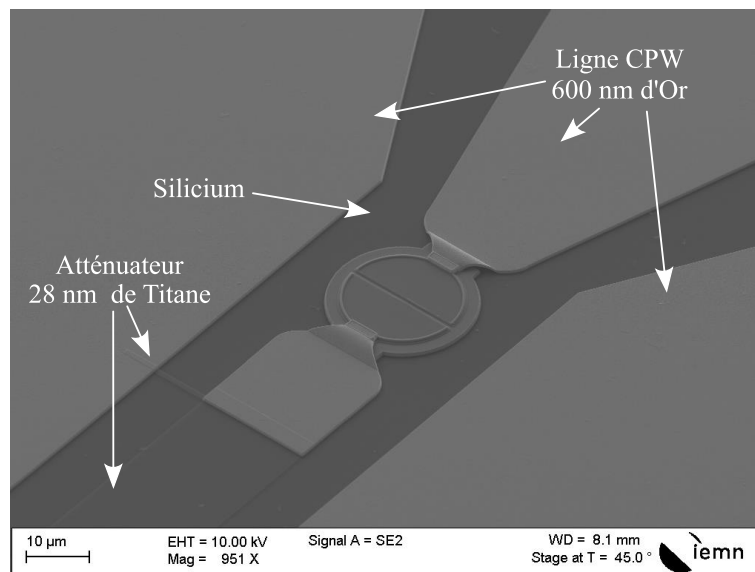


Figure 4-45 : Vue MEB d'un photoconducteur symétrique de diamètre 20 µm associé à un atténuateur π de 3 dB.

Différents photoconducteurs intégrant un atténuateur avant eux (figure 4-45) ont été testés. D'un point de vue de la génération d'harmoniques aucune différence notable n'a malheureusement pu être extraite des mesures en comparaison des tests effectués avec un atténuateur connectorisé. En effet, on peut remarquer que pour une puissance RF incidente sur le photoconducteur identique (compte tenu de l'atténuation), l'amplitude des harmoniques reste identique.

4.4.3 Evolution des performances avec la fréquence

Le fait que la réponse en échantillonnage ne soit que peu affectée par la symétrisation du photoconducteur associé à la réduction significative de la capacité nous permet d'envisager l'utilisation de ce dernier à de plus hautes fréquences. Deux bancs de mesures d'échantillonnage ont été montés : le premier en coaxial dans la bande 0-67 GHz et le deuxième en guide d'onde autour de 300 GHz.

4.4.3.1 Caractérisation en fonction de la fréquence

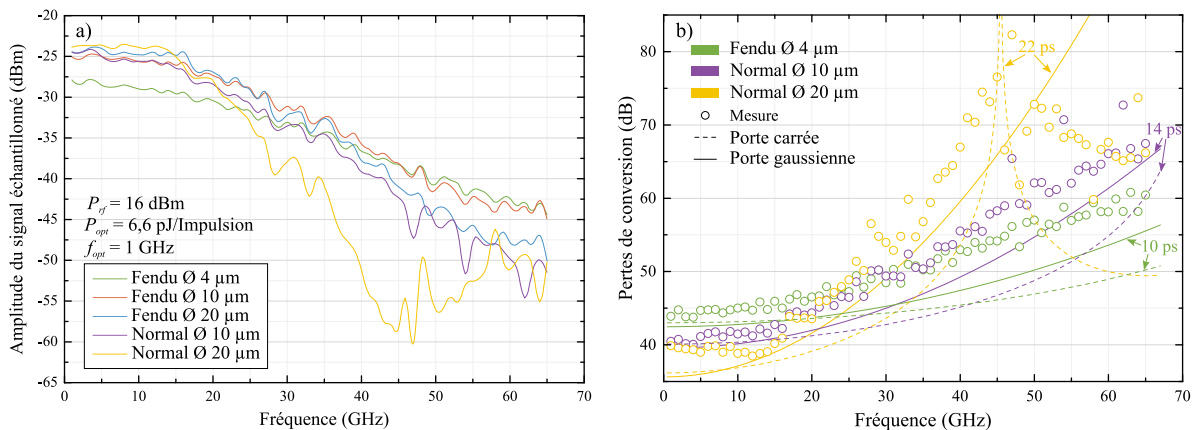


Figure 4-46 : a) Amplitude de H1 en fonction de la fréquence du signal incident. b) Comparaison entre les mesures (cercles) et les résultats de pertes de conversion, issus de l'équation 14 (traits continus).

Ces mesures ont pour objectif d'étudier la variation des performances des différents types d'échantillonneurs en fonction de la fréquence du signal RF sur une large bande grâce à un synthétiseur de 67 GHz. Cela nous oblige à retirer le filtre passe-bande RF (voir figure 3-5). Celui-ci générant des harmoniques non négligeables (SFDR de 50 dB à $P_{rf} = 16$ dBm), il est impossible de déterminer la provenance des différentes fréquences qui composent le signal IF. Seule la puissance de H1 du signal échantillonné sera donc mesurée ici.

La figure 4-46-a montre l'évolution de la puissance du fondamental en fonction de la fréquence du signal RF pour les 5 photoconducteurs testés. Les pertes des différents éléments (câbles, pointes...) du circuit sont retranchées des mesures présentées. On remarque une baisse significative de cette puissance pour tous les photoconducteurs. Ceux qui ont le plus petit diamètre ont une plus faible réponse pour les basses fréquences. Ceci s'explique certainement par le fait que ceux dont le diamètre est de 4 µm sont plus petits que le MFD de la fibre (5 µm).

Plus la fréquence augmente, plus cette tendance s'inverse. A 67 GHz le fondamental du signal échantillonné par le photoconducteur de diamètre 4 µm est supérieur de 15 dB à celui des photoconducteurs normaux. On peut attribuer cela à une fréquence de coupure plus élevée due à une plus faible capacité. Ceci mène à un plus fort « contraste ».

La figure 4-46-b présente une comparaison des pertes de conversion entre les mesures (cercles) et les calculs par l'équation (14). Celle-ci exprime l'évolution des pertes de conversion en

fonction de la fréquence du signal RF et de la durée d'ouverture de la porte d'échantillonnage (pour mémoire, la capacité n'est pas prise en compte dans cette formule). La porte d'ouverture peut être gaussienne (traits continus) ou rectangulaire (tirets). Ces résultats sont obtenus pour un photoconducteur fendu de diamètre 4 μm et des photoconducteurs normaux de diamètres 10 μm et 20 μm . L'ajustement des résultats est obtenu pour des durées d'ouverture respectivement de 10 ps, 14 ps et 22 ps (voir la partie 1.2.1.4). Cette comparaison met en évidence qu'il existerait un élargissement de la fenêtre d'ouverture de l'échantillonneur pour le photoconducteur de diamètre 10 μm ce qui serait compatible avec une saturation plus importante de ce dernier due à une illumination plus importante. On peut remarquer que les pertes de celui dont le diamètre est de 20 μm s'ajustent mieux pour une porte d'ouverture de forme rectangulaire. En effet, on observe une baisse des pertes de conversion pour les fréquences élevées après un passage par un maximum. Comme montré en partie 3.3.3, la « rectangularisation » de la forme temporelle du signal saturé pourrait expliquer cet effet.

4.4.3.2 Caractérisation aux fréquences millimétriques

Comme l'ont montré les mesures présentées ci-dessus, les photoconducteurs fendus de diamètre 4 μm présentent une meilleure bande passante que les autres photoconducteurs testés. Pour déterminer les performances ultimes de cette propriété, nous réalisons ici la mesure d'échantillonnage d'un signal à 300 GHz. Pour cela, et comme l'illustrent la figure 4-47 et la figure 4-48, nous plaçons un multiplicateur de fréquences (deux tripleurs et un doubleur, en cascade, soit une multiplication par 18) entre le synthétiseur et la pointe coplanaire. Ce multiplicateur étant en guide rectangulaire, nous plaçons un atténuateur variable, lui aussi en guide, pour pouvoir maîtriser la puissance incidente en ajustant la position d'un plongeur micropositionné. La puissance en sortie de l'atténuateur est calibrée pour chaque emplacement du plongeur à l'aide d'un calorimètre.

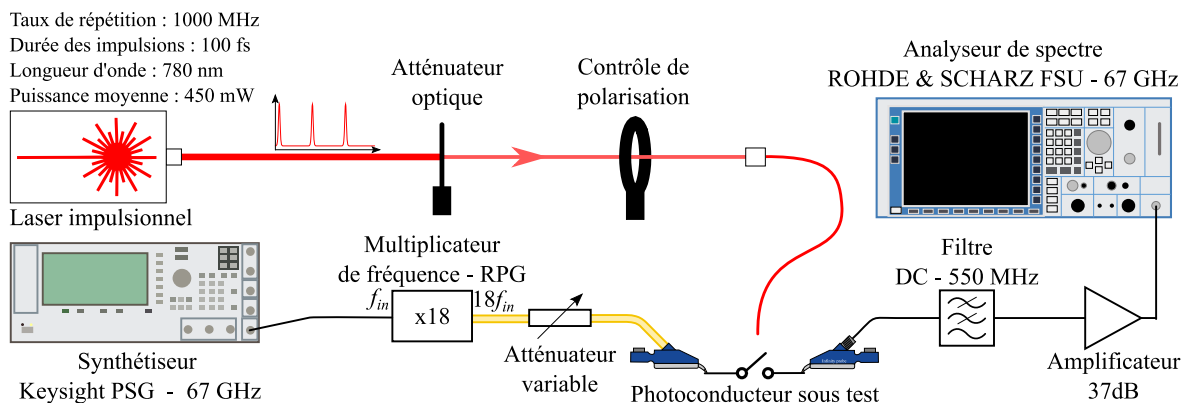


Figure 4-47 : Schéma du banc de mesures à 300 GHz.

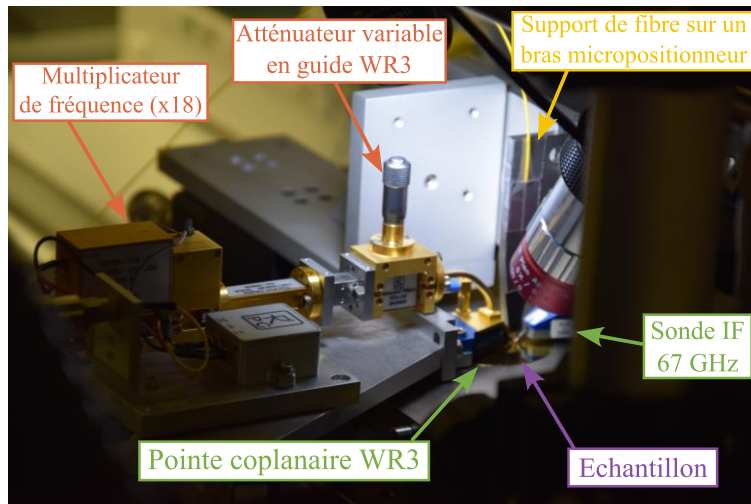


Figure 4-48 : Photographie du banc de mesures à 300 GHz, montrant le multiplicateur de fréquence, l'atténuateur en guide et la sonde coplanaire de 220-325 GHz.

La figure 4-49 présente une superposition des spectres d'un signal de 300 GHz et de puissance 2,3 dBm, échantillonné avec un éclairage de longueur d'onde de 780 nm, d'énergie 1,7, 11 et 22 pJ/impulsion, à un taux de répétition de 1 GHz. Ces courbes montrent pour la première fois l'échantillonnage d'un signal à 300 GHz, ramené dans la bande 0-500MHz. Il faut noter que ces signaux sont amplifiés de 37 dB.

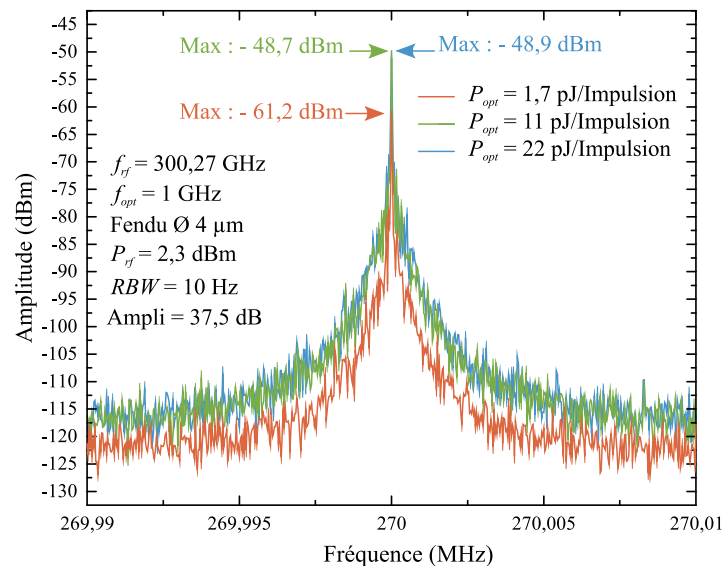


Figure 4-49 : Superposition des spectres d'un signal de 300 GHz et de puissance 2,3 dBm échantillonné avec un éclairage de longueur d'onde de 780 nm, de 1,7, 11 et 22 pJ/impulsion à un taux de répétition de 1 GHz.

La figure 4-50-a présente l'évolution des pertes de conversion extraites des mesures présentées en figure 4-49 pour plusieurs puissances RF incidentes. Les pertes de conversion minimum relevées sont d'environ 68 dB. On remarque une bonne linéarité de la puissance du fondamental avec la puissance RF incidente. On peut tout de même noter que cette affirmation n'est pas vérifiée pour une énergie des impulsions de 11 pJ/Impulsion entre -32,5 et -20 dB.

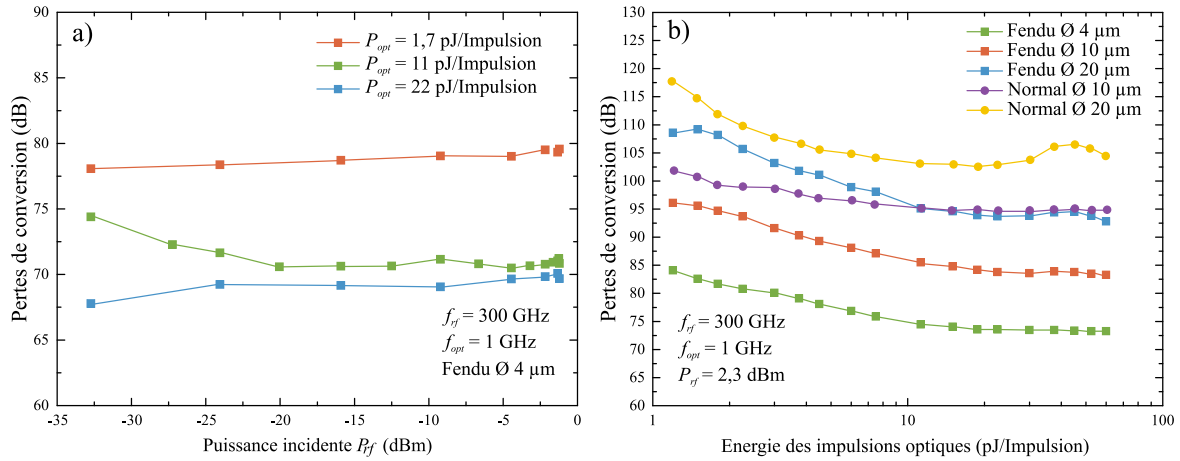


Figure 4-50 : a) Evolution de HI en fonction de la puissance de l'onde incidente de 300 GHz avec un éclairement de longueur d'onde de 780 nm, de 1,7, 11 et 22 pJ/impulsion, à un taux de répétition de 1 GHz. b) Comparaison des évolutions de HI en fonction de la puissance du faisceau optique pour les 5 photoconducteurs testés.

La figure 4-50-b compare les pertes de conversion à 300 GHz obtenues par les différents photoconducteurs testés en fonction de la puissance optique. On remarque une baisse de 15 dB de ces pertes entre les photoconducteurs normaux et ceux fendus, à diamètre identique. Les photoconducteurs normaux semblent moins sensibles à la puissance optique, plus rapidement saturés. Pour des énergies des impulsions supérieures à 10 pJ/Impulsion, le photoconducteur normal de diamètre 10 µm et le fendu de diamètre 20 µm, qui ont des capacités sensiblement identiques, présentent des pertes de conversion égales. A cette fréquence, la capacité des photoconducteurs joue donc un rôle prépondérant.

4.5 Conclusions du chapitre 4

Ce chapitre a présenté dans un premier temps les voies d'optimisation envisagées pour améliorer les performances en échantillonnage des photoconducteurs résonants. D'un point de vue circuit d'abord, des pistes, dont l'objectif est d'améliorer l'adaptation indispensable à ce type de circuits, ont été présentées. L'utilisation de filtres non réfléchissants à la place des filtres IF standards permettrait de se prémunir des réflexions des signaux en dehors de la bande autorisée par le filtre et réduirait potentiellement les non-linéarités. Des atténuateurs intégrés ont également été développés. La principale voie d'optimisation étudiée a été la symétrisation du photoconducteur en scindant celui-ci en deux parties identiques. Cela permettrait de réduire les harmoniques d'ordre pair mais également de réduire la capacité.

Une présentation détaillée du processus de fabrication est ensuite proposée. Une attention particulière est portée sur la gravure de l'AsGa-BT qui doit, pour la première fois, comporter dans sa structure une coupure de dimensions nanométriques. La gravure de la couche d'or de thermocompression par IBE a également été développée et optimisée, ce qui a permis d'obtenir des composants intégrables avec des lignes coplanaires sur silicium.

Enfin la caractérisation des photoconducteurs en échantillonnage confirment certaines attentes. En effet, la caractéristique $I(V)$ est bien devenue symétrique. Cette symétrisation permet d'améliorer le SFDR de 15 dB. Une diminution de leur puissance jusqu'à 30 dB a été observée. Les mesures de paramètres-S ont également confirmé la réduction de capacité de ces photoconducteurs par rapport à ceux qui sont standards. Ceci permet d'augmenter la bande passante du photoconducteur à diamètre équivalent, ou d'augmenter son diamètre à bande passante équivalente. De bons résultats, jusqu'à 67 GHz, nous ont poussés à réaliser, pour la première fois, l'échantillonnage de signaux à 300 GHz avec des pertes de conversion de 68 dB.

Conclusion générale

Les signaux radar sont agiles et peuvent occuper de larges gammes de fréquences à de faibles niveaux de puissance. Leur détection nécessite de développer un appareillage capable de mesurer de tels signaux en vue d'une reconnaissance par traitement informatique. Dans la chaîne de réception, l'étape de conversion analogique-numérique présente donc un enjeu majeur. La démonstration mathématique montre que le sous-échantillonnage permettrait la conversion de signaux hyperfréquences en bande étroite sans requérir à un étage de conversion superhétérodyne nécessaire pour respecter la condition de Shannon des échantillonneurs électroniques. Parmi les différentes limitations de cette technique nous relèverons particulièrement la gigue de l'horloge d'échantillonnage. En effet, l'état de l'art des CANs électroniques montre que peu d'entre eux dépassent la limitation due à la gigue de 100 fs. Des technologies de photoconducteurs rapides ont émergé pour bénéficier des giges extrêmement faibles des lasers impulsionnels. L'AsGa-BT est largement utilisé ici car il présente des propriétés optiques (bande interdite de 1,42 eV) et électroniques (grande mobilité des porteurs de charge) particulièrement bien adaptées à cette application. Des photoconducteurs basés sur le principe de la cavité résonante Fabry-Pérot ont été développés au sein de l'IEMN. Cette cavité permet d'optimiser la puissance optique nécessaire pour réaliser la commutation du photoconducteur ce qui permet d'envisager cette technique pour des applications en milieux plus contraints, mais également de faciliter l'entrelacement d'échantillonneurs. Cette technique atteint un rendement quantique jusqu'à 80 % sur des épaisseurs d'AsGa-BT très réduites, ce qui diminue d'autant les problématiques liées aux épitaxies de grandes épaisseurs, comme les contraintes mécaniques. Les photoconducteurs présentent cependant de fortes non-linéarités et les harmoniques qui en résultent deviennent la principale limitation de ce type de CAN. L'objectif de cette thèse était d'étudier les non-linéarités de photoconducteurs à cavité résonantes Fabry-Pérot et de proposer des solutions potentielles pour les réduire.

Ces travaux ont donc débuté par la caractérisation optoélectronique des non-linéarités des photoconducteurs existants. Celle-ci impose l'utilisation de bancs de mesures sous pointes performants aussi bien dans le domaine optique que dans le domaine électrique. Le caractère intrinsèquement désadapté d'un échantillonneur génère de fortes réflexions qui peuvent avoir une influence substantielle et difficilement prédictible sur la réponse harmonique du photoconducteur. Malgré cela, plusieurs caractéristiques ont pu être tirées de ces campagnes de mesures. L'évolution de la puissance du signal fondamental est particulièrement bien comprise. En ce qui concerne la durée d'ouverture de la porte d'échantillonnage, elle suit la caractéristique décrite mathématiquement dans le premier chapitre. Pour ce qui est des harmoniques 2 et 3, les différents paramètres matériaux ne semblent avoir que peu d'effets significatifs. Pour finir, le diamètre du photoconducteur joue principalement un rôle pour ce qui est de l'échantillonnage de signaux de très hautes fréquences (> 20 GHz). Une étude expérimentale des accès en guide

coplanaire nous a également permis d'optimiser leur conception.

Les problèmes de forte désadaptation d'impédance, mis en évidence pendant l'étape de caractérisation, nous ont poussés à étudier différentes possibilités d'améliorations. La première est de déplacer l'atténuateur d'adaptation au plus près du photoconducteur, sur le substrat de silicium, pour limiter les réflexions pointe/photoconducteur. Pour cela nous avons conçu, aussi bien par simulation qu'expérimentalement, un atténuateur sur ligne CPW utilisable jusqu'à 110 GHz. Ce circuit présente une atténuation bien maîtrisée et constante. Son coefficient de réflexion atteint, dans la bande de fréquences radar, 35 dB. Ce résultat est meilleur de 15 dB par rapport à l'atténuateur commercial utilisé pour les campagnes de mesures. La deuxième possibilité étudiée est d'utiliser des filtres non réfléchissants. En effet une réduction conséquente des harmoniques générés dans le cas de mélange hétérodyne a été démontrée. Les études menées à ce sujet se sont pour l'instant limitées à une caractérisation hyperfréquences de filtres commerciaux.

La caractérisation nous a également permis de dégager un modèle simplifié, en approximation quasi statique, basé sur la caractéristique $I(V)$ du photoconducteur éclairé. Celui-ci montre une bonne corrélation avec la réalité expérimentale. Il permet, dans une certaine mesure, de comprendre l'origine de ces harmoniques. Il met clairement en évidence qu'une linéarisation de la caractéristique $I(V)$ pourrait réduire la génération de raies harmoniques. Cette linéarisation passe par une symétrisation de la structure du photoconducteur et une réduction du champ électrique interne. Plusieurs autres caractéristiques de la structure du photoconducteur peuvent avoir un impact sur ses performances comme la capacité, qui réduit la bande passante, ou la résistance série qui est source de pertes et d'harmoniques de rang plus élevé. Pour réaliser cela, nous avons choisi de diviser le photoconducteur en deux parties symétriques. Éclairée de manière identique nous avons pu montrer par simulations que cette structure permet d'obtenir une caractéristique $I(V)$ symétrique. Les simulations réalisées avec le modèle développé durant cette thèse montrent que cette structure pourrait apporter une amélioration, notamment pour les harmoniques d'ordre pair. Des simulations optiques ont également révélé que cette modification de structure ne dégrade pas l'absorption optique.

Pour valider expérimentalement ces présomptions nous avons réalisé, grâce aux moyens de fabrication technologique de l'IEMN, des photoconducteurs symétriques. Le processus de fabrication présente la particularité d'avoir une fente dans l'AsGa-BT de dimensions nanométriques. De plus cette fente devant être parfaitement alignée au miroir semi transparent, nous avons dû apporter une attention particulière à l'étape d'ICP-RIE pour obtenir une précision nanométrique couplée à une forte anisotropie de la gravure de la couche d'AsGa-BT. Une amélioration de l'étape de gravure de l'or par IBE a également été apportée durant ces travaux de thèse. Celle-ci a pour but de réduire la formation de collerettes issues des redépôts d'or sur le pourtour de la résine protectrice. Pour cela nous avons optimisé à la fois l'épaisseur de résine et la procédure de gravure. La nouvelle procédure utilise une combinaison de plusieurs angles d'incidence du faisceau d'ions. Les collerettes ont ainsi disparu en quasi-totalité.

Une campagne de caractérisation menée sur les photoconducteurs fendus a montré que, convenablement éclairés, leur caractéristique $I(V)$ est très symétrique. Cette symétrie se fait au détriment de la photoréponse. Avec une excitation hyperfréquences, la symétrisation de l'éclairement ne pouvant pas être parfaite, les harmoniques d'ordres pair n'ont pas complètement disparu. Une diminution de leur puissance jusqu'à 30 dB a tout de même été observée. La mesure des paramètres-S met en évidence la réduction de la capacité des photoconducteurs fendus. Ceci permet d'augmenter la bande passante. Des mesures d'échantillonnage jusqu'à 67 GHz ont montré que les photoconducteurs fendus ont de meilleures performances que les photoconducteurs normaux pour l'échantillonnage de signaux à très hautes fréquences. Ces résultats nous ont poussés à réaliser, avec succès et pour la première fois, l'échantillonnage de signaux à 300 GHz.

On peut aujourd'hui entrevoir au moins deux voies que pourraient emprunter les futurs travaux menés sur ce thème. Premièrement et comme évoqué précédemment, les résultats en termes de réduction des non-linéarités obtenus par l'utilisation de filtres non réfléchissants, sur des mélangeurs hétérodynes sont significatifs. Notre application étant relativement similaire, cette voie, encore jamais explorée, semblent très prometteuse. Son étude, en conjonction avec les photoconducteurs symétrisés, n'a malheureusement pas pu être réalisée dans le cadre de cette thèse. Deuxièmement, l'AsGa-BT semble présenter une limite en termes de non-linéarité. Il pourrait, par conséquent, être intéressant d'étudier d'autres matériaux photosensibles. Des matériaux III-V rapides (par implantation ou lors de la croissance), à plus grand gap, semblent particulièrement adaptés. L'unique condition imposée sur le choix du matériau par le processus de fabrication de photoconducteurs symétriques est qu'il soit capable de le graver avec une bonne anisotropie.

Bibliographie

- [1] **Peytavit E., Latzel P., Pavanello F., Ducournau G., Lampin J. F.** *CW Source Based on Photomixing With Output Power Reaching 1.8 mW at 250 GHz.* IEEE Electron Device Letters. Vol. 34, n°10, p. 1277-1279. **2013.**
- [2] **Peytavit E., Pavanello F., Ducournau G., Lampin J.-F.** *Highly efficient terahertz detection by optical mixing in a GaAs photoconductor.* Appl. Phys. Lett. Vol. 103, n°20, p. 201107. **2013.**
- [3] **Peytavit E., Formont S., Lampin J. F.** *GaAs Fabry-Perot cavity photoconductors: switching with picojoule optical pulses.* Electronics Letters. Vol. 49, n°3, p. 207-208. **2013.**
- [4] **Adamy D. L.** *EW 101: A First Course in Electronic Warfare.* Artech House Publishers. **2001.**
- [5] **De Martino A.** *Introduction to Modern EW Systems (Radar).* Artech House, **2012.**
- [6] **Griffiths H., Baker C., Adamy D.** *Introduction to Airborne Radar.* SciTech Publishing, **2014.**
- [7] *Norme : IEEE P802.3ba 40Gb/s and 100Gb/s Ethernet Task Force.*
- [8] **Piqueras M. A., Piqueras, P., Álvaro A., Rodriguez J. M., Lecomte S., Portuondo-Campa E., et al.** *High speed, high frequency Electro-Photonic ADC for Space Enabled Routers and Flexible Antennas.* In : *International Conference on Space Optics.* **2016.**
- [9] **Fourier J.** *Théorie analytique de la chaleur.* F. Didot père et fils, **1822.**
- [10] **Kester W.** *Data Conversion Handbook.* 1st éd. Eselvier, **2004.**
- [11] **Shannon C. E.** *Communication in the Presence of Noise.* Proceedings of the IRE. Vol. 37, n°1, p. 10-21. **1949.**
- [12] **Nyquist H.** *Certain Topics in Telegraph Transmission Theory.* Transactions of the American Institute of Electrical Engineers. Vol. 47, n°2, p. 617-644. **1928.**

- [13] **Bennett W. R.** *Time Division Multiplex Systems.* Bell System Technical Journal. Vol. 20, n°2, p. 199-221. **1941.**
- [14] **Gabor D.** *Theory of communication. Part 1: The analysis of information.* Journal of the Institution of Electrical Engineers - Part III: Radio and Communication Engineering. Vol. 93, n°26, p. 429-441. **1946.**
- [15] **Kester W.** *Mixed-signal and DSP Design Techniques.* Newnes, **2003.**
- [16] **Texas Instruments.** *Application Report - p 15 Understanding Data Converters.* **1995.**
- [17] **Abramowitz M., Stegun I.** *Handbook of Mathematical Functions.* National bureau of Standards Applied Mathematics Series, **1972.**
- [18] **Weisstein E. W.** *Fourier Transform--Gaussian.* WEB : MathWorld--A Wolfram Web Resource. <http://mathworld.wolfram.com/FourierTransformGaussian.html>.
- [19] **Black W. C., Hodges D. A.** *Time interleaved converter arrays.* IEEE Journal of Solid-State Circuits. Vol. 15, n°6, p. 1022-1029. **1980.**
- [20] **Gorisse B.** *Manuscrit de Thèse - Étude d'éléments de base et de concepts pour un numériseur à très large bande passante et à haute résolution -- Université Lille 1.* **2007.**
- [21] **Louwsma, Simon, Van Tuijl E. D., Nauta B.** *Time-interleaved Analog-to-Digital Converters | Simon Louwsma | Springer.* Springer Netherlands, **2011.**
- [22] **Razavi B.** *Problem of timing mismatch in interleaved ADCs.* In : *Proceedings of the IEEE 2012 Custom Integrated Circuits Conference.* pages : 1-8 **2012.**
- [23] **Valley G. C.** *Photonic analog-to-digital converters.* Optics Express. Vol. 15, n°5, p. 1955. **2007.**
- [24] *IEEE Standard for Terminology and Test Methods for Analog-to-Digital Converters.* IEEE Std 1241-2010 (Revision of IEEE Std 1241-2000). p. 1-139. **2011.**
- [25] **Kester W.** *Technical Report , Analog Devices - Understand SINAD, ENOB, SNR, THD, THD + N, and SFDR so You Don't Get Lost in the Noise Floor.* **2009.**

- [26] **Delord J.-M.** *Echantillonnage photoconductif de signaux radio-fréquence.* 2010.
- [27] **Blair J.** *Recorders.* In : Wiley: Wiley Survey of Instrumentation and Measurement. pages : 1035–1051 2001.
- [28] **Kester W.** *Analog device Tutorial, Mt-001 - Taking the mystery out of the infamous formula, « $snr = 6.02n + 1.76db$, » and why you should care.* 2008.
- [29] **Johnson J. B.** *Thermal Agitation of Electricity in Conductors.* Phys. Rev. Vol. 32, n°1, p. 97-109. 1928.
- [30] **Nyquist H.** *Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors.* Phys. Rev. Vol. 32, n°1, p. 110-113. 1928.
- [31] **Brannon B., Barlow A.** *Analog Devices - Note d'application - Aperture Uncertainty and ADC System Performance.*
- [32] **Löhning M., Fettweis G.** *The effects of aperture jitter and clock jitter in wideband ADCs.* Computer Standards & Interfaces. Vol. 29, n°1, p. 11-18. 2007.
- [33] **Walden R. H.** *Analog-to-digital converter survey and analysis.* IEEE Journal on Selected Areas in Communications. Vol. 17, n°4, p. 539-550. 1999.
- [34] **Valley G. C., Hurrell J. P., Seifler G. A.** *Photonic analog-to-digital converters: fundamental and practical limits.* SPIE: Integrated Optical Devices, Nanostructures, and Displays,. Vol. 5618, p. 96-106. 2004.
- [35] **Taylor H. F.** *An optical analog-to-digital converter - Design and analysis.* IEEE Journal of Quantum Electronics. Vol. 15, n°4, p. 210-216. 1979.
- [36] **Awad S. S.** *The effects of accumulated timing jitter on some sine wave measurements.* IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. Vol. 44, n°5, p. 945-951. 1995.
- [37] **Awad S. S.** *Analysis of accumulated timing-jitter in the time domain.* IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. Vol. 47, n°1, p. 69-73. 1998.

- [38] **Neu T.** *Clock jitter analyzed in the time domain, Part 1.* Analog Applications Journal - Texas Instruments Incorporated. p. 5-9. **2010.**
- [39] **Khilo A., Spector S. J., Grein M. E., Nejadmalayeri A. H., Holzwarth C. W., Sander M. Y., et al.** *Photonic ADC: overcoming the bottleneck of electronic jitter.* Optics Express. Vol. 20, n°4, p. 4454. **2012.**
- [40] **Jonsson B. E.** *A/D-converter performance evolution.* ADMS Design AB <https://pdfs.semanticscholar.org/d754/80e0d260278dd704acbf654440225eb70c01.pdf>, **2012.**
- [41] **Ali A. M. A., Dillon C., Sneed R., Morgan A., Kornblum J., Wu L., et al.** *A 14-bit 125 MS/s IF/RF sampling pipelined A/D converter.* In : *Proceedings of the IEEE 2005 Custom Integrated Circuits Conference.* pages : 391-394 **2005.**
- [42] **Ali A. M. A., Dillon C., Sneed R., Morgan A. S., Bardsley S., Kornblum J., et al.** *A 14-bit 125 MS/s IF/RF Sampling Pipelined ADC With 100 dB SFDR and 50 fs Jitter.* IEEE Journal of Solid-State Circuits. Vol. 41, n°8, p. 1846-1855. **2006.**
- [43] **Chen C. Y., Wu J., Hung J. J., Li T., Liu W., Shih W. T.** *A 12-Bit 3 GS/s Pipeline ADC With 0.4 mm² and 500 mW in 40 nm Digital CMOS.* IEEE Journal of Solid-State Circuits. Vol. 47, n°4, p. 1013-1021. **2012.**
- [44] **Murmann B.** *The Race for the Extra Decibel: A Brief Review of Current ADC Performance Trajectories.* IEEE Solid-State Circuits Magazine. Vol. 7, n°3, p. 58-66. **2015.**
- [45] **Greshishchev Y. M., Aguirre J., Besson M., Gibbins R., Falt C., Flemke P., et al.** *A 40GS/s 6b ADC in 65nm CMOS.* In : *2010 IEEE International Solid-State Circuits Conference - (ISSCC).* pages : 390-391 **2010.**
- [46] **Kim T. K., Song Y., Jung K., Kim C., Kim H., Nam C. H., et al.** *Sub-100-as timing jitter optical pulse trains from mode-locked Er-fiber lasers.* Opt Lett. Vol. 36, n°22, p. 4443-4445. **2011.**
- [47] **Kim C., Bae S., Kieu K., Kim J.** *Sub-femtosecond timing jitter, all-fiber, CNT-mode-locked Er-laser at telecom wavelength.* Opt Express. Vol. 21, n°22, p. 26533-26541. **2013.**

- [48] **Ali A. M. A., Dinc H., Bhoraskar P., Dillon C., Puckett S., Gray B., et al.** *A 14 Bit 1 GS/s RF Sampling Pipelined ADC With Background Calibration.* IEEE Journal of Solid-State Circuits. Vol. 49, n°12, p. 2857-2867. **2014.**
- [49] **Elbadry M.** *Quadrature Frequency Generation for Wideband Wireless.* **2015.**
- [50] **Murmann B.** *ADC Performance Survey 1997-2016.* In : [en ligne] <http://web.stanford.edu/~murmann/adcsurvey.html>. **2016.**
- [51] **Kester W.** *Analog Devices, MT-008 TUTORIAL - Converting Oscillator Phase Noise to Time Jitter.* **2009.**
- [52] **Kirkby D.** *University College London - A Picosecond Optoelectronic Cross Correlator using a Gain Modulated Avalanche Photodiode for Measuring the Impulse Response of Tissue.* **1999.**
- [53] **Rodwell M. J. W., Kamegawa M., Yu R., Case M., Carman E., Giboney K. S.** *GaAs nonlinear transmission lines for picosecond pulse generation and millimeter-wave sampling.* IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. Vol. 39, n°7, p. 1194-1204. **1991.**
- [54] **Agoston A., Pepper S., Norton R., Ebner J., Schoen K.** *100 GHz through-line sampler system with sampling rates in excess of 10 Gsamples/second.* In : *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, 2003.* pages : 1519-1521 vol.3 **2003.**
- [55] **Zhou J., Lu Q., Liu F., Li Y.** *A Novel Picosecond Pulse Generation Circuit Based on SRD and NLTL.* PLoS One. Vol. 11, n°2,. **2016.**
- [56] **Anritsu Company.** *The essentials of vector network analysis.* **2009.**
- [57] **Grove W. M.** *Sampling for Oscilloscopes and Other RF Systems: DC Through X-Band.* In : *G-MTT International Symposium Digest. G-MTT International Symposium Digest.* pages : 191-196 **1966.**
- [58] **Yao J.** *Microwave Photonics.* J. Lightwave Technol., JLT. Vol. 27, n°3, p. 314-335. **2009.**
- [59] **Capmany J., Novak D.** *Microwave photonics combines two worlds.* Nat Photon. Vol. 1, n°6, p. 319-330. **2007.**

- [60] **Einstein A.** *Zur Quantentheorie der Strahlung.* Physikalische Zeitschrift. Vol. 12, p. 121–128. **1917.**
- [61] **Maiman T. H.** *Stimulated Optical Radiation in Ruby.* Nature. Vol. 187, n°4736, p. 493-494. **1960.**
- [62] **Keller U.** *Ultrafast solid-state laser oscillators: a success story for the last 20 years with no end in sight.* Appl. Phys. B. Vol. 100, n°1, p. 15-28. **2010.**
- [63] **Coutaz J.-L.** *Optoélectronique térahertz.* EDP Sciences, **2008.**
- [64] **Ell R., Morgner U., Kärtner F. X., Fujimoto J. G., Ippen E. P., Scheuer V., et al.** *Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser.* Opt. Lett., OL. Vol. 26, n°6, p. 373-375. **2001.**
- [65] **Yamane K., Zhang Z., Oka K., Morita R., Yamashita M., Suguro A.** *Optical pulse compression to 3.4fs in the monocycle region by feedback phase compensation.* Opt. Lett., OL. Vol. 28, n°22, p. 2258-2260. **2003.**
- [66] **Keller U., Weingarten K. J., Kartner F. X., Kopf D., Braun B., Jung I. D., et al.** *Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers.* IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. Vol. 2, n°3, p. 435-453. **1996.**
- [67] **Guerreiro P. T., Ten S., Borrelli N. F., Butty J., Jabbour G. E., Peyghambarian N.** *PbS quantum-dot doped glasses as saturable absorbers for mode locking of a Cr:forsterite laser.* Appl. Phys. Lett. Vol. 71, n°12, p. 1595-1597. **1997.**
- [68] **Martinez A., Yamashita S.** *Multi-gigahertz repetition rate passively modelocked fiber lasers using carbon nanotubes.* Opt. Express, OE. Vol. 19, n°7, p. 6155-6163. **2011.**
- [69] **Herrmann J.** *Theory of Kerr-lens mode locking: role of self-focusing and radially varying gain.* J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB. Vol. 11, n°3, p. 498-512. **1994.**
- [70] **Moulton P.** *Ti-doped sapphire: tunable solid-state laser.* Optics News, ON. Vol. 8, n°6, p. 9-9. **1982.**
- [71] **Bartels A., Heinecke D., Diddams S. A.** *Passively mode-locked 10 GHz femtosecond*

- Ti:sapphire laser.* Opt. Lett., OL. Vol. 33, n°16, p. 1905-1907. **2008.**
- [72] **Gan Z., Chu Y., Liang X., Yu L., Wang C., Liu Y., et al.** *High-energy large-aperture titanium:sapphire chirp-pulsed amplification laser system* | SPIE Homepage: SPIE.
- [73] **Yemineni S. R., Liu H. H., Chow K. K.** *Carbon-nanotube-based passively mode-locked erbium-doped fiber laser for broadband supercontinuum generation.* In : 2015 10th International Conference on Information, Communications and Signal Processing (ICICS). pages : 1-4 **2015.**
- [74] **Zapata J. D., Saito L. A. M., Cárdenas A. M., Souza E. A. T. De.** *Sub-150 fs mode-locked Erbium doped fiber laser based on monolayer graphene on a D-shaped optical fiber.* In : 2016 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO). 2016 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO). pages : 1-2 **2016.**
- [75] **Fukuchi Y., Sekine T., Ohnaka K.** *Ultra-stable short pulse generation from an actively and harmonically mode-locked fiber laser employing a bismuth-oxide-based nonlinear erbium-doped fiber.* In : Microwave Photonics (MWP) and the 2014 9th Asia-Pacific Microwave Photonics Conference (APMP) 2014 International Topical Meeting on. pages : 100-101 **2014.**
- [76] **Huang T., Li J., Chen L. R.** *40 GHz and 80 GHz mode-locked semiconductor fiber laser using nonlinear polarization rotation in a highly nonlinear fiber.* In : IEEE Photonic Society 24th Annual Meeting. pages : 431-432 **2011.**
- [77] **Haus H. A., Ippen E. P.** *Group velocity of solitons.* Opt. Lett., OL. Vol. 26, n°21, p. 1654-1656. **2001.**
- [78] **Gordon J. P., Haus H. A.** *Random walk of coherently amplified solitons in optical fiber transmission.* Opt. Lett., OL. Vol. 11, n°10, p. 665-667. **1986.**
- [79] **Benedick A. J., Fujimoto J. G., Kartner F. X.** *Optical flywheels with attosecond jitter.* Nat Photon. Vol. 6, n°2, p. 97-100. **2012.**
- [80] **Kim J.** *Attosecond-precision microwave photonics based on ultralow-jitter mode-locked lasers.* In : 2015 International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP). pages : 1-4 **2015.**

- [81] **Auston D. H.** *Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon.* Appl. Phys. Lett. Vol. 26, n°3, p. 101-103. **1975.**
- [82] **Castagne R., Laval S., Laval R.** *Picosecond 1-wavelength optoelectronic gate.* Electronics Letters. Vol. 12, n°17, p. 438-439. **1976.**
- [83] **Lawton R. A., Andrews J. R.** *Pulsed-laser application to sampling oscilloscope.* Electronics Letters. Vol. 11, n°7, p. 138-. **1975.**
- [84] **Leonberger F. J., Moulton P. F.** *High-speed InP optoelectronic switch.* Appl. Phys. Lett. Vol. 35, n°9, p. 712-714. **1979.**
- [85] **Duan Y., Alon E.** *A 6b 46GS/s ADC with $\times 003E$; 23GHz BW and sparkle-code error correction.* In : 2015 Symposium on VLSI Circuits (VLSI Circuits). *2015 Symposium on VLSI Circuits (VLSI Circuits).* pages : C162-C163 **2015.**
- [86] **Kull L., Toifl T., Schmatz M., Francese P. A., Menolfi C., Braendli M., et al.** *22.1 A 90GS/s 8b 667mW 64x interleaved SAR ADC in 32nm digital SOI CMOS.* In : 2014 IEEE International Solid-State Circuits Conference Digest of Technical Papers (ISSCC). pages : 378-379 **2014.**
- [87] **Cui D., Zhang H., Huang N., Nazemi A., Catli B., Rhew H. G., et al.** *3.2 A 320mW 32Gb/s 8b ADC-based PAM-4 analog front-end with programmable gain control and analog peaking in 28nm CMOS.* In : 2016 IEEE International Solid-State Circuits Conference (ISSCC). pages : 58-59 **2016.**
- [88] **Walden R. H.** *Analog-to-digital conversion in the early twenty-first century.* Wiley Encyclopedia of Computer Science and Engineering. **2008.**
- [89] **Jonsson B. E.** *Using Figures-of-Merit to Evaluate Measured A/D-Converter Performance.* In : 2011 IMEKO IWADC & IEEE ADC Forum. **2011.**
- [90] **Murmann B.** *A/D converter trends: Power dissipation, scaling and digitally assisted architectures.* In : 2008 IEEE Custom Integrated Circuits Conference. *2008 IEEE Custom Integrated Circuits Conference.* pages : 105-112 **2008.**
- [91] **Teledyne Scientific & Imaging.** *Teledyne RTH090 Datasheet* URL : <http://www.teledyne-si.com/ps-data-converters.html>.

- [92] *HMC661 Datasheet and Product Info | Analog Devices.*
- [93] **Inphi.** *1321TH - Inphi Datasheet.*
- [94] **Tretter G., Fritsche D., Khafaji M. M., Carta C., Ellinger F.** *A 55-GHz-Bandwidth Track-and-Hold Amplifier in 28-nm Low-Power CMOS.* IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs. Vol. 63, n°3, p. 229-233. **2016.**
- [95] **Li X., Kuo W. M. L., Cressler J. D.** *A 40 GS/s SiGe track-and-hold amplifier.* In : 2008 IEEE Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting. *2008 IEEE Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting.* pages : 1-4 **2008.**
- [96] **Vasilakopoulos K., Cathelin A., Chevalier P., Nguyen T., Voinigescu S. P.** *A 108GS/s track and hold amplifier with MOS-HBT switch.* In : *2016 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS).* pages : 1-4 **2016.**
- [97] **Daneshgar S., Griffith Z., Seo M., Rodwell M. J. W.** *Low Distortion 50 GSamples/s Track-Hold and Sample-Hold Amplifiers.* IEEE Journal of Solid-State Circuits. Vol. 49, n°10, p. 2114-2126. **2014.**
- [98] **Deza J., Ouslimani A., Konczykowska A., Kasbari A., Riet M., Godin J., et al.** *A 50-GHz-small-signal-bandwidth 50 GSa/s Track and Hold Amplifier in InP DHBT technology.* In : *IEEE/MTT-S International Microwave Symposium Digest.* pages : 1-3 **2012.**
- [99] **Shahramian S., Voinigescu S. P., Carusone A. C.** *A 35-GS/s, 4-Bit Flash ADC With Active Data and Clock Distribution Trees.* IEEE Journal of Solid-State Circuits. Vol. 44, n°6, p. 1709-1720. **2009.**
- [100] **Lee J., Baeyens Y., Weiner J., Chen Y. K.** *A 50GS/s Distributed T/H Amplifier in 0.18 μ m SiGe BiCMOS.* In : *2007 IEEE International Solid-State Circuits Conference. Digest of Technical Papers.* pages : 466-616 **2007.**
- [101] **Urata R., Nathawad L. Y., Ma K., Takahashi R., Miller D. A. B., Wooley B. A., et al.** *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.* pages : 809-810 vol.2 **2002.**
- [102] **Delord J. M., Roux J. F., Coutaz J. L., Breuil N.** *Study of Optoelectronic Sampler*

- Linearity for Analog-to-Digital Conversion of RF Signals.* IEEE Photonics Technology Letters. Vol. 21, n°19, p. 1369-1371. **2009.**
- [103] **Formont S., Menager L., Baily G., Morvan L., Rousset D.** *Direct sampling of Ka-Band signals using a photoconductive switch approach.* In : *Microwave Photonics, 2011 International Topical Meeting on Microwave Photonics Conference, 2011 Asia-Pacific, MWP/APMP.* pages : 425-428 **2011.**
- [104] **Pagies A.** *Université de Lille 1 Nanophotointerrupteur avec optique intégrée pour échantillonnage hyperfréquence.* **2011.**
- [105] **Tripon-Canseliet C., Zegaoui M., Jestin G., Coinon C., Berger P., Baili G., et al.** *High dynamic range single channel sampling of wideband RF signals using ultra-fast nanoscale photoconductive switching.* Electronics Letters. Vol. 52, n°3, p. 237-239. **2016.**
- [106] **Moille G., Rossi A. De, Lehoucq G., Tripon-Canseliet C., Morgenroth L., Neuilly F., et al.** *GaAs photonic crystal switch for electro-optic sampling.* In : *2016 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO). 2016 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO).* pages : 1-2 **2016.**
- [107] **Radiometer Physics GmBh.** *Harmonic Mixer 33-50 GHz - Datasheet.*
- [108] **Radiometer Physics GmBh.** *Harmonic Mixer 50-75 GHz - Datasheet.*
- [109] **Virginia Diode Inc.** *VDI WR15EHM - Datasheet.*
- [110] *HMC1093 Datasheet and Product Info | Analog Devices.*
- [111] *L3 Narda-MITEQ Model Information for DB0250LW1 - L3 Narda-MITEQ.*
- [112] **Moille G.** *Université Paris Saclay - Non-Linear Dynamics in Semiconductor Nano-Structures for Signal Processing.* **2016.**
- [113] **Auger P.** *Sur les rayons β secondaires produits dans un gaz par des rayons X.* C.R.A.S. p. 169-171. **1623.**
- [114] **Shockley W., Read W. T.** *Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons.*

- Phys. Rev. Vol. 87, n°5, p. 835-842. **1952.**
- [115] **Hall R. N.** *Electron-Hole Recombination in Germanium.* Phys. Rev. Vol. 87, n°2, p. 387-387. **1952.**
- [116] **Kittel C.** *Introduction to Solid State Physics.* 8th Edition. John Wiley & Sons, **2004.**
- [117] **Levinshtein M.** *Handbook Series on Semiconductor Parameters.* World Scientific,
- [118] **Strauss U., Rühle W. W., Köhler K.** *Auger recombination in intrinsic GaAs.* Appl. Phys. Lett. Vol. 62, n°1, p. 55-57. **1993.**
- [119] **Govoni M., Marri I., Ossicini S.** *Auger recombination in Si and GaAs semiconductors: Ab initio results.* Physical Review B. Vol. 84, p. 075215. **2011.**
- [120] **Varshni Y. P.** *Band-to-Band Radiative Recombination in Groups IV, VI, and III-V Semiconductors (I).* phys. stat. sol. (b). Vol. 19, n°2, p. 459-514. **1967.**
- [121] **Krotkus A.** *Semiconductors for terahertz photonics applications.* J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. 43, n°27, p. 273001. **2010.**
- [122] **Stolk P. A., Saris F. W., Berntsen A. J. M., Weg W. F. Van der, Sealy L. T., Barklie R. C., et al.** *Contribution of defects to electronic, structural, and thermodynamic properties of amorphous silicon.* Journal of Applied Physics. Vol. 75, n°11, p. 7266-7286. **1994.**
- [123] **Doany F. E., Grischkowsky D., Chi C. -C.** *Carrier lifetime versus ion-implantation dose in silicon on sapphire.* Appl. Phys. Lett. Vol. 50, n°8, p. 460-462. **1987.**
- [124] **Lui K. P. H., Hegmann F. A.** *Fluence- and temperature-dependent studies of carrier dynamics in radiation-damaged silicon-on-sapphire and amorphous silicon.* Journal of Applied Physics. Vol. 93, n°11, p. 9012-9018. **2003.**
- [125] **Mak P. S., Mathur V. K., Lee C. H.** *Picosecond optoelectronic switching in CdS_{0.5}Se_{0.5}.* Optics Communications. Vol. 32, n°3, p. 485-488. **1980.**
- [126] **Margulis W., Sibbett W.** *Picosecond GaP switches.* Optics Communications. Vol.

- 37, n°3, p. 224-228. **1981.**
- [127] **DeFonzo A. P.** *Picosecond photoconductivity in germanium films.* Appl. Phys. Lett. Vol. 39, n°6, p. 480-482. **1981.**
- [128] **Brückner V., Kerstan F.** *Ultrafast optoelectronic switching in CdS.* Electronics Letters. Vol. 18, n°20, p. 885-887. **1982.**
- [129] **Bharadwaj P. K., Code R. F., Van Driel H. M., Walentynowicz E.** *High voltage optoelectronic switching in diamond.* Appl. Phys. Lett. Vol. 43, n°2, p. 207-209. **1983.**
- [130] **Krotkus A., Marcinkevicius S., Jasinski J., Kaminska M., Tan H. H., Jagadish C.** *Picosecond carrier lifetime in GaAs implanted with high doses of As ions: An alternative material to low-temperature GaAs for optoelectronic applications.* Appl. Phys. Lett. Vol. 66, n°24, p. 3304-3306. **1995.**
- [131] **Jagadish C., Tan H. H., Jasinski J., Kaminska M., Palczewska M., Krotkus A., et al.** *High resistivity and picosecond carrier lifetime of GaAs implanted with MeV Ga ions at high fluences.* Appl. Phys. Lett. Vol. 67, n°12, p. 1724-1726. **1995.**
- [132] **Jagadish C., Tan H. H., Krotkus A., Marcinkevicius S., Korona K. P., Kaminska M.** *Ultrafast carrier trapping in high energy ion implanted gallium arsenide.* Appl. Phys. Lett. Vol. 68, n°16, p. 2225-2227. **1996.**
- [133] **Walukiewicz W., Liliental-Weber Z., Jasinski J., Almonte M., Prasad A., Haller E. E., et al.** *High resistivity and ultrafast carrier lifetime in argon implanted GaAs.* Appl. Phys. Lett. Vol. 69, n°17, p. 2569-2571. **1996.**
- [134] **Mikulics M., Marso M., Kordoš P., Stanček S., Kováč P., Zheng X., et al.** *Ultrafast and highly sensitive photodetectors fabricated on high-energy nitrogen-implanted GaAs.* Appl. Phys. Lett. Vol. 83, n°9, p. 1719-1721. **2003.**
- [135] **Mangeney J., Lopez J., Stelmakh N., Lourtioz J.-M., Oudar J.-L., Bernas H.** *Subgap optical absorption and recombination center efficiency in bulk GaAs irradiated by light or heavy ions.* Appl. Phys. Lett. Vol. 76, n°1, p. 40-42. **1999.**
- [136] **Smith F. W., Calawa A. R., Chen C. L., Manfra M. J., Mahoney L. J.** *New MBE buffer used to eliminate backgating in GaAs MESFETs.* IEEE Electron Device Letters.

- Vol. 9, n°2, p. 77-80. 1988.
- [137] **Smith F. W., Chen C. L., Turner G. W., Finn M. C., Mahoney L. J., Manfra M. J., et al.** *Sidiegating reduction for GaAs integrated circuits by using a new buffer layer.* In : Technical Digest., International Electron Devices Meeting. *Technical Digest., International Electron Devices Meeting.* pages : 838-841 1988.
- [138] **Kaminska M., Weber E. R., Liliental-Weber Z., Leon R., Rek Z. U.** *Stoichiometry-related defects in GaAs grown by molecular-beam epitaxy at low temperatures.* Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics Processing and Phenomena. Vol. 7, n°4, p. 710-713. 1989.
- [139] **Kaminska M., Liliental-Weber Z., Weber E. R., George T., Kortright J. B., Smith F. W., et al.** *Structural properties of As-rich GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures.* Appl. Phys. Lett. Vol. 54, n°19, p. 1881-1883. 1989.
- [140] **Landman J. I., Morgan C. G., Schick J. T., Papoulias P., Kumar A.** *Arsenic interstitials and interstitial complexes in low-temperature grown GaAs.* Physical Review B, Physical review. B, Condensed matter. Vol. 55, n°23, p. 15581-15586. 1997.
- [141] **Smith F. W., Le H. Q., Diadiuk V., Hollis M. A., Calawa A. R., Gupta S., et al.** *Picosecond GaAs-based photoconductive optoelectronic detectors.* Appl. Phys. Lett. Vol. 54, n°10, p. 890-892. 1989.
- [142] **Gupta S., Frankel M. Y., Valdmanis J. A., Whitaker J. F., Mourou G. A., Smith F. W., et al.** *Subpicosecond carrier lifetime in GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures.* Appl. Phys. Lett. Vol. 59, n°25, p. 3276-3278. 1991.
- [143] **Melloch M. R., Otsuka N., Woodall J. M., Warren A. C., Freeouf J. L.** *Formation of arsenic precipitates in GaAs buffer layers grown by molecular beam epitaxy at low substrate temperatures.* Appl. Phys. Lett. Vol. 57, n°15, p. 1531-1533. 1990.
- [144] **Warren A. C., Woodall J. M., Freeouf J. L., Grischkowsky D., McInturff D. T., Melloch M. R., et al.** *Arsenic precipitates and the semi-insulating properties of GaAs buffer layers grown by low-temperature molecular beam epitaxy.* Appl. Phys. Lett. Vol. 57, n°13, p. 1331-1333. 1990.
- [145] **Staab T. E. M., Nieminen R. M., Luysberg M., Gebauer J., Frauenheim T.** *Strain relaxation in LT-GaAs by the agglomeration of As antisites.* Physica B: Condensed

- Matter. Vol. 340, n°Supplement C, p. 293-298. **2003**.
- [146] **Rosencher E.** *Optoelectronics*. Cambridge University Press, **2002**.
- [147] **Desplanque L.** *Caractérisation électro-optique de composants térahertz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde*. phdthesis. **2003**.
- [148] **Getsinger W. J.** *Circuit Duals on Planar Transmission Media*. In : 1983 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest. *1983 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. pages : 154-156 **1983**.
- [149] **Lim Y. C., Moore R. A.** *Properties of alternately charged coplanar parallel strips by conformal mappings*. IEEE Transactions on Electron Devices. Vol. 15, n°3, p. 173-180. **1968**.
- [150] **Peytavit E., Lampin J.-F., Hindle F., Yang C., Mouret G.** *Wide-band continuous-wave terahertz source with a vertically integrated photomixer*. Appl. Phys. Lett. Vol. 95, n°16, p. 161102. **2009**.
- [151] **Peytavit E., Lepilliet S., Hindle F., Coinon C., Akalin T., Ducournau G., et al.** *Milliwatt-level output power in the sub-terahertz range generated by photomixing in a GaAs photoconductor*. Applied Physics Letters. Vol. 99, n°22, p. 223508. **2011**.
- [152] **Fabry C., Perot A.** *“Théorie et applications d’une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle*. Annales de chimie et de physique. p. 115–146. **1899**.
- [153] **Poynting J. H.** *On the Transfer of Energy in the Electromagnetic Field*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London. p. 343-361. **1884**.
- [154] **Yariv A., Yeh P.** *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications*. 6th edition. Oxford University Press, **2006**.
- [155] **Luke K., Okawachi Y., Lamont M. R. E., Gaeta A. L., Lipson M.** *Broadband mid-infrared frequency comb generation in a Si₃N₄ microresonator*. Opt. Lett., OL. Vol. 40, n°21, p. 4823-4826. **2015**.
- [156] **Aspnes D. E., Kelso S. M., Logan R. A., Bhat R.** *Optical properties of Al_xGa_{1-x}As*. Journal of Applied Physics. Vol. 60, n°2, p. 754-767. **1986**.

- [157] **Peytavit, Coinon, Lampin.** *A metal-metal Fabry–Pérot cavity photoconductor for efficient GaAs terahertz photomixers.*
- [158] **Billet M., Desmet Y., Bavedila F., Barbieri S., Hänsel W., Holzwarth R., et al.** *Sub-sampling of RF and THz waves using LT-GaAs photoconductors under 1550 nm light excitation.* Electronics Letters, 2017, 53, (24), p. 1596-1598, DOI: 10.1049/el.2017.2769. **2017.**
- [159] **Billet M., Latzel P., Pavanello F., Ducournau G., Lampin J.-F., Peytavit E.** *Resonant cavities for efficient LT-GaAs photoconductors operating at $\lambda = 1550$ nm.* APL Photonics. Vol. 1, n°7, p. 076102. **2016.**
- [160] **Lalanne P., Morris G. M.** *Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization.* J. Opt. Soc. Am. A, JOSAA. Vol. 13, n°4, p. 779-784. **1996.**
- [161] **Moharam M. G., Gaylord T. K.** *Rigorous coupled-wave analysis of metallic surface-relief gratings.* J. Opt. Soc. Am. A, JOSAA. Vol. 3, n°11, p. 1780-1787. **1986.**
- [162] **Billet M., Peytavit E.** *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.**
- [163] **Wenner F.** *A method of measuring earth resistivity.* Bulletin of the Bureau of Standards. Vol. 12, n°4, p. 469. **1916.**
- [164] **Grigoras K., Krotkus A., Deringas A.** *Picosecond lifetime measurement in semiconductor by optoelectronic autocorrelation.* Electronics Letters. Vol. 27, n°12, p. 1024-1025. **1991.**
- [165] **Maas S. A.** *Nonlinear Microwave and RF Circuits.* Artech House, **2003.**
- [166] **Maas S. A.** *How to model intermodulation distortion.* In : Microwave Symposium Digest, 1991., IEEE MTT-S International. *Microwave Symposium Digest, 1991., IEEE MTT-S International.* pages : 149-151 vol.1 **1991.**
- [167] **Luo J. K., Thomas H., Morgan D. V., Westwood D.** *Transport properties of GaAs layers grown by molecular beam epitaxy at low temperature and the effects of annealing.* Journal of Applied Physics. Vol. 79, n°7, p. 3622-3629. **1996.**
- [168] **Melloch M. R., Nolte D. D., Otsuka N., Chang C. L., Woodall J. M.** *Arsenic cluster*

- engineering for excitonic electro-optics.* Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena. Vol. 11, n°3, p. 795-797. **1993.**
- [169] **Warren A. C.** *Role of excess As in low-temperature-grown GaAs.* Phys. Rev. B. Vol. 46, n°8, p. 4617-4620. **1992.**
- [170] **Manasreh M. O.** *Infrared absorption of deep defects in molecular-beam-epitaxial GaAs layers grown at 200 °C: Observation of an EL2-like defect.* Phys. Rev. B. Vol. 41, n°14, p. 10272-10275. **1990.**
- [171] **Arifin P., Goldys E., Tansley T. L.** *Monte Carlo simulation of electron drift velocity in low-temperature-grown gallium arsenide in a Schottky-barrier model.* Phys. Rev. B. Vol. 52, n°8, p. 5708-5713. **1995.**
- [172] **Ruch J. G., Kino G. S.** *Transport Properties of GaAs.* Phys. Rev. Vol. 174, n°3, p. 921-931. **1968.**
- [173] **Houston P. A., Evans A. G. R.** *Electron drift velocity in n-GaAs at high electric fields.* Solid-State Electronics. Vol. 20, n°3, p. 197-204. **1977.**
- [174] **Chang C. S., Fetterman H. R.** *Electron drift velocity versus electric field in GaAs.* Solid-State Electronics. Vol. 29, n°12, p. 1295-1296. **1986.**
- [175] **Zamdmer N., Hu Q., McIntosh K. A., Verghese S.** *Increase in response time of low-temperature-grown GaAs photoconductive switches at high voltage bias.* Appl. Phys. Lett. Vol. 75, n°15, p. 2313-2315. **1999.**
- [176] **Canali C., Majni G., Minder R., Ottaviani G.** *Electron and hole drift velocity measurements in silicon and their empirical relation to electric field and temperature.* IEEE Transactions on Electron Devices. Vol. 22, n°11, p. 1045-1047. **1975.**
- [177] **Allam R., Pribetich J.** *Temperature dependence of electron saturation velocity in GaAs.* Electronics Letters (Volume: 26, Issue: 11). p. 688-689. **1990.**
- [178] **Kramer B., Mircea A.** *Determination of saturated electron velocity in GaAs.* Appl. Phys. Lett. Vol. 26, n°11, p. 623-625. **1975.**

- [179] **Okamoto H., Ikeda M.** *Measurement of the electron drift velocity in avalanching GaAs diodes.* IEEE Transactions on Electron Devices. Vol. 23, n°3, p. 372-374. **1976.**
- [180] **Smith P. M., Inoue M., Frey J.** *Electron velocity in Si and GaAs at very high electric fields.* Appl. Phys. Lett. Vol. 37, n°9, p. 797-798. **1980.**
- [181] **Gilmore R. J., Steer M. B.** *Nonlinear circuit analysis using the method of harmonic balance—A review of the art. Part I. Introductory concepts.* Int. J. Microw. Mill.-Wave Comput.-Aided Eng. Vol. 1, n°1, p. 22-37. **1991.**
- [182] **Volterra V.** *Theory of Functionals and of Integral and Integro-differential Equations.* Courier Corporation, **2005.**
- [183] **Sun Y., Li L., Lin H., Yu Z., Huang M., Wan L.** *Attenuators using thin film resistors for RF application.* In : 2008 International Conference on Electronic Packaging Technology High Density Packaging. *2008 International Conference on Electronic Packaging Technology High Density Packaging.* pages : 1-3 **2008.**
- [184] **Zhong Q., Liang X., Liu Z.** *Design of single thin film resistor network as 20dB attenuator for DC-20GHz application.* In : 2015 16th International Conference on Electronic Packaging Technology (ICEPT). *2015 16th International Conference on Electronic Packaging Technology (ICEPT).* pages : 297-300 **2015.**
- [185] **Singh B., Surplice N. A.** *The electrical resistivity and resistance-temperature characteristics of thin titanium films.* Thin Solid Films. Vol. 10, n°2, p. 243-253. **1972.**
- [186] **Huber F.** *Thin Films of Titanium and Titanium Oxide for Microminiaturization.* IEEE Transactions on Component Parts. Vol. 11, n°2, p. 38-47. **1964.**
- [187] **Mini-Circuits.** *Note d'application - Reflectionless Filters Improve Linearity and Dynamic Range.* Microwave Journal. **2015.**
- [188] **Note d'application mini-circuit.** *Pairing Mixers with Reflectionless Filters to Improve System Performance.* **2015.**
- [189] **Morgan M. A.** *Reflectionless Filters.* Artech House. Artech House, **2017.**
- [190] **Morgan M. A., Boyd T. A.** *Theoretical and Experimental Study of a New Class of Reflectionless Filter.* IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. Vol.

- 59, n°5, p. 1214-1221. **2011**.
- [191] **Morgan M. A.** *Brevet US 2010/0205233 A1 - Reflectionless filters.* **2009**.
- [192] **Birdsall C. K., White R. M.** *Experiments with the Forbidden Regions of Open Periodic Structures: Application to Absorptive Filters.* IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. Vol. 12, n°2, p. 197-202. **1964**.
- [193] **Met V.** *Absorptive Filters for Microwave Harmonic Power.* Proceedings of the IRE. Vol. 47, n°10, p. 1762-1769. **1959**.
- [194] **Nelson C. E.** *Ferrite-Tunable Microwave Cavities and the Introduction of a New Reflectionless, Tunable Microwave Filter.* Proceedings of the IRE. Vol. 44, n°10, p. 1449-1455. **1956**.
- [195] **Nelson C. E.** *Circularly Polarized Microwave Cavity Filters.* IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques. Vol. 5, n°2, p. 136-147. **1957**.
- [196] **Breitbarth J., Schmelzer D.** *Absorptive near-Gaussian low pass filter design with applications in the time and frequency domain.* In : 2004 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (IEEE Cat. No.04CH37535). *2004 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (IEEE Cat. No.04CH37535).* pages : 1303-1306 Vol.3 **2004**.
- [197] **Guyette A. C., Hunter I. C., Pollard R. D., Jachowski D. R.** *Perfectly-matched bandstop filters using lossy resonators.* In : IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, 2005. *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, 2005.* pages : 4 pp.- **2005**.
- [198] **Guillemin E. A.** *Synthesis of passive networks: theory and methods appropriate to the realization and approximation problems.* John Wiley & Sons, **1965**.
- [199] **Kim J., Kwon S., Hong Y., Song I., Ju B.** *A thermocompressive bonding method using a pure sputtered Au layer and its wafer scale package application.* Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena. Vol. 26, n°4, p. 1363-1367. **2008**.
- [200] **Cao Y., Ning W., Luo L.** *Wafer-Level Package With Simultaneous TSV Connection and Cavity Hermetic Sealing by Solder Bonding for MEMS Device.* IEEE Transactions

- on Electronics Packaging Manufacturing. Vol. 32, n°3, p. 125-132. **2009**.
- [201] **Baca A. G., Ashby C. I. H.** *Fabrication of GaAs Devices*. Institution of Engineering and Technology, **2005**.
- [202] **Clawson A. R.** *Guide to references on III-V semiconductor chemical etching*. Materials Science and Engineering: R: Reports. Vol. 31, n°1, p. 1-438. **2001**.
- [203] **Razeghi M., Omnes F., Maurel P., Chan Y. J., Pavlidis D.** *Ga_{0.51}In_{0.49}P/Ga_xIn_{1-x}As lattice-matched (x=1) and strained (x=0.85) two-dimensional electron gas field-effect transistors*. Semicond. Sci. Technol. Vol. 6, n°2, p. 103. **1991**.
- [204] **Ginoudi A., Paloura E. C., Kostandinidis G., Kiriakidis G., Maurel P., Garcia J. C., et al.** *Low-temperature dc characteristics of S- and Si-doped Ga_{0.51}In_{0.49}P/GaAs high electron mobility transistors grown by metalorganic molecular beam epitaxy*. Appl. Phys. Lett. Vol. 60, n°25, p. 3162-3164. **1992**.
- [205] **Bryce C., Berk D.** *Kinetics of GaAs Dissolution in H₂O₂-NH₄OH-H₂O Solutions*. Ind. Eng. Chem. Res. Vol. 35, n°12, p. 4464-4470. **1996**.
- [206] **Iida S., Ito K.** *Selective Etching of Gallium Arsenide Crystals in H₂SO₄-H₂O₂-H₂O System*. J. Electrochem. Soc. Vol. 118, n°5, p. 768-771. **1971**.
- [207] **Olsen G. H., Nuese C. J., Smith R. T.** *The effect of elastic strain on energy band gap and lattice parameter in III-V compounds*. Journal of Applied Physics. Vol. 49, n°11, p. 5523-5529. **1978**.
- [208] **Hanson A. W., Stockman S. A., Stillman G. E.** *Comparison of In_{0.5}/Ga_{0.5}P/GaAs single- and double-heterojunction bipolar transistors with a carbon-doped base*. IEEE Electron Device Letters. Vol. 14, n°1, p. 25-28. **1993**.
- [209] **Hobson W. S., Zussman A., Levine B. F., DeJong J., Geva M., Luther L. C.** *Carbon-doped long wavelength GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum well infrared photodetectors grown by organometallic vapor phase epitaxy*. Journal of Applied Physics. Vol. 71, n°7, p. 3642-3644. **1992**.
- [210] **Holmes A. L., Islam M. R., Chelakara R. V., Ciuba F. J., Dupuis R. D., Ries M. J., et al.** *High-reflectivity visible-wavelength semiconductor native oxide Bragg reflectors grown by metalorganic chemical vapor deposition*. Appl. Phys. Lett. Vol. 66, n°21,

- p. 2831-2833. **1995.**
- [211] **Hopwood J., Guarnieri C. R., Whitehair S. J., Cuomo J. J.** *Langmuir probe measurements of a radio frequency induction plasma.* Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. Vol. 11, n°1, p. 152-156. **1993.**
- [212] **Green T. A.** *Gold etching for microfabrication.* Gold Bull. Vol. 47, n°3, p. 205-216. **2014.**
- [213] **Latzel P.** *High efficiency THz photomixers based on indium metallic wafer bonding.* Thèse de doctorat - Université Lille 1, **2014.**
- [214] **Thiam N. A.** *Etude et développement de transistors bipolaires à hétérojonctions InP/GaAsSb reportés sur Si en vue de l'amélioration de la dissipation thermique.* Thèse de doctorat - Université Lille 1, **2012.**
- [215] **Garvin H. L., Garmire E., Somekh S., Stoll H., Yariv A.** *Ion Beam Micromachining of Integrated Optics Components.* Appl. Opt., AO. Vol. 12, n°3, p. 455-459. **1973.**
- [216] **Carlström C.-F.** *Ion beam etching of InP based materials.* Thèse de doctorat -Royal Institut of technology - Sweden, **2001.**
- [217] **Kern W.** *Thin Film Processes II.* Elsevier, **2012.**
- [218] **Sakudo N., Tokiguchi K., Koike H., Kanomata I.** *Microwave ion source.* Review of Scientific Instruments. Vol. 48, n°7, p. 762-766. **1977.**
- [219] **Okamoto Y., Tamagawa H.** *Production of Large Area High Current Ion Beams.* Review of Scientific Instruments. Vol. 43, n°8, p. 1193-1197. **1972.**
- [220] **Suzuki K., Okudaira S., Kanomata I.** *The Roles of Ions and Neutral Active Species in Microwave Plasma Etching.* J. Electrochem. Soc. Vol. 126, n°6, p. 1024-1028. **1979.**
- [221] **Kaufman H. R.** *Technology of Electron-Bombardment Ion Thrusters.* In : Marton L (éd.). Advances in Electronics and Electron Physics. pages : 265-373 **1975.**

- [222] **Matsuo S., Adachi Y.** *Reactive Ion Beam Etching Using a Broad Beam ECR Ion Source.* Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 21, n°1A, p. L4. **1982.**
- [223] **Brown I. G.** *The Physics and Technology of Ion Sources.* John Wiley & Sons, **2006.**
- [224] **Kaufman H. R., Cuomo J. J., Harper J. M. E.** *Technology and applications of broad-beam ion sources used in sputtering. Part I. Ion source technology.* Journal of Vacuum Science and Technology. Vol. 21, n°3, p. 725-736. **1982.**
- [225] **Child C. D.** *Discharge From Hot CaO.* Phys. Rev. (Series I). Vol. 32, n°5, p. 492-511. **1911.**
- [226] **Glöersen P. G.** *Ion-beam etching.* Journal of Vacuum Science and Technology. Vol. 12, n°1, p. 28-35. **1975.**
- [227] **Laegreid N., Wehner G. K.** *Sputtering Yields of Metals for Ar⁺ and Ne⁺ Ions with Energies from 50 to 600 ev.* Journal of Applied Physics. Vol. 32, n°3, p. 365-369. **1961.**
- [228] **Lee R. E.** *Microfabrication by ion-beam etching.* Journal of Vacuum Science and Technology. Vol. 16, n°2, p. 164-170. **1979.**
- [229] **S. Hwang G., P. Giapis K.** *The Role of the Substrate on Pattern-Dependent Charging.* Journal of The Electrochemical Society. Vol. 144,. **1997.**
- [230] **Nguyen S. V., Dobuzinsky D., Stiffler S. R., Chrisman G.** *Substrate Trenching Mechanism during Plasma and Magnetically Enhanced Polysilicon Etching.* J. Electrochem. Soc. Vol. 138, n°4, p. 1112-1117. **1991.**
- [231] **Arnold J. C., Sawin H. H.** *Charging of pattern features during plasma etching.* Journal of Applied Physics. Vol. 70, n°10, p. 5314-5317. **1991.**
- [232] **Dalton T. J., Arnold J. C., Sawin H. H., Swan S., Corliss D.** *Microtrench Formation in Polysilicon Plasma Etching over Thin Gate Oxide.* J. Electrochem. Soc. Vol. 140, n°8, p. 2395-2401. **1993.**
- [233] **Wolf S., Tauber R. N.** *Silicon Processing for the VLSI Era: Process technology.* Lattice Press, **2000.**

- [234] **Williams K. R., Muller R. S.** *Etch rates for micromachining processing.* Journal of Microelectromechanical Systems. Vol. 5, n°4, p. 256-269. **1996.**
- [235] **Smith D. L.** *Thin-Film Deposition: Principles and Practice.* McGraw Hill Professional, **1995.**
- [236] **Sinha A. K., Smith T. E.** *Electrical properties of Si-N films deposited on silicon from reactive plasma.* Journal of Applied Physics. Vol. 49, n°5, p. 2756-2760. **1978.**
- [237] **Matsumoto T., Murata Y., Watanabe J.** *Study of silicon-hydrogen bonds at an amorphous silicon/silicon nitride interface using infrared attenuated total reflection spectroscopy.* Appl. Phys. Lett. Vol. 60, n°16, p. 1942-1944. **1992.**
- [238] **Ng C. H., Chew K. W., Chu S. F.** *Characterization and comparison of PECVD silicon nitride and silicon oxynitride dielectric for MIM capacitors.* IEEE Electron Device Letters. Vol. 24, n°8, p. 506-508. **2003.**
- [239] **Wan Y., McIntosh K. R., Thomson A. F.** *Characterisation and optimisation of PECVD SiNx as an antireflection coating and passivation layer for silicon solar cells.* AIP Advances. Vol. 3, n°3, p. 032113. **2013.**
- [240] **Loewenstein L. M.** *Selective etching of silicon nitride using remote plasmas of CF4 and SF6.* Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. Vol. 7, n°3, p. 686-690. **1989.**
- [241] **Mele T. C., Nulman J., Krusius J. P.** *Selective and anisotropic reactive ion etch of LPCVD silicon nitride with CHF3 based gases.* Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics Processing and Phenomena. Vol. 2, n°4, p. 684-687. **1984.**
- [242] **Pant B. D., Tandon U. S.** *Etching of Silicon Nitride in CCl2F2, CHF3, SiF4, and SF6 Reactive Plasma: A Comparative Study.* Plasma Chemistry and Plasma Processing. Vol. 19, n°4, p. 545-563. **1999.**
- [243] **Samco.** *Technical Report 77 - SiO2 and SiN etching by Low Global Warming Potential Gas.*
- [244] **Borzenko T., Gould C., Schmidt G., Molenkamp L. W.** *Metallic air-bridges fabricated by multiple acceleration voltage electron beam lithography.*

- Microelectronic Engineering. Vol. 75, n°2, p. 210-215. **2004**.
- [245] **Zhang Y., Liu J., Li Y., Yang F.** *Fabrication of nanoscale metallic air-bridges by introducing a SiO₂ sacrificial layer.* Materials Science in Semiconductor Processing. Vol. 10, n°4, p. 194-199. **2007**.
- [246] **Patrizi G. A., Lovejoy M. L., Enquist P. M., Schneider R. P., Hou H. Q.** *Multi-level interconnects for heterojunction bipolar transistor integrated circuit technologies.* Thin Solid Films. Vol. 290-291, p. 435-439. **1996**.
- [247] **Ulliac G., Garidel S., Vilcot J.-P., Tilmant P.** *Air-bridge interconnection and bondpad process for non-planar compound semiconductor devices.* Microelectronic Engineering. Vol. 81, n°1, p. 53-58. **2005**.
- [248] **Garidel S., Vilcot J.-P., Zakoune M., Tilmant P.** *Versatile bondpad report process for non-planar compound semiconductor devices.* Microelectronic Engineering. Vol. 71, n°3-4, p. 358-362. **2004**.
- [249] **Micro Chem.** *NANOTM PMGI Resists application note.*
- [250] **Cui B., Veres T.** *High resolution electron beam lithography of PMGI using solvent developers.* Microelectronic Engineering. Vol. 85, n°5, p. 810-813. **2008**.
- [251] **Desmet Y., Thomas B., Peytavit E., Pavanello F., Okada E., Lampin E., et al.** *Room temperature platinum nano-strip bolometer for mm submm-wave applications.* In : 2016 Global Symposium on Millimeter Waves (GSMM) ESA Workshop on Millimetre-Wave Technology and Applications. pages : 1-4 **2016**.
- [252] **Jonsson B. E.** *Area efficiency of ADC architectures.* In : 2011 20th European Conference on Circuit Theory and Design (ECCTD). 2011 20th European Conference on Circuit Theory and Design (ECCTD). pages : 560-563 **2011**.
- [253] **Jonsson B. E.** *A survey of ADC surveys.* Converter Passion. **2012**.
- [254] **Walden R. H.** *Analog-to-digital converter technology comparison.* In : Proceedings of 1994 IEEE GaAs IC Symposium. Proceedings of 1994 IEEE GaAs IC Symposium. pages : 217-219 **1994**.

-
- [255] **Merkel K. G., Wilson A. L.** *A survey of high performance analog-to-digital converters for defense space applications.* In : *2003 IEEE Aerospace Conference Proceedings.* pages : 5_2415-5_2427 **2003.**
- [256] **Le B., Rondeau T. W., Reed J. H., Bostian C. W.** *Analog-to-digital converters.* IEEE Signal Processing Magazine. Vol. 22, n°6, p. 69-77. **2005.**
- [257] **Walden R. H.** *Analog-to-Digital Converters and Associated IC Technologies.* In : *IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuits Symposium, 2008. CSIC '08. IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuits Symposium, 2008. CSIC '08.* pages : 1-2 **2008.**
- [258] **Jonsson B. E.** *A survey of A/D-Converter performance evolution.* In : *2010 17th IEEE International Conference on Electronics, Circuits and Systems.* pages : 766-769 **2010.**
- [259] **Jonsson B. E.** *On CMOS scaling and A/D-converter performance.* In : *NORCHIP 2010.* pages : 1-4 **2010.**
- [260] **Fuiano F., Cagnazzo L., Carbone P.** *Data Converters: an Empirical Research on the Correlation between Scientific Literature and Patenting Activity.* In : *International Workshop on ADC Modelling, Testing and Data Converter Analysis and Design and IEEE 2011 ADC Forum.* **2011.**
- [261] **Jonsson B. E.** *An empirical approach to finding energy efficient ADC architectures.* In : *International Workshop on ADC Modelling, Testing and Data Converter Analysis and Design and IEEE 2011 ADC Forum.* **2011.**

Annexes

Annexe 1 : Convertisseurs électroniques	207
Annexe 2 : Revue sur les états de l'art sur les CANs.....	209
Annexe 3 : Coefficients des équations d'inversion de polynôme.	210
Annexe 4 : Processus de thermocompression	211

Annexe 1 : Convertisseurs électroniques

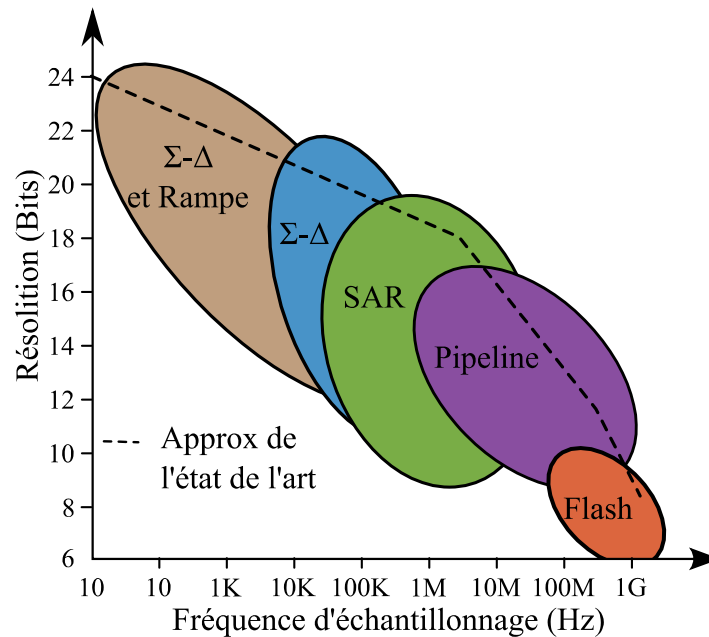


Figure A-1 : Illustration de la gamme d'utilisations des différents types de convertisseurs.

Une brève description des différentes technologies de convertisseurs électroniques est proposée ici. Elle permettra d'appréhender leur fonctionnement pour mieux en comprendre les limitations, dans le but de comparer ces dernières avec les technologies « tout optique » ou les technologies optoélectroniques. La figure A-1 [252] montre une comparaison des différentes résolutions atteignables en fonction de la plage de fréquences utilisables pour chaque type de comparateurs. Nous nous limiterons à présenter les convertisseurs capables de traiter les signaux de plus hautes fréquences : les convertisseurs à approximations successives (SAR), les convertisseurs Pipeline, et les convertisseurs Flash.

- **SAR**

Un convertisseur à approximations successives (appelé SAR pour *Successive Approximation Register*), se basant sur un processus de dichotomie, utilise un comparateur pour réduire par étapes une plage qui contient la tension d'entrée. A chaque étape successive, le convertisseur compare la tension d'entrée à celle de la sortie d'un convertisseur numérique/analogique qui représente la tension médiane d'une plage de tension sélectionnée. À chaque étape de ce processus, l'approximation est stockée dans un registre d'approximations successives. Par exemple, pour réaliser la conversion d'un signal dont la tension d'entrée V_{in} vaut 9 V sur une plage full scale de 0 à 24 V : l'entrée 9 V est comparée à la tension médiane de la plage : 12V. Le comparateur indique que la tension d'entrée est inférieure à 12 V. Cette comparaison est stockée dans le registre SAR, elle représente le bit de poids fort. Pour le deuxième tour, le DAC place la tension de comparaison au centre de la nouvelle plage considérée 0 - 12V : 6V. Le comparateur indique que la tension d'entrée est supérieure à 6 V.

Cette comparaison est de nouveau stockée dans le registre SAR, elle représente un bit de poids moins fort. Les étapes se poursuivent jusqu'à ce que la résolution souhaitée soit atteinte.

- **Flash**

Le principe de fonctionnement d'un ADC flash, ou à conversion directe, est le suivant : La tension V_{in} est comparée avec un grand nombre de tensions de références par une série de comparateurs mis en parallèles. Ces 2^N-1 tensions, dont les valeurs sont chacune espacées de manière identique, sont générées par un pont diviseur de tensions composé de 2^N résistances identiques. Le résultat de ces comparaisons alimente un circuit de logique combinatoire qui génère un code pour chaque tension. La conversion directe est très rapide, capable de taux d'échantillonnage gigahertz, mais n'a généralement qu'une résolution maximale de 8 bits car le nombre de comparateurs nécessaires, 2^N-1 , double avec chaque bit supplémentaire, ce qui induit la réalisation d'un circuit complexe et coûteux. De plus, ce type de circuits nécessite d'avoir une suite de 2^N résistances parfaitement identiques pour éviter les non-linéarités ou toute autre aberration de conversion. Ils sont souvent utilisés pour la vidéo, les communications en signaux large bande ou d'autres signaux rapides utilisés pour le stockage sur support optique.

- **Pipeline**

Un CAN pipeline est un type de convertisseurs composés de plusieurs étages de convertisseurs Flash identiques et dont l'architecture a été modifiée pour optimiser la vitesse d'échantillonnage et diminuer la consommation globale. Le premier étage de l'ADC pipeline échantillonne le signal d'entrée et le convertit sur un nombre réduit N de bits. La valeur retenue représente les N bits de poids fort. Une fois cette opération réalisée, le signal numérique obtenu passe dans un convertisseur numérique/analogique et est soustrait de la valeur initiale. Le reste de la tension est ensuite amplifié d'un facteur 2^N pour conserver un signal pleine échelle et transmis vers un second étage de conversion. Ce second convertisseur échantillonnera sur les bits de poids plus faible.

Annexe 2 : Revue sur les états de l'art sur les CANs

TABLEAU XIII
REPRESENTATION DES DIFFERENTES ETUDES SUR LES CANs
RECENSEES PAR JONSSON [253] ET MISES A JOUR PAR NOS SOINS

Auteur	Taille	Année	Ref
Walden	100	≤ 1994	[254]
Walden	150	1978-1997	[33]
Merkel	150	1993-2002	[255]
Le	1000	1983-2004	[256]
Walden	175	1978-2007	[88]
Walden	n/a	1978-2008	[257]
Murmann	~260	1997-2008	[90]
Jonsson	1400	1974-2010	[258]
Jonsson	1100	1976-2010	[259]
Fuiano	5540	1970-2010	[260]
Jonsson	1400	1974-2010	[261]
Jonsson	1500	1974-2011	[252]
Jonsson	1700	1974-2012	[40]
Murmann	482	1997-2016	[50]

Comme le montre le Tableau XIII [253], une grande quantité d'études ont été menées depuis 1994 pour compiler les différentes performances des CANs. Trois personnes se sont particulièrement investies dans cette tâche : Walden, Jonsson et Murmann. En 1994 [254] et en 1999 [33] Walden est, à ma connaissance, le premier à réaliser une telle étude. Avec 150 convertisseurs, son étude ne représente qu'une part limitée (~30 %) de la totalité des publications de l'époque. Elle est mise à jour à deux reprises en 2008 [88,257] pour parvenir à 175 publications cumulées. Les critères de choix des publications présentées restent flous. Ces publications introduisent la représentation graphique reproduite en figure 1-25 qui permet

d'afficher les principales limitations physiques avec l'état des performances des CANs en termes d'ENOB et de fréquence d'entrée. Jonsson, sur son site web « converterpassion.wordpress.com », présente entre 2010 et 2011 quatre études [252,258,259,261] représentant jusqu'à 1700 CANs.

Annexe 3 : Coefficients des équations d'inversion de polynôme.

Les coefficients A, B, C... sont présentés par Abramowitz et Stegun en équation 3.6.25 page 16 dans la ref et disponibles en annexe [17].

Soit un polynôme :

$$y = ax + bx^2 + cx^3 + dx^4 \dots \quad (72)$$

Que l'on souhaite inverser tel que :

$$x = Ay + By^2 + Cy^3 + Dy^4 \dots \quad (73)$$

Les coefficients peuvent s'écrire :

$$aA = 1$$

$$a^3B = -b$$

$$a^5C = 2b^2 - ac$$

$$a^7D = 5abc - a^2d - 5b^3$$

$$a^9E = 6a^2bd + 3a^2c^2 + 14b^4 - a^3e - 21ab^2c$$

$$a^{11}F = 7a^3be + 7a^3cd + 84ab^3c - a^4f - 28a^3bc^2 - 42b^5 - 28a^2b^2d$$

$$a^{13}G = 8a^4bf + 8a^4ce + 4a^4d^2 + 120a^2b^3d + 180a^2b^2c^2 + 132b^6 - a^5g - 36a^3b^2e - 72a^3bcd - 12a^3c^3 - 330ab^4c$$

Annexe 4 : Processus de thermocompression

L'IEMN est doté d'une machine de thermocompression SB6e de la société Karl Süss (illustrée en figure A- 2). Cette machine utilise un système de membrane gonflable pour pousser un plateau mobile et exercer une force F_{ech} sur l'échantillon. Seule la pression de l'air dans la membrane $P_{membrane}$ peut être contrôlée. On peut calculer la pression exercée sur l'échantillon P_{ech} en fonction de la pression dans la membrane en utilisant le rapport des surfaces de la membrane $S_{membrane}$ (222,23 cm² donnée constructeur) et de l'échantillon S_{ech} (5,07 cm² pour un ¼ de wafer de 2 pouces) : $P_{ech} = P_{membrane} \cdot \frac{S_{membrane}}{S_{ech}}$. Pour une pression de commande $P_{membrane}$ de 1200 mbar la pression exercée sur l'échantillon P_{ech} est de 52,6 bar, soit une force F_{ech} de 2,6 kN. Pour homogénéifier la force sur le substrat, un disque de 4 mm d'épaisseur de verre borosilicate est placé entre la presse et le substrat. Le verre borosilicate est utilisé pour sa grande résistance mécanique (Module de Young : $E = 64$ GPa) et son faible coefficient de dilatation thermique ($\alpha = 3,3 \cdot 10^{-6}$ K⁻¹). Une feuille de graphite placée sur le substrat augmente également l'homogénéité de la force et évite les pics de pression sur les bords des échantillons.

Le plateau mobile en haut et le porte-échantillon en bas disposent tous les deux de systèmes de régulation de la température indépendants. De plus le vide réalisé dans la chambre permet de limiter les déperditions de chaleur par convection. Ces deux éléments permettent d'obtenir une température de l'échantillon bien maîtrisée.

Le processus de thermocompression se déroule comme suit : le plateau support est tout d'abord introduit dans la chambre. Le vide est effectué jusqu'à atteindre 10⁻⁴ bar. Les deux plateaux sont ensuite chauffés jusqu'à 200 °C. Le plateau mobile descend jusqu'au contact avec l'échantillon du bas. La pression P_{ech} de 52,6 bar est appliquée pendant 1 heure et 30 minutes. La pression est ensuite retirée et la température redescend doucement (~ 2 h) jusqu'à 120 °C. Lorsque cette température est atteinte, le plateau mobile est relevé. Cette procédure et ces paramètres ont été mis au point au sein de l'IEMN par, entre autres, Emilien Peytavit.

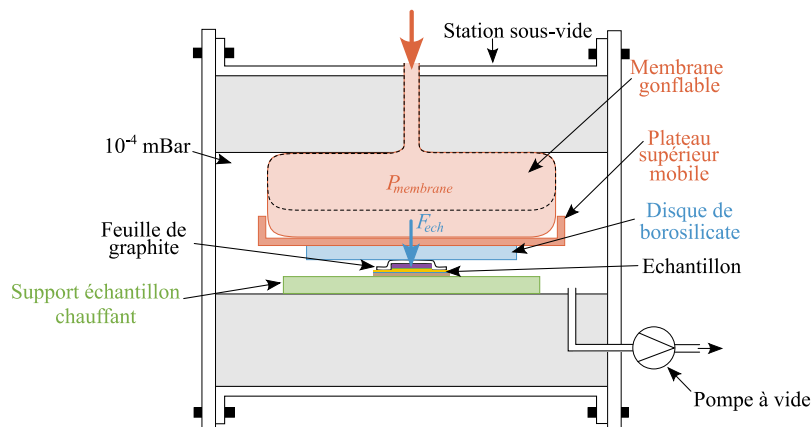


Figure A-2 : Schéma de la machine de thermocompression SB6e (inspiré de [213]).

Optoelectronic radar signal sampling: study of non-linearities of resonant cavity photoconductors.

Abstract: This thesis aims to study the nonlinear behavior of a photoconductor used as a microwave sampler. These photoconductors optimize the optical absorption thanks to a Fabry-Pérot resonant cavity. We first carried out a characterization work of photoconductors with different geometrical properties (diameter, cavity thickness) and material (carriers lifetime) to extract the influence of these parameters on the sampling performance. We then developed an optoelectronic model based on the current-voltage characteristic and the empirical Canali's charge carriers drift model with a quasi-static approach. This model allowed us to isolate some characteristics of the photoconductor that could be the source of the harmonics. A new photoconductor structure has been developed in order to overcome these imperfections. The results of measurements show a symmetry of the current-voltage characteristic which results in a reduction of 20 dB of the even-order harmonics. A significant reduction in the capacity is also achieved which increases the cut-off frequency of these devices.

Echantillonnage de signaux radar par voie optoélectronique : étude des non-linéarités des photoconducteurs à cavité résonante.

Résumé : Nous étudions ici le comportement non linéaire d'un photoconductor utilisé pour l'échantillonnage hyperfréquences. L'absorption optique dans ces photoconducteurs est optimisée grâce à l'utilisation d'une cavité résonante. Nous avons tout d'abord procédé à un travail de caractérisation de photoconducteurs avec différentes propriétés géométriques (diamètre, épaisseur de cavité) et matériau, (temps de vie des porteurs) pour en extraire l'influence de ces paramètres sur les performances en échantillonnage. Nous avons ensuite développé un modèle optoélectronique basé sur la caractéristique courant-tension et le modèle empirique de dérive des porteurs de charge de Canali avec une approche quasi statique. Ce modèle nous a permis d'isoler certaines caractéristiques du photoconductor susceptibles d'être la source des harmoniques. Une nouvelle structure de photoconductor a été développée dans l'objectif de pallier à ces imperfections. Les résultats expérimentaux montrent une symétrisation de la caractéristique courant-tension et une réduction de plus de 20 dB des harmoniques d'ordre pair qui y est associée. Une réduction notable de la capacité est également réalisée ce qui augmente la fréquence de coupure du composant.